UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Dipartimento di Fisica

STUDIO DEL MESONE D_s^+ NELL'ESPERIMENTO DI FOTOPRODUZIONE E831 AL FERMILAB: ANALISI AD AMPIEZZE COERENTI DEL DECADIMENTO $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$

Coordinatore: Prof. Antonino Pullia
Tutore: Dott. Luigi Moroni

Tesi di dottorato di:
Paolo Dini
Ciclo XII

1998-1999

Indice

Elenco delle figure

Elenco delle tabelle

Introduzione

È ormai passato un quarto di secolo dalla "rivoluzione di Novembre" del 1974, anno della scoperta del quark *charm* e della nascita della fisica degli "Heavy Flavours", e tuttavia la fisica del *charm* è ancora oggetto di studio. Dalla scoperta del *charm* fino ad oggi la fisica delle alte energie, sia sperimentale che teorica, ha compiuto un progresso notevole verso la comprensione delle leggi fondamentali della natura. Il Modello Standard, sviluppato in questi anni, ci offre un quadro teorico predittivo che ha ottenuto diverse conferme sperimentali (dalla scoperta dei bosoni vettori intermedi W e Z_0, ai quark b e t) e che ci consente di calcolare le ampiezze e le sezioni d'urto di gran parte dei processi fisici. La capacità della teoria di descrivere i processi forti è tuttavia limitata dalla notevole complessità della QCD, che ci permette di calcolare solo i processi che possono essere trattati in termini perturbativi. Da questo punto di vista lo studio del *charm*, che si pone a confine tra regime perturbativo e regime non-perturbativo, può fornire informazioni importanti per lo sviluppo dei modelli teorici. Esistono poi diversi aspetti della fisica del *charm* che sono tuttora di grande interesse, basti pensare alla gerarchia delle vite medie delle particelle con *charm* o al meccanismo di soppressione secondo Cabibbo, in cui il *charm* rappresenta un'ambito di studio privilegiato.
L'esperimento E831-FOCUS è stato ideato e realizzato proprio per condurre uno studio esaustivo sui meccanismi di produzione e decadimento del *charm* e, a questo scopo, ha collezionato la più alta statistica al mondo di decadimenti del *charm* ($> 1.2 \times 10^6$ eventi). Uno dei problemi tuttora aperto nella fisica del *charm* è quello del ruolo svolto dal diagramma di annichilazione nei decadimenti adronici. Questo diagramma, responsabile del processo di decadimento totalmente leptonico dei mesoni D^+ e D_s^+, è teoricamente accessibile anche ai decadimenti adronici e potrebbe contribuire a spiegare le differenze misurate tra le vite medie dei mesoni *charmati*. Il meccanismo di annichilazione prevede che i quark che formano il mesone originario si annichilino attraverso l'accoppiamento con un bosone W generando i prodotti finali. Questo diagramma risulta soppresso per elicità ed è meno favorito del diagramma a spettatore, che si suppone sia il principale meccanismo di decadimento che interviene nella dinamica dei decadimenti del *charm*. Nel diagramma di annichilazione l'accoppiamento ai vertici risulterà favorito secondo Cabibbo se le coppie di quark coinvolte appartengono allo stesso doppietto.
Questa osservazione ha suggerito l'idea di studiare la dinamica del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ perchè è il miglior candidato a procedere attraverso il meccanismo di annichilazione, essendo favorito secondo Cabibbo ai due vertici del diagramma.
È da sottolineare come lo studio dei processi che intervengono nella dinamica di un decadimento a tre corpi di un mesone *charmato* rivesta una notevole importanza

per la comprensione della fisica del *charm* al di là della presenza o meno del diagramma di annichilazione. Infatti gli stati finali di questi decadimenti sono prodotti essenzialmente attraverso canali risonanti invece di essere generati direttamente dal decadimento, e questo è un altro motivo di interesse che giustifica lo studio della loro dinamica. Lo scopo di questa tesi è lo studio dei meccanismi che intervengono nella dinamica del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ attraverso l'analisi ad ampiezze coerenti del Dalitz Plot ottenuto con i dati raccolti da E831. Questo tipo di analisi consente di avere una visione completa della dinamica che interviene nel decadimento permettendo di misurare sia le ampiezze coinvolte che le fasi tra le ampiezze, e quindi i fenomeni di interferenza che possono intervenire tra i diversi meccanismi di decadimento.

Capitolo 1

Il decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$

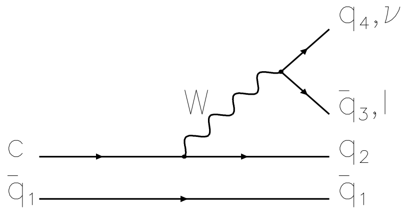
1.1 I decadimenti dei mesoni con charm.

I meccanismi di decadimento.

I mesoni D sono le particelle con quark *charm* più leggere: gli stati finali dei loro decadimenti dovranno essere composti necessariamente da particelle non-*charmate*. Questo comporta una variazione del numero quantico di sapore; dato che quest'ultimo è conservato sia nei processi elettromagnetici che in quelli forti, il decadimento di mesoni D potrà avvenire solo attraverso l'interazione debole.
I meccanismi di decadimento che intervengono all'ordine perturbativo più basso sono tre: il processo a *spettatore*, quello di *annichilazione* e quello di *scambio*.

Spettatore: In questo meccanismo il quark leggero che forma il mesone assieme al quark *charm* non partecipa al decadimento e contribuisce direttamente alla formazione degli stati finali, assumendo quindi un ruolo di spettatore rispetto al processo debole.
I diagrammi relativi a questo meccanismo sono due: *spettatore esterno* e *spettatore interno*. In quest'ultimo diagramma la coppia $q\bar{q}$ emessa dal bosone W deve sottostare ad un vincolo di *colore*, imposto dalla presenza degli altri due quark, che comporta un fattore di soppressione pari a $(\frac{1}{N.Colori})^2 = \frac{1}{9}$.
L'ampiezza di decadimento dovuta al processo a *spettatore* può essere calcolata attraverso l'ampiezza del decadimento del muone ($\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$) nell'ipotesi in cui la massa del *charm* sia molto maggiore della massa del quark leggero. Se sostituiamo alla massa del muone quella del *charm* nell'espressione dell'ampiezza di decadimento del muone, otteniamo l'ampiezza per il processo a *spettatore*:

$$\Gamma_{spect} = \frac{G_F^2 m_c^5}{192\pi^3}|V_{cq}|^2\phi$$



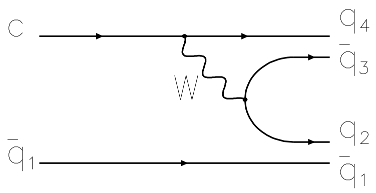


Figura 1.1: Diagramma a spettatore *esterno (sopra) e interno (sotto).*

dove m_c è la massa del *charm*, V_{cq} è l'elemento della matrice CKM relativo alla corrente cq e ϕ contiene i fattori di forma e spazio delle fasi relativi all'accoppiamento tra il bosone W emesso e le particelle prodotte. Nel caso dello *spettatore esterno* queste ultime possono essere sia quark leggeri (decadimento adronico) che leptoni (decadimento semileptonico), mentre lo *spettatore interno* può produrre solo quark leggeri a causa del vincolo di colore .
L'ampiezza del processo a spettatore è quindi proporzionale alla massa del quark pesante elevato alla quinta potenza: essendo m_c nell'ordine del GeV questo processo è dominante nel decadimento del *charm*.

Annichilazione: è l'unico meccanismo accessibile ai decadimenti *puramente leptonici* dove la coppia di quark $c\bar{q}$ si annichila per produrre, attraverso un bosone W, una coppia di leptoni $l\bar{\nu}_l$. Dal fatto che il bosone W è dotato di carica e che quest'ultima deve essere conservata, ne consegue che il diagramma di annichilazione può essere presente solo nei decadimenti di mesoni carichi.
Il diagramma di annichilazione risulta *soppresso per elicità*; quest'ultima è definita come la proiezione dello spin $\vec{\sigma}$ lungo la direzione del momento $\vec{P}$ della particella:

$$H = \frac{\vec{\sigma}\vec{P}}{|\vec{P}|}$$

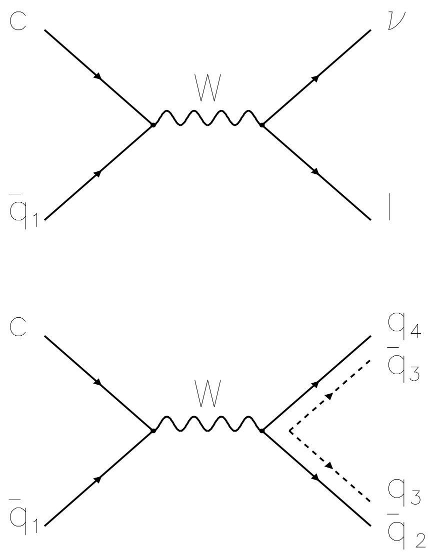


Figura 1.2: Diagramma ad annichilazione *per decadimenti leptonici (sopra) e adronici (sotto).*

Si definiscono particelle destrogire ($H = +1$) e levogire ($H = -1$) a seconda che il vettore di spin risulti avere proiezione parallela o antiparallela al moto.
Occorre notare come la conservazione dell'elicità sia una richiesta vincolante solo nel caso in cui la particella abbia massa praticamente nulla, come nel caso del neutrino, che è levogiro, o dell'antineutino, che è destrogiro. Tuttavia, nel limite relativistico, le masse delle particella diventano trascurabili e sotto questa condizione l'elicità diventa responsabile della soppressione di quei decadimenti che la vìolino.
Un esempio evidente di come funzioni la soppressione per elicità è dato dal rapporto

$$\frac{\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu}{\pi^+ \to e^+ \nu_e} = 10^{-4}$$

dove il decadimento del pione attraverso il muone risulta meno soppresso rispetto al decadimento attraverso l'elettrone di un fattore che è proporzionale a $\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2$.
Nel caso dei decadimenti puramente leptonici, l'ampiezza di decadimento risulta essere:

$$\Gamma(D \to l\bar{\nu}_l) = \frac{G_F^2}{8\pi}|V_{cq}|^2 f_D^2 m_D m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_D^2}\right)$$

dove f_D è la costante di decadimento pseudoscalare del mesone D che fattorizza il vertice adronico. È da notare come la dipendenza dell'ampiezza da m_l^2 esprima la soppressione per elicità del decadimento, infatti al tendere di m_l a zero anche l'ampiezza tenderà a zero. Per i decadimenti adronici l'ampiezza risulta essere:

$$\Gamma_{annih} = \frac{G_F^2 m_c^2}{3\pi} |V_{cq} V'|^2 |\psi(0)|^2$$

dove la funzione $\psi(0)$ rappresenta la probabilità che le funzioni d'onda dei due quark c e $\bar{q}$ che costituiscono il mesone D si sovrappongano in un punto dello spazio-tempo.

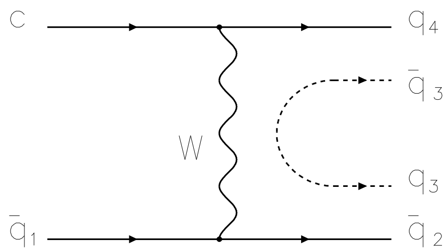


Figura 1.3: Diagramma a scambio.

Scambio: Il processo di scambio può intervenire solo nei decadimenti del mesoni neutri a causa della conservazione della carica ai due vertici del diagramma. L'ampiezza calcolata per questo diagramma risulta essere:

$$\Gamma_{exch} \simeq \frac{{G_F}^2 m_c^2}{\pi} |V V'|^2 |\psi(0)|^2$$

dove V e V' sono gli elementi della matrice CKM relativi ai vertici dell'interazione.

I decadimenti dei mesoni *charmati* sono classificati in *adronici*, *semileptonici* e *puramente leptonici.*
L'ampiezza totale Γ_{tot} di ciascun mesone è data dalla somma delle ampiezze parziali:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{had} + \Gamma_{semilep} + \Gamma_{lep}$$

Il contributo dominante all'ampiezza totale è dato dai decadimenti adronici, mentre Γ_{lep} è trascurabile. Infatti i decadimenti leptonici possono procedere solo attraverso il diagramma ad annichilazione, meno favorito rispetto al diagramma a spettatore di un fattore $\sim \frac{1}{m_c^3}$ e soppresso per elicità.

1.2 Le vite medie dei mesoni charmati.

Come abbiamo visto il decadimento del *charm* risulta essere dominato dal meccanismo a spettatore in cui il quark pesante decade come una particella "libera" e si trascurano gli effetti dovuti al legame con il quark leggero. Ci si aspetta quindi che la vita media di tutte le particelle con *charm*, in assenza di effetti QCD e per un modello naive a spettatore, sia attorno a 0.7 ps.
Questa interpretazione è però contraddetta dai risultati sperimentali che indicano l'esistenza di una forte disparità tra mesoni e barioni *charmati* ($\tau_{D^+} \approx 10\tau_{\Xi_c^0}$) e la presenza di una gerarchia nelle vite medie dei mesoni con *charm*:

$$\tau(D^+) > \tau(D_s^+) \approx \tau(D^0) \approx 0.4\ ps$$

Le ragioni di questa gerarchia debbono essere ricercate nei meccanismi che intervengono nei decadimenti adronici. Questi ultimi sono infatti i processi dominanti nel decadimento dei mesoni *charmati*, essendo il contributo dei decadimenti semileptonici limitato ($\Gamma_{semilep}/\Gamma_{had} \sim 0.2$ per la D^+) e quello dei decadimenti leptonici trascurabile. Inoltre misure recenti [1] hanno stabilito che i decadimenti semileptonici contribuiscono alle ampiezze totali della D^0 e della D^+ in misura uguale:

$$\frac{\Gamma(D^0 \to eX)}{\Gamma(D^+ \to eX)} = 1.03 \pm 0.12$$

per cui, se esiste una differenza tra le vite medie dei mesoni *charmati*, questa può essere spiegata solo attraverso i decadimenti adronici. Una prima spiegazione attribuisce al diagramma di annichilazione e a quello di scambio le ragioni della differenza misurata nelle vite medie dei mesoni. Il diagramma di annichilazione è favorito secondo Cabibbo per la D_s^+ ma non per la D^+, mentre il diagramma di scambio è accessibile solo dal mesone neutro. Il fatto che la D^0 e la D_s^+ abbiano a disposizione più meccanismi di decadimento rispetto alla D^+ giustificherebbe quindi le loro vite medie più brevi.
È da notare che per entrambi i diagrammi le predizioni teoriche richiedono la conoscenza della funzione d'onda del mesone e sono quindi dipendenti dai modelli che la descrivono. Tuttavia si può osservare come la soppressione per elicità e la dipendenza da m_c^2 debbano limitare i contributi di questi diagrammi rispetto a quello a spettatore, mentre la differenza misurata tra le vite medie dei mesoni è grande:

$\tau(D^+)/\tau(D^0) \approx 2.5$.
È stata quindi proposta una spiegazione alternativa (modello BSW) che si basa sull'interferenza tra i diagrammi a spettatore esterno e interno. Nel caso della D^0 e della D_s^+ questi diagrammi portano a stati finali diversi, mentre nel caso della D^+ possono contribuire entrambi allo stesso stato finale (*interferenza di Pauli*). La presenza, per la D^0, di due meccanismi che interferiscono distruttivamente nella dinamica di uno stesso decadimento rendono la sua ampiezza più piccola e quindi la sua vita media più lunga.

1.3 Il modello BSW.

Nel paragrafo precedente abbiamo visto come lo studio dei decadimenti adronici sia fondamentale per la comprensione della gerarchia delle vite medie dei mesoni *charmati*. Nella descrizione teorica dei decadimenti adronici occorre tenere in considerazione gli effetti di QCD dovuti allo scambio di gluoni tra i quark. Se consideriamo i decadimenti dei mesoni *charmati* e trascuriamo le interazioni soppresse secondo Cabibbo, è possibile scrivere una Hamiltoniana efficace nella forma:

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud}^* \{c_1(\mu)(\bar{u}d)(\bar{s}c) + c_2(\mu)(\bar{s}d)(\bar{u}c)\ \}$$

dove con $(\bar{q}q^{'})$ si intende la corrente debole $\bar{q}\gamma^\mu(1-\gamma^5)q'$ e $c_1(\mu)$ e $c_2(\mu)$ sono coefficienti dipendenti dalla scala delle masse.
I due termini dell'Hamiltoniana corrispondono ai diagrammi in Fig.1.4 e sono scritti in funzione del flusso di *colore*. Nel primo diagramma non intervengono effetti di QCD ed il flusso di *colore* coincide con il flusso di *carica* attraverso la mediazione del bosone W. Nel secondo diagramma l'interazione forte mediata dal gluone cambia il flusso di colore in maniera tale da accoppiare il quark c al quark u ed il quak s al quark d.

Lo scambio del gluone e del bosone W è rappresentato nell'Hamiltoniana come un prodotto di correnti neutre efficaci che cambiano il numero quantico di *sapore* ($c \to u$, $s \to d$). In questa rappresentazione il primo termine dell'Hamiltoniana tiene conto delle sole interazioni deboli "pure", il secondo delle sole correzioni QCD. Il modello di Bauer, Stech e Wirbel (BSW) [2] si basa su una Hamiltoniana efficace di questo tipo in cui si restringe il campo di interpretazione ai soli decadimenti adronici a due corpi. In questo caso i mesoni finali vengono generati direttamente dai quark delle correnti, consentendo un'ulteriore semplificazione del modello. Le correnti sono infatti proporzionali ai campi degli adroni finali se trascuriamo ogni tipo di interazione degli stati iniziali e finali. In questo contesto i vertici dell'interazione possono essere considerati indipendenti e sono quindi fattorizzabili. L'Hamiltoniana

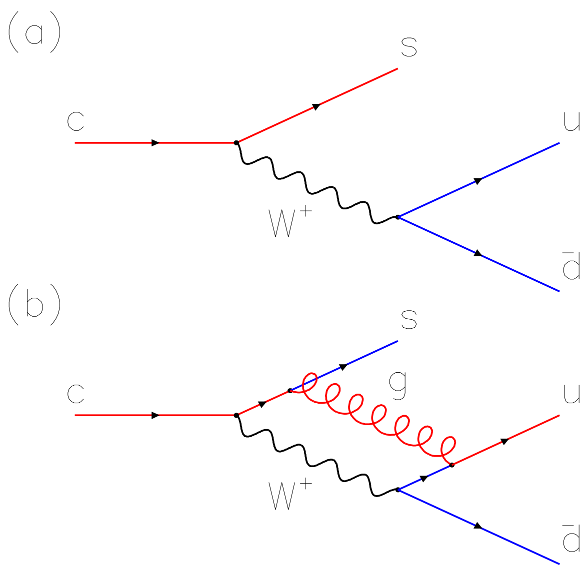


Figura 1.4: Flussi di colore per la Hamiltoniana effettiva.

del modello BSW (nel caso dei decadimenti dei mesoni *charmati*) può essere scritta in questa forma:

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud}^* \{ a_1 (\bar{u}d)_h (\bar{s}c)_h + a_2 (\bar{s}d)_h (\bar{u}c)_h \}$$

dove a_1 e a_2 sono parametri del modello (indipendenti dalle scale delle masse) e possono essere misurati sperimentalmente.
Tutto quello che occorre per valutare i decadimenti adronici a due corpi sono le costanti dei mesoni e gli elementi di matrice delle correnti. Ad esempio nel caso del decadimento $D^0 \to K^- \pi^+$ l'ampiezza si può scrivere come

$$\mathcal{A} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud}^* a_1 < \pi^+ | (\bar{u}d)_h | 0 >< K^- | (\bar{s}c)_h | D^0 >$$

Il primo elemento di matrice è l'ampiezza di probabilità relativa alla creazione di un pione dal vuoto ed è proporzionale a $(-if_\pi) P_\mu^\pi$, dove f_π è la costante pseudoscalare del pione e P_μ^π è il suo quadrimomento. Il secondo elemento di matrice fattorizza l'accoppiamento tra la D^0 e il kaone e può essere estratto dalla misura dei decadimenti semileptonici che contengono lo stesso tipo di accoppiamento. L'unico parametro non noto nell'espressione dell'ampiezza è il parametro a_1, che può essere misurato sperimentalmente. I decadimenti della D^0 e della D^+ forniscono le seguenti stime dei parametri del modello [3]:

$$a_1 = 1.2 \pm 0.1 \qquad\qquad a_2 = -0.5 \pm 0.1$$

Nel modello BSW sono definite tre classi di decadimenti:

- Classe I : decadimenti determinati solo da a_1 (Fig.1.5).
- Classe II : decadimenti determinati solo da a_2 (Fig.1.6).
- Classe III: decadimenti determinati da entrambi i parametri (Fig.1.7).

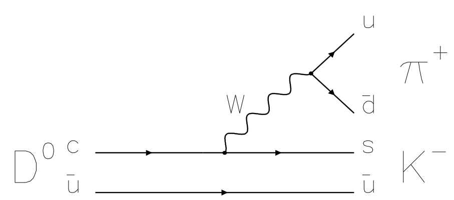


Figura 1.5: Modello BSW: classe I (spettatore esterno).

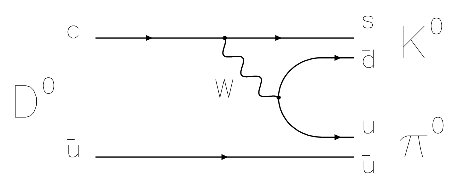


Figura 1.6: Modello BSW: classe II (spettatore interno, soppresso per colore).

Dal fatto che a_1 e a_2 hanno segno opposto se ne può dedurre che i decadimenti che appartengono alla terza classe avranno un valore della Γ minore per effetto dell'interferenza tra diagramma a spettatore interno ed esterno: questo meccanismo giustificherebbe la differenza tra la vita media della D^+ e quella degli altri mesoni.

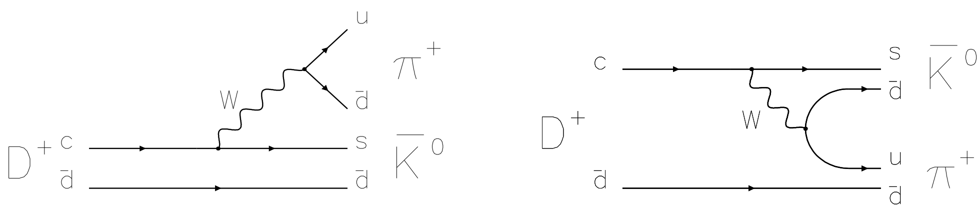


Figura 1.7: Modello BSW: classe III. (spettatore interno ed esterno)

Un limite del modello BSW è il suo campo di applicazione, limitato ai soli decadimenti adronici a due corpi. Come vedremo più avanti (§5.2) un metodo che consente di estendere i test sul modello BSW ai decadimenti a più corpi è proprio l'analisi Dalitz.

1.4 Il decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$

Qualunque sia il ruolo svolto dal diagramma di annichilazione nel problema delle vite medie dei mesoni, resta il fatto che questo meccanismo è teoricamente accessibile ai decadimenti adronici ma che non è mai stato osservato con certezza. Lo studio del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ può gettare luce sul ruolo svolto da questo diagramma nei decadimenti adronici. Questo decadimento è infatti favorito secondo Cabibbo e non può procedere attraverso un diagramma a spettatore semplice: è perciò il miglior candidato a procedere attraverso il diagramma di annichilazione. Il fatto che la frazione di decadimento (*Branching Ratio*) sia relativamente grande (attorno al $1.4\% \pm 0.4$) mentre il diagramma annichilazione risulti essere soppresso suggerisce la possibilità che ci siano altri meccanismi che intervengono nella sua dinamica.
La validità di questa ipotesi è stata confermata sia dall'analisi di E691[4] (ad ampiezze incoerenti) del Dalitz Plot che dalla più recente analisi di E687 (ad ampiezze coerenti). Queste analisi hanno rivelato come il decadimento della D_s^+ in tre pioni sia fortemente dominato dal processo:

$$D_s^+ \longrightarrow \pi^+ f^0$$
$$\quad\quad\quad\quad\; \hookrightarrow \pi^+\pi^-$$

Il diagramma relativo a questo processo è illustrato in Fig. 1.4, dove lo stato finale in tre pioni viene raggiunto attraverso la produzione di una risonanza R capace di

accoppiarsi sia con gli stati $s\bar{s}$ che con lo stato finale formato da soli pioni. Se si considerano le risonanze con queste caratteristiche si trovano solo due candidati con frazioni di decadimento negli stati $K\bar{K}$ e $\pi\pi$ ben determinate: $f_0(980)$ ($\sim$ 78% in $\pi\pi$ e $\sim$ 22% in $K\bar{K}$) ed $f_2(1270)$ ($\sim$ 85% in $\pi\pi$ e solo $\sim$ 5% in $K\bar{K}$). Appare quindi ragionevole che il decadimento della D_s^+ in tre pioni proceda essenzialmente attraverso la produzione ed il decadimento della $f_0(980)$, perchquestùltima risonanza si accoppia in maniera significativa sia allo stato $\pi\pi$ che a quello $K\bar{K}$.
Il vantaggio che presenta il meccanismo di decadimento attraverso una risonanza rispetto a quello di annichilazione è che questo non risulta soppresso per *elicità* ed è proporzionale a m_c^5, come il diagramma a spettatore semplice. Oltre al diagramma ad annichilazione mostrato in Fig. 1.8, possono intervenire altri due diagrammi ad annichilazione in cui i quark $u\bar{u}$ oppure $d\bar{d}$ prodotti dal decadimento si accoppiano ad una risonanza ρ per produrre lo stato finale in tre pioni (Fig. 1.4). Questi due diagrammi, secondo Anselmino, Bediaga e Predazzi [5], si dovrebbero cancellare perchè $u\bar{u}$ e $d\bar{d}$ si accoppiano con fasi opposte allo stato ρ, essendo $\rho = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$. Tuttavia, secondo Lipkin [6], questo fattore di fase differente nei due contributi alla ρ può essere compensato dal fatto che ρ e π compaiono scambiati nei due diagrammi e che, per la conservazione del momento angolare totale, il sistema $\rho - \pi$ deve essere in onda P in maniera da compensare lo spin della risonanza. Da questi argomenti Lipkin conclude che i due diagrammi interferiscono costruttivamente. Lo studio della dinamica del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ è quindi importante perchè può fornire indicazioni utili alla teoria non solo sulla presenza del meccanismo di annichilazione, ma anche sulla forma diagrammatica (risonante, non risonante) con cui si manifesta all'interno del decadimento.

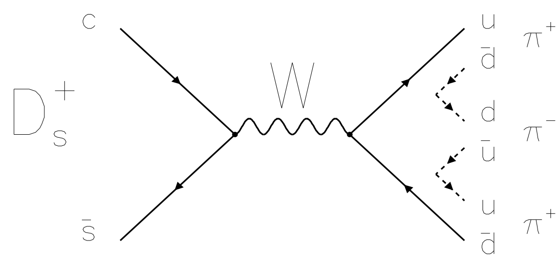


Figura 1.8: Diagramma di annichilazione per il decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$.

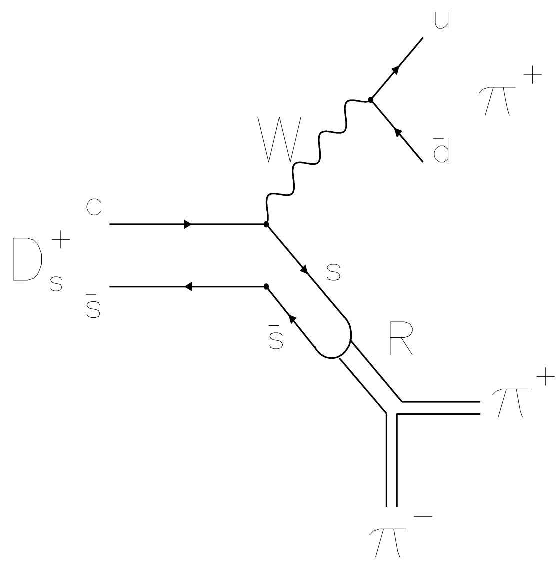


Figura 1.9: Contributo al decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ tramite una risonanza. Il diagramma è simile a quello a spettatore *in cui gli stati finali $s\bar{s}$ si accoppiano con una risonanza R.*

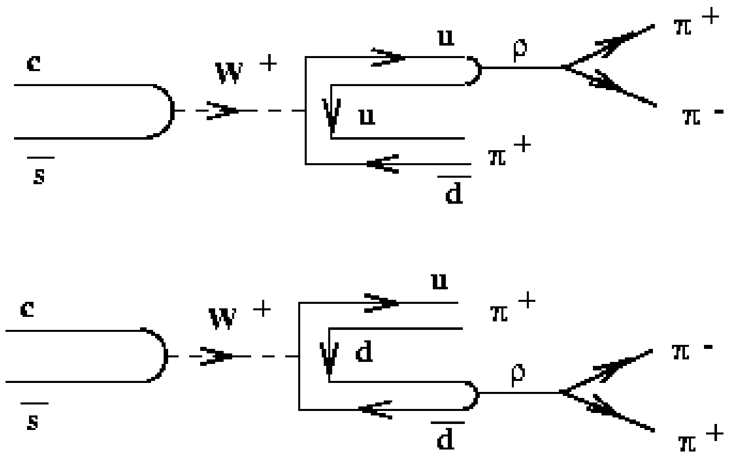


Figura 1.10: I due diagrammi di annichilazione che procedono attraverso una risonanza ρ

Capitolo 2

Fotoproduzione del quark charm

2.1 Fotoproduzione e Adroproduzione

I meccanismi di produzione del quark *charm* utilizzati negli esperimenti a targhetta fissa sono due: l'adroproduzione e la fotoproduzione. Nel primo caso si utilizzano fasci di pioni o di protoni per produrre coppie di quark *charm* (Fig 2.1) attraverso l'emissione di gluoni o di fermioni virtuali. Nel secondo caso si utilizzano un fascio di fotoni (Fig. 2.4) che, accoppiandosi con i gluoni emessi dai nuclei della targhetta, possono generare coppie $c-\bar{c}$. La fotoproduzione presenta il vantaggio di utilizzare il fotone come sonda di interazione. Il fotone, mediatore dell'interazione elettromagnetica, non è dotato di una struttura interna, al contrario degli adroni utilizzati nell'adroproduzione. Questi ultimi sono infatti formati da quark che, interagendo con il

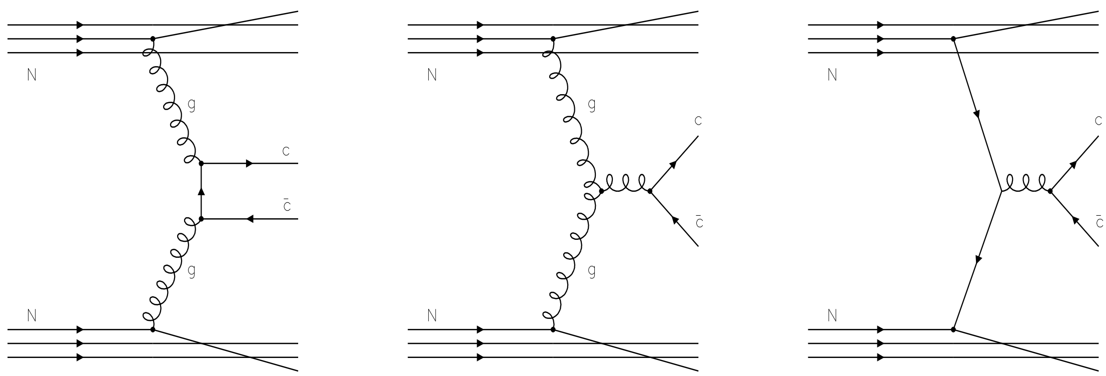


Figura 2.1: Diagrammi che contribuiscono al processo di adroproduzione.

bersaglio, possono adronizzarsi e dare vita ad eventi di difficile interpretazione. Per questo motivo la fotoproduzione, pur presentando una sezione d'urto minore rispetto all'adroproduzione, è più favorevole dal punto di vista del rapporto tra gli eventi di *charm* prodotti ed il totale degli eventi adronici di circa un fattore 10 rispetto all'adroproduzione. Questo vuol dire che, a parità di eventi di *charm* prodotti, un esperimento di fotoproduzione raccoglierà meno eventi di fondo (=eventi adronici non di *charm*) rispetto ad uno che utilizzi l'adroproduzione. Vale infatti la relazione:

$$\left(\frac{\sigma(c\bar{c})}{\sigma_{tot.\ adron.}}\right)_{fotoproduzione} \sim 10\left(\frac{\sigma(c\bar{c})}{\sigma_{tot.}}\right)_{adroproduzione} \tag{2.1}$$

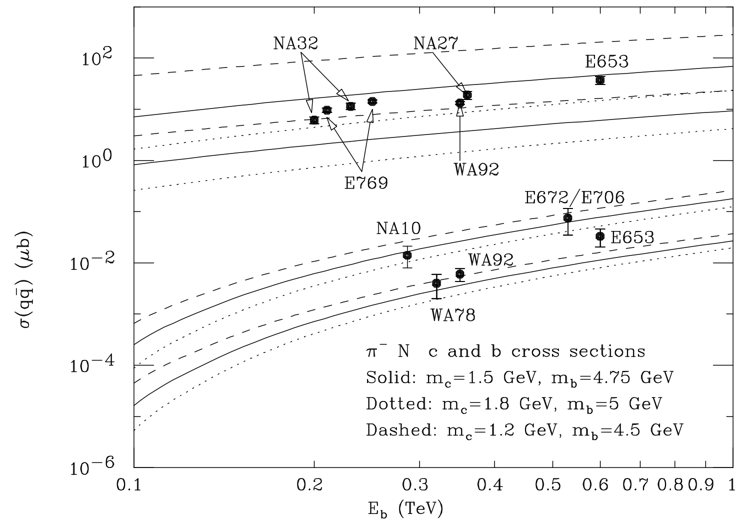


Figura 2.2: Sezioni d'urto per la produzione del quark b e c nelle collisioni $\pi^- N$ confrontate con i risultati sperimentali.

Occorre tenere presente che il processo di fotoproduzione degli adroni è dominato dalla produzione di coppie Bethe-Heitler, e che solo una piccola frazione dei fotoni che interagiscono con la materia (dell'ordine dello 0.5%) producono adroni. Tuttavia, come vedremo nel capitolo dedicato all'apparato sperimentale, la differente topologia della produzione di coppie unita a opportuni criteri di selezione nella logica di acquisizione dati permette la reiezione degli eventi elettromagnetici con un'ottima efficienza.

2.2 Photon-Gluon Fusion (PGF)

La fotoproduzione del quark *charm* è descritta dal meccanismo della Photon-Gluon Fusion (PGF) [7], illustrato all'ordine più basso dai diagrammi in Fig. 2.5. Il processo è analogo alla produzione di coppie $\gamma N \Rightarrow e^+e^-N$ in QED, dove un fotone interagisce con secondo fotone (virtuale) proveniente dal nucleo per formare una

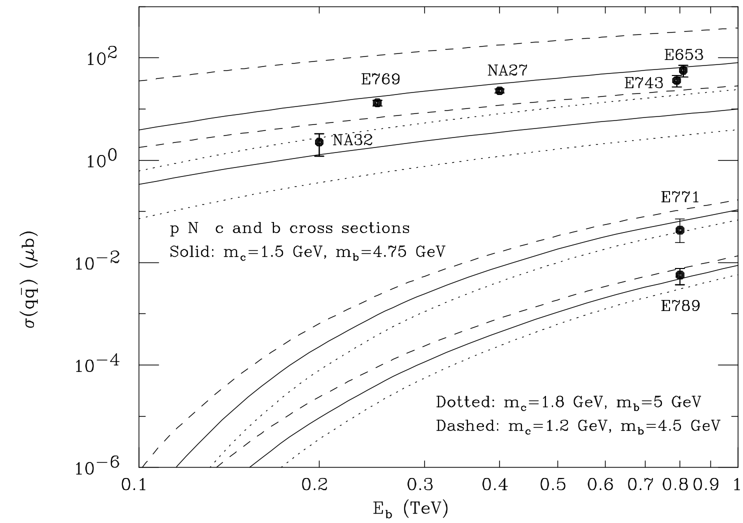


Figura 2.3: Sezioni d'urto per la produzione del quark b e c nelle collisioni pN confrontate con i risultati sperimentali.

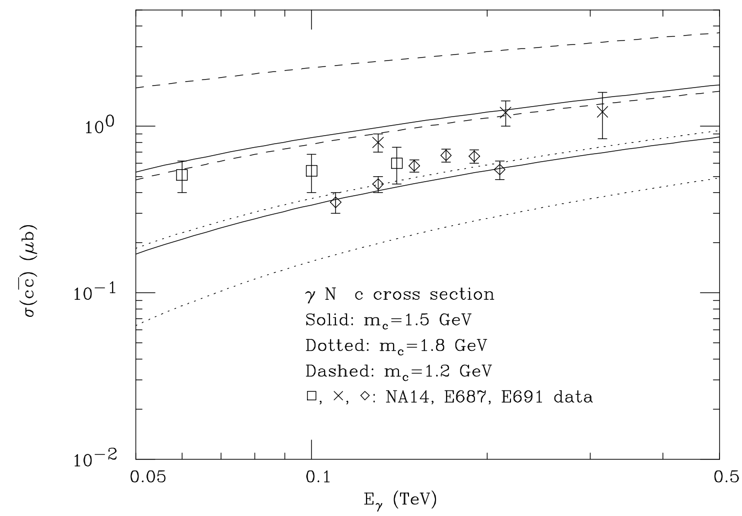


Figura 2.4: Sezioni d'urto per la produzione del quark b e c nelle collisioni γN confrontate con i risultati sperimentali.

coppia di elettroni. Il meccanismo della Photon-Gluon Fusion si ottiene sostituendo il fotone virtuale con un gluone e la coppia di elettroni con una coppia di quark-antiquark pesanti.
In questo modello si presume che i quark pesanti formino stati finali adronici (mesoni e barioni charmati) legandosi con quark leggeri estratti dal mare fermionico (processo di adronizzazione). Si assume inoltre che il "colore" in eccesso portato dal

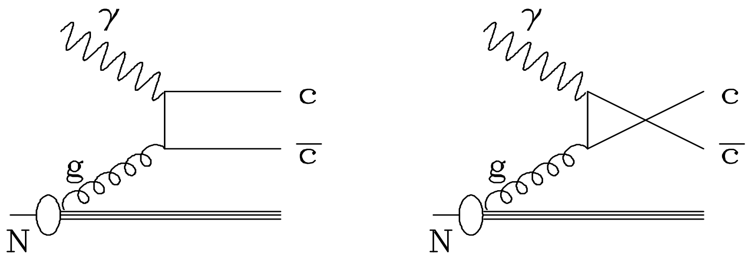


Figura 2.5: I contributi al processo PGF all'ordine più basso.

gluone venga in qualche modo eliminato durante il processo di adronizzazione, tutto questo senza che i quark cambino in modo significativo la loro direzione originaria.

2.3 La sezione d'urto

L'analogia con il processo di fotoproduzione di coppie e^+e^- ci consente di sfruttare i calcoli di QED anche per il meccanismo della Photon-Gluon Fusion. La sezione d'urto per il processo elettromagnetico è data da:

$$\sigma_{elm}(M^2) = \frac{4\pi\alpha^2}{M^2}\left\{\left(1+\frac{4m^2}{M^2}-\frac{8m^4}{M^4}\right)\, ln\left[\frac{m^2}{2M^2}\left(1+\sqrt{1-\frac{4m^2}{M^2}}-\frac{2m^2}{M^2}\right)\right]\right.$$
$$\left. -\sqrt{1-\frac{4m^2}{M^2}}\left(1+\frac{4m^2}{M^2}\right)\right\} \tag{2.2}$$

dove M rappresenta la massa dello stato finale ed m è la massa dell'elettrone ($M \geq 2m$). La presenza di due vertici elettromagnetici nei diagrammi si riflette nella (2.2) dove compare la costante di accoppiamento elettromagnetica α al quadrato. Nei diagrammi della PGF un vertice forte sostituisce uno elettromagnetico, questo comporta la sostituzione di α con α_s nella formula, essendo α_s la costante di accoppiamento forte. Possiamo quindi scrivere la seguente relazione:

$$\sigma_{PFG}(M^2) = \left(\frac{16}{9}\frac{\alpha_s}{\alpha}\right)\sigma_{elm}(M^2) \tag{2.3}$$

dove il coefficiente $\frac{16}{9}$ tiene conto del colore e della carica frazionaria attribuita ai quark (per il *charm* pari a $\frac{2}{3}e$). La sezione d'urto totale si ottiene integrando la (2.3) su tutto lo spettro di momento $g(x_g)$ dei gluoni nel nucleone:

$$\sigma\left(\gamma P \to c\bar{c}\right) = \int_{4m_c^2/\ s}^{1} dx_g g\left(x_g\right) \sigma_{PFG}\left(s x_g\right) \tag{2.4}$$

dove la variabile di integrazione x_g rappresenta la frazione del momento del nucleone trasportata dal gluone incidente ed $s/2$ è l'energia totale al quadrato nel centro di massa del sistema fotone-nucleone. Il limite inferiore di integrazione è dovuto al fatto che l'energia al quadrato nel centro di massa del sistema fotone-gluone ($M^2 = s x_g$) deve eccedere $(2m_c)^2$. La forma della funzione utilizzata $g(x_g)$ è del tipo [8]:

$$g(x_g) = \frac{1}{16}\frac{(n+1)}{x_g}(1-x_g)^n \tag{2.5}$$

con $5 < n < 10$. Sono state recentemente calcolate le correzioni in $\alpha_{elm}\alpha_s^2$ [9], che includono diagrammi in cui compaiono quark o gluoni aggiuntivi negli stati finali (Fig. 2.6). Queste previsioni teoriche sembrano essere ragionevolmente in accordo con i dati in un ampio spettro di valori cinematici che vanno da quelli coperti dagli esperimenti di fotoproduzione a bersaglio fisso fino ai recenti dati di HERA [1] (Fig. 2.7).

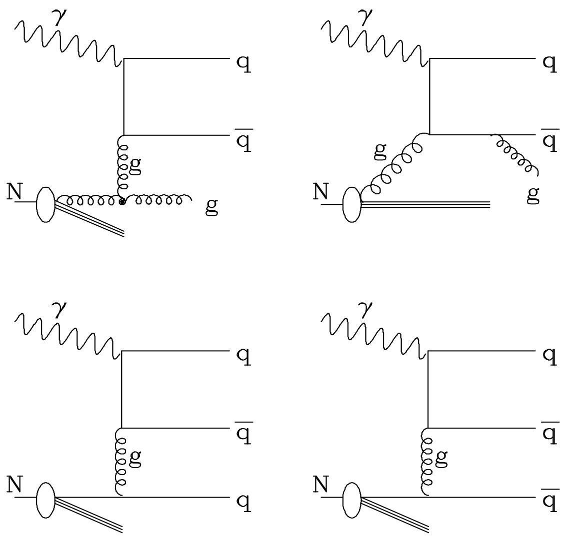


Figura 2.6: Diagrammi di ordine $\alpha_{elm}\alpha_s^2$ che contribuiscono alla PGF.

Un vantaggio del meccanismo PGF è la sua indipendenza dai modelli di adronizzazione dei quark. Questi ultimi, sebbene basati su considerazioni teoriche derivanti dalla QCD, parametrizzano molti fenomeni non perturbativi sfruttando i risultati sperimentali. Tuttavia, se i processi di adronizzazione non entrano direttamente nelle previsioni teoriche, sono però fondamentali per misurare sperimentalmente la

[1] Nella regione $Q^2 < 4\ GeV$ Hera è un esperimento di fotoproduzione virtuale, in cui il fotone scambiato tra l'elettrone ed il protone può essere considerato quasi reale.

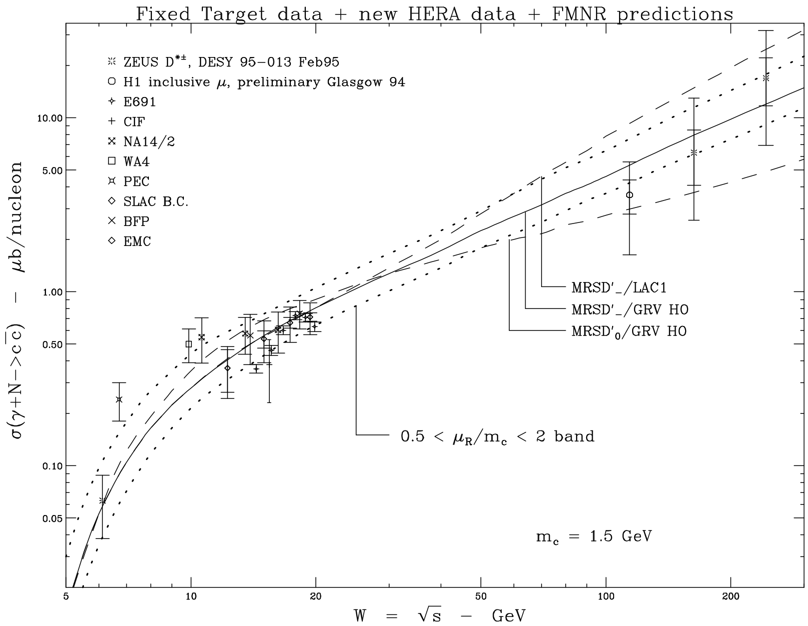


Figura 2.7: Sezione d'urto misurata del processo di fotoproduzione del quark charm *comparata con le predizioni teoriche al variare della scala di rinormalizzazione e per differenti parametrizzazioni di $g(x_g)$.*

sezione d'urto $c\bar{c}$. I dati sperimentali sono infatti soggetti ad un'efficienza di ricostruzione che dipende dalla scelta del modello di adronizzazione adottato nelle simulazioni, in quanto quest'ultimo determinerà quali frazioni della sezione d'urto totale si adronizzeranno in stati finali ricostruibili dall'esperimento.

2.4 Distribuzione angolare della sezione d'urto

La validità del modello PGF applicato alla fotoproduzione di *charm* può essere valutata attraverso lo studio della distribuzione angolare delle coppie di particelle con *charm*. La direzione di queste ultime, secondo una delle assunzioni del modello, non dovrebbe essere molto differente da quella dei quark nel sistema gluone-fotone. A sua volta la distribuzione angolare delle coppie $c\bar{c}$ dovrebbe essere simile a quella delle coppie e^+e^- prevista dalla QED:

$$\frac{d\sigma_{PGF}}{d\cos\theta} \sim \frac{d\sigma_{elm}}{d\cos\theta} \tag{2.6}$$

dove la distribuzione angolare della sezione d'urto per il processo elettromagnetico è data da:

$$\frac{d\sigma_{elm}}{d\cos\theta} = \frac{4\pi\alpha^2}{s}\frac{P}{E}\left[\frac{E^2+P^2\cos^2\theta}{m^2+P^2\sin^2\theta} + \frac{2m^2}{m^2+P^2\sin^2\theta} - \frac{2m^4}{(m^2+P^2\sin^2\theta)^2}\right] \tag{2.7}$$

$$= \frac{4\pi\alpha^2}{M^2}\beta\left[\frac{1-\beta^4\cos^4\theta+8\beta^2\frac{m^2}{M^2}\sin^2\theta}{(1-\beta^2\cos^2\theta)^2}\right]$$

dove con $E = \frac{s}{2}$ è indicata l'energia totale nel sistema fotone-fotone, con $M = \sqrt{s}$ la massa dello stato finale, m la massa dell'elettrone, P il modulo del suo momento e θ è l'angolo formato dalla direzione dei fotoni e quella degli elettroni. La distribuzione angolare delle coppie di particelle dipende da s, in particolare se $\frac{4m_c^2}{M^2} \ll 1$ la distribuzione angolare si può approssimare a

$$\frac{d\sigma_{PGF}}{d\cos\theta} \sim \beta\frac{4m_c^2}{M^2}\frac{(1+\beta^2\cos^2\theta)}{(1-\beta^2\cos^2\theta)}. \tag{2.8}$$

2.5 Fenomeni non perturbativi

La costante di accoppiamento forte α_s dipende dal quadrimomento trasferito nel processo (*running coupling costant*) attraverso la relazione:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{2\pi}{b_0\log(Q/\Lambda_{QCD})} \tag{2.9}$$

dove Λ_{QCD} è la scala tipica dell' interazione forte ($\Lambda_{QCD} \sim 200MeV$) e b_0 è una costante dipendente dal numero di quark che si possono assumere privi di massa (3 per il *charm*, 4 per il *bottom* e 5 per il *top*). La QCD perturbativa (PQCD) è valida solo per le scale di momento per cui $\alpha_s(Q^2) \ll 1$. Un quark si dice pesante per definizione se la sua massa è molto più grande di Λ_{QCD} ed è quindi possibile applicare la PQCD per calcolare i processi che lo coinvolgono. Per un quark la cui massa è attorno al GeV, come nel caso del del *charm*, $\alpha_s \sim 0.4$ e si pone quindi in una zona a confine tra regione perturbativa e regione non perturbativa. Ci si aspetta quindi che gli effetti non perturbativi siano importanti nella fotoproduzione del *charm*. Questi possono essere dovuti alla frammentazione, il cui effetto è quello di degradare i momenti delle particelle charmate rispetto a quelli dei quark originari; oppure al gluone incidente, che può trasportare un momento trasverso non nullo. Altri effetti possono essere legati ai gluoni di bassa energia emessi durante il processo di adronizzazione. In Fig. 2.8 è mostrato il confronto tra la distribuzione del momento trasverso P_t^2 nei dati di E687, le previsioni teoriche della Photon-Gluon Fusion fino all'ordine α_s^2 (NLO) e quelle ottenute considerando anche i fenomeni non perturbativi. Questi ultimi sono descritti adottando la parametrizzazione proposta da Peterson per la frammentazione [10] e attribuendo un valore k_t al momento trasverso del gluone. Come si può notare, solo in quest'ultimo caso la simulazione riesce a seguire la distribuzione dei dati ad alti valori di P_t^2, a conferma dell'importanza dei fenomeni non perturbativi nel processo di fotoproduzione delle particelle charmate.

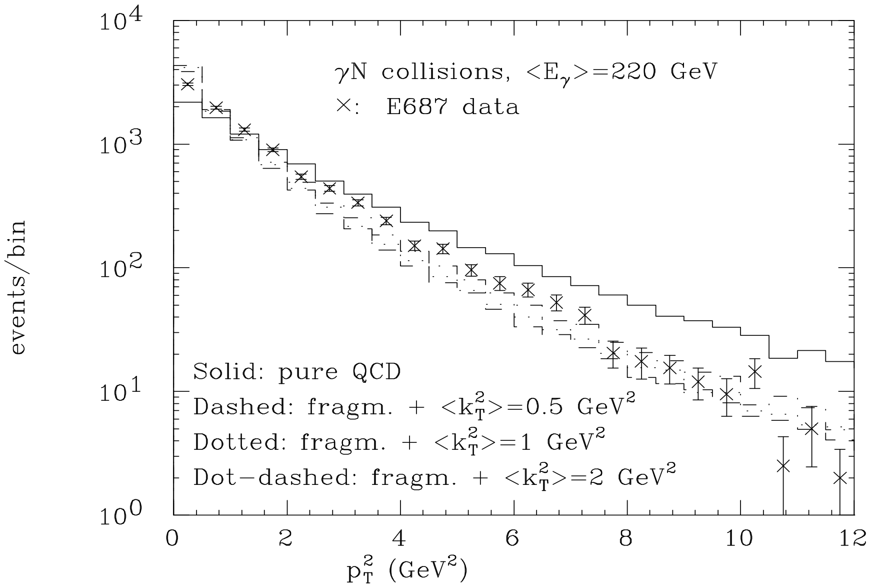


Figura 2.8: La distribuzione del momento trasverso P_t^2 dei dati di E687 confrontata con alcune previsioni teoriche. Con k_t si intende la componente trasversale del momento attribuita al gluone incidente. È da notare come l'introduzione della frammentazione tenda a favorire valori di P_T più bassi, mentre k_t ha l'effetto opposto.

2.6 Fenomeni di correlazione nella fotoproduzione delle coppie $D\bar{D}$

Lo studio dei fenomeni di correlazione nella produzione delle coppie di particelle charmate fornisce ulteriori indicazioni sui fenomeni non perturbativi. Particolarmente utili al riguardo sono la distribuzione di $\Delta\phi$, definita come l'angolo formato dalle proiezioni dei momenti delle coppie su piano trasverso (angolo di acoplanarità), e quella relativa al momento trasverso della coppia $P_T(Q\bar{Q})$. Al primo ordine la coppia di quark pesanti è prodotta nel centro di massa con momento totale nullo, ci si aspetta quindi che $\Delta\phi = \pi$ e che $P_T(Q\bar{Q}) = 0$. Le correzioni al secondo ordine in α_s, come pure gli effetti non perturbativi, possono causare un allargamento di queste distribuzioni [11]. In Fig. 2.9 è riportato il confronto tra i dati di E687 e le previsioni teoriche per ciascuna delle due grandezze [12]. Le previsioni teoriche comprendono le correzioni al secondo ordine in α_s e gli effetti dovuti al momento trasverso k_t del gluone, mentre non comprendono la funzione di frammentazione nel caso di $\Delta\phi$ perchè quest'ultima non dovrebbe avere effetti sulla direzione dei momenti. Per poter studiare gli effetti di correlazione occorre ricostruire entrambi i mesoni D. La ricostruzione completa della coppia di mesoni a partire dai prodotti di decadimento comporterebbe una bassa statistica dovuta sia all'efficienza che alle frazioni di decadimento. Si preferisce quindi un altro metodo, che consiste nello

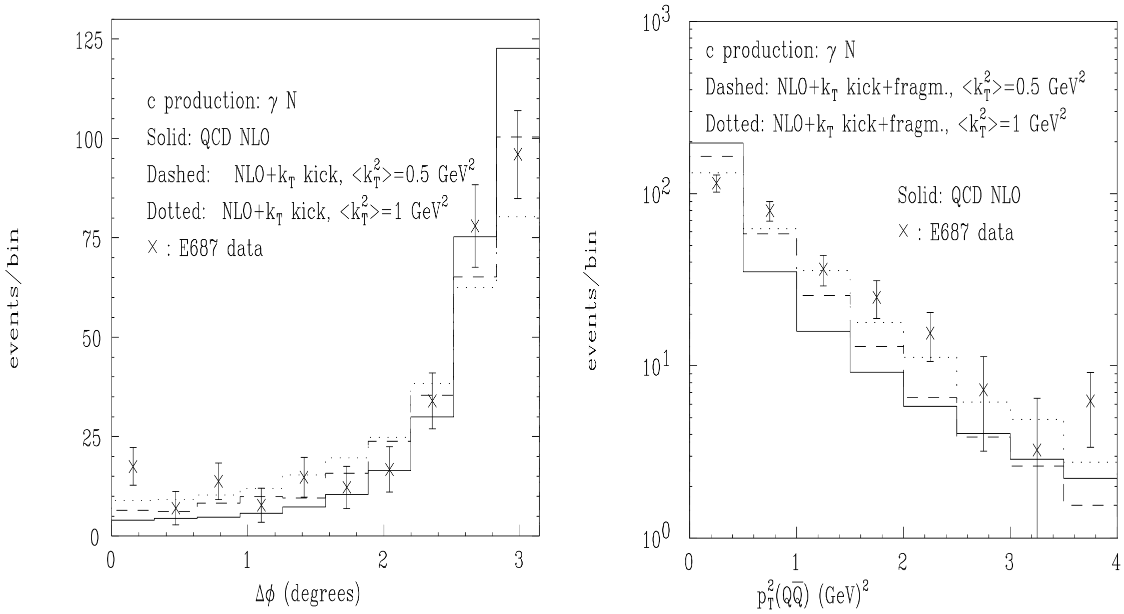


Figura 2.9: La distribuzione dell'angolo di acoplanarità $\Delta\phi$ e la distribuzione del momento trasverso $P_t^2(Q\bar{Q})$ dei dati di E687 confrontata con le previsioni teoriche a differenti valori di $< k^2{}_t >$.

sfruttare la forte segnatura dovuta al pione che accompagna i decadimenti del tipo $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ (D^* *tagging*) e ricostruendo totalmente il mesone di riculo. Il pione così prodotto ha un'energia estremamente ridotta ed il mesone D^0 ha approssimativamente la stessa velocità di laboratorio della D^{*+}. Questo permette di stimare il momento della D^{*+} da quello del pione senza doverla ricostruire a partire dai suoi prodotti di decadimento. Il momento della D^{*+} sarà quindi:

$$P_{D^{*+}} \sim \frac{m_{D^{*+}}}{m_\pi} P_\pi \sim 13.8 P_\pi \tag{2.10}$$

La carica del pione è correlata con quella del mesone di rinculo $\overline{D_r}$, e il suo momento moltiplicato per $m_{D^{*+}}\ m_\pi$ approssimativamente bilancia il momento traverso $P_t(\overline{D_r})$. È quindi utile introdurre la variabile Δ_t^2 definita come:

$$\Delta_t^2 = \left| 13.8\ \vec{P}_t(\pi^+) + \vec{P}_t(\overline{D_r})\ \right|^2 \tag{2.11}$$

Ci si aspetta quindi che i pioni candidati a provenire dal decadimento di una D^{*+} abbiano una distribuzione in Δ_t^2 piccata a zero (Fig. 2.10).

2.7 Asimmetrie nella produzione $c - \bar{c}$

All'ordine più basso della QCD il *charm* e la sua antiparticella sono prodotte in maniera simmetrica durante la fotoproduzione. Un certo grado di asimmetria Può

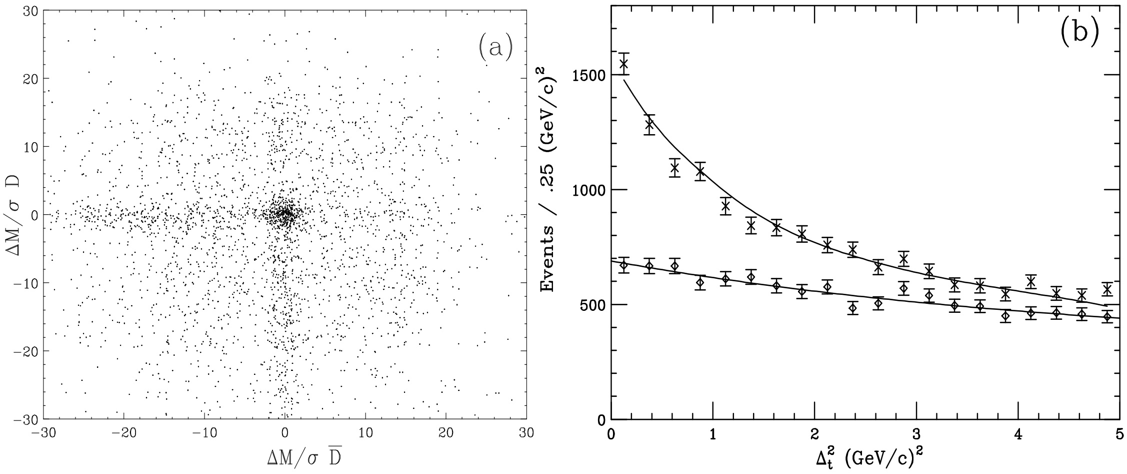


Figura 2.10: (a) Correlazione tra la massa normalizzata della D ricostruita con il metodo del D^* tagging *e la massa normalizzata del mesone di rinculo $\overline{D_r}$. La massa normalizzata è la differenza tra la massa della particella ricostruita e quella nota diviso la risoluzione calcolata evento per evento. L'accumulo di eventi vicino all'origine rappresenta il campione di coppie $D\bar{D}$ ricostruite in E687. (b) Distribuzione dei pioni candidati ad essere prodotti dal decadimento della D^{*+} in funzione della variabile cinematica Δ_t^2 (dati E687). La distribuzione inferiore è ottenuta utilizzando i pioni con il segno opposto a quello che dovrebbero avere se provenissero dal decadimento della D^{*+} ed è utilizzata per valutare il fondo della distribuzione dei pioni candidati. L'eccesso di pioni candidati rispetto al fondo così valutato è una distribuzione piccata a zero.*

essere però prodotto durante il processo di frammentazione. In Fig. 2.11 è illustrato il meccanismo responsabile della asimmetria nella fotoproduzione $c-\bar{c}$ utilizzato dal programma di simulazione JETSET-PYTHIA[13]. Questo meccanismo è basato sul fatto che gli stati fisici finali debbono essere privi di colore e che quest'ultimo deve essere conservato durante tutto il processo di fotoproduzione. L'emissione di un gluone colorato da parte del nucleone richiede che quest'ultimo si riorganizzi in una coppia di quark Q (antitripletta di colore) ed in un quark q (tripletta di colore). È da notare che il momenti attribuiti al di-quark Q e al quark q non sono necessariamente quelli misurati nel *deep-inelastic scattering*. In Fig. 2.12 è mostrato il confronto tra l'asimmetria D^+/D^- misurata in E687 ed i risultati ottenuti da JETSET-PYTHIA con due differenti distribuzioni della frazione di momento attribuite ai quark ed in funzione di diverse grandezze cinematiche. Nella prima simulazione (*default*) la distribuzione utilizzata è simile a quella che ci si aspetterebbe per un quark del

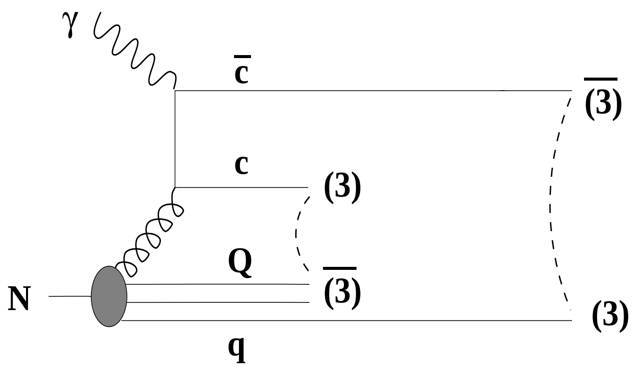


Figura 2.11: Il meccanismo di frammentazione responsabile dell'asimmetria nella fotoproduzione $c - \bar{c}$ utilizzato in JETSET-PYTHIA. I quark sono triplette di colore, gli antiquark sono anti-triplette. Nella PGF il nucleo iniziale, privo di colore, emette un gluone ottetto di colore. Il nucleo finale deve quindi produrre a suo volta un ottetto per compensare il colore trasportato dal gluone. JETSET-PYTHIA risolve il problema della conservazione del colore riorganizzando il nucleo in un di-quark effettivo (Q anti-tripletta di colore) ed in un quark effettivo (q tripletta). L'asimmetria tra gli spettri degli adroni charmati e quelli anticharmati è dovuta al fatto che il quark c si deve rivestire con Q, $\bar{c}$ con il quark q e che q e Q trasportano momenti differenti.

mare. In questo caso PYTHIA attribuisce al di-quark Q quasi tutto il momento del nucleone e tende a sovrastimare l'asimmetria rispetto ai dati. Nella seconda simulazione (CR) la distribuzione è quella prevista dalla *counting rule* e corrisponde ad uno spettro spostato verso momenti più alti. La *counting rule* attribuisce 1/3 del momento del nucleone a q e 2/3 a Q . Quest'ultimo caso è quello che segue meglio l'andamento dei dati.

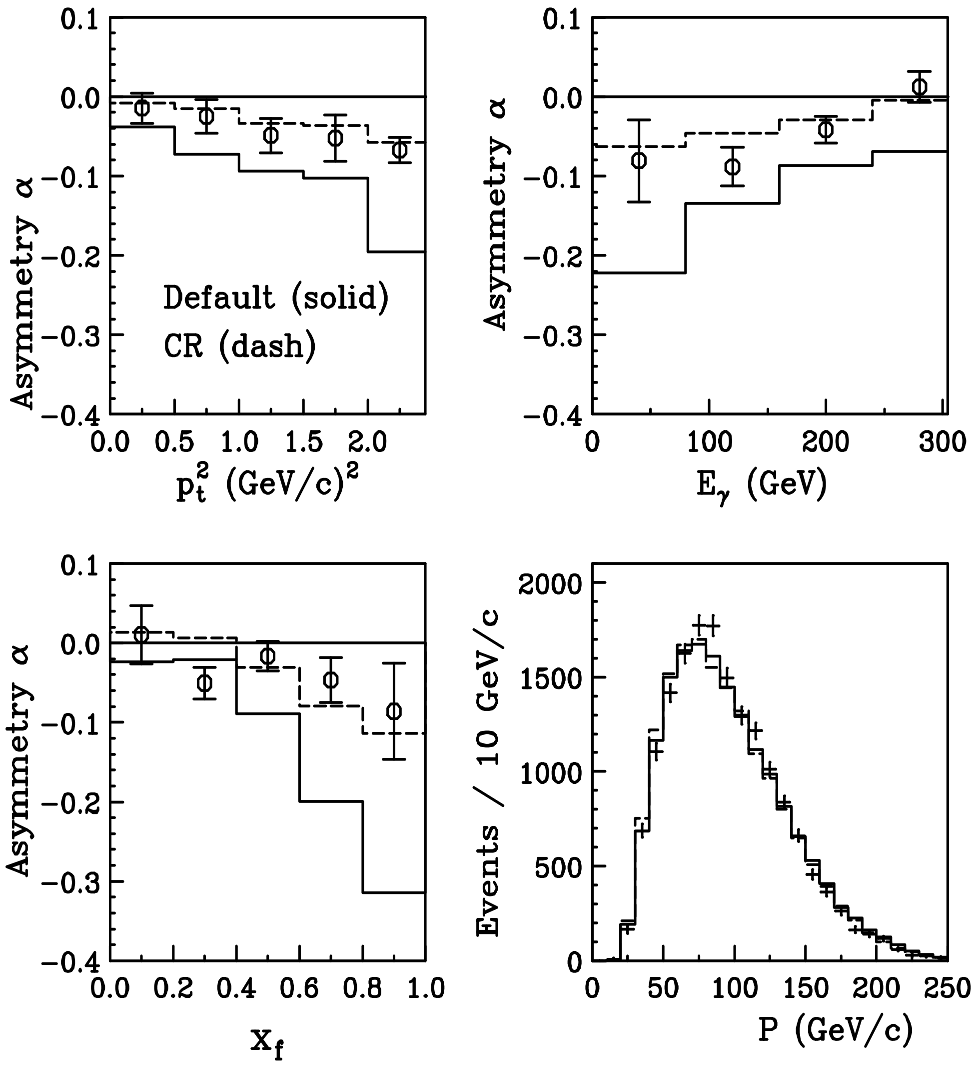


Figura 2.12: L'asimmetria $\alpha = \frac{N(D^+)-N(D^-)}{N(D^+)+N(D^-)}$ *in funzione del momento trasverso dei mesoni* $P_t^2(D^\pm)$*, dell'energia del fotone incidente e di* X_f*. Quest'ultima grandezza fornisce la frazione di momento longitudinale disponibile nel centro di massa diviso il massimo valore che può assumere la stessa quantità. I dati dei E687 sono indicati con le barre di errore. In basso a destra sono riportati gli spettri del momento dei mesoni misurati nel sistema di laboratorio per i due modelli di frammentazione presi in esame. Contrariamente all'asimmetria, quest'ultima grandezza risulta insensibile alla scelta della distribuzione dei momenti dei quark effettivi*

Capitolo 3

Apparato sperimentale

3.1 Introduzione

E831-FOCUS è un esperimento di fotoproduzione che utilizza un fascio di fotoni ad ampio spettro di energia (*wide band*) per poter generare e collezionare un'alta statistica di particelle *charmate*. Il fascio di fotoni viene prodotto nella *wide band area*, situata al termine di una delle linee di estrazione del fascio di protoni generato dal Tevatron.
E831 rappresenta un'evoluzione a più alta luminosità dell'esperimento E687, da cui ha ereditato le linee generali ed alcune componenti dell'apparato sperimentale, e nasce dalla volontà di migliorare l'assetto sperimentale del suo predecessore per renderlo in grado di raccogliere un campione di oltre 10^6 eventi ricostruiti con *charm*, con un incremento pari ad un fattore 10 rispetto alla statistica di E687.
Questo obiettivo è stato ottenuto incrementando di un fattore 5 la luminosità del fascio di fotoni e di un fattore 2 l'efficienza dello spettrometro e del sistema di acquisizione dati. In questo capitolo si descriveranno le caratteristiche generali dello spettrometro e dei vari rivelatori che lo compongono.
In Fig.3.1 è mostrato una schema dell'intero apparato sperimentale. I protoni estratti dall'acceleratore principale del Fermilab (Tevatron) vengono convertiti in un fascio di fotoni ad ampio spettro che incide su un bersaglio di ossido di berillio. A valle del bersaglio si trova il rivelatore di vertice (detto anche *microvertice*) che ha il compito di ricostruire la posizione dei vertici di produzione e decadimento delle particelle con *charm*. A valle del *microvertice* si trovano i due magneti dello spettrometro che permettono di determinare il momento delle particelle cariche attraverso la misura dell'angolo di curvatura della loro traiettoria indotto dalla presenza del campo magnetico; il tracciamento nella regione dei magneti e a valle di questi ultimi è coperta da 20 camere multifilo, divise in cinque stazioni.
L'identificazione delle particelle è affidata a tre rivelatori Čerenkov a soglia e da due

rivelatori di muoni. Lo spettrometro è inoltre dotato di due calorimetri elettromagnetici, un calorimetro adronico (parte fondamentale del *trigger*) e da due rivelatori di muoni.
Nella descrizione dello spettrometro si userà la convenzione di considerare l'asse z orientato, in direzione e verso, come la linea del fascio incidente, l'asse x orientato orizzontalmente e l'asse y orientato verticalmente nella direzione in cui le particelle vengono deviate dal campo magnetico.

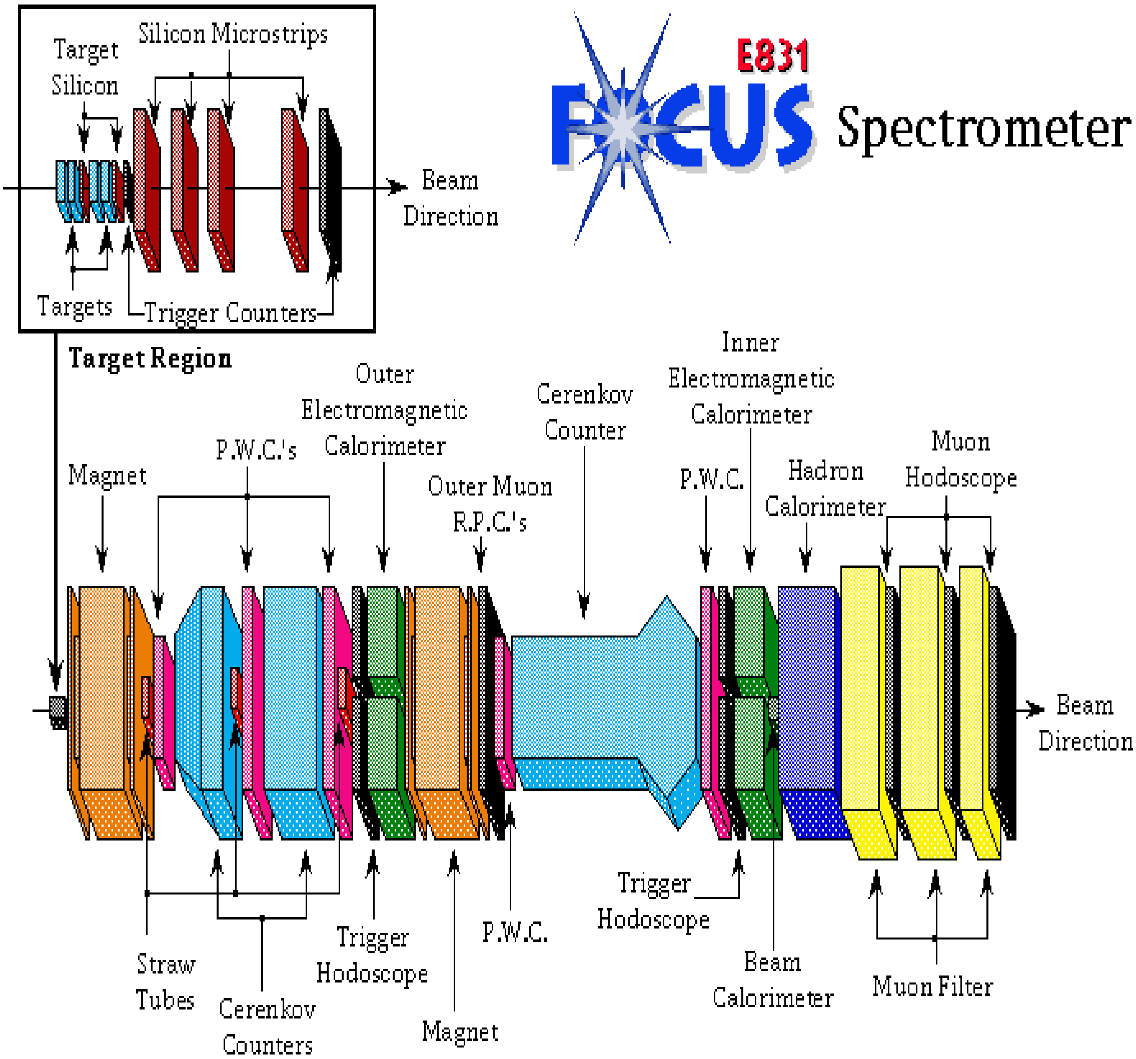


Figura 3.1: Schema generale dello spettrometro

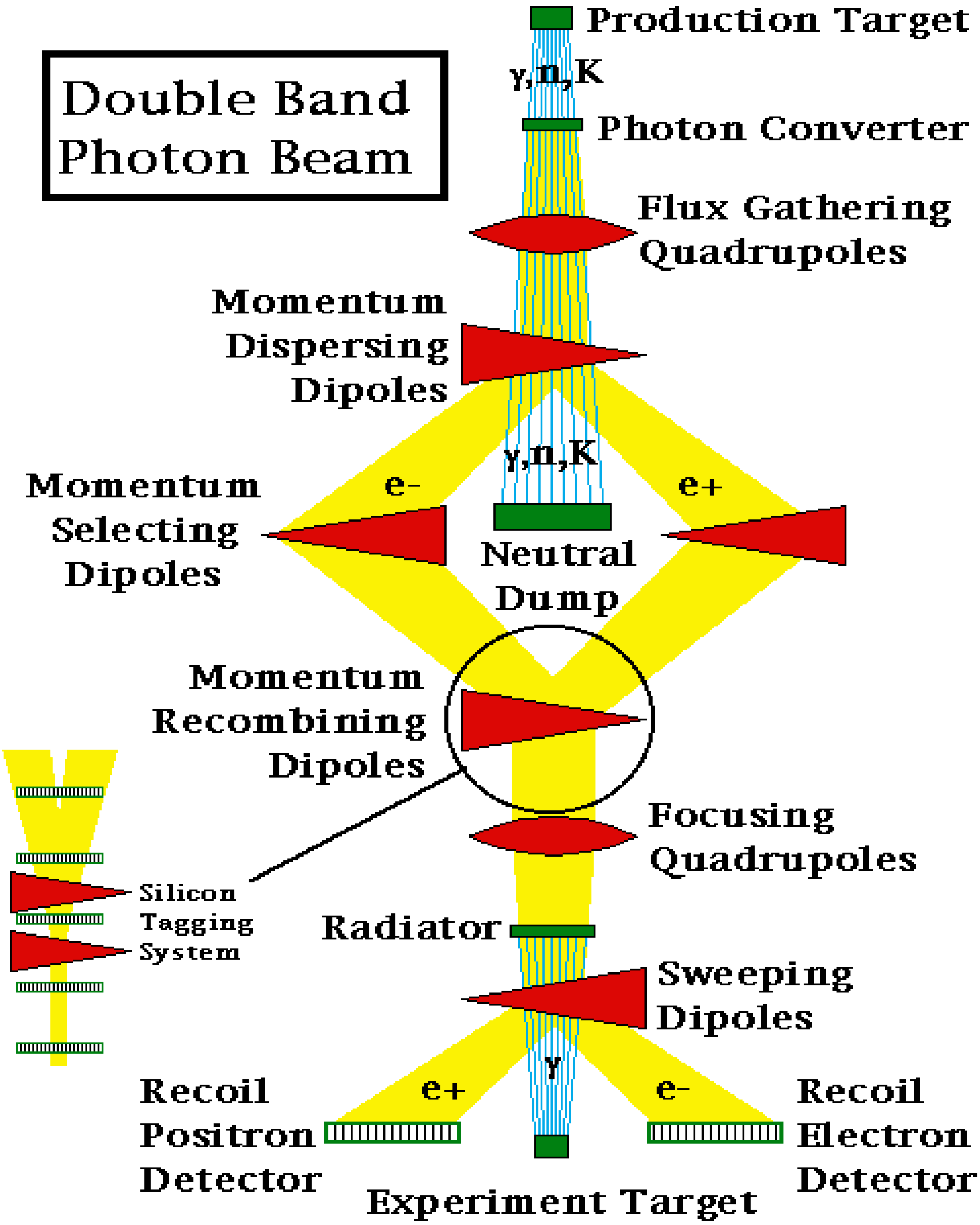


Figura 3.2: Produzione del fascio

3.2 Linea di fascio

Il fascio di fotoni viene prodotto utilizzando i protoni estratti dal protosincrotone del Fermilab (Tevatron). L'energia del fascio è variata da 250 GeV fino a 300 GeV nel corso della presa dati. Il processo di produzione del fascio di fotoni attraversa tre fasi. I protoni estratti dall'acceleratori vengono utilizzati per produrre particelle neutre, queste ultime sono a loro volta convertite in elettroni e positroni che, attraverso un processo di *bremsstrahlung*, producono fotoni collimati e con un ampio spettro di energia ($\propto 1/E_\gamma$). Descriveremo in dettaglio le fasi di questo processo, che è rappresentato in forma schematica in Fig. 3.2.

Il Tevatron ha modalità di funzionamento diverse per esperimenti a *collider* e a targhetta fissa. Quando l'acceleratore viene utilizzato per produrre fasci di particelle da impiegare negli esperimenti a bersaglio fisso, nell'anello principale vengono accumulati protoni con una energia di 800 GeV che circolano in *pacchetti* con una radiofrequenza di 53 MHz. Ad intervalli di 60 secondi i protoni sono estratti dall'anello e vengono inviati sulla linea di fascio verso la sala sperimentale (il processo è detto *spill*); la fase di estrazione dura circa 20 secondi.

I protoni estratti incidono su un bersaglio di deuterio liquido, generando tra i vari prodotti secondari anche fotoni ad alta energia derivanti dal decadimento dei π^0. Le particelle cariche vengono separate, per mezzo di dipoli magnetici, da quelle neutre. Il fascio di particelle neutre viene fatto incidere su un bersaglio detto convertitore, dove i fotoni producono principalmente coppie elettrone-positrone.

Utilizzando due dipoli, gli elettroni e i positroni vengono deviati in due fasci secondari, mentre le particelle neutre continuano la loro traiettoria lungo il fascio principale per venire quasi completamente assorbite da un blocco di materiale, detto *assorbitore*, che ha la funzione di evitare contaminazioni del fascio di fotoni da parte di particelle neutre.

Gli elettroni e i positroni vengono deviati da due dipoli, posti nei fasci secondari, che li riportano sulla traiettoria originaria dove vengono rifocalizzati da un quadrupolo. Il fascio di elettroni e positroni incide su un radiatore di piombo dove, attraverso un processo di *bremsstrahlung*, vengono prodotti i fotoni con le caratteristiche di energie e collimazione richieste dall'esperimento.

Gli elettroni e i positroni di rinculo sono deviati da due magneti (detti *sweeper*) verso una coppia di rivelatori (RESH e POSH: *Recoil Electron/Positron Scintillator Hodoscope*) che ne misurano l'energia; questi rivelatori sono formati da 10 sezioni ognuna composta da strati di piombo e materiale scintillante. Note l'intensità e la direzione del campo magnetico, a seconda di quale zona dell'odoscopio viene colpita dagli elettroni (o dai positroni) è possibile calcolarne l'energia.

Il fascio di fotoni risulta quindi prodotto attraverso una catena di processi che

degradano l'energia inizialmente disponibile, ma che presentano tuttavia il vantaggio di ridurre fortemente le eventuali contaminazioni dovute alle particelle neutre. È possibile, però, che alcune di queste creino degli adroni carichi (protoni, pioni) attraverso l'interazioni con il convertitore. Queste particelle cariche possono essere trasportate insieme agli elettroni e positroni fino al radiatore e, interagendo, produrre altre particelle. Mentre i prodotti carichi vengono deviati dalla linea del fascio dagli *sweeper*, eventuali adroni neutri prodotti ad angoli piccoli rispetto alla direzione principale del fascio possono accompagnare i fotoni e costituire una fonte di contaminazione. Questo tipo di contaminazione è tuttavia piuttosto ridotto: gli studi MonteCarlo e le misure sperimentali hanno infatti determinato un livello di contaminazione adronica pari a circa 10^{-5} neutroni per fotone.
Al fine di ottenere l'alta luminosità richiesta dall'esperimento si è posta particolare cura nel focalizzare gli elettroni emergenti dal radiatore. Il sistema ottico di trasporto del fascio di elettroni permette di focalizzare il fascio attorno ad un valore medio di momento con una indeterminazione del 13%.
Un fotone che produce un evento interessante può essere accompagnato da altri fotoni creati nel radiatore per *bremsstrahlung* multipla. Questi ultimi, nella quasi totalità degli eventi, interagiscono con il bersaglio producendo coppie e^+ e^- oppure si limitano ad attraversare l'intero spettrometro senza interagire; in entrambi i casi la loro energia viene misurata da un calorimetro detto BGM (*Beam Gamma Monitor*) posto sul fondo dello spettrometro e allineato con il fascio incidente. L'energia del fotone può essere calcolata attraverso la seguente formula:

$$E_\gamma = E_{e^-/e^+} - E_{RE/POSH} - E_{BGM}$$

dove E_{e^-/e^+} è l'energia dell'elettrone (o positrone) incidente sul radiatore, $E_{RE/POSH}$ è l'energia di rinculo dell'elettrone (o positrone) e E_{BGM} è la somma dell'energie degli eventuali fotoni che non hanno interagito. In questa relazione la fonte di incertezza maggiore proviene da E_{e^-/e^+} ed è dovuta al sistema di trasporto degli elettroni e positroni, i cui dipoli sono calibrati per selezionare l'energia del fascio con una incertezza pari al 13%, mentre il sistema formato da BGM e RESH-POSH ha una risoluzione di circa il 2%. Per misurare E_γ con una risoluzione comparabile a questa si utilizza un rivelatore composto da cinque piani di misura a *microstrip* di silicio, detto *silicon tagging sistem*, che è in grado di misurare l'angolo di deflessione delle particelle che vengono deviate dai dipoli. Ciascun piano di misura è costituito da 256 *strip* di spessore 300 μm e di passo 300 μm: questo sistema è in grado di misurare l'energia degli elettroni e dei positroni incidenti sul radiatore con una risoluzione comparabile a quella di BGM e RESH-POSH.

3.3 Bersaglio sperimentale

Il bersaglio sperimentale dell'esperimento E831 (Fig. 3.3) è composto da quattro lamine di ossido di berillio (BeO) con uno spessore di 6.75 *mm* e una separazione di 1-2 *cm*. La scelta di utilizzare un bersaglio segmentato è stata suggerita dall'analisi dei dati di E687, dove si è osservato che la componente di fondo dovuta alle reinterazioni adroniche può essere ridotta in misura significativa dalla richiesta che il vertice di decadimento delle particelle *charmate* sia ricostruito in aria. Per ottenere un maggior numero di decadimenti in aria è stato quindi deciso di adottare per E831 un bersaglio suddiviso in più blocchi separati tra di loro. La geometria del bersaglio è stata scelta in base ad una serie di studi Monte Carlo. Questi aspetti verranno discussi con maggiore dettaglio nel capitolo riguardante la ricostruzione degli eventi.

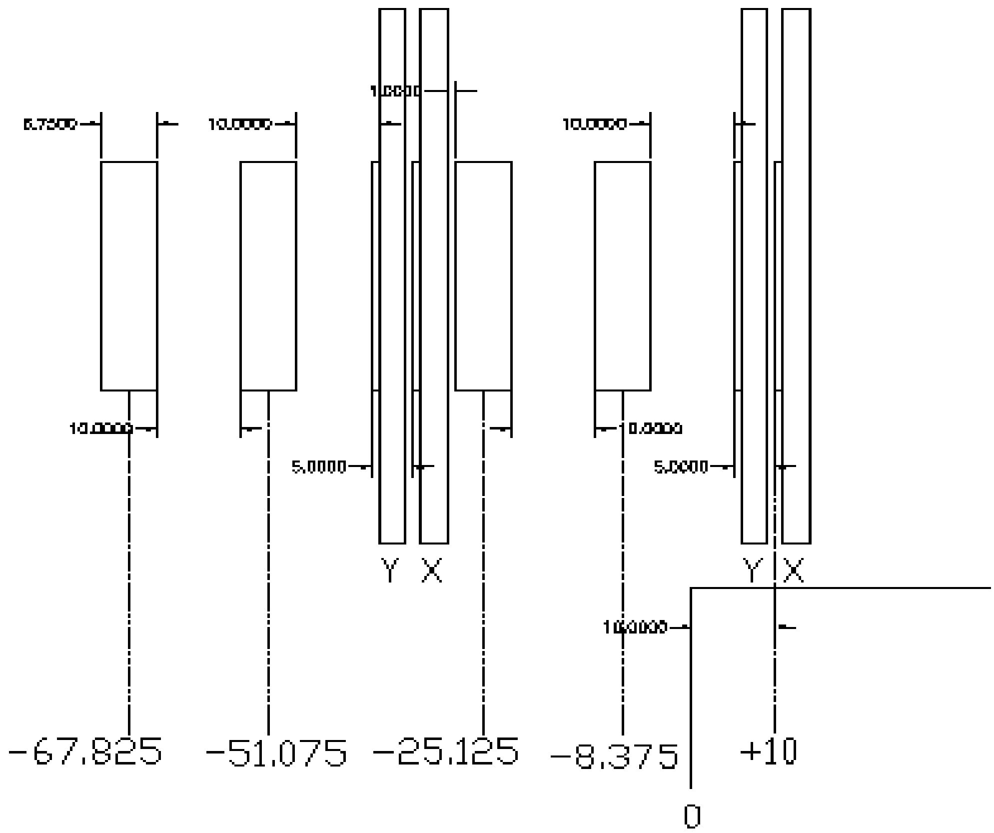


Figura 3.3: Bersaglio sperimentale

Nel sistema di riferimento riportato in figura 3.3 l'origine è posta in corrispondenza dello spigolo frontale del blocco di granito sul quale è montato il *microvertice*. Il bersaglio è stato realizzato in ossido di berillio perchè presenta un basso numero atomico e una densità relativamente elevata (2.9 gm/cm^2). La scelta di un materiale con un basso numero atomico è dettata dall'andamento del rapporto tra produzione di eventi adronici e produzione di coppie elettrone-positrone, che diminuisce all'aumentare del numero atomico dei nuclei del bersaglio. L'ossido di berillio è quindi un buon compromesso tra la necessità di avere una elevata sezione d'urto e quella di minimizzare la produzione di particelle non contenenti il quark c.

3.4 Target silicon

L'errore trasverso, misurato sul piano XY ed estrapolato al vertice di produzione delle tracce, ha un andamento del tipo $\sigma_t(Z_{prod}) \propto Z_{prod}^2$, dove Z_{prod} è la posizione longitudinale del vertice. Questo significa che la risoluzione trasversa peggiora con l'aumentare della distanza tra il *microvertice* ed il vertice di produzione delle tracce. Il bersaglio segmentato utilizzato in E831 ha comportato l'allungamento della regione del bersaglio (all'indietro rispetto al *microvertice*) di oltre 2.5 cm, questo comporta un degrado della risoluzione trasversa per i vertici generati nella regione iniziale del bersaglio e ricostruiti dal *microvertice*. Per incrementare la risoluzione del sistema di tracciamento in questa regione del bersaglio sono stati installati, tra il Dicembre 1996 e Gennaio 1997, due rivelatori (*target silicon*) posti rispettivamente tra la seconda e la terza lastra del bersaglio e a valle dell'ultima. Ciascuno di questi rivelatori è costituito da due piani di *microstrip* di silicio che coprono le viste X e Y dell'esperimento. Le *strip* delle *target silicon* hanno un passo di 25 μm per un totale di circa 4000 canali di lettura. Questi rivelatori sono considerati una estensione del *microvertice* nella regione del bersaglio; le loro informazioni vanno ad integrare quelle ottenute dal *microvertice* per migliorare la risoluzione trasversa di tutti quei vertici che sono stati ricostruiti a monte delle *target silicon* 4.3.

3.5 Microvertice

Il rivelatore di vertice, che insieme alle camere proporzionali multifili (MPWC) e alle *target silicon* costituisce il sistema di tracciamento dell'esperimento, ha come scopo fondamentale la ricostruzione dei vertici di produzione e decadimento delle particelle con *charm*. Per questo motivo è stato istallato subito dopo la targhetta e prima dei magneti, in una regione critica per la produzione delle tracce. Il *microvertice* è in grado di misurare il passaggio delle particelle con un alta risoluzione e permette di distinguere il vertice di produzione di una particella contenente un quark *charm* dal suo vertice di decadimento.

staz.	*posiz. z (cm)*	*n. strip per piano*		*passo (μm)*	
		zona centrale	*zone esterne*	*zona centrale*	*zone esterne*
1	4.5	384	152	25	50
2	10.5	384	152	50	100
3	16.5	384	152	50	100
4	28.5	384	152	50	100

Tabella 3.1: Caratteristiche del microvertice

Il rivelatore è composto da 12 piani di microstrip al Silicio raggruppati in 4 stazioni separate, per un totale di 8256 strip[14]. Ciascuna stazione è composta da piani orientati secondo le viste X, Y, U; queste forniscono le coordiante rispettivamente a $-45°$, $-135°$ e $-90°$ rispetto al piano orizzontale dell'esperimento. Ogni piano è composto da microstrip di silicio drogato n e dello spessore di 300 μm, che coprono un'area pari a 3.5×3.5 cm^2 per la prima stazione e 5×5 cm^2 per le altre tre. Ciascun piano risulta poi diviso in una regione centrale ad alta risoluzione ed in una periferica a bassa risoluzione. La zona ad alta risoluzione consente di risolvere le tracce ad alto momento e dirette in avanti che attraversano la zona centrale dei piani e che risultano poco separate tra loro. Al contrario la zona periferica è mediamente attraversata da tracce con una separazione spaziale più grande e che saranno soggette a una maggiore Diffusione Coulombiana Multipla (MCS) a causa della loro minore energia: per queste tracce è sufficiente la bassa risoluzione. La prima stazione, che svolge un ruolo fondamentale nel determinare l'errore estrapolato al punto di produzione della traccia, è situata in una regione dove le tracce non sono ancora sufficientemente separate; per questo motivo è dotata di *microstrip* di passo più fine delle altre. Questa stazione è quindi formata da piani composti da *strip* di 25 μm di passo per l'alta risoluzione, e di 50 μm di passo per la bassa risoluzione.
Le restanti stazioni sono formate da piani di microstrip di passo doppio rispetto a quelle che compongono la prima. La distanza tra la terza e la quarta stazione è doppia rispetto alla distanza fra le prime tre, consentendo una migliore ricostruzione grazie al maggior braccio di leva. Le caratteristiche dei rivelatori sono riassunte in Tabella 3.1. Le caratteristiche di risoluzione ed efficienza saranno descritte nel §4.2.

3.6 Magneti

L'analisi del momento delle particelle cariche viene condotta attraverso la misura della deflessione della loro traiettoria prodotta da due dipoli a grande apertura ($0.8\,m \times 1.36\,m$): M_1 e M_2. I due magneti producono campi in direzioni opposte:

il campo generato da M1 è *defocalizzante*, mentre quello di M2 è *focalizzante*. L'intensità del campo magnetico è di 14 kgauss. I magneti sono orientati in maniera da deflettere le particelle cariche su un piano verticale. I campi magnetici sono orientati e calibrati in modo da portare le particelle cariche in prossimità del calorimetro elettromagnetico interno (IE) con la stessa apertura che avrebbero avuto se non fossero state deflesse. Questo, in linea di principio, consente di utilizzare l'informazione calorimetrica relativa all'apertura dell'evento e impiegarla nella logica di acquisizione dati per poter discriminare meglio gli eventi adronici da quelli elettromagnetici. Si è poi deciso di rinunciare a questa informazione perchè si è rivelato sufficiente utilizzare una soglia sul rilascio di energia misurato nel calorimetro adronico (vedi §3.13).
L'effetto del campo magnetico sulla topologia dell'evento è il seguente. In ogni evento vengono prodotte un gran numero di coppie e^+e^-, che debbono essere soppresse con grande efficienza dalla logica di acquisizione dati. Le coppie sono prodotte con un momento trasverso molto piccolo, per cui popolano una regione che ha, approssimativamente, le dimensioni del fascio iniziale. Non appena attraversano la regione dei magneti, queste particelle vengono disperse su un piano verticale, mentre le dimensioni sul piano orizzontale rimangono ancora quelle del fascio. Le particelle e^+e^- a minore energia finiscono per scontrarsi con la faccia interna di M_2, dove perdono energia per bremsstrahlung; quelle sopravvissute vanno poi a ricostituire il profilo originario del fascio.
Al contrario, gli eventi adronici sono caratterizzati da una maggiore apertura angolare che viene sfruttata dalla geometria complessiva dello spettrometro e degli apparati di calorimetria. L'apertura verticale del contatore $H \times V$, parte integrante del sistema di acquisizione dati (*trigger*), permette il passaggio di quasi tutte le coppie e^+e^-, mentre intercetta le particelle provenienti dalle interazione adroniche. Le coppie vengono poi raccolte dal BGM, dove contribuiscono al calcolo del bilancio energetico dei fotoni.

3.7 Camere proporzionali multifilo

Le camere proporzionali hanno il compito di tracciare le particelle dopo che queste hanno attraversato il primo magnete. Questo sistema di tracciamento è costituito da 5 stazioni, ognuna delle quali è formata da 4 piani corrispondenti alle viste X, Y, U, V per un totale di 20 camere (fig. 3.4). Le viste X e Y forniscono le coordinate rispettivamente verticali e orizzontali nel sistema di riferimento dello spettrometro; le viste U e V formano un angolo di $\pm 11.3°$ rispetto alla vista Y e permettono di ottenere una maggiore risoluzione nella direzione verticale che è quella lungo cui i magneti M1 e M2 deflettono le particelle cariche.

Le prime tre stazioni (P0, P1, P2) sono situate tra i due magneti, P3 è a valle del secondo magnete mentre P4 si trova dopo l'ultimo rivelatore Čerenkov. In ciascuna stazione l'ordine in cui sono poste le viste rispetto alla direzione del fascio incidente è Y, V, U, X.
Le stazioni si dividono in due categorie (I e II) e si differenziano per dimensioni e numero di fili per piano: le stazioni P0 e P4 fanno parte del tipo I, mentre P1, P2 e P4 del tipo II.
Le caratteristiche delle due diverse categorie sono riportate in tabella (vedi §3.2).

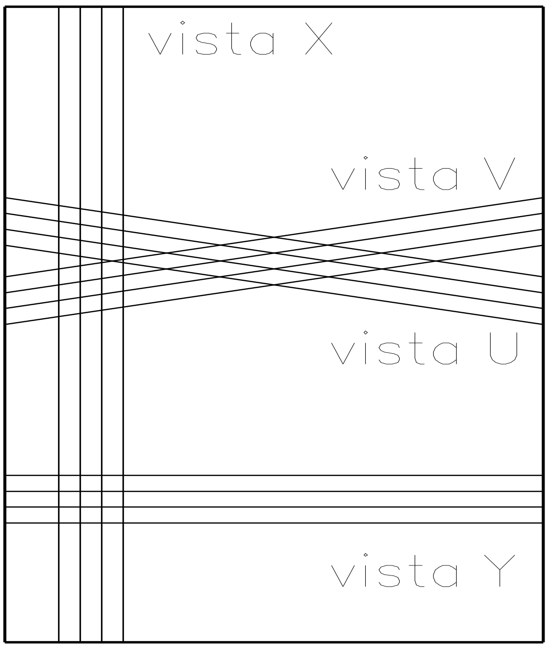


Figura 3.4: Disposizione delle camere proporzionali multifilo

Ogni stazione è dotata di un piano di fili disposti verticalmente che funge da catodo, accoppiato ad ogni piano di lettura. La distanza tra il piano di lettura (anodo) e il catodo è di circa 6 *mm*. Tutti i piani di una stazione sono sigillati in una struttura di alluminio con finestre in *mylar* e, durante il funzionamento, sono immersi in una miscela di argon-etano.

tipo		I	II
dim (cm× cm)		76×127	152×229
fili lettura	*n. X*	376	512
	n. Y	640	768
	n. U	640	832
	n. V	640	832
	materiale	*tungsteno dorato*	*tungsteno dorato*
	diam. (mm)	0.02	0.03
	passo (mm)	2.0	3.0

Tabella 3.2: Caratteristiche dei rivelatori PWC.

3.8 Straw tubes

L'aumento di luminosità del fascio utilizzato in E831 ha comportato un incremento nella produzione di coppie elettrone-positrone. Nella fase di progettazione dell'esperimento si pensava che le camere multifilo non sarebbero state in grado di sostenere l'elevato flusso di corrente generato, nella sola zona centrale, dalle coppie e^+e^- prodotte nel bersaglio. Il problema sembrava riguardare soprattutto le prime tre stazioni, tra M1 e M2: in quella zona il fascio di coppie, aperto verticalmente da M1, ha una dispersione orizzontale ancora ridotta e sui fili centrali della vista X delle camere PWC incide un numero molto elevato di particelle; si era quindi pensato di rendere inattiva una parte della zona centrale dei piani sulle viste X delle tre stazioni. Per recuperare le informazioni che si sarebbero perse sulla vista X sono stati installati dei rivelatori a *straw tubes* in grado di sostenere l'elevato flusso di elettroni e positroni.
In fase di presa dati le PWC sono risultate più efficienti di quanto previsto e si è deciso di non rendere inattiva alcuna regione delle camere, tuttavia gli *straw tubes* sono stati ugualmente utilizzati durante la presa dati.
I rivelatori a *straw tubes* sono formati da una serie di rivelatori Geiger. Vi sono tre camere di *straw tubes* poste davanti alle tre stazioni delle camere a fili P0, P1 e P2. Ciascuna camera è costituita da tre piani di rivelatori: uno è disposto verticalmente e gli altri due sono posti a $\pm 11.3^0$ rispetto alla verticale. Ogni piano è a sua volta formato da tre strati di rivelatori Geiger; ognuno di questi è composto da un tubo di *mylar* di 5 *mm* di diametro ricoperto internamente da un sottile strato di rame. L'anodo è costituito da un filo di tungsteno dorato con diametro 20 μm posto all'interno del tubo di *mylar*. I catodi sono tenuti a massa, mentre gli anodi sono stati posti ad una tensione di 1600 Volt. Le principali caratteristiche degli *straw tubes*

rivelatore	*vista X*		*viste ang.*	
	n. tubi	*lungh. (cm)*	*n. tubi*	*lungh. (cm)*
ST1	30	138	114	138
ST2	30	241	222	241
ST3	30	241	222	241

Tabella 3.3: Caratteristiche degli straw tube

rivelatore	*gas*	*soglia (GeV/c)*			*n. celle*
		pione	*kaone*	*protone*	
C1	$He - N_2$	6.7	23.3	44.3	90
C2	N_2O	4.5	16.2	30.9	110
C3	He	17.0	61.0	116.2	100

Tabella 3.4: Caratteristiche dei rivelatori Čerenkov

sono riportate in tabella 3.3

3.9 Rivelatori Čerenkov

Quando una particella carica attraversa un mezzo dielettrico ad una velocità superiore alla velocità della luce in quel mezzo emette una radiazione luminosa detta radiazione Čerenkov. L'apertura θ_c del cono di luce prodotto dalla particella dipende dalla sua massa m e dal suo momento p secondo la relazione:

$$cos\theta_c = \frac{1}{n}\sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} = \frac{1}{n\beta} \tag{3.1}$$

dove n è l'indice di rifrazione del mezzo.
Nell'esperimento E831 sono stati utilizzati dei rivelatori Čerenkov a soglia, in cui le informazioni sull'identificazione di una traccia sono fornite unicamente dalla presenza o meno di luce nel rivelatore. Se il passaggio di una particella produce una radiazione luminosa è possibile, conoscendo il momento p e l'indice di rifrazione del mezzo n, stabilire una soglia minima per la massa m della particella.
In E831 sono presenti tre rivelatori Čerenkov *multi-cella* identificati come C1, C2 e C3. In tabella 3.4 sono mostrate alcune caratteristiche di questi rivelatori.
L'area attiva di ciascun rivelatore Čerenkov è suddivisa in celle per mezzo di una serie di specchi orientati in modo da riflettere la luce emessa dalle particelle verso dei fototubi posti all'esterno del volume attivo del rivelatore.

Gli indici di rifrazione dei diversi gas utilizzati all'interno dei rivelatori permettono di identificare pioni, kaoni e protoni in un ampio spettro di momento. Possiamo suddividere l'intervallo di momento compreso tra 4.5 GeV/c e 116.2 GeV/c in 8 sotto-intervalli come mostrato in tabella 3.5 [15, 16].

GeV/c	π	K	p
4.5 - 6.7	010	000	000
6.7 - 16.2	110	000	000
16.2 - 17.0	110	010	000
17.0 - 23.3	111	010	000
23.3 - 30.9	111	110	000
30.9 - 44.3	111	110	010
44.3 - 61.0	111	110	110
61.0 - 116.2	111	111	110

Tabella 3.5: Codici Čerenkov

Per ciascun intervallo di momento e per ognuna delle tre particelle è possibile assegnare un codice composto da tre *bit*. Ogni *bit* corrisponde ad uno dei tre rivelatori Čerenkov: C1, C2, C3. Ciascun *bit* è acceso solo se la particella considerata emette luce nell'intervallo di momento e nel rivelatore corrispondenti. Ad esempio il codice corrispondente ad un pione di momento compreso tra 4.5 e 6.7 GeV/c è 010 perchè emette luce solo nel secondo rivelatore (C2), ma non in C1 e C3.
Si può notare come i pioni siano distinguibili senza ambiguità tra 4.5 GeV/c e 61 GeV/c, i kaoni tra 16.2 GeV/c e 44.3 GeV/c, mentre i protoni lo sono tra 16.2 GeV/c e 44.3 GeV/c e tra 61 GeV/c e 116.2 GeV/c.
Nell'analisi precedente non sono stati considerati gli elettroni in quanto risultano quasi sempre sopra soglia in tutti i tre rivelatori; i muoni hanno un'identificazione Čerenkov molto simile ai pioni e vengono discriminati utilizzando un diverso sistema di rivelatori, che verrà descritto in seguito.

3.10 Calorimetri elettromagnetici

I calorimetri elettromagnetici vengono utilizzati per rivelare i fotoni e per discriminare elettroni e positroni dagli adroni carichi. Nello spettrometro di E831 sono presenti due calorimetri elettromagnetici: il calorimetro esterno (*OE*: *Outer Calorimeter*) e il calorimetro interno (*IE*: *Inner Calorimeter*).
Il *calorimetro elettromagnetico esterno* si trova immediatamente prima del secondo magnete e misura 255 $cm \times 205$ cm (fig. 3.5); nella regione allineata con il fascio

incidente ha una apertura di dimensioni 51 $cm \times 88\ cm$. Il calorimetro dista dal bersaglio sperimentale 900 cm, la sua copertura angolare è compresa nei seguenti intervalli:

$$28\ mrad \leq |\theta_x| \leq 142\ mrad \qquad 49\ mrad \leq |\theta_y| \leq 114\ mrad.$$

Ciascuna sezione del calorimetro è formata da due parti simmetriche rispetto al piano formato dagli assi y e z, separate da una fenditura in corrispondenza della regione di deflessione delle coppie e^+e^-.

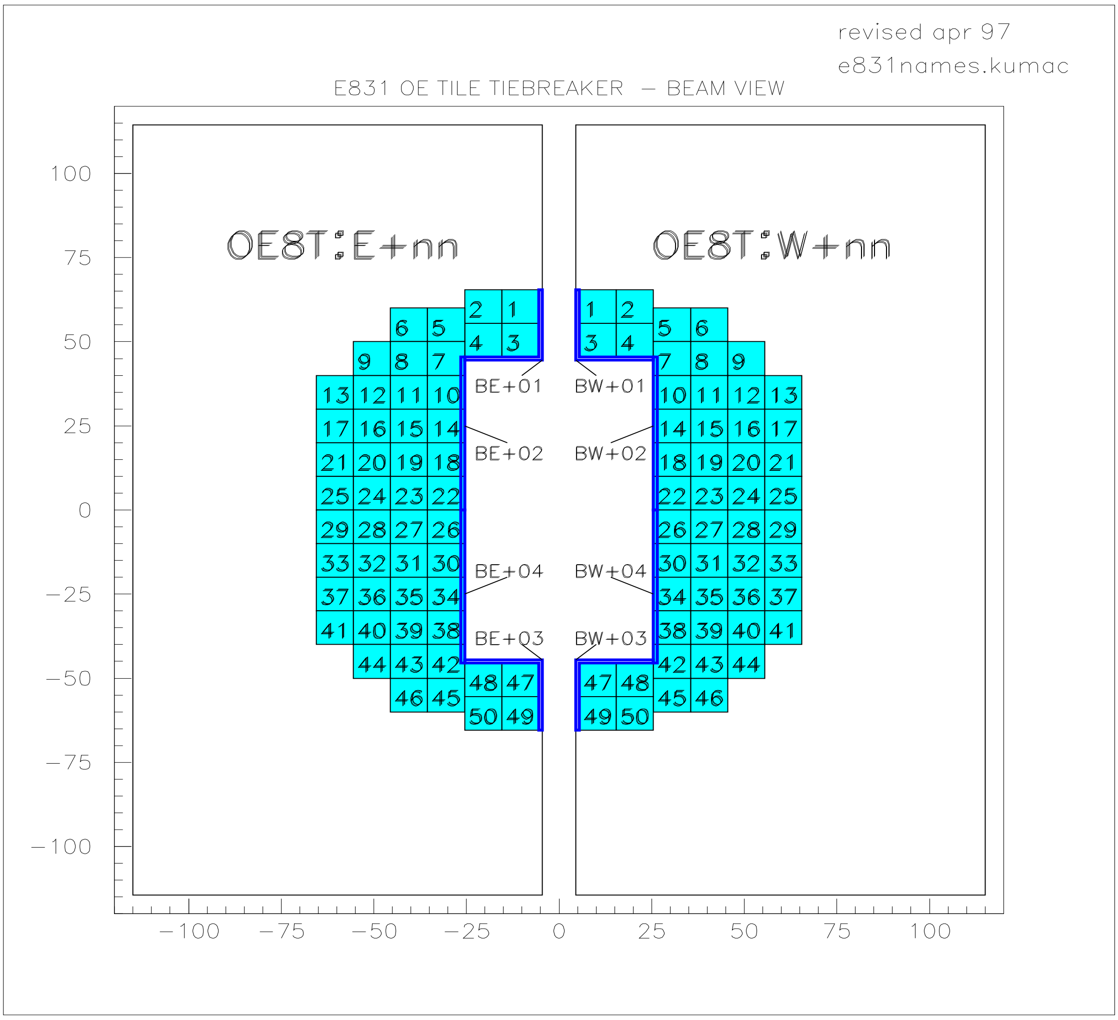


Figura 3.5: Calorimetro elettromagnetico esterno

La *zona di campionamento* dell'OE è formata da quattro strati di diversi materiali che che si succedono lungo l'asse z: alluminio, piombo, alluminio e materiale scintillante. L'alluminio e il piombo vengono utilizzati come convertitori per la creazione di sciami elettromagnetici; i diversi strati di materiale scintillante sono composti da numerose strisce che possono essere larghe da 3.3 cm a 7 cm.
Il rivelatore è composto complessivamente da 23 zone di campionamento, divise in 7 viste orientate a 0^0, 90^0 e $\pm 45^0$ rispetto all'orizzontale. Ciascuna delle prime tre viste è composta da una sola zona di campionamento e le strisce di materiale scintillante sono accoppiate singolarmente ai fotomoltiplicatori. Le altre quattro viste sono formate da 5 zone ciascuna e ad ogni fotomoltiplicatore sono accoppiate, per mezzo di guide di luce, 5 strisce di scintillatore, una per ogni zona di campionamento.
Per incrementare la risoluzione nella zona centrale del calorimetro è stato inserito un rivelatore detto *tie-breaker*, formato da 100 mattonelle di scintillatore di dimensioni 10 cm $\times$ 10 cm $\times$ 0.5 cm poste tra due lastre di piombo I fotoni prodotti nelle interazioni delle particelle con il materiale scintillante sono raccolti da guide di luce di 1 mm di diametro, situate lungo il perimetro delle mattonelle, che portano i segnali a fotomoltiplicatori posti all'esterno del rivelatore.
Il *calorimetro elettromagnetico interno* si trova a valle dell'ultimo piano di PWC ed è formato da 802 blocchi di *vetro-piombo* disposti secondo una griglia formata da 37 righe e 22 colonne (fig. 3.6). Ciascun blocco misura 5.8 cm $\times$ 5.8 cm $\times$ 60.2 cm corrispondenti a 2.2 lunghezze di interazione. Quando un fotone o un elettrone entra in un blocco di vetro-piombo, crea uno sciame elettromagnetico. Il vetro piombo ha un indice di rifrazione molto elevato e di conseguenza quasi tutti gli elettroni e i positroni che si producono nello sciame risultano essere sopra la soglia di produzione della luce Čerenkov: la radiazione Čerenkov emessa dalle particelle costituisce il segnale raccolto dal rivelatore.
Il calorimetro è formato da due parti simmetriche separate da una fenditura verticale di larghezza 14 cm, che permette il passaggio dei fotoni che non hanno interagito con il bersaglio e delle coppie elettrone-positrone. Il rivelatore misura esternamente 142 cm $\times$ 215 cm. I blocchi di vetro-piombo sono suddivisi in 90 gruppi per la lettura dei segnali: i segnali provenienti da ciascun gruppo vengono raccolti dal corrispondente fototubo posto sulla faccia posteriore del rivelatore.

3.11 Calorimetro adronico

In un esperimento di fotoproduzione come FOCUS, dominato dalla produzione di eventi e^+e^-, risulta fondamentale poter distinguere gli eventi elettromagnetici da quelli adronici. Il calorimetro adronico ha quindi come compito principale quello di fornire un criterio di selezione che consenta di rigettare gli eventi elettromagnetici

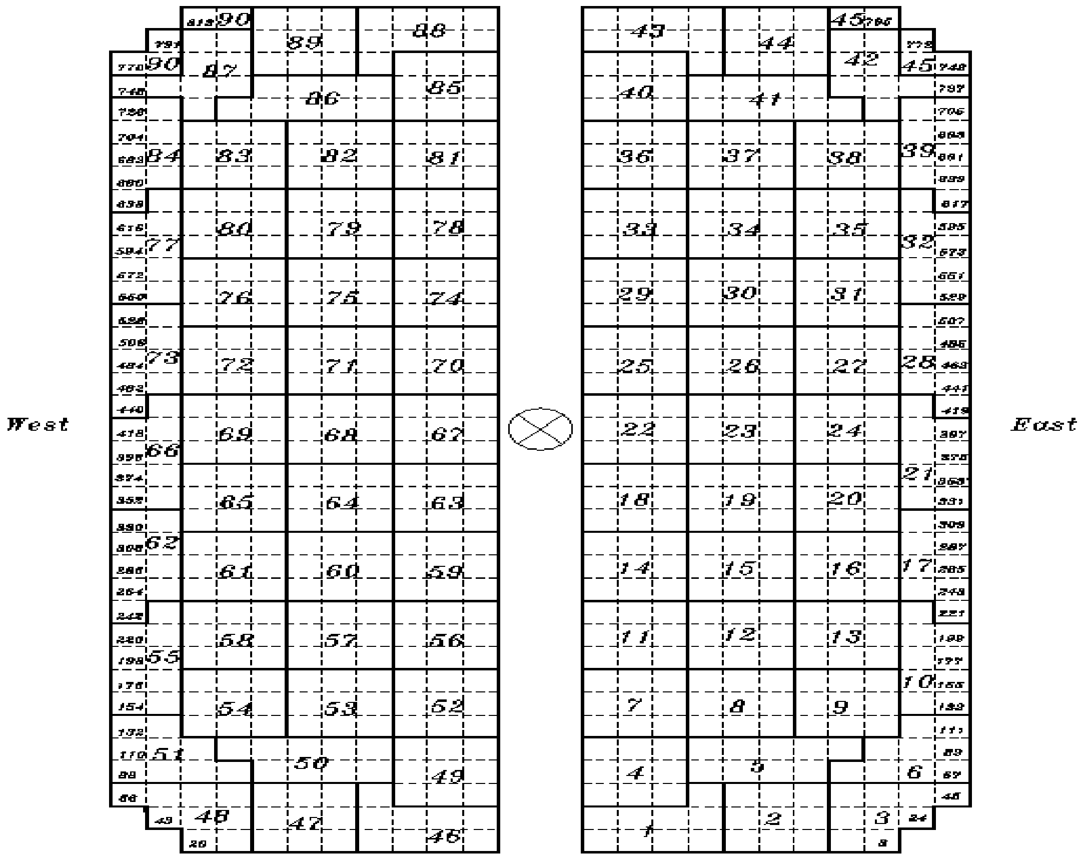


Figura 3.6: Calorimetro elettromagnetico interno

già allo stadio di acquisizione dati; deve quindi essere veloce in maniera tale da poter essere inserito nel *trigger* di primo livello e largo in maniera sufficiente da coprire l'accettanza dell'esperimento ($\sim 100\ mrad$). Oltre a queste caratteristiche deve avere la capacità di distinguere sciami adronici e una buona risoluzione sia in energia che nella determinazione della posizione. In E687 il calorimetro adronico, utilizzato nel *trigger* di secondo livello, era costituito da lastre di ferro e tubi proporzionali. Questi ultimi non erano abbastanza veloci per poter soddisfare le richieste di E831 e sono stati sostituiti da scintillatori letti da fibre ottiche che hanno tempi di risposta compatibili con quelli del *trigger* di primo livello e lavorano con un rapporto segnale-rumore migliore.
Gli elementi attivi del calorimetro adronico (HC, *hadronic calorimeter*) sono mattonelle di materiale scintillante (SCSN-81). Il rivelatore è costituito da 28 piani di rivelazione, ciascuno formato da 66 mattonelle di diversi formati ($20\ cm \times 20\ cm$, $40\ cm \times 40\ cm$, $60\ cm \times 60\ cm$) e di spessore $0.6\ cm$ (fig. 3.7).

Tra i piani di rivelazione sono poste 28 lastre di ferro di spessore 4.4 *cm* (tranne i primi due spessi 6 *cm*) che sono utilizzate come assorbitori. La luce di scintillazione che si produce in una mattonella è raccolta da due fibre ottiche disposte lungo la scanalatura che è presente lungo il perimetro della mattonella stessa. Il segnale viene successivamente trasferito ad un'altra fibra che lo trasporta ad un fotomoltiplicatore. In totale si hanno 1848 segnali (66 mattonelle per 28 piani di rivelazione), ma unicamente 66 canali di lettura: le mattonelle di piani diversi sono organizzate in torri verticali e sono associate allo stesso fototubo.
Il calorimetro ha una risposta lineare per momenti compresi tra 25 GeV/c fino a 74 GeV/c, con una risoluzione pari a:

$$\sigma_E/E \;=\; 85\%/\sqrt{E} + 0.86\%$$

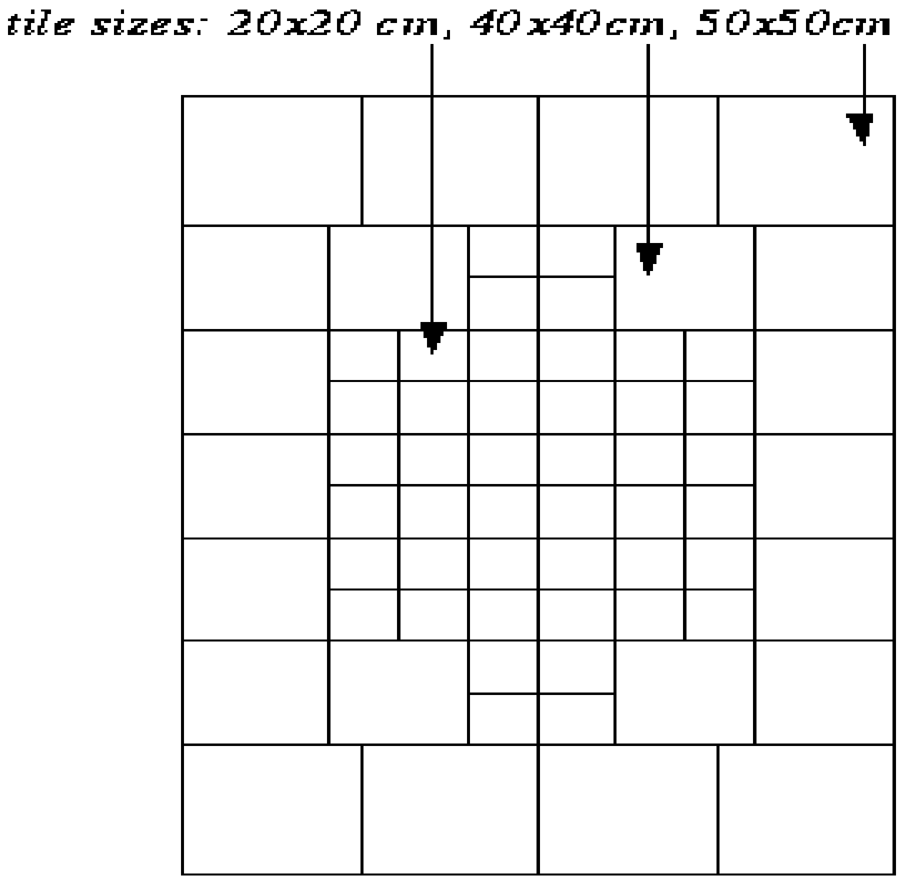


Figura 3.7: Calorimetro adronico

		piano 1		*piano 2*	
staz.	*larg. scint. (cm)*	*lung. scint. (cm)*	*n. scint.*	*lung. scint. (cm)*	*n. scint.*
MH1	5	148	2×42	99	2×61
MH2	8	148	2×42	99	2×61
MH3	10	115	2×27	115	2×27

Tabella 3.6: Caratteristiche del rivelatore interno di muoni

3.12 Rivelatori di muoni

Lo spettrometro di E831 è dotato di due rivelatori di muoni che coprono diverse regioni angolari: un rivelatore esterno (OM: *Outer Muon*) e uno interno (IM: *Inner Muon*). Il *rivelatore esterno di muoni* (OM) si trova a valle del secondo magnete ed è formato da tre stazioni di rivelatori RPC (*Resistive Plate Chambers*). Il giogo di ferro del magnete M2 costituisce un filtro di 10 lunghezze di interazione. La tre stazioni misurano rispettivamente le viste x, y e u; quest'ultima è inclinata di 45^0 rispetto alla verticale. Ciascuna stazione è composta da 8 moduli RPC, in parte sovrapposti, che coprono un area di 2.6 m × 4.75 m, con un'apertura centrale di 1 m × 1.55 m in corrispondenza dell'apertura del magnete.
I segnali dei moduli RPC vengono letti attraverso elettrodi larghi 5 cm: per l'acquisizione dei segnali, gli elettrodi vengono posti in logica or, producendo una segmentazione effettiva di 10 cm. Ogni modulo ha 16 canali di lettura, per un totale di 128 canali per stazione e 384 canali complessivi.
Il *rivelatore interno di muoni* (IM) è posto sul fondo dello spettrometro, a valle del calorimetro adronico. È composto da tre stazioni di rivelazione, MH1, MH2 e MH3, ciascuna preceduta da un filtro di ferro. Ogni stazione comprende due piani di dimensioni 2 m × 3 m formati da strisce di scintillatore plastico (Fig. 3.8).
I piani di ciascuna stazione coprono diverse viste: in MH1 e MH2 le strisce del primo piano sono disposte verticalmente (vista x) e quello del secondo sono disposte orizzontalmente (vista y); nella stazione MH3 le strisce sono collocate a $\pm 30^0$ rispetto all'orizzontale. In tabella 3.6 sono riportate la larghezza e il numero delle strisce di scintillatore per ciascuna stazione.

3.13 La logica di acquisizione dati (trigger).

La produzione di coppie e^+e^- in E831 è circa 200 volte più frequente della produzione di adroni, a sua volta la sezione d'urto adronica è circa 100 volte più grande della sezione d'urto per la produzione di quark *charm* [17]. È quindi necessario utilizzare

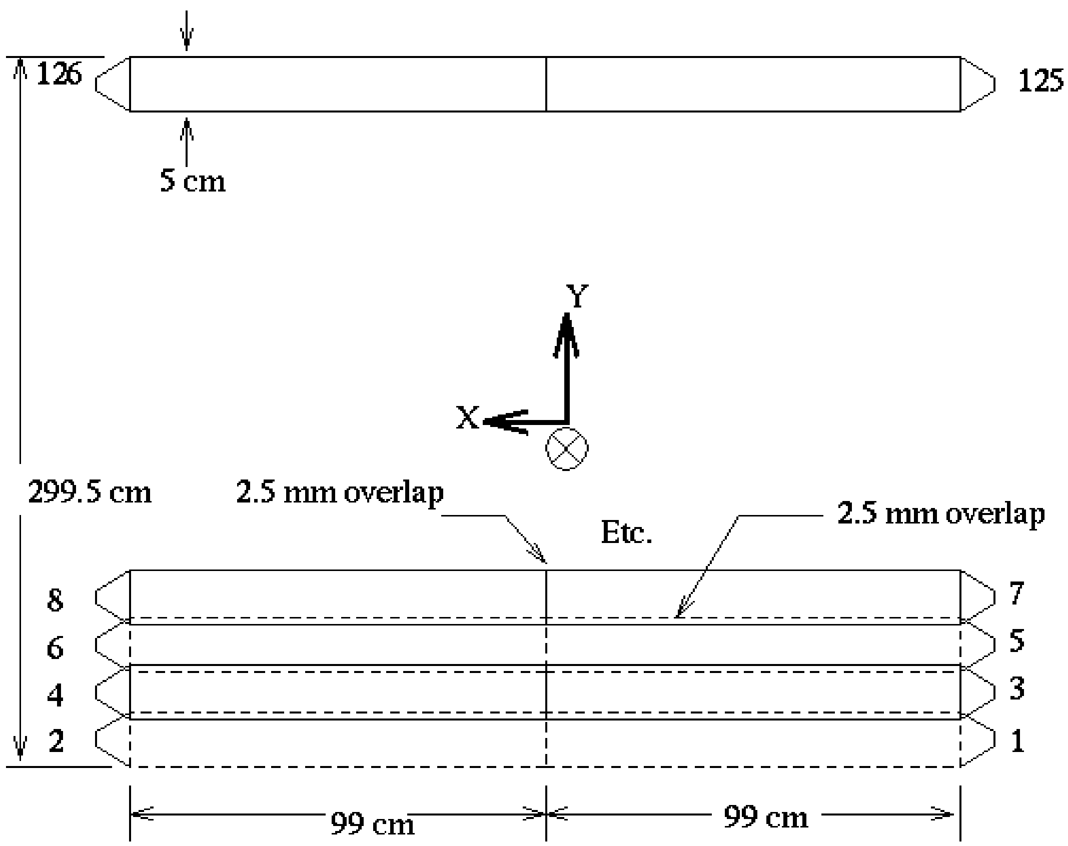


Figura 3.8: Rivelatori di muoni

una logica di acquisizione dati (*trigger*) che discrimini gli eventi elettromagnetici da quelli adronici e permetta al sistema di acquisire solo questi ultimi. Il *trigger* di E831 è diviso in due livelli. In una prima fase (*Master Gate*), molto rapida, il sistema viene abilitato ad acquisire l'evento se quest'ultimo soddisfa alcune condizioni minime (tracce cariche nel microvertice, apertura dell'evento, rilascio minimo di energia nel calorimetro adronico). La seconda fase (*trigger* di secondo livello) consente o meno la prosecuzione dell'acquisizione dell'evento in base alla molteplicità delle tracce che hanno attraversato le camere e alb rilascio di energia nei calorimetri. Questa fase è meno rapida della precedente perchè la risposta del *trigger* di secondo livello si basa su rivelatori meno veloci di quelli impiegati nel *Master Gate*. È da notare che proprio le caratteristiche differenti in termini di rapidità di risposta dei rivelatori impiegati nel *trigger* ha suggerito la suddivisione di questùltimo in due fasi distinte. Il *trigger* è quindi composto da diversi rivelatori integrati tra loro in maniera da fornire la logica di acquisizione dati. I rivelatori che compongono il *trigger* sono i seguenti:

- **TR1 e TR2.** Sono due scintillatori posti rispettivamente prima e dopo il *microvertice*. Un segnale in coincidenza tra i due rivelatori indica che nel bersaglio vi è stata una interazione e che almeno una traccia carica è passata attraverso il *microvertice*.

- **OH.** È uno scintillatore posto tra i due magneti, a valle della terza stazione di PWC. Il rivelatore copre la regione angolare esterna ed è formato da due sezioni simmetriche separate da una fenditura verticale per consentire il passaggio delle coppie e^+e^-. I segnali dell'OH vengono utilizzati in coincidenza con quelli del rivelatore H$\times$V.

- **H$\times$V.** Questo rivelatore è formato da due piani di scintillazione sezionati (uno orizzontale H e uno verticale V) e copre le regioni angolari più interne. È posto di fronte al calorimetro elettromagnetico interno e presenta una fenditura verticale per il passaggio delle coppie focalizzate da M2.

- **HC.** Il calorimetro adronico (descritto nel paragrafo 3.11) ha il compito di selezionare gli eventi con un deposito di energia maggiore di una certa soglia. Il valore della soglia è variato, durante la presa dati, da 30 fino a 40 GeV a seconda dell'energia del fascio di fotoni.

Il *trigger* di primo livello (*Master Gate*) viene simbolicamente indicato come:

$$TR1 \cdot TR2 \cdot [(H \times V)_2 + (H \times V)_1 \cdot OH] \cdot E_{HC} \tag{3.2}$$

dove il simbolo '$\cdot$' indica l'operazione logica di and e '$+$' indica l'operazione di or.
Nell'espressione 3.2 sono rappresentate due condizioni di *trigger*. Nella prima il *Master Gate* scatta in corrispondenza di un segnale in TR1 e TR2 (traccia carica nel *microvertice*), un rilascio minimo di energia nel calorimetro adronico (probabile evento adronico) e due segnali in due diverse zone dello H$\times$V. La seconda condizione di *Master Gate* viene raggiunta se si ha un segnale in TR1 e TR2, rilascio di energia nel calorimetro adronico e una coincidenza tra lo H$\times$V e l'OH.
Il *trigger* di primo livello è composto unicamente da rivelatori a scintillazione e risulta perciò molto veloce: la decisione se proseguire o meno l'acquisizione di un evento è presa in un tempo di circa 100 ns.
Dall'apertura del *Master Gate* il sistema di controllo impiega circa 1 μs per verificare se sono realizzate le condizioni richieste dal *trigger* di secondo livello.
Durante il periodo di presa dati sono stati utilizzati diversi tipi di *trigger* di secondo livello: generalmente le richieste sono state di molteplicità nei rivelatori PWC (da

3 a 5 segnali nelle zone non attraversate dalle coppie), di rilascio minimo di energia nel calorimetro elettromagnetico interno o di un ulteriore rilascio di energia nel calorimetro adronico.
Se il *trigger* di secondo livello consente la prosecuzione dell'acquisizione dell'evento, gli ADC ed i *latch* dei rivelatori cominciano ad inviare i dati raccolti: il tempo di lettura varia tra i 10 e i 30 μs a seconda del rivelatore. Se le condizioni del *trigger* di secondo livello non sono soddisfatte, parte una procedura veloce che, in un tempo di 1 μs, riporta le memorie dei rivelatori nella condizione iniziale. Il tempo morto nel caso in cui non sia scattato il *trigger* di secondo livello è quindi attorno ai 2 μs. Durante la presa dati, al massimo di intensità del fascio incidente, la frequenza dei *trigger* di primo livello è stata di circa 10 KHz. In media sono stati acquisiti circa 30000 eventi per *spill*, che corrisponde ad una frequenza di *trigger* di secondo livello di circa 1.5 KHz. Il tempo morto dovuto all'acquisizione risulta pari a circa il 18%.

3.14 Il sistema di acquisizione dei dati (DAQ).

La frequenza di acquisizione degli eventi in E831 è molto elevata (circa 1.5 *KHz*) ed è limitata principalmente dalla velocità con la quale l'elettronica riesce a digitalizzare i segnali raccolti dai rivelatori. I dati non possono essere analizzati con la stessa velocità con la quale i dati vengono raccolti dai rivelatori (*on-line*), a meno di non disporre di una grande potenza di calcolo. Le informazioni digitali degli eventi debbono quindi essere memorizzate per consentirne la ricostruzione in un secondo tempo.
Anche il processo di memorizzazione deve essere disaccoppiato dalla fase di raccolta dati, infatti per ogni *spill* viene raccolto un volume di dati (nell'ordine dei Megabyte) che difficilmente può essere trasferito a memorie esterne nel tempo di durata dello *spill* (20 secondi).
Il sistema di acquisizione dati di E831 è stato realizzato nell'ambito del progetto DART, sviluppato dalla *Computing Division* del Fermilab per fornire una struttura comune (sia hardware che software) all'acquisizione dati di tutti gli esperimenti a bersaglio fisso del laboratorio. L'architettura generale del sistema di acquisizione dei dati (DAQ) di E831 è illustrato in Fig.3.9.
Per ogni evento che ha fatto scattare il *trigger* di secondo livello, i segnali analogici provenienti dai diversi rivelatori vengono digitalizzati in maniera da ridurre il volume delle informazioni alle sole caratteristiche utili alla fase di ricostruzione. Gli strumenti che effettuano la conversione dei segnali analogici in segnali digitali possono essere ADC (*Analog to Digital Converter*), TDC (*Time to Digital Converter*), *scaler* (contatori) o indicatori che verificano semplicemente se un segnale si trova sopra una soglia determinata (*latch*), a seconda di quale tipo di informazione si vuole estrarre

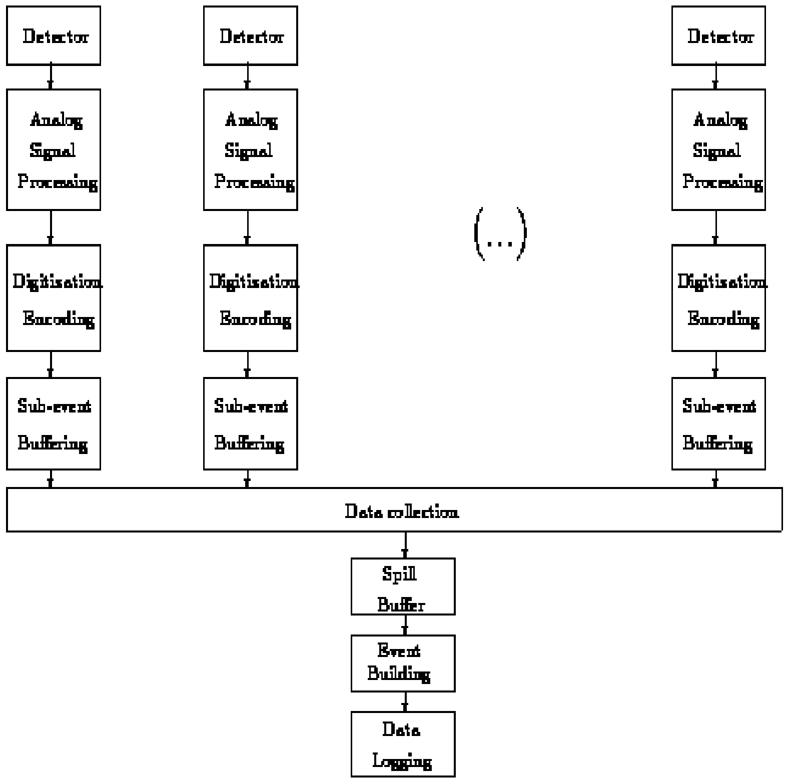


Figura 3.9: Struttura del processo di acquisizione dati di E831.

dal segnale analogico. I dati raccolti da ogni singolo rivelatore o gruppo di rivelatori vengono codificati e prendono il nome di *sub-evento* o *blocco*: tutti i blocchi relativi allo stesso *spill* vengono successivamente raccolti in un'unica memoria.
In questa fase, la funzione di memorizzazione temporanea dei sub-eventi (*sub-event buffering*) permette di disaccoppiare la velocità di raccolta dei dati dalla velocità di raccolta dei segnali provenienti dai rivelatori. I dati vengono successivamente immagazzinati da una memoria temporanea di *spill* (*spill buffer*) dove i diversi sub-eventi vengono assemblati in un unico evento, in questa fase i blocchi relativi allo stesso evento fisico vengono raggruppati in un unica struttura (*event building*); l'evento assemblato è successivamente memorizzato su nastro.
L'insieme degli eventi memorizzati su un nastro e che sono stati acquisiti in condizioni sperimentali omogenee formano un *run*. Ogni evento è quindi caratterizzato da un numero di *run*, di *spill* e di evento. I dati trascritti su nastro magnetico vengono denominati *raw data* (*dati crudi*), per sottolineare che su di essi non è stata ancora compiuta nessun tipo di ricostruzione o analisi. Per controllare la qualità dei dati l'efficienza dei rivelatori e le caratteristiche del fascio è stata realizzata una

procedura *off line* che permette di processare circa un trentesimo della statistica raccolta in un *run* non appena questo fosse stato acquisito. L'analisi *off line* dei canali di decadimento del *charm* più abbondanti ha fornito una prima valutazione sulla qualità dei segnali raccolti e una proiezione sulla statistica totale degli eventi di *charm* che l'esperimento stava raccogliendo.
Questo sistema ha fornito informazioni facilmente accessibili via rete a tutti i membri della collaborazione e ha costituito il primo esempio di controllo remoto di un esperimento di fisica delle alte energie.

Capitolo 4

Analisi dei dati

I dati utilizzati in questa tesi sono stati acquisti durante la presa dati di E831 che si è svolta nel periodo compreso tra il Settembre 1996 e l'Agosto 1997. L'esperimento ha raccolto circa 7×10^9 eventi di *trigger*, che hanno permesso la ricostruzione di oltre 1.2×10^6 eventi in cui almeno un decadimento di una particella con *charm* è stato totalmente ricostruito. La procedura che ha consentito di ridurre il volume dei dati di oltre un fattore 10^3 può essere divisa in due fasi, denominate rispettivamente *Pass1* e *skim*.
Nella prima fase (*Pass1*) si procede alla ricostruzione degli eventi a partire dai dati *raw* e per ciascun evento vengono testate diverse ipotesi di ricostruzione delle particelle *charmate*, dette *candidati*; la fase di *Pass1* sarà descritta in dettaglio nel prossimo capitolo. Nella seconda fase (*skim*) si selezionano i candidati in funzione delle analisi di fisica che le diverse istituzioni della collaborazione intendono svolgere. Occorre osservare come sia nella procedura di *Pass1* che in quella di *Skim* siano stati applicati dei tagli minimi per selezionare i candidati e ridurre il numero dei dati. Questi tagli sono stati scelti in maniera da avere un impatto praticamente nullo sulle sistematiche delle analisi.
Le due fasi di ricostruzione si sono svolte in parallelo allo scopo di rendere i dati accessibili alle analisi il più rapidamente possibile. Inoltre la collaborazione di Milano ha sperimentato una linea di trasmissione dei dati via rete che ha permesso di rendere immediatamente disponibile (in un formato adatto alle analisi) circa il 65% dei dati prima della fine della procedura di *skim*: questa scelta ci ha consentito di iniziare le analisi prima che i dati fossero copiati su nastri magnetici e distribuiti alla collaborazione. La necessità di ridurre l'occupazione di un così alto numero di dati ha comportato la ricerca, da parte della collaborazione di Milano, di un formato dati per le analisi che fosse il più compatto possibile; quest'ultimo è stato individuato nelle *Ntuple Column Wise* di HBOOK. Mi sono occupato attivamente sia della parte relativa alla trasmissione via rete dei dati, contribuendo alla definizione del

programma di lettura, selezione e trasmissione dei dati, sia della loro gestione a Milano, dove ho messo a punto diversi programmi per ridurre l'occupazione su disco dei dati e renderli facilmente gestibili in funzione delle diverse analisi da svolgere.

4.1 La procedura di ricostruzione degli eventi (Pass1)

Gli eventi sono stati ricostruiti processando i dati nel formato originale *raw data* con calcolatori veloci (*Farm*) a Fermilab. La ricostruzione procede attraverso le fasi seguenti:

- Ricostruzione delle tracce nel *microvertice* (SSD).
- Ricostruzione delle tracce nelle *Target Silicon* (TSSD).
- Ricostruzione delle tracce nelle *Proportional Wire Chambers* (PWC).
- Misura del momento associato ad una traccia.
- Associazione delle tracce SSD con quelle PWC.
- Identificazione Čerenkov delle tracce.
- Ricostruzione dei vertici.

4.2 La ricostruzione delle tracce nel microvertice (SSD) .

L'algoritmo di ricostruzione delle tracce nel *microvertice* si basa sulla ricostruzione preliminare delle loro proiezioni nelle tre differenti viste (X,Y,U) di cui è dotato il rivelatore, per poi combinarle e ottenere in questo modo la ricostruzione delle tracce nello spazio. Questa strategia consente di lavorare su un combinatorio di *strip* minore di quello richiesto dall'associazione delle stesse nello spazio, minimizzando in questo modo il numero di iterazioni necessarie a ricostruire una singola traccia e quindi il tempo di calcolo complessivo utilizzato nella procedura di ricostruzione.
In dettaglio la ricostruzione di una traccia avviene attraverso le fasi seguenti. In una prima fase si procede a discriminare quelle *strip* accese (*hit*) che hanno misurato una carica compatibile con il rilascio di energia di una o più particelle al minimo di ionizzazione, valutando anche i casi in cui la carica sia stata suddivisa tra più *hit* adiacenti. Si procede poi a considerare i possibili allineamenti degli *hit* su ciascuna delle tre viste, con la richiesta di un minimo di tre *hit* allineati e con

un taglio su χ^2 abbastanza largo. È permessa la presenza degli stessi *hit* in più tracce, con la condizione che quelli provenienti dalle ultime tre stazioni non possano essere riutilizzati nella formazione di tracce con sole tre *strip* accese se già concorrono alla formazione di tracce aventi *hit* in tutte e quattro le stazioni. Infatti la prima stazione ha un impatto maggiore nella ricostruzione delle tracce in quanto i suoi piani di rivelazione sono composti da *strip* di passo più fine di quello utilizzato nelle altre stazioni. Una volta terminata la ricerca di tutte le possibili proiezioni, si procede a combinarle per ricostruire le tracce nello spazio. Per fare questo si utilizza, in prima approssimazione e trascurando gli effetti di *Multiple Coulombian Scattering* (MCS), una parametrizzazione lineare della traccia nello spazio che dipende da quattro coefficienti. Di conseguenza, avendo a disposizione 12 piani di misura, i gradi di libertà disponibili per ricostruire una traccia sono al massimo 8. Le tracce candidate ottenute in questo modo vengono poi selezionate richiedendo che il valore del χ^2/DoF sia minore di 8. Questa procedura permette anche la ricostruzione di tracce con almeno 3 *hit* in ogni vista ($DoF = 5$).
Gli *hit* che non sono stati utilizzati in questa fase vengono impiegati nella ricerca di quelle tracce che sono state prodotte con una grande apertura angolare e che sono state tracciate al limite dell'accettanza del rivelatore di vertice. Occorre sottolineare come l'approccio conservativo di questo algoritmo possa produrre classi di tracce che condividono alcuni *hit* e rappresentano perciò differenti ipotesi di ricostruzione di una stessa traccia reale; la riduzione di questa classe di tracce equivalenti alla ricostruzione più probabile viene ottenuta selezionando la traccia con il miglior χ^2 e con il massimo numero di gradi di libertà.
L'efficienza di ricostruzione, studiata utilizzando il Monte Carlo dove si tiene conto anche degli effetti dovuti alla MCS, è stata valutata attorno al 96% per eventi del tipo $D\overline{D}$, con un livello di tracce spurie pari al 3%.
La risoluzione del *microvertice* sul piano trasverso, estrapolato al punto medio di interazione nella regione del bersaglio e per tracce che attraversano le regione ad alta risoluzione del rivelatore, è di $9\mu m$.
In generale, le risoluzioni sulle coordinate X e Y possono essere espresse attraverso le formule seguenti:

$$\sigma_x = 11\mu m\sqrt{1 + \left(\frac{17.5GeV}{p}\right)^2} \tag{4.1}$$

$$\sigma_y = 7.7\mu m\sqrt{1 + \left(\frac{25GeV}{p}\right)^2} \tag{4.2}$$

dove la dipendenza dal momento è introdotta dalle correzioni che tengono conto dello *scattering* multiplo.

4.3 La ricostruzione delle tracce nelle Target Silicon.

Le *Target Silicon* (TSSD) sono costituite da 4 piani di *strip* di Silicio organizzati in due stazioni, ciascuna delle quali misura le coordinate X e Y. Questi piani di misura sono inseriti nella regione del bersaglio e costituiscono una estensione del tracciamento nella regione di produzione e decadimento delle particelle non coperta dal *microvertice*.

La procedura di ricostruzione delle tracce TSSD è la seguente: per ogni evento si considerano le proiezioni delle tracce SSD fino ai piani di misura delle TSSD, si apre una finestra di ricerca larga tre volte l'errore trasverso e si considera la *strip* accesa più vicina al puntamento e con la *pulse height* più alta. Gli *hit* selezionati in questo modo sono considerati candidati ad appartenere al prolungamento della traccia SSD utilizzata per la loro ricerca. La traccia viene quindi prolungata all'indietro attraverso un *fit* globale che impiega sia gli *hit* SSD che i nuovi *hit* TSSD e che tiene conto anche degli effetti delle MCS dovuti al materiale attraversato dalla particella. Si è quindi preferito utilizzare una procedura che ricercasse i possibili prolungamenti delle tracce *microvertice* nella regione del bersaglio, piuttosto che comprendere fin dall'inizio l'informazione delle TSSD, per due ragioni principali. La prima è legata al grado di confusione delle informazioni provenienti dalle TSSD. Queste sono infatti attraversate dalle particelle in prossimità dei loro vertici di produzione: le *strip* accese dal loro passaggio sono in media più vicine tra loro nelle TSSD rispetto a quelle accese nel *microvertice*, dove le tracce hanno acquistato un maggior braccio di leva. La selezione delle informazioni provenienti dalle TSSD tramite il puntamento delle tracce *microvertice* evita che il grado di confusione nelle TSSD si rifletta nella ricostruzione attraverso l'aumento del numero di tracce spurie e delle classi di tracce che condividono gli stessi *hit*. La seconda motivazione è legata al tempo di calcolo. Una procedura di ricostruzione delle tracce che considerasse fin dall'inizio le informazioni provenienti dalle TSSD combinandole a quelle del *microvertice* dovrebbe lavorare su un combinatorio molto più grande di quello utilizzato dalla ricostruzione delle sole tracce *microvertice*. La strategia scelta consente quindi di ridurre il tempo di calcolo e di poter utilizzare le informazioni delle TSSD nella maniera più corretta.

4.4 La ricostruzione delle tracce nelle PWC.

Le camere multifilo hanno il compito di tracciare le particelle cariche nella zona della spettrometro in cui è presente il campo magnetico ed in quella immediatamente successiva all'ultimo magnete.

Il metodo di ricostruzione delle tracce che hanno attraversato le camere multifilo consente di ricostruire la traiettoria di quelle particelle che hanno attraversato almeno le prime tre stazioni di camere. Le tracce vengono classificate come *stub* se hanno attraversato solo le prime 3 stazioni (da P0 a P2), come *track* se hanno attraversato tutte e 5 le stazioni.
L'algoritmo di ricostruzione utilizza una strategia simile a quella impiegata per le tracce SSD, ricostruendo prima le proiezioni sulle quatto viste di cui è dotato il rivelatore per poi combinarle e ottenere la ricostruzione della traccia nello spazio. Tuttavia, mentre per le viste U, V e Y le proiezioni sono ottenute a partire dalla sola informazione delle camere, per la vista X, dove la deflessione dovuta ai magneti è nulla, viene utilizzato il prolungamento delle tracce ricostruite dal microvertice per guidare la ricerca dei fili colpiti. Successivamente, esaurita la ricostruzione delle tracce di questo tipo, l'algoritmo procede a considerare quei fili appartenenti alla vista X che non sono stati impiegati nella precedente fase di ricerca. Questi fili andranno a comporre ulteriori proiezioni che, combinate con quelle delle altre viste non utilizzate in precedenza, formeranno le rimanenti tracce nello spazio. Le tracce devono essere ricostruite con non più di 4 piani di misura mancanti su un totale di 20 per tutte le camere, e non più di 2 per ogni stazione, che è composta da 4 piani.
I parametri del *fit* sono costituiti dalle intercette e dai coefficienti angolari delle tracce nelle viste X e Y in corrispondenza del piano di deflessione M2. A questi si aggiunge, nel caso delle tracce a 5 camere, la variazione dei coefficienti angolari nella vista Y corrispondenti agli angoli di deflessione misurati a partire dai segmenti delle tracce a monte e a valle di M2.
Nel calcolo del χ^2 del *fit* occorre poi tenere conto degli effetti ai bordi del campo magnetico (la cui direzione è parallela alla vista X), della presenza di componenti non nulle del campo magnetico nelle viste Y e Z e della loro dipendenza dalle coordinate dello spazio. Tutti questi effetti sono trattati come correzioni del χ^2 ottenuto in prima approssimazione.
L'algoritmo prende in considerazione l'eventuale estensione delle tracce a 3 camere utilizzando le informazioni di P3 e P4 e tenta la ricostruzione di quelle tracce la cui topologia viene esclusa dalla logica di ricerca sopra esposta, come quelle che hanno acceso solo i fili delle camere P0 e P1. La ricostruzione di questa categoria di tracce viene guidata utilizzando il puntamento delle tracce ricostruite nel *microvertice* per individuare i fili accesi sui piani P0 e P1. I parametri di queste tracce, composte da *strip* e fili accesi, saranno poi determinati attraverso la ricerca del χ^2 minimo.
Per ridurre il tempo di ricostruzione si è posto un limite di 30 tracce cariche per evento, infatti nella prima presa dati di E687 molti degli eventi a molteplicità maggiore erano generati dalle oscillazioni delle camere, mostravano un rapporto segnale-fondo molto basso e rallentavano significativamente la velocità di ricostruzione.

L'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione delle tracce nelle PWC è stato valutato utilizzando la simulazione Monte Carlo delle tracce che attraversano le camere proporzionali. L'efficienza così determinata è superiore al 98% per tracce con momento maggiore di 5 GeV/c, mentre la percentuale di tracce spurie risulta essere attorno al 0.5%.

4.5 Associazione delle tracce PWC con quelle ricostruite dal microvertice (*linking*).

L'associazione tra le tracce ricostruite nel *microvertice* con quelle tracciate nelle PWC (*linking*) è uno dei problemi più importanti che debbono essere affrontati durante la ricostruzione dei dati.
Infatti mentre le tracce PWC, a cui è attribuito un valore di momento, consentono la ricostruzione della massa invariante della particella con *charm*, dalle tracce microvertice è possibile risalire al vertice di decadimento dell'evento. Il *linking* permette di attribuire un valore al momento delle tracce del microvertice: questo è fondamentale per la ricerca del vertice di produzione (vedi §4.8) e per poter introdurre le correzioni alle tracce microvertice dovute allo *scattering multiplo*. Inoltre la procedura di *linking* permette di misurare il momento per quella categoria di tracce che non superano M2 (tracce *stub*) e contribuisce a migliorare la risoluzione del momento per tutte le altre.
Le tracce nelle camere multifili non associate alle tracce ricostruite nel *microvertice* vengono utilizzate nella ricerca dei decadimenti di particelle neutre a vita media lunga (*Vee*), come le K_s^0 e le Λ^0, e nella ricerca delle particelle che decadono in uno stato finale composto da una particella carica ed una neutra (*kink*). Infatti la topologia di questi decadimenti è caratterizzata, rispettivamente, dalla comparsa di coppie di tracce PWC aventi un vertice in comune (*Vee*), e dalla presenza di una traccia che improvvisamente cambia direzione (*kink*). Infine, l'esclusione delle tracce del *microvertice* non associate permette la reiezione di una parte del fondo durante la ricerca dei candidati charm.
La procedura di *linking* confronta la posizione spaziale delle tracce SSD e PWC in corrispondenza del centro di M1. Le tracce nelle camere e quelle nel *microvertice* candidate al *linking* sono poi oggetto di una procedura di *fit* globale che comprende tutte le *strip* ed i fili delle PWC che hanno contribuito alla ricostruzione dei due spezzoni di traccia associati.
Nel *fit* si utilizza il metodo del χ^2 e vengono valutate le correzioni dovute allo *scattering* multiplo. Infine, per le tracce ricostruite da tutte e 5 le stazioni PWC, è richiesta la consistenza dei diversi angoli di curvatura in corrispondenza di M1 e M2. L'effi-

cienza di *linking*, calcolata attraverso il metodo Monte Carlo, risulta essere funzione del momento con un andamento nel limite per alti momenti ($> 20\ GeV$) che risulta essere asintotico al 94% per tracce che coinvolgono solo 3 stazioni PWC (*stub*), e al 98% per tracce che ne coinvolgono 5 (*track*), mentre subiscono una forte diminuzione al limite dei bassi momenti, dove il fenomeno di *scattering* diventa dominante.
L'algoritmo di *linking* prevede anche la possibilità che una traccia ricostruita dal *microvertice* possa essere associata a due tracce PWC. Questa topologia è legata al tracciamento delle coppie e^+e^- che vengono prodotte praticamente allineate per essere poi separate dai magneti nella regione coperta dalle PWC.

4.6 La misura del momento delle tracce.

La misura del momento p di una particella che si muove da un punto nello spazio $r_0 = (x_0, y_0, z_0)$ ad un altro punto $r = (x, y, z)$, sotto l'influenza di un campo magnetico B, può essere espresso in funzione dei coefficienti angolari $r' = dr/dz$, attraverso la formula:

$$\frac{r'}{\sqrt{1 + y'^2 + x'^2}} = \frac{r'_0}{\sqrt{1 + {y'_0}^2 + {x'_0}^2}} + \frac{0.29997}{p} \int_z^{z_0} r'(z_1) B(z_1) dz_1 \tag{4.3}$$

Noti quindi i valori del campo magnetico edei coefficienti angolari iniziale e finale, è possibile ricavare il momento. Il metodo di misura del momento delle tracce dipende dalla loro topologia. Per le tracce che attraversano sia M1 che M2 la misura del momento viene ottenuta a partire dall'angolo di curvatura misurato nel secondo magnete. Si ottiene quindi una risoluzione in momento che può essere espressa in funzione di p attraverso la formula:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 1.5\% \left(\frac{P}{100\ GeV}\right) \sqrt{1 + \left(\frac{19\ GeV}{P}\right)^2}$$

dove il termine sotto radice tiene conto degli effetti dovuta allo *scattering* multiplo. Questo metodo non può essere applicato per le tracce che non superano il secondo magnete: in questo caso si misura l'angolo formato dal segmento della traccia ricostruito nel *microvertice* e quello, deviato rispetto al primo, ricostruito dalle camere a valle di M1. Per le tracce ricostruite da tutte e tre le stazioni PWC comprese tra i due magneti e che hanno attraversato la zona ad alta risoluzione del *microvertice*, la risoluzione nella misura del momento è:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 3.6\% \left(\frac{P}{100\ GeV}\right) \sqrt{1 + \left(\frac{15\ GeV}{P}\right)^2}$$

Le tracce che passano attraverso la regione centrale del *microvertice* hanno un risoluzione in momento più bassa:

$$\frac{\sigma_P}{p} = 4.14\% \left(\frac{P}{100\ GeV}\right) \sqrt{1 \ + \ \left(\frac{13\ GeV}{P}\right)^2}$$

Un'ulteriore diminuzione della risoluzione in momento si verifica nei casi in cui le particelle sono state tracciate, a valle di M1, solo da P0 e P1. Per le tracce dello spettrometro che non hanno corrispondente nel *microvertice* il momento viene calcolato assumendo che la traccia provenga da uno dei vertici ricostruiti nel *microvertice*, oppure, se non sono stati ricostruiti vertici, supponendo che la traccia abbia avuto origine nel baricentro del bersaglio.

4.7 L'identificazione Čerenkov delle tracce.

L'identificazione Čerenkov delle tracce si basa sull'algoritmo CITADL, acronimo di *Čerenkov Identification of Tracks by an Algorithm using Digital Likelihood.*
Questo algoritmo considera, per ogni traccia, quattro ipotesi (α) di identificazione: elettrone, pione, kaone, protone. Per ciascuna di queste ipotesi viene calcolata una $-2\ln($*Likelihood*$)$ definita nella maniera seguente:

$$\omega_\alpha = \sum_i -2\ln(P_{i\alpha}(\vec{t}))$$

dove $P_{i\alpha}(\vec{t})$ è la probabilità Poissoniana che una data traccia determinata dai parametri $\vec{t}$ fornisca, nell'i-esima cella del rivelatore, la risposta osservata. La sommatoria è estesa a tutte le celle i del cono di luce. La probabilità $P_{i\alpha}(\vec{t})$ è definita nella maniera seguente:

$$P_{i\alpha}(\vec{t}) = 1 - exp(-PE_{i\alpha}(\vec{t}))$$

se la cella è accesa, e da:

$$P_{i\alpha}(\vec{t}) = exp(-PE_{i\alpha}(\vec{t}))$$

se la cella è spenta. $PE_{i\alpha}(\vec{t})$ è definito come il numero di fotoelettroni che ci si aspetta di misurare nella cella i attraversata dalla traccia $\vec{t}$ nell'ipotesi α di identificazione della particella. Il vantaggio di questo algoritmo risiede nella possibilità di definire in sede di analisi gli estimatori migliori per l'identificazione di una traccia a seconda del tipo di decadimento considerato. In generale l'identificazione di una traccia viene risolta ponendo delle condizioni sulle differenze tra le ω_α relative alle diverse ipotesi ($\Delta\omega_\alpha$). Ad esempio nella fase di ricostruzione degli eventi (Pass1) le particelle vengono identificate attraverso i seguenti criteri:

- *pione* : $\omega_{kaone} - \omega_{pione} > -5$
  Corrisponde ad una richiesta estremamente debole per il pione. Infatti questa condizione comprende casi in cui l'ipotesi pione è sfavorita rispetto all'ipotesi kaone.

- *kaone* : $\omega_{pione} - \omega_{kaone} > 0.5$
  Si richiede che l'ipotesi kaone sia sempre migliore dell'ipotesi pione.

- *protone* : $\omega_{pione} - \omega_{protone} > 0.5$
  Si richiede che l'ipotesi protone sia sempre migliore dell'ipotesi pione.

A questi tagli si possono aggiungere, in sede di analisi, condizioni più forti sull'identificazione Čerenkov. È da notare che CITADL permette di applicare le richieste Čerenkov in maniera differente sulle particelle dello stesso tipo. Ad esempio, nello studio della $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ si può pensare di rafforzare la condizione sul kaone che ha lo stesso segno della D_s^+ in maniera da sopprimere fortemente la riflessione proveniente dal decadimento della D^+ nello stato finale $K^-\pi^+\pi^+$. La stessa condizione Čerenkov, se applicata su entrambi i kaoni, otterrebbe l'effetto di ridurre fortemente la popolazione del segnale.

4.8 La determinazione dei vertici di produzione e decadimento.

Il *microvertice* di E831 è stato realizzato con lo scopo di consentire la ricostruzione dei vertici di produzione (*vertice primario*) e decadimento (*vertice secondario*) della particella con *charm* con un alta risoluzione spaziale ed un'elevata efficienza. L'algoritmo utilizzato nella ricostruzione dell'evento è in grado di distingure i due vertici, condizione tanto più critica quanto più breve risulta essere la vita media della particella, e quindi la distanza che percorre prima di decadere. Le particelle con *charm* hanno infatti una vita media inferiore rispetto alle altre particelle generate dall'interazione dei fotoni con il bersaglio. Per fare un confronto, i mesoni D^+ e D_s^+ hanno una vita media dell'ordine dei $10^{-12} - 10^{-13}$ s contro i 10^{-8} s dei kaoni e dei pioni. L'algoritmo deve inoltre fornire alcuni estimatori che consentano di selezionare il segnale in maniera da ottenere degli spettri di massa invariante con un buon rapporto segnale-fondo. La ricostruzione dei vertici (DVERT) si basa su una serie di considerazioni di carattere fisico mirate a selezionare gli eventi secondo il tipo di decadimento che si vuole ricostruire.
Vediamo in dettaglio come vengono ricostruiti i vertici. L'algoritmo considera, per ogni evento, tutte le combinazioni di tracce *linked* che hanno identificazione Čerenkov e carica compatibile con il decadimento che si vuole ricostruire.

Per ogni combinazione di tracce selezionate in questo modo si tenta la ricostruzione di un vertice. Quest'ultimo, se supera un livello di confidenza pari al 2%, è considerato un possibile vertice di decadimento per una particella con charm *(vertice secondario)*. In questo caso la somma dei momenti delle tracce considerate, applicato al vertice secondario, fornisce l'ipotetica direzione della particella con *charm* (detta *seed track*).
Nella fase seguente l'algoritmo procede a ricostruire il vertice di produzione della particella con *charm*, o *vertice primario*. La logica seguita dall'algoritmo consiste nell'associare alla *seed track* le tracce non utilizzate nella sua formazione e quindi considerate disponibili per la ricerca del primario. L'algoritmo comincia con l'associare al candidato una sola traccia, eseguendo un ciclo su tutte quelle disponibili, e salva la combinazione con il χ^2/DoF migliore. Quest'ultima deve comunque superare un taglio imposto sul livello di confidenza pari a 1%.
Nella fase successiva si procede a ricostruire un vertice impiegando coppie di tracce e seguendo una logica simile a quella sopra esposta. In questa fase si utilizzano le sole tracce che nella fase precedente hanno fatto vertice superando il taglio imposto sul livello di confidenza.
L'ultima combinazione trovata diventa la base per la ricerca di vertici a molteplicità maggiore attraverso un procedimento iterativo che ad ogni ciclo prova ad associare una traccia in più alla combinazione, seleziona di tutte le nuove combinazioni quella migliore e riparte da quest'ultima per un ulteriore ciclo di indagine. L'algoritmo si ferma solo quando non risulta più soddisfatto il taglio sul livello di confidenza.
Nella fase di Pass1 la procedura illustrata viene ripetuta, con le debite differenze, per ogni tipo di decadimento che si intende studiare e su ogni evento. Questa stategia comporta la possibilità che per ogni evento ci possa essere più di una ipotesi di ricostruzione (*candidato*). Sarà compito delle analisi finali selezionare l'ipotesi di ricostruzione migliore per ciascun evento attraverso ulteriori tagli applicati sugli estimatori definiti dall'algoritmo. Quest'ultimo fornisce, per ogni candidato, le seguenti quantità:

- L/σ: è la significanza statistica della separazione tra i vertici di produzione e decadimento. Si preferisce utilizzare questo estimatore piuttosto che il solo L per due motivi. Il primo è legato agli eventi creati dal puro combinatorio di tracce; questi eventi saranno caratterizzati da una cattiva determinazione dei vertici e quindi da un valore di L/σ piuttosto piccolo. Questo contributo al fondo può essere ridotto fissando una soglia in L/σ. Il secondo motivo riguarda la correlazione che esiste tra topologia del decadimento ed energia della particella con *charm*. Più grande è la loro energia e maggiore sarà, per effetto della dilatazione dei tempi, la distanza L che percorreranno prima di decadere. Eventi di questo tipo saranno inoltre caratterizzati da una minore apertura angolare e quindi da una maggiore indeterminazione della posizione dei vertici. L/σ, tenendo conto dei due effetti, risulta essere un estimatore della qualità della separazione dei vertici valido per un ampio spettro di energia della particella.

- *Isolation1*: è definito come il livello di confidenza più alto che si può ottenere aggiungendo alla combinazione di tracce che formano il vertice primario una delle tracce del secondario in un modo iterattivo e provando a ricostruire un vertice. Quanto più è elevato il livello di confidenza, tanto più una traccia attribuita al vertice secondario risulterà compatibile con l'essere assegnata al vertice primario. Se i vertici di produzione e decadimento risultano poco separati tra loro o se l'errore associato alla loro posizione è grande la possibilità che una traccia possa essere attribuita sia al vertice secondario che a quello primario è elevata. *Isolation1* è quindi un estimatore dell'accuratezza della loro ricostruzione.

- *Isolation2*: è definito come il livello di confidenza più alto che si ottiene aggiungendo al secondario una traccia dell'evento che non sia stata utilizzata nella determinazione dei vertici: fornisce quindi una stima dell'isolamento del secondario rispetto alle tracce dell'evento. Un valore di *Isolation2* elevato indica la possibilità che alla determinazione del vertice secondario possano contribuire altre tracce che sono state escluse nella sua ricostruzione.

- *Isolation3*: è definito in maniera analoga a *Isolation2*, con la sola differenza che nella definizione di questo estimatore vengono considerate anche le tracce del primario come candidate a provenire dal vertice secondario.

- *Zout* è la distanza misurata tra la posizione del vertice secondario e quella del blocco di targhetta più vicino espressa in termini di deviazione standard. Assume valore negativo se la posizione del secondario è all'interno del materiale presente nella regione del bersaglio. La componente di fondo proveniente dalle reinterazioni adroniche, costituita da particelle leggere che interagendo con il materiale producono falsi vertici secondari, può essere abbattuta richiedendo che il vertice di decadimento sia stato ricostruito in aria ($Zout > 0$) e non all'interno del bersaglio.

4.9 La simulazione Monte Carlo.

La simulazione dell'intero apparato sperimentale è fondamentale per poter valutare l'efficienza di ricostruzione dei decadimenti. Inoltre i programmi di simulazione si

rendono necessari sia durante la fase di sviluppo dell'apparato sperimentale che per ottimizzare i programmi di ricostruzione. Il programma utilizzato per la simulazione dell'apparato sperimentale (MCFOCUS) di E831 è stato sviluppato appositamente e aggiornato parallelamente alle modifiche introdotte nell'esperimento. Questa scelta ha consentito di ridurre i tempi macchina rispetto ai programmi generici ideati per la simulazione di esperimenti di fisica delle alte energie, come *GEANT*[18] sviluppato al CERN.
La parte relativa alla generazione degli eventi fisici è affidata al programma PYTHIA[13], che si basa sul modello a frammentazione dei Jet sviluppato dall'università di Lund.
In MCFOCUS le caratteristiche fisiche delle particelle, i loro modi e probabilità di decadimento vengono lette da un blocco dati esterno al programma stesso. Questa scelta garantisce una maggiore flessibilità della simulazione, permettendo di aggiornare i decadimenti del *charm* ai valori misurati dall'esperimento, le caratteristiche delle particelle ai valori di più recente pubblicazione ed eventualmente di aggiungere informazioni riguardanti nuove particelle senza modificare il programma di generazione.
La simulazione di un evento fisico nel Monte Carlo segue le stesse fasi che sono necessarie alla produzione di un evento di *charm* reale, dalla produzione dei fotoni per effetto di *bremsstrahlung* degli elettroni, fino alla generazione della coppia *charm* anti-*charm* attraverso il meccanismo *Photon-Gluon Fusion* e alla loro adronizzazione.
Il programma consente di scegliere tra la simulazione completa dei decadimenti della coppia *charm* anti-*charm* e la modalità a canale fissato in cui uno dei due quark è forzato a decadere in uno stato finale predefinito.
La seconda parte del programma MCFOCUS ha il compito di simulare la risposta dei rivelatori al passaggio delle diverse particelle prodotte nell'evento. Questa simulazione viene realizzata individuando nel rivelatore dei punti sull'asse longitudinale dell'esperimento, detti *stopping points*, dove il programma valuta qual è lo stato della particella che li attraversa, quali sono i processi che possono accadere e le conseguenze sul sistema di rivelazione. Successivamente viene simulata l'eventuale risposta dei rivelatori, che tiene conto sia degli effetti di rumore dell'elettronica che della presenza di eventuali canali non funzionanti. Nel tracciare la traiettoria delle particelle la simulazione tiene conto della deviazione indotta dallo *scattering* multiplo, della produzione di coppie e della possibilità, per gli elettroni, di produrre fotoni per *bremsstrahlung*.
MCFOCUS genera quindi dati in una forma del tutto analoga a quella prodotta dal sistema di acquisizione dati dell'esperimento, e che possono essere analizzati dal programma di ricostruzione come se fossero dati reali.

Capitolo 5

L'analisi coerente in ampiezza del Dalitz Plot.

5.1 Introduzione

Il metodo utilizzato per l'analisi dei processi dinamici che intervengono nel decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ [1] è l'analisi coerente in ampiezza del Dalitz Plot. Questo tipo di analisi è uno strumento estremamente potente per indagare sulla dinamica del decadimento di un mesone pseudoscalare in tre corpi. Analizziamone le motivazioni. Per un decadimento di una particella priva di spin del tipo:

$$D \to 1 + 2 + 3$$

la probabilità di decadimento può essere scritta come:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{1}{32M^3}\left|\mathcal{M}\right|^2 dm_{12}^2 dm_{13}^2$$

dove M è la massa del mesone che decade, $\mathcal{M}$ è l'elemento di matrice che tiene conto della dinamica del fenomeno e m_{12}^2 e m_{13}^2 sono le masse invarianti al quadrato delle coppie di particelle prodotte nel decadimento. Il Dalitz Plot è definito come il diagramma di correlazione tra m_{12}^2 ed m_{13}^2. Ci si aspetta quindi che, in assenza di stati intermedi risonanti del tipo

$$\begin{array}{l} D \longrightarrow \text{Risonanza} + 3 \\ \qquad\qquad\quad \hookrightarrow 1 + 2 \end{array}$$

[1] I canali coniugati devono ritenersi sempre sottointesi.

la popolazione sulla superficie del Dalitz Plot sia uniforme. Al contrario, l'eventuale presenza di strutture nel Dalitz Plot può rivelare l'esistenza di più meccanismi che contribuiscono allo stesso stato finale: due esempi istruttivi sono rappresentati dai Dalitz Plot dei decadimenti $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ [19], in cui sono evidenti le strutture risonanti dovute ai canali dominanti $\overline{K^{*0}}(890)K^+$ e $\phi(1020)\pi^+$ (Fig. 5.1). Le ampiezze dei processi che contribuiscono ad uno stesso stato finale sono dotate di coefficienti e fasi. Queste ultime sono responsabili dei fenomeni di interferenza quantistica che possono modellare ulteriormente la superficie del Dalitz Plot. Inoltre la misura delle fasi ci consente di valutare l'impatto delle *Final State Interactions* nel decadimento: l'esistenza di fasi immaginarie, come vedremo in seguito (§5.2), è infatti un indice della loro presenza.

Le *Final State Interactions* possono manifestarsi in maniera visibile sul Dalitz Plot: un esempio di questo tipo è rappresentato dal decadimento $D^+ \to K^-K^+\pi^+$. In questo processo le *Final State Interactions* introducono una fase immaginaria tra l'ampiezza della $\overline{K_0^*}(1430)^0$ e quella della $\overline{K^{*0}}(890)$[20], causando una evidente asimmetria tra i lobi di quest'ultima risonanza (vedi Fig.5.1b).

È dunque importante che il formalismo utilizzato nell'analisi sia *coerente*, ovvero che tenga conto della presenza delle fasi quantistiche nel processo di decadimento.

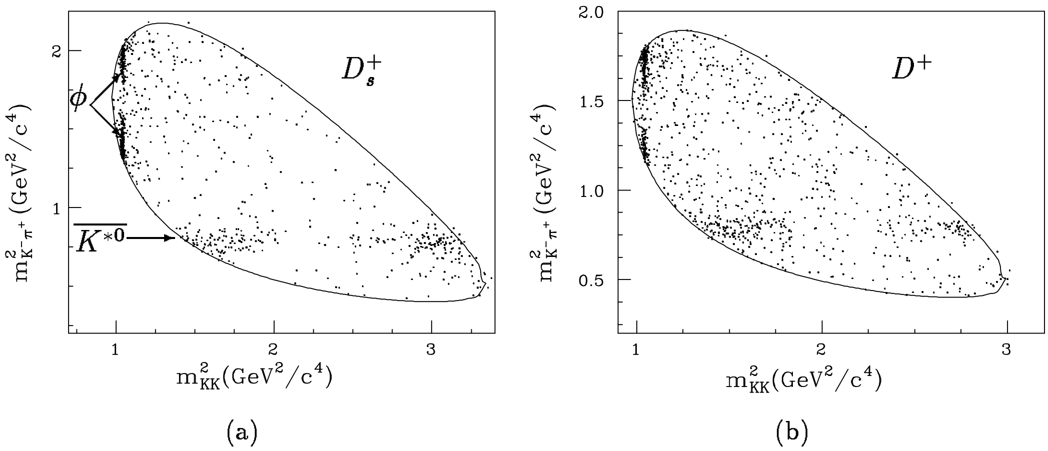


Figura 5.1: Dalitz Plot dei decadimenti dei mesoni D_s^+ (a) *e D^+* (b) *negli stati finali $K^-K^+\pi^+$ (dati di E687). Entrambi i decadimenti sono dominati dai canali $\overline{K^{*0}}(890)K^+$ (banda orizzontale) e $\phi(1020)\pi^+$ (banda verticale). Le posizioni delle due bande sono situate in corrispondenza delle masse al quadrato di ciascuna delle due risonanze e le bande sono divise in due lobi per la conservazione dell'elicità. Da notare i lobi della banda corrispondente alla $\overline{K^{*0}}$, che nel caso della D^+ risultano essere asimmetrici. Questo effetto può essere attribuito alle* Final State Interactions.

5.2 Studio delle Final State Interactions attraverso l'analisi coerente in ampiezza.

Uno degli aspetti più interessanti di questo tipo di analisi[21] è quello di permettere lo studio degli effetti dovuti alle *Final State Interactions* (F.S.I.) attraverso l'estensione dei test dei modelli di fattorizzazione ai decadimenti a più corpi. I modelli di fattorizzazione (come quello di Bauer, Stech e Wirbel) sono stati proposti per fare predizioni sulle larghezze dei decadimenti a due corpi dei mesoni *charmati.* In questi modelli le F.S.I. si manifestano attraverso l'interferenza tra le varie ampiezze di isospin che contribuiscono a diverse varianti cariche di uno stesso stato finale. Al fine di illustrare gli effetti delle F.S.I. si consideri la classificazione in isospin delle tre ampiezze che contribuiscono a $D \to \pi\pi$:

$$A(D^0 \to \pi^+\pi^-) \ = \ \frac{1}{\sqrt{3}}(\sqrt{2}a_0 + a_2) \tag{5.1}$$

$$A(D^0 \to \pi^0\pi^0\ ) \ = -\frac{1}{\sqrt{3}}(-a_0 + \sqrt{2}a_2)\ , \qquad A(D^+ \to \pi^+\pi^0) \ = \ \sqrt{\frac{2}{3}}a_2$$

Gli effetti delle F.S.I. possono essere parametrizzati nella maniera seguente:

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta e^{2i\delta_0} & i\sqrt{1-\eta^2}e^{i(\delta_0+\delta_2)} \\ i\sqrt{1-\eta^2}e^{i(\delta_0+\delta_2)} & \eta e^{2i\delta_2} \end{pmatrix}^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} a_0 \\ a_2 \end{pmatrix}_{bare} \tag{5.2}$$

dove a_0 a_2 sono le ampiezze di isospin, la matrice è la radice quadrata della matrice S che descrive il fenomeno di scattering forte, δ_0 e δ_2 sono le fasi ed η è il parametro di inelasticità. In accordo con il teorema di Watson, le ampiezze deboli debbono essere tutte relativamente reali. Se al contrario si verifica che $\sin(\delta_o - \delta_2) \neq 0$, allora questo costituisce un segnale della presenza delle *Final State Interactions.*

L'analisi coerente in ampiezza del Dalitz Plot ci permette di estendere i test di fattorizzazione, come quello appena illustrato, anche per i decadimenti adronici a più corpi dei mesoni *charmati* attraverso l'analisi delle strutture risonanti. In questo caso infatti è possibile considerare i decadimenti che procedono attraverso stati risonanti (sia del tipo pseudoscalare-vettore che vettore-vettore) come decadimenti a due corpi.

Consideriamo di nuovo il caso del decadimento $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ (Fig. 5.1), che procede essenzialmente attraverso i canali $\phi\pi^+$ e $\bar{K}^{*0}K^+$. Il Dalitz Plot di questo decadimento può essere parametrizzato dal seguente modello:

$$\frac{d\Gamma}{(dM_1{}^2 dM_2{}^2)} \propto |a_{\bar{K}^{*0}} e^{i\delta_{\bar{K}^{*0}}} A(\pi^+K^-K^+|\bar{K}^{*0}K^+) \ + \ a_\phi e^{i\delta_\phi} A(K^+K^-\pi^+|\phi\pi^+) \ + \ ...|^2 \tag{5.3}$$

Per analogia con i decadimenti a due corpi della D_0 e per un modello a due risonanze, è possibile scrivere:

$$\begin{pmatrix} a_{\bar{K}^{*0}}\ e^{i\delta_{\bar{K}^{*0}}} \\ a_\phi\ e^{i\delta_\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta e^{2i\delta_1} & i\sqrt{1-\eta^2}e^{i(\delta_1+\delta_2)} \\ i\sqrt{1-\eta^2}e^{i(\delta_1+\delta_2)} & \eta e^{2i\delta_2} \end{pmatrix}^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} a_{\bar{K}^{*0}} \\ a_\phi \end{pmatrix}_{bare} \tag{5.4}$$

e qualsiasi fase non reale sarà dovuta alle *Final State Interactions.*

5.3 Il Dalitz Plot

Abbiamo visto che la probabilità di decadimento di una particella di massa M priva di spin che decada in tre corpi può essere scritta come:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{1}{32M^3}\left|\mathcal{M}\right|^2 dm_{12}^2 dm_{13}^2 \tag{5.5}$$

Giustifichiamo questa relazione. La probabilità di decadimento a tre corpi di una particella di massa M può essere scritta nella maniera seguente:

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M}\left|\mathcal{M}\right|^2 d\Phi_3 \tag{5.6}$$

dove $\mathcal{M}$ è l'elemento di matrice contenente la dinamica del decadimento e $d\Phi_3$ è lo spazio delle fasi che compete ad un decadimento a tre corpi, definito nella maniera seguente:

$$d\Phi_3(P;P_1,P_2,P_3) = \delta^4\left(P-\sum_{i=1}^{3}P_i\right)\prod_{i=1}^{3}\frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \tag{5.7}$$

dove P è il tetramomento della particella che decade, mentre $P_i = (E_i, \vec{p_i})$ sono i tetramomenti delle particelle nello stato finale. La funzione δ^4 garantisce la conservazione dell' energia e del momento nella definizione della probabilità di decadimento. Nel sistema del centro di massa, fissati due momenti (es.: $\vec{p_1}$ e $\vec{p_2}$) il terzo ($\vec{p_3}$) risulta determinato. Risolvendo l'integrale $\int \delta^3(\vec{p_1}+\vec{p_2}+\vec{p_3})d^3p_3$ si ottiene che la densità di stati finali è data da:

$$d\Phi_3 = \frac{1}{(2\pi)^9}\frac{p_1^2 dp_1 p_2^2 dp_2}{2E_1 2E_2 2E_3} d\Omega_1 d\Omega_2 \tag{5.8}$$

dove $d\Omega_i = d\phi_i d\cos\theta_i$ è l'angolo solido della particella i. Se il decadimento è isotropo, si può integrare su tutte le direzioni della particella 1. Per ogni direzione fissata della particella 1 il decadimento dipenderà unicamente dalla direzione di $\vec{p_2}$ rispetto a $\vec{p_1}$. Possiamo quindi integrare in $d\phi_2$ e porre $\theta_2 = \theta_{12}$, essendo θ_{12} l'angolo compreso tra le due particelle. Si otterrà:

$$d\Phi_3 = \frac{2}{(2\pi)^7}\frac{p_1^2 dp_1 p_2^2 dp_2}{2E_1 2E_2 2E_3} d\cos\theta_{12} \tag{5.9}$$

Usando le seguenti relazioni:

$$E_1^2 = p_1^2 + m_1^2; \qquad E_2^2 = p_2^2 + m_2^2 \tag{5.10}$$
$$E_3^2 = p_3^2 + m_3^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2\cos\theta_{12} + m_3^2 \tag{5.11}$$
$$\tag{5.12}$$

si ottengono:

$$E_1dE_1 = p_1dp_1; \qquad E_2dE_2 = p_2dp_2 \tag{5.13}$$
$$E_3dE_3 = p_1p_2d\cos\theta_{12} \quad (fissati\ p_1, p_2) \tag{5.14}$$

da cui si ottiene:

$$d\Phi_3 = \frac{2}{(2\pi)^7}\frac{E_1dE_1E_2dE_2E_3dE_3}{2E_12E_22E_3} \tag{5.15}$$

Nel centro di massa $M = E_1 + E_2 + E_3$, fissati E_1 ed E_2, E_3 è univocamente determinato, per cui, calcolando l'integrale $\int \delta(M - E_1 - E_2 - E_3)dE_3$, si ottiene:

$$d\Phi_3 = \frac{dE_1dE_2}{4(2\pi)^7} \tag{5.16}$$

Sostituendo quest'ultima relazione nella 5.6, si ottiene:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3\, 8M}\left|\mathcal{M}\right|^2 dE_1dE_2 \tag{5.17}$$

Infine la 5.5 si ottiene sfruttando le seguenti relazioni, calcolate nel sistema del centro di massa:

$$\begin{aligned}(P - P_1)^2 = M^2 + E_1^2 - 2E_1M - p_3^2 = \\ M^2 + m_1^2 - 2E_1M = (P_2 + P_3)^2 = m_{23}^2\end{aligned} \tag{5.18}$$

da cui, differenziando, si ottiene:

$$dE_1 = \frac{dm_{23}^2}{2M} \tag{5.19}$$

e, analogamente:

$$dE_2 = \frac{dm_{13}^2}{2M} \tag{5.20}$$

Sostituendo la 5.19 e la 5.20 nella 5.17 e tenendo presente che gli indici delle particelle sono arbitrari, si ottiene la 5.5. In generale, il Dalitz Plot può essere rappresentato attraverso qualsiasi variabile connessa con m_{12} e m_{13} attraverso una trsformazione lineare a Jacobiano costante.

A questo risultato ci si poteva arrivare considerando che un decadimento a tre corpi di una particella priva di spin dipende da due sole variabili cinematiche indipendenti. Infatti i tre vettori che definisconi i momenti degli stati finali sono soggetti alle relazioni di conservazione dell'energia e del momento. Delle restanti 5 variabili, tre sono angoli da cui il decadimento, privo di una direzione privilegiata, non può dipendere. Il decadimento dipende quindi da 2 sole variabili cinematiche indipendenti.

5.3.1 Cinematica dei decadimenti a tre corpi

Consideriamo il decadimento a tre corpi del tipo $D \rightarrow 1 + 2 + 3$.
Definiamo le notazioni [22] che useremo in seguito: con M indicheremo la massa della particella decaduta, con $m_{j=1,2,3}$ le masse delle particelle prodotte con momento p_j e con energia E_j nel sistema del centro di massa; indicheremo poi con m_{jk} le masse invarianti del sistema formato dalle particelle j e k e con p_{jk} e E_{jk} il momento e l'energia di queste combinazioni nel sistema di riferimento del centro di massa.
Valgono le seguenti relazioni:

$$M^2 = (P_{jk} + P_i)^2 \tag{5.21}$$

$$p_{jk} = p_i \; ; \quad E_{jk} = M - E_i \tag{5.22}$$

dove P_j e P_{jk} sono i tetramomenti rispettivamente della particella j e del sistema (j, k). Da queste relazioni se ne deduce:

$$p_i^2 = E_i^2 - m_i^2 = p_{jk}^2 = (M - E_i)^2 - m_{jk}^2 = M^2 - 2ME_i + E_i^2 - m_{jk}^2 \tag{5.23}$$

ed infine:

$$E_i = \frac{M^2 - m_{jk}^2 + m_i^2}{2M} \tag{5.24}$$

che esprime l'energia delle particelle in funzione delle masse. Un'equazione simmetrica si ricava per il sistema (j, k):

$$E_{jk} = \frac{M^2 - m_i^2 + m_{jk}^2}{2M} \tag{5.25}$$

Sfruttando queste relazioni e applicando il principio di conservazione dell' energia al sistema delle tre particelle, otteniamo:

$$M = E_1 + E_2 + E_3 = \frac{3M^2 - m_{12}^2 - m_{13}^2 - m_{23}^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2}{2M} \tag{5.26}$$

ne segue una relazione che lega tutte le masse nel sistema di riferimento del centro di massa:

$$m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{23}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 \tag{5.27}$$

5.3.2 Limiti cinematici del Dalitz Plot.

Prima di calcolare i limiti cinematici del Dalitz Plot occorre trovare i valori massimi e minimi del sistema (j, k). Il valore minimo della massa invariante

$$m_{jk}^2 = E_{jk}^2 - p_{jk}^2$$

corrisponde alla configurazione cinematica in cui il modulo del momento del sistema (j, k):

$$p_{jk} = |\vec{p_j} + \vec{p_k}|$$

assume il massimo valore. Questo si verifica quando i momenti p_j e p_k sono collineari $(\theta_{jk} = 0)$ e vale la seguente relazione:

$$\beta_j = \beta_k = \beta_{jk} = \frac{p_j}{m_j} = \frac{p_k}{m_k} = \frac{p_{jk}}{m_{jk}} \tag{5.28}$$

da cui:

$$\gamma_j = \gamma_k = \gamma_{jk} = \frac{E_j}{m_j} = \frac{E_k}{m_k} = \frac{E_{jk}}{m_{jk}} \tag{5.29}$$

Utilizzando quest'ultima relazione si ottiene:

$$\begin{aligned} m_{jk}^2(min) &= (E_j + E_k)^2 - |\vec{p_j} + \vec{p_k}|^2 = \\ &= E_j^2 + E_k^2 + 2E_jE_k - p_j^2 - p_k^2 - 2p_jp_k \cos\theta_{jk} = m_j^2 + m_i^2 + 2(E_jE_k - p_jp_k) \\ &= m_j^2 + m_i^2 + 2m_km_j(\frac{E_jE_k}{m_km_j} - \frac{p_jp_k}{m_km_j}) = m_j^2 + m_i^2 + 2m_km_j(\gamma^2 - \gamma^2\beta^2) \\ &= (m_j + m_k)^2 \end{aligned}$$

per cui il valore minimo della combinazione (j, k) è:

$$m_{jk}(min) = m_k + m_j \tag{5.30}$$

Calcoliamo ora il valore di m_{ik} corrispondente a $m_{jk}(min)$. Possiamo sfruttando la relazione :

$$\frac{E_j}{m_j} = \frac{E_{jk}}{m_{jk}(min)} = \frac{E_{jk}}{m_j + m_k} = \frac{M - E_i}{m_j + m_k}; \quad E_j = (M - E_i)\frac{m_j}{m_j + m_k} \tag{5.31}$$

e tenendo presente la relazione ottenuta sostituendo la 5.30 nella 5.24:

$$E_i = \frac{M^2 - (m_j + m_k)^2 + m_i^2}{2M} \tag{5.32}$$

si ottiene:

$$E_j = \left[\frac{M^2 - m_i^2 + (m_j + m_k)^2}{2M}\right] \frac{m_j}{m_j + m_k} \tag{5.33}$$

Quest'ultima relazione, sostituita in:

$$m_{ik}^2 = M^2 + m_j^2 - 2ME_j \tag{5.34}$$

ci fornisce m_{ik} in funzione del minimo valore della massa del sistema (j, k):

$$m_{ik}^2|_{m_{jk}(min)} = M^2 + m_j^2 - \frac{m_j}{m_j + m_k}[M^2 - m_i^2 + (m_j + m_k)^2] \tag{5.35}$$

Calcoliamo adesso il valore massimo $m_{jk}(max)$, che si ottiene quando p_{jk} è uguale a zero, quindi in una configurazione in cui $\vec{p_j} = -\vec{p_k}$.
In questo caso la particella di indice i viene prodotta a riposo nel decadimento $(\vec{p_i} = -\vec{p}_{jk} = 0)$. Possiamo scrivere quindi:

$$m_{jk}^2 = (M - E_i)^2 - p_{jk}^2 = (M - m_i)^2$$

per cui:

$$m_{jk}(max) = M - m_i \tag{5.36}$$

Il sistema (j, k) è a riposo nel centro di massa, quindi l'energia E_j nel sistema (j, k) coincide con quella misurata nel sistema del centro di massa:

$$E_j = \frac{(M - m_i)^2 + m_j^2 - m_k^2}{2(M - m_i)} \tag{5.37}$$

Questa relazione si può ottenere dalle seguenti uguaglianze:

$$P_k^2 = (P_{jk} - P_j)^2 = (m_{jk} - E_j)^2 - p_j^2 = (M - m_i - E_j)^2 - p_j^2 =$$
$$(M - m_i)^2 - 2(M - m_i)E_j + E_j^2 - p_j^2 = (M - m_i)^2 - 2(M - m_i)E_j + m_j^2 = m_k^2$$

Sostituendo la 5.37 nella relazione:

$$m_{ik}^2|_{m_{jk}(max)} = (P - P_j)^2|_{m_{jk}(max)} = M^2 + m_j^2 - 2ME_j \tag{5.38}$$

si ottiene:

$$m_{ik}^2|_{m_{jk}(max)} = m_j^2 + Mm_i - M\frac{m_j^2 - m_k^2}{M - m_i} \tag{5.39}$$

Una volta calcolato il valore massimo e minimo che possono assumere le masse, possiamo ricavare le relazioni di vincolo cinematico tra m_{12} e m_{13} che definiscono il contorno del Dalitz Plot. Fissato un valore di m_{12}^2, m_{13}^2 assumerà valore massimo quando $\vec{p_1}$ è antiparallelo a $\vec{p_3}$, valore minimo quando $\vec{p_1} \parallel \vec{p_3}$. Possiamo quindi scrivere che, fissato m_{12}^2, m_{13}^2 può assumere valori compresi tra

$$m_{13}^2|_{min} = (E_1 + E_3)^2 - (\vec{p_1} - \vec{p_3})^2 \tag{5.40}$$

e:

$$m_{13}^2|_{max} = (E_1 + E_3)^2 - (\vec{p_1} + \vec{p_3})^2 \tag{5.41}$$

Conviene poi esprimere E_1, E_2, p_1, p_2 nel sistema di riferimento $(1, 2)$:

$$E_1 = \frac{m_{12}^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_{12}} \tag{5.42}$$

$$E_3 = \frac{M^2 - m_{12}^2 - m_3^2}{2m_{12}} \tag{5.43}$$

$$p_1 = (E_1^2 - m_1^2)^{\frac{1}{2}} \tag{5.44}$$

$$p_3 = (E_3^2 - m_3^2)^{\frac{1}{2}} \tag{5.45}$$

La 5.42 si ottiene dalle seguenti relazioni:

$$P_2^2 = (P_{12} - P_1)^2 = (m_{12} - E_1)^2 - p_1^2 = m_{12}^2 - 2m_{12}E_1 + m_1^2 = m_2^2 \tag{5.46}$$

dove si è tenuto conto che $E_{12} = m_{12}$ nel sistema $(1, 2)$; la 5.43 si ricava da:

$$(P_{12} + P_3)^2 = (m_{12} + E_3)^2 - p_3^2 = m_{12}^2 + m_3^2 + 2E_3 m_{12} = M^2 \tag{5.47}$$

Sostituendo le relazioni 5.42 e 5.43 nelle 5.40 e 5.41 si ottengono le curve $m_{13}^2|_{min}(m_{12}^2)$ e $m_{13}^2|_{max}(m_{12}^2)$ che limitano superiormente ed inferiormente lo spazio-fasi del Dalitz-Plot.

5.3.3 Calcolo dell'angolo di elicità.

Supponiamo ora che il decadimento della particella D passi attraverso uno stato risonante:

$$\begin{array}{l} D \longrightarrow \mathcal{R} + \ 3 \\ \qquad\quad \hookrightarrow \ 1 + 2 \end{array}$$

Se la risonanza $\mathcal{R}$ è dotata di spin, esiste una correlazione tra la particella 1 (proveniente dal decadimento di $\mathcal{R}$) e la particella 3, che ricorda la direzione di volo di $\mathcal{R}$. Definiamo l'angolo di elicità come il coseno dell'angolo tra la particella 1 e la 3. Possiamo esprimere l'angolo di elicità nella forma:

$$\cos\theta_{13} \; = \; \frac{m_1^2 + m_3^2 - m_{13}^2 - 2E_1E_3}{2p_1p_3} \tag{5.48}$$

dove E_1, E_3, p_1 e p_3 sono valutati nel sistema $(1,2)$. Come vedremo in seguito, i tensori utilizzati nel formalismo di Zemach per descrivere la conservazione dell'elicità dipendono in generale dai momenti $\vec{p}_1$ e $\vec{p}_3$ e dall'angolo θ_{13}. Occorre osservare come la scelta delle particella 1 sia arbitraria: si può scegliere di utilizzare la particella 2 e descrivere la conservazione dell'elicità tramite $\vec{p}_2$, $\vec{p}_3$ e θ_{23}. Quest'ultimo risulta essere il complementare a 180^0 di θ_{13} nel sistema $(1,2)$. Le due rappresentazioni sono equivalenti, occorre solo tenere presente che le fasi misurate in una rappresentazione sono complementari a 180^0 rispetto a quella misurate nella rappresentazione alternativa. Nell'analisi oggetto di questa tesi la convenzione definisce l'angolo di elicità come l'angolo compreso tra la direzione del pione avente segno opposto a quello della D_s^+ e la direzione del pione che accompagna la risonanza nel decadimento del mesone *charmato*.

5.4 Procedura di analisi

5.4.1 Likelihood

La forma funzionale della *Likelihood* utilizzata nella procedura di *fit* della superficie del Dalitz Plot è la somma, opportunamente pesata, della parametrizzazione degli eventi di segnale e di quella degli eventi di fondo. Nella parametrizzazione degli eventi di segnale si ùtilizzata la forma analitica descritta nei paragrafi precedenti e si è tenuto conto degli effetti dovuti all'efficienza di ricostruzione dello spettrometro. In dettaglio, la probabilità per il j-esimo evento localizzato sulla superficie del Dalitz Plot alle coordinate $(m_{12}^2(j), m_{13}^2(j))$ è definita come:

$$P_j \; = \; \left[\alpha \frac{|A_T(j)|^2}{\int |A_T|^2 dm_{12}^2 dm_{13}^2} \; + \; (1-\alpha)\frac{B(j)}{\int B dm_{12}^2 dm_{13}^2}\right] \tag{5.49}$$

Dove:

- $A_T(j)$ è l'ampiezza totale teorica valutata nel punto $j = (m_{12}^2(j), m_{13}^2(j))$ ed è la somma coerente dei contributi parziali provenienti dai modi risonanti e non risonanti:

$$A_T \; = \; \sum_{j=1}^{N_R} a_j A_j e^{i\phi_j} \tag{5.50}$$

dove N_R è il numero dei possibili canali attraverso i quali può procedere il decadimento, a_j sono i coefficienti delle ampiezze normalizzate A_j, e ϕ_j le fasi associate. I coefficienti a_j e le fasi ϕ_j associati ai differenti meccanismi di produzione dello stato finale sono parametri liberi del *fit*.

- B è la probabilità attribuita al fondo, la cui forma funzionale è quella di un opportuno polinomio funzione delle coppie $(m^2_{12}(j), m^2_{13}(j))$ i cui coefficienti sono parametri del *fit*.

- α rappresenta la frazione di segnale presente negli eventi del Dalitz Plot ed è un parametro del *fit*.

Si vuole poi vincolare il parametro α ad assumere valori distribuiti in maniera gaussiana attorno alla frazione di segnale misurato $\overline{\alpha}$ con un errore $\sigma_{\overline{\alpha}}$ entrambi determinati dal *fit* dello spettro in massa. $\overline{\alpha}$ è definito come:

$$\overline{\alpha} = \frac{segnale}{segnale + fondo} \tag{5.51}$$

dove per $segnale$ e per $fondo$ si intendono il numero di eventi rispettivamente di segnale e di fondo compresi tra $\pm 2\sigma$ dal valor medio della gaussiana con cui è stato parametrizzato il segnale. I coefficienti del polinomio con cui è parametrizzato il fondo sono a loro volta vincolati ai valori ottenuti attraverso una procedura di *fit* della superficie del Dalitz Plot degli eventi di fondo prelevati da regioni opportunamente lontane dal segnale (*side band*). Ridefiniamo quindi la probabilità P_j come:

$$P'_j = P_j \times \exp\frac{(\alpha - \overline{\alpha})^2}{2\sigma_{\overline{\alpha}}} \times \exp\sum_{ij=1}^{N} \frac{(b_i - \overline{b_i})(b_j - \overline{b_j})}{2\sigma_{ij}} \tag{5.52}$$

dove con b_i sono indicati i coefficienti del polinomio e con σ_{ij} gli elementi della matrice di covarianza restituita dal *fit* alle *side band*.
Definiremo quindi la *likelihood* come il prodotto di queste probabilità:

$$\mathcal{L} = \prod_{j=1}^{Nev} P'_j \tag{5.53}$$

dove con Nev indichiamo il numero di eventi che cadono sotto il picco del segnale a $\pm 2\sigma$ dal valor medio e che sono compresi entro il limite cinematico del Dalitz Plot.
Nella procedura di *fit* si definisce:

$$\tilde{\mathcal{L}} = -2\sum_{j=1}^{Nev} \ln p_j \tag{5.54}$$

e si cerca il minimo di $\tilde{\mathcal{L}}$ utilizzando le *routine* di minimizzazione di MINUIT.

5.4.2 Dalitz Plot e simmetria di Bose.

Nel caso in cui lo stato finale del decadimento contenga particelle identiche a spin intero (es.: $K^-K^+K^+$, $\pi^-\pi^+\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^+$) la statistica di Bose richiede che il modello quantistico sia simmetrico per lo scambio di queste ultime. Se indichiamo con 1 la particella di segno opposto e con 2 e 3 le restanti particelle, questo corrisponde a richiedere che le ampiezze del modello siano simmetriche rispetto alla scambio $m_{12}^2 \Longleftrightarrow m_{13}^2$:

$$A_j(m_{12}^2, m_{13}^2) = \frac{A_j(m_{12}^2, m_{13}^2) + A_j(m_{13}^2, m_{12}^2)}{2} \tag{5.55}$$

Il Dalitz Plot di questi decadimenti si presenterà quindi simmetrico rispetto alla diagonale a 45° e sarà possibile limitare l'analisi al solo lobo superiore, i cui eventi soddisfano l'ordinamento:

$$\begin{aligned} m_{12}^2 &= Min(m_{12}^2, m_{13}^2) \\ m_{13}^2 &= Max(m_{12}^2, m_{13}^2) \end{aligned} \tag{5.56}$$

Le combinazioni m_{12}^2 (che indicheremo con *Low*) sono disposte in ascissa del Dalitz Plot, mentre le combinazioni m_{13}^2 (*High*) sono disposte in ordinata. Questo tipo di Dalitz Plot viene indicato come *folded Dalitz Plot.*

5.4.3 La parametrizzazione delle ampiezze quantistiche.

Ciascuna delle ampiezze A_j è parametrizzata attraverso una *Breit Wigner*. Se indichiamo con 1, 2 e 3 le particelle prodotte nel decadimento e con r la risonanza, allora l'ampiezza è data da

$$A_j = BW(1\ 2\ 3|r) = BW(1\ 2|r)\ \mathcal{S}(1\ 3) \tag{5.57}$$

dove $BW(1\ 2|r)$ la funzione Breit-Wigner formalizzata nella maniera seguente:

$$BW(1\ 2|r) = \frac{F_D F_r}{M_r^2 - m_{12}^2 - i\Gamma M_r} \tag{5.58}$$

ed il termine $\mathcal{S}(1\ 3)$ è il tensore di Zemach che rappresenta l'elicità della risonanza:

$$\begin{aligned} \mathcal{S}(1\ 3) &= 1 && \textit{per risonanze di spin } 0 \\ \mathcal{S}(1\ 3) &= (-2\vec{p_3}\vec{p_1}) && \textit{per risonanze di spin } 1 \\ \mathcal{S}(1\ 3) &= 2(p_3 p_1)^2(3\cos^2\theta_{13} - 1) && \textit{per risonanze di spin } 2 \end{aligned} \tag{5.59}$$

dove $\vec{p_1}$ e $\vec{p_3}$ sono i momenti delle particelle 1 e 3 nel sistema di riferimento in cui $(1, 2)$ è a riposo, mentre θ_{13} è l'angolo tra la particella 1 e la 3 nel sistema $(1, 2)$. La seconda delle 5.59 (che può essere riscritta come $-2p_1p_2\cos\theta_{13}$) giustifica la tipica dipendenza da $\cos^2\theta_{13}$ degli stati vettoriali che provengono dal decadimento di uno pseudoscalare, così come la presenza di una regione nodale visibile sul Dalitz Plot. Nella definizione della 5.58, F_D ed F_r fattorizzano l'accoppiamento forte per ciascun vertice del decadimento (Fig. 5.2). F_D ed F_r dipendono dal momento del decadi-

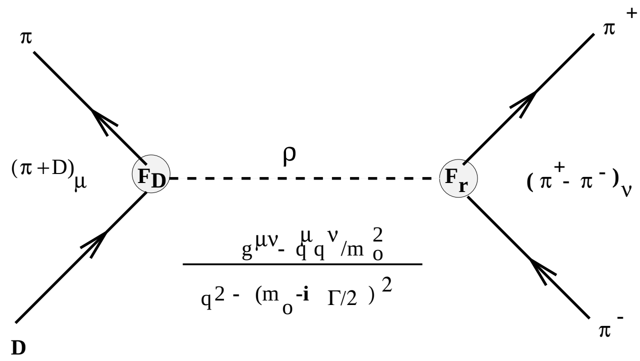


Figura 5.2: Il diagramma per un processo del tipo $D_s^+ \rightarrow \rho\pi^+$. In questo processo la corrente $D \rightarrow \pi$, che ha un fattore di forma F_D, interagisce con una corrente di pioni, il cui fattore di forma è F_r, attraverso un vettore instabile ρ. Nel propagatore di quest'ultimo compare la larghezza (immaginaria) della risonanza. L'ampiezza del processo ha la forma $\mathcal{M} = F_D F_r \times |\vec{p_1}|^J |\vec{p_3}|^J P_J(\cos\theta_{13}^r) \times BW(m_{12})$, dove i fattori angolari derivano dalla struttura del contributo corrente $\times$ corrente, e la Breit-Wigner rappresenta il propagatore instabile.

mento e sono entrambi della forma definita da Blatt-Weisskopf:

$$\begin{array}{lcll} F & = & 1 & \textit{per risonanze di spin } 0 \\ F & = & (1+R^2p^2)^{-\frac{1}{2}} & \textit{per risonanze di spin } 1 \\ F & = & (9+3R^2p^2+3R^4p^4)^{-\frac{1}{2}} & \textit{per risonanze di spin } 2 \end{array} \tag{5.60}$$

dove p è il momento del decadimento e il raggio adronico R ha la forma definita in Ref.[23]. Per ciascuna risonanza di massa M_r e spin j viene definita la larghezza Γ nella maniera seguente:

$$\Gamma = \Gamma_r \left[\frac{p}{p_0}\right]^{2j+1} \frac{M_r}{m_{12}} \frac{F_r^2(p)}{F_r^2(p_0)} \tag{5.61}$$

dove Γ_0 è la larghezza della risonanza quotata dal *Particle Data Group*, p è il momento della particella nel sistema in cui la combinazione $(1,2)$ è a riposo, p_0 è il momento della particella nel sistema in cui la risonanza è a riposo ed ha massa nominale. Tra le risonanze prese in considerazione per l'analisi, un discorso a parte merita la $f_0(980)$. Questa risonanza decade per il $\sim 78\%$ delle volte in $\pi\pi$, e per il $\sim 22\%$ in KK. Per quest'ultimo decadimento la f_0 è sopra soglia perchè la sua massa nominale è minore di 2 volte la massa del Kaone, tuttavia la risonanza è sufficientemente larga da rendere possibile il decadimento in KK. Si sono prese in considerazione due possibili parametrizzazioni. La prima utilizza la formalizzazione illustata in precedenza per una risonanza di spin 0. La seconda, già utilizzata nelle precedenti analisi Dalitz condotte sui dati di $E687$, è una versione modificata del formalismo a canali accoppiati adottato dalla collaborazione *WA76* [24] in cui la Breit-Wigner è definita per i canali accoppiati KK e $\pi^-\pi^+$:

$$BW(1\ 2|f_0(980)) = \frac{F_D F_{f_0}}{M_{f_0}^2 - m_{12}^2 - i(\Gamma_\pi + \Gamma_K)M_{f_0}} \tag{5.62}$$

Le larghezze Γ_π e Γ_K sono definite dalle seguenti relazioni:

$$\Gamma_\pi = g_\pi \left[\frac{1}{4}m_{12}^2 - M_\pi^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5.63}$$

$$\Gamma_K = \frac{1}{2}g_K \left[\left(\frac{1}{4}m_{12}^2 - M_{K^+}^2\right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{1}{4}m_{12}^2 - M_{K^0}^2\right)^{\frac{1}{2}}\right] \tag{5.64}$$

Per costanti di accoppiamento sono stati utilizzati sia i valori di WA76[24]:

$$\begin{aligned} g_\pi &= 0.28 \pm 0.04 \\ g_K &= 0.56 \pm 0.18 \end{aligned}$$

sia quelli più recenti di WA102 [26]

$$\begin{aligned} g_\pi &= 0.19 \pm 0.03 \pm 0.04 \\ g_K &= 0.40 \pm 0.04 \pm 0.04 \end{aligned}$$

Questo tipo di parametrizzazione prevede una distorsione della forma della Breit-Wigner sulle proiezioni del Dalitz Plot dovute all'apertura del canale KK (Fig. 5.3). Infatti se m_{12}^2 è maggiore di M_K^2 ($\Gamma_K^2 > 0$) si può scrivere:

$$|BW(1\ 2|f_0(980))|^2 = \frac{\{F_D F_{f_0}[M_{f_0}^2 - m_{12}^2 + (\Gamma_\pi + \Gamma_K)M_{f_0}]\}^2}{[(M_{f_0}^2 - m_{12}^2)^2 + (\Gamma_\pi + \Gamma_K)^2 M_{f_0}^2]^2} \tag{5.65}$$

mentre se m_{12}^2 è minore di M_K^2 allora $\Gamma_K^2 < 0$; ridefinendo $\Gamma_K = i\Gamma_K$:

$$|BW(1\ 2|f_0(980))|^2 = \frac{[F_D F_{f_0}(M_{f_0}^2 - m_{12}^2 + M_{f_0}\Gamma_K)^2 + \Gamma_\pi M_{f_0}]^2}{[(M_{f_0}^2 - m_{12}^2 + M_{f_0}\Gamma_K)^2 + \Gamma_\pi^2 M_{f_0}^2]^2} \quad (5.66)$$

dove abbiamo supposto $M_{K^0} \sim M_{K^+}$ nella definizione di Γ_K. In Fig.5.3 sono confrontati i modelli utilizzati per parametrizzare la $f_0(980)$.

5.4.4 Ottimizzazione del formalismo.

La complessità della *likelihood* utilizzata nell'analisi ha indotto a fattorizzare tutti quei termini che potevano essere precalcolati al fine di agevolare le operazioni di calcolo. A questo scopo riscriviamo l'ampiezza totale, esplicitando le fasi ψ_j delle ampiezze normalizzate:

$$\begin{aligned} A_T &= \sum_{j=1}^{N_R} a_j A_j e^{i\phi_j} = \\ &\sum_{j=1}^{N_R} a_j \tilde{A}_j e^{i(\phi_j+\psi_j)} = \\ &\sum_{j=1}^{N_R} a_j \tilde{A}_j [cos(\phi_j + \psi_j) + isin(\phi_j + \psi_j)] \end{aligned}$$

La probabilità di decadimento può essere calcolata nel modo seguente:

$$\begin{aligned} |A_T|^2 &= |\sum_{j=1}^{N_R} a_j \tilde{A}_j [\cos(\phi_j + \psi_j) + i\ \sin(\phi_j + \psi_j)]|^2 = \\ &|\sum_{j=1}^{N_R} a_j \tilde{A}_j \cos(\phi_j + \psi_j) + i a_j \tilde{A}_j\ \sin(\phi_j + \psi_j)|^2 = \\ &|\mathcal{R}e + i\,\mathcal{I}m|^2 = \mathcal{R}e^2 + \mathcal{I}m^2 \end{aligned}$$

Calcoliamo la parte reale e quella immaginaria separatamente:

$$\mathcal{R}e^2 = \sum_{j=1}^{N_R} a_j^2 \tilde{A}_j^{\,2} \cos^2(\phi_j + \psi_j) + 2\sum_{j<k}^{N_R} a_j a_k \tilde{A}_j \tilde{A}_k \cos(\phi_j + \psi_j)\cos(\phi_k + \psi_k) \quad (5.67)$$

$$\mathcal{I}m^2 = \sum_{j=1}^{N_R} a_j^2 \tilde{A}_j^{\,2} \sin^2(\phi_j + \psi_j) + 2\sum_{j<k}^{N_R} a_j a_k \tilde{A}_j \tilde{A}_k \sin(\phi_j + \psi_j)\sin(\phi_k + \psi_k) \quad (5.68)$$

Sommando i due termini si ottiene:

$$|A_T|^2 = \sum_{j=1}^{N_R} a_j^2 \tilde{A}_j^{\,2} +$$

$$2\sum_{j<k}^{N_R} a_j a_k \tilde{A}_j \tilde{A}_k (\cos(\phi_j+\psi_j)\cos(\phi_k+\psi_k)+\sin(\phi_j+\psi_j)\sin(\phi_k+\psi_k) \;=\; \sum_{j=1}^{N_R} a_j^2 \tilde{A}_j^{\,2} + 2\sum_{j<k}^{N_R} a_j a_k \tilde{A}_j \tilde{A}_k \cos[(\phi_j+\psi_j)-(\phi_k+\psi_k)] \quad (5.69)$$

dove abbiamo utilizzato la relazione:

$$\cos(\alpha+\beta) \;=\; \cos(\alpha)\cos(\beta)-\sin(\alpha)\sin(\beta) \quad (5.70)$$

Raccogliamo ora le fasi intrinseche delle ampiezze quantistiche, ψ_j, e le fasi ϕ_j che sono coefficienti del *fit*:

$$\begin{aligned}\cos[(\phi_j+\psi_j)-(\phi_k+\psi_k)] \;&=\; \cos[(\phi_j-\phi_k)+(\psi_j-\psi_k)] \;= \\ &\cos[(\phi_k-\phi_j)+(\psi_k-\psi_j)] \;= \\ \cos(\phi_k-\phi_j)\cos(\psi_k-\psi_j) \;&-\; \sin(\phi_k-\phi_j)\sin(\psi_k-\psi_j)\end{aligned} \quad (5.71)$$

A questo punto è possibile fattorizzare tutti i termini che sono costanti nella procedura di minimizzazione della *Likelihood* e che dipendono solo dalla posizione degli eventi sul Dalitz Plot.
Possiamo quindi scrivere:

$$|A_T|^2 \;=\; \sum_{j=1}^{N_R} a_j^2 \tilde{A}_j^{\,2} + 2\sum_{j<k}^{N_R} \mathcal{F}_{jk} a_j a_k \cos(\phi_k-\phi_j) - 2\sum_{j<k}^{N_R} \tilde{\mathcal{F}}_{jk} a_j a_k \sin(\phi_k-\phi_j) \quad (5.72)$$

dove:

$$\mathcal{F}_{jk} \;=\; \tilde{A}_j \tilde{A}_k \cos(\psi_k-\psi_j) \quad (5.73)$$

$$\tilde{\mathcal{F}}_{jk} \;=\; \tilde{A}_j \tilde{A}_k \sin(\psi_k-\psi_j) \quad (5.74)$$

$\mathcal{F}_{jk}$ e $\tilde{\mathcal{F}}_{jk}$ dipendono solo da (m_{12}^2, m_{13}^2) evento per evento e possono essere precalcolati prima della procedura di minimizzazione. È da notare che questi termini parametrizzano i fenomeni di interferenza tra le diverse ampiezze modulati dai *seni* e *coseni* delle differenze di fasi. La stessa procedura può essere applicata all'integrale di normalizzazione del modello quantistico:

$$\begin{aligned}&\int |A_T|^2 dm_{12}^2 dm_{13}^2 \;= \\ &\int \left[\sum_{j=1}^{N_R} a_j^2 \tilde{A}_j^{\,2} + 2\sum_{j<k}^{N_R} \mathcal{F}_{jk} a_j a_k \cos(\phi_k-\phi_j) - 2\sum_{j<k}^{N_R} \tilde{\mathcal{F}}_{jk} a_j a_k \sin(\phi_k-\phi_j)\right] dm_{12}^2 dm_{13}^2 \\ &\;=\; \sum_{j=1}^{N_R} a_j^2 \int \tilde{A}_j^{\,2} dm_{12}^2 dm_{13}^2 + 2\sum_{j<k}^{N_R} a_j a_k \cos(\phi_k-\phi_j)\int \mathcal{F}_{jk} dm_{12}^2 dm_{13}^2 - \\ &\qquad 2\sum_{j<k}^{N_R} a_j a_k \sin(\phi_k-\phi_j)\int \tilde{\mathcal{F}}_{jk} dm_{12}^2 dm_{13}^2\end{aligned} \quad (5.75)$$

dove gli integrali non dipendono dai coefficienti e possono essere precalcolati. Questo metodo consente di limitare il tempo di computazione durante la procedura di *fit*, dove in ogni iterazione del programma di minimizzazione MINUIT cambiano i valori dei coefficienti e con essi la valutazione del modello e la sua normalizzazione. Avendo precalcolato all'inizio della procedura di *fit* sia le ampiezze normalizzate che gli integrali di normalizzazione, il calcolo del modello ad ogni iterazione si riduce ad essere la somma dei prodotti dei coefficienti moltiplicati per gli opportuni fattori numerici. La stessa logica si applica alla parametrizzazione del fondo. Gli integrali vengono calcolati discretizzando la superficie del Dalitz Plot. Le funzioni di probabilità si calcolano nel punto medio di ciascuna cella, i valori così ottenuti vengono sommati tra loro e moltiplicati per le dimensioni della cella stessa. La scelta delle dimensioni della cella è particolarmente critica. Per l'analisi del decadimento in tre pioni si è utilizzato un passo per le celle di $5 \times 10^{-3}\ GeV^2/c^4$. Questa scelta è motivata dal fatto che i risultati dell'integrazione variano in maniera trascurabile se si riduce ulteriormente il passo. In generale quest'ultimo risulta essere funzione del tipo di risonanza che viene utilizzata per parametrizzare il modello: risonanze strette, come la ϕ nel caso dei decadimenti $KK\pi$, variano rapidamente sulla superficie del Dalitz Plot e richiedono quindi un passo più fine.

5.4.5 Correzione per l'efficienza

L'espressione 5.50 utilizzata per parametrizzare la dinamica del decadimento non tiene conto dell'efficienza dovuta allo spettrometro. Quest'ultima ha l'effetto di modellare lo spazio fasi accessibile al decadimento, deprimendo alcune regioni cinematiche rispetto ad altre. Aspetti come l'apertura angolare del decadimento, i momenti delle particelle prodotte, la separazione tra vertice di produzione e vertice di decadimento possono scolpire la superficie dello spazio fasi a causa della diversa efficienza con cui i rivelatori rispondono alle varie configurazioni cinematiche. Un effetto analogo possono avere i diversi tagli applicati in fase di analisi (Fig. 5.4).
Occorre dire che l'efficienza, in prima approssimazione, è indipendente dalla dinamica con cui le particelle vengono prodotte e risulta essere funzione della sola posizione nello spazio fasi in cui viene valutata. Questo ci permette di stimare i suoi effetti attraverso una procedura di *fit* estesa a tutto lo spazio fasi.
L'efficienza viene valutata nel modo seguente. Si suddivide lo spazio fasi in un reticolo di passo opportuno, in maniera tale da poter supporre che l'efficienza sia costante all'interno di ciascuna cella. Utilizzando il metodo Montecarlo si genera un campione statistico di eventi sufficientemente alto (almeno un milione di eventi di segnale generati) e si conta il numero di eventi generati e quello degli eventi ricostruiti all'interno di ciascuna cella. Facendo il rapporto cella per cella tra questi

due numeri si ottiene una valutazione dell'efficienza. Utilizzando una *binned Likelihood* [2] e parametrizzando l'efficienza con una polinomiale è possibile determinare una forma funzionale per l'efficienza dipendente dalla sola posizione sul Dalitz Plot.

La *binned Likelihood* utilizzata nel *fit* ha la seguente forma:

$$\mathcal{L}^{\epsilon} = \prod_{j=1}^{Nbin} p_j^{eff} \tag{5.76}$$

dove $Nbin$ è il numero di celle in cui è stato suddiviso il Dalitz Plot, mentre p_j^{ϵ} è la probabilità per la cella j-esima ed ha la forma di una *distribuzione binomiale*. Se si considera un processo ripetuto n volte in cui ogni prova è indipendente dalle altre e per ogni prova p è la probabilità di successo e $q = (1-p)$ e la probabilità di insuccesso, allora la probabilità di ottenere esattamente r successi è data da:

$$\mathcal{F}(r, p, n) = \begin{pmatrix} n \\ p \end{pmatrix} p^r q^{n-r} = \frac{n!}{r!(n-r)!} p^r q^{n-r} \tag{5.77}$$

La 5.77 rappresenta una generica distribuzione binomiale.
Consideriamo ora il nostro caso. Nella j cella in cui è suddiviso il Dalitz Plot cadono n_j^g eventi generati, ciascun evento in maniera indipendente dagli dagli altri. Di questi solo n_j^r vengono ricostruiti, con una probabilità per evento data da $\epsilon(m_{12}^2, m_{13}^2)$. La probabilità di avere n_j^r successi nella ricostruzione degli eventi in n_j^g tentativi e con probabilità ϵ è quindi data da:

$$P_j^{eff}(n_j^r; \epsilon; n_j^g) = \begin{pmatrix} n_j^g \\ \epsilon \end{pmatrix} \epsilon^{n_j^r} (1-\epsilon)^{n_j^g - n_j^r} = \frac{n_j^g!}{n_j^r!(n_j^g - n_j^r)!} \epsilon^{n_j^r} (1-\epsilon)^{n_j^g - n_j^r} \tag{5.78}$$

Considerando che n_j^g e n_j^r sono fissati cella per cella e $\epsilon(m_{12}^2, m_{13}^2)$ è parametrizzato da una polinomiale i cui coefficienti non sono noti, la procedura di *fit* equivale a trovare quei valori dei coefficienti che massimizzano la probabilità congiunta $\mathcal{L}^{\epsilon}$.
A questo punto è possibile ridefinire le ampiezze quantistiche normalizzate tenendo conto degli effetti dovuti all'efficienza ϵ:

$$A_j'(m_{12}^2, m_{13}^2) = \sqrt{\epsilon(m_{12}^2, m_{13}^2)} A_j(m_{12}^2, m_{13}^2) \tag{5.79}$$

mentre per la normalizzazione del modello conviene ridefinire i seguenti integrali:

$$\int \mathcal{F}_{jk}' dm_{12}^2 dm_{13}^2 = \int \epsilon(m_{12}^2, m_{13}^2) \tilde{A}_j \tilde{A}_k \cos(\psi_k - \psi_j) dm_{12}^2 dm_{13}^2 \tag{5.80}$$

$$\int \tilde{\mathcal{F}}_{jk}' dm_{12}^2 dm_{13}^2 = \int \epsilon(m_{12}^2, m_{13}^2) \tilde{A}_j \tilde{A}_k \sin(\psi_k - \psi_j) dm_{12}^2 dm_{13}^2 \tag{5.81}$$

$$\int \tilde{A}_j'^2 dm_{12}^2 dm_{13}^2 = \int \epsilon(m_{12}^2, m_{13}^2) \tilde{A}_j^2 dm_{12}^2 dm_{13}^2 \tag{5.82}$$

[2] *Likelihood* definita come il prodotto delle probabilità di occupazione per ogni singola cella (*bin*).

5.4.6 Il modello per il fondo combinatorio.

La distribuzione degli eventi di fondo sul Dalitz Plot è stata parametrizzata con una polinomiale del tipo:

$$\begin{aligned} B(X,Y) &= (1 + b_1 X + b_2 Y)^2 = \\ &(1 + b_1^2 X^2 + b_2^2 Y^2 + 2b_1 X + 2b_2 Y + 2b_1 b_2 XY) \end{aligned} \tag{5.83}$$

dove b_1, b_2 sono i coefficienti del *fit*, e X e Y sono definiti dalle seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} X &= Min(m_{12}^2, m_{13}^2) \\ Y &= Max(m_{12}^2, m_{13}^2) \end{aligned}$$

La funzione $B(X,Y)$ è definita in maniera tale da essere sempre positiva qualsiasi siano i valori assunti dai coefficienti b_1, b_2 e dalle variabili X e Y. Questa scelta è stata fatta per evitare che il *fit* possa convergere su un set di coefficienti tali da rendere il polinomio negativo in qualche punto del Dalitz Plot.
Non potendo discriminare gli eventi di fondo da quelli provenienti dal decadimento, la distribuzione $B(X,Y)$ viene modellata sugli eventi di fondo provenienti da regioni sufficientemente lontane dai segnali di fisica (*side band modelling*). Si suppone infatti che il fondo presente sotto il segnale non sia differente da quello presente nelle regioni vicine (*side band*).
La condizione migliore sarebbe quella di scegliere le *side band* ad almeno $\pm 3\sigma$ di distanza dal valor medio della gaussiana con cui è stato parametrizzato il segnale, prelevando un numero di eventi a sinistra del segnale proporzionale al numero di eventi di fondo presenti sotto il segnale nella regione compresa tra -2σ ed il valor medio, e un numero di eventi a destra del segnale che sia proporzionale agli eventi di fondo compresi tra il valor medio e $+2\sigma$ (Fig. 5.5).
Nel caso del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ la presenza del segnale $D^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ alla sinistra del picco impedisce di prendere più di una σ di eventi di fondo nella regione compresa tra i due segnali.
La scelta che è stata fatta nell'analisi è illustrata in Fig. 5.6. La distribuzione del fondo è stata quindi modellata sugli eventi prelevati tra -4σ e -3σ (*side band* di sinistra) e tra 3σ e 8σ (*side band* di destra). Il numero di eventi prelevati dalle *side band* è confrontabile con quello degli eventi di fondo presenti sotto il segnale a $\pm 2\sigma$ dal picco.
Occorre tener presente che i limiti cinematici degli eventi delle *side band* sono differenti da quelli provenienti dal decadimento della D_s. Più precisamente i limiti cinematici si restingono o si dilatano a seconda che si considerino eventi a masse più basse o più alte di quella della D_s. Nell'estrapolare il Dalitz Plot del fondo da quello degli eventi di *side band* si rigettano tutti gli eventi fuori dal limite cinematico

della D_s. Una volta selezionato il campione di eventi dalle *side band*, si esegue una procedura di *fit* (Fig. 5.8) utilizzando una *Likelihood* di punto $\mathcal{L}^{sb}$ definita nella seguente maniera:

$$\mathcal{L}^{sb} = \prod_{j=1}^{Nsb} p_j^{sb} \tag{5.84}$$

dove si è posto

$$p_j^{sb} = \frac{B(X_j, Y_j)}{\int B(X,Y)dXdY} \tag{5.85}$$

I coefficienti b_1 e b_2 e la matrice di covarianza restituita dal *fit* saranno poi utilizzati per definire il vincolo posto ai coefficienti del fondo nel *fit* del Dalitz Plot (5.52). Il vincolo è definito come:

$$\exp\left(\sum_{ij=1}^{2} \frac{(b_i - \overline{b_i})(b_j - \overline{b_j})}{2\sigma_{ij}}\right) \tag{5.86}$$

e permette ai coefficienti del fondo di variare in maniera gaussiana attorno ai valori restituiti dal *fit* alle *side band*.
Il tipo di parametrizzazione definito nella 5.83 è stato scelto partendo dall'ipotesi che il fondo sia sostanzialmente privo di strutture. Queste ultime potrebbero essere prodotte dall'accoppiamento del fotone con una risonanza leggera (ρ^0, ω^0, ϕ) avente gli stessi numeri quantici $(J^{PC} = 1^{--})$. Nel nostro caso l'unico contributo importante di una risonanza al fondo potrebbe essere quello proveniente dal decadimento della $\rho^0(770) \to \pi^-\pi^+$.
Tuttavia, a questo stadio dell'analisi, si ritenuta sufficiente la parametrizzazione illustrata dalla 5.83, non essendo visibile nessuna evidenza di strutture riconducibili in maniera chiara ad un contributo risonante.

5.5 Il Mini-Montecarlo.

Diversi aspetti di questa analisi richiedono l'utilizzo di un Monte Carlo per poter generare, a partire dalle forme funzionali delle risonanze, degli eventi simulati sulla superficie del Dalitz Plot. Il Monte Carlo, che qui chiameremo Mini-Montecarlo per distinguerlo dal programma di simulazione utilizzato per valutare l'efficienza dello spettrometro, ci consente di testare la validità e la correttezza delle ampiezze quantistiche e della forma funzionale della *Likelihood*.

5.5.1 Procedura di simulazione.

Il Mini-Monte Carlo consente di simulare tutte le fasi dell'analisi, partendo dalla generazione dello spettro in massa per arrivare alla generazione del Dalitz Plot. La procedura è la seguente. Partendo dalla parametrizzazione fissata dal *fit* dello spettro di massa dei dati, il Mini-Monte Carlo genera uno spettro simulato utilizzando il metodo della trasformata inversa, applicato, separatamente, alle gaussiana dei segnali e alla forma funzionale utilizzata per il fondo. In questo modo si genera un numero fissato di eventi di segnale e di fondo che corrisponde alle popolazioni di segnale e di fondo restituite dal *fit* dei dati.
Simulato lo spettro di massa, si procede al *fit* in maniera del tutto analoga ai dati. Il *fit* ci restituirà la frazione di segnale stimato ($\overline{\alpha}$), la σ delle gaussiane ed il loro valore medio. A questo punto vengono applicati i tagli a $\pm 2\sigma$ rispettivamente alla gaussiana del segnale e al fondo (generati), ottenendo così il numero di eventi di segnale e di fondo che saranno generati separatamente sulla superficie del Dalitz Plot. La frazione di segnale generato sulla superficie del Dalitz Plot ed il valore stimato dal *fit* dello spettro di massa dovranno essere compatibili entro l'errore di $\overline{\alpha}$.
Simulati gli eventi del Dalitz Plot, quest'ultimo viene sottoposto ad una procedura di *fit* analoga a quella condotta sui dati.
Il Mini-Monte Carlo simula quindi l'intera procedura di analisi correttamente, tenendo conto anche degli effetti dovuti all'efficienza dello spettrometro. La forma funzionale del modello quantistico è infatti la stessa utilizzata nel *fit*, in cui però vengono fissati i coefficienti e le fasi. Il fondo viene generato utilizzando la forma funzionale restituita dal fit alle *side band*.

5.5.2 I residui normalizzati.

Il Mini-Monte Carlo consente di certificare l'autoconsistenza del formalismo impiegato nell'analisi. Il metodo utilizzato è quello dei residui normalizzati (*pull*). Si generano N Dalitz Plot statisticamente equivalenti ma indipendenti di un dato modello quantistico, su ciascuno dei quali viene condotta una procedura di *fit* utilizzando i valori del modello come parametri iniziali. Si calcola poi, per tutti i parametri, la differenza tra i valori utilizzati nella generazione ed i valori restituiti dal *fit* diviso il proprio errore. Ci si aspetta che la distribuzione di questi residui normalizzati sia una gaussiana con larghezza 1 e centrata nell'origine. Se si ottengono delle forti deviazioni da questo risultato, queste possono essere sintomo di una inconsistenza nel formalismo. I *pull* ottenuti utilizzando il formalismo impiegato in questa analisi saranno mostrati nel prossimo capitolo (§6.10).

5.5.3 Metodo di valutazione della sistematica.

Per calcolare gli effetti sistematici è stato utilizzato un metodo messo a punto per le analisi di E687[27]. Questo metodo definisce due tipi di sistematica, quella valutata attraverso gli *split sample* e quella definita dalle *fit variants*.

Split sample. L'intero campione statistico utilizzato per l'analisi può essere diviso in più sottocampioni omogenei (gli *split sample*) rispetto ad una possibile fonte di sistematica. Quest'ultima può essere legata ad una delle grandezze fisiche che caratterizzano la particella che decade (come il suo momento o la sua carica), oppure a qualche caratteristica dell'apparato sperimentale che è variata durante la presa dati (come ad esempio la risoluzione spaziale dei vertici, incrementata dopo l'istallazione delle *Silicon Target*).
Occorre un criterio che possa discriminare tra le differenze dei parametri del *fit* dovute alle fluttuazioni statistiche dei vari sottocampioni e quelle attribuibili agli effetti sistematici. Il metodo utilizzato per trattare questo genere di sistematica è basato su quello messo a punto dal *Particle Data Group* per combinare i dati provenienti da esperimenti statisticamente inconsistenti.

Fit variants. Questo metodo permette di valutare la sistematica dovuta alla tecnica di *fit* impiegata nell'analisi. Nell'analisi oggetto di questa tesi si sono confrontati i risultati ottenuti variando sia la parametrizzazione del fondo che quella dell'efficienza e provando ad utilizzare una diversa versione di PYTHIA per la generazione dei dati Monte Carlo.

Il calcolo dei diversi contributi di sistematica utilizzato nelle analisi di E687 soddisfa due requisiti fondamentali:

- Si vuole combinare il contributo proveniente dagli *split sample* e quello delle *fit variants* in un unico errore sistematico.
- Si richiede che l'errore sistematico quotato risulti essere indipendente dal numero di sorgenti di sistematica considerate. Ad esempio, non è possibile utilizzare la somma in quadratura delle differenze dei parametri nella valutazione del contributo all'errore sistematico proveniente dagli *split sample*, perchè l'errore crescerebbe come la radice del numero dei sottocampioni utilizzati.

La sistematica degli *split sample*

. Supponiamo di considerare N *split sample* disgiunti, ottenuti ad esempio dividendo gli eventi di carica positiva da quelli di carica negativa e distinguendo tra basso mo-

mento e alto momento del mesone *charmato*.
Per rendere indipendente la valutazione dell'errore sistematico dagli errori statistici degli *split sample* dobbiamo prima definire un valore medio per i parametri del *fit* con cui poter confrontare i risultati dei singoli *split sample*. Il valore medio sarà ottenuto attraverso una media pesata dagli errori associati ai parametri, in questa maniera più grande è l'indeterminazione associata ad una singola misura e minore sarà il suo contributo nella valutazione della media. Inoltre occorre tenere in considerazione le correlazioni che ci possono essere tra i diversi parametri di uno stesso *fit*: utilizzeremo quindi le matrici di covarianza degli errori restituite dai *fit* nella definizione della media pesata.
Definiamo ora un vettore colonna X_i (con $i = 1, N$) dei valori del parametri liberi restituiti dal *fit* all'i-esimo *split sample*; X_i ha come dimensione il numero dei parametri liberi (N_{par}) utilizzato nel *fit*. Con V_i (con $i = 1, N$) indichiamo la matrice di covarianza restituita dal *fit* e associata ai valori X_i. Definiremo quindi il vettore dei valori medi $< X >$ come:

$$< X > = \left(\sum_{i=1}^{N} V_i^{-1}\right)^{-1} \left(\sum_{i=1}^{N} V_i^{-1} \times X_i\right) \tag{5.87}$$

a cui è associata la matrice degli errori $\overline{\sigma}$:

$$\overline{\sigma} = \left(\sqrt{\sum_{i=1}^{N} V_i^{-1}}\right)^{-1} \tag{5.88}$$

Definito in questo modo il termine di confronto comune per i risultati ottenuti sugli *split sample*, dobbiamo ora costruire il criterio di confronto. Possiamo pensare di costruire un χ^2 diviso il numero di gradi di libertà partendo dall'ipotesi che per le N misure dei parametri X_i sia possibile fare un *fit* utilizzando un solo parametro: la media pesata. Possiamo quindi scrivere il χ^2 diviso il numero di gradi di libertà nella seguente forma:

$$\chi^2/d.o.f = \frac{\sum_{i=1}^{N} (X_i - < X >)^T V_i^{-1} (X_i - < X >)}{(N-1)N_{par}} \tag{5.89}$$

dove il termine $(N-1)$ tiene conto del fatto che $< X >$ è una quantità derivata: su $N \times N_{par}$ gradi di libertà iniziali ne perdiamo esattamente N_{par} nel valutare la media pesata. Il $\chi^2/d.o.f$ calcolato in questo modo ci permette di estrarre l'errore sistematico in analogia al metodo utilizzato dal PDG. Consideriamo infatti il caso in cui $\chi^2/d.o.f > 1$: possiamo ipotizzare che questa inconsistenza sia dovuta al fatto che gli errori V_i sono stati sottostimati perchè esiste un contributo di sistematica che non è stato valutato correttamente. Possiamo pensare di correggere gli errori moltiplicandoli per un termine correttivo in maniera da riportare il $\chi^2/d.o.f$ ad 1:

$$\tilde{\sigma} \;=\; \overline{\sigma}\sqrt{\chi^2/[(N-1)N_{par}]} \;=\; \sqrt{\frac{< X^2 > - < X >^2}{(N-1)N_{par}}} \tag{5.90}$$

dove abbiamo utilizzato la definizione di media della relazione 5.87.
Gli errori corretti $\tilde{\sigma}$ possono essere scritti come somma in quadratura degli errori $\overline{\sigma}$ più gli errori sistematici (non noti) σ_{syst}:

$$\tilde{\sigma} \;=\; \sqrt{\overline{\sigma}^2 \;+\; \sigma^2_{syst}} \tag{5.91}$$

per cui è possibile estrarre questi ultimi:

$$\sigma_{syst} \;=\; \sqrt{\tilde{\sigma}^2 \;-\; \overline{\sigma}^2} \tag{5.92}$$

Ora, assumendo che $< X > \sim X_f$ e che $\overline{\sigma} \sim \sigma_f$, dove X_f e σ_f sono rispettivamente il vettore dei parametri e la radice della matrice di covarianza degli errori restituiti dalla procedura di *fit* condotta sull'intero campione, possiamo scrivere:

$$\sigma_{syst} \;=\; \sqrt{\tilde{\sigma}^2 \;-\; \sigma_f^2} \tag{5.93}$$

Da questa relazione deriva la procedura adottata per quotare gli errori sistematici calcolati con il metodo degli *split sample*:

$$\begin{array}{lcll} \sigma^{split}_{syst} & = & \sqrt{\tilde{\sigma}^2 - \sigma_f^2} & se\ \tilde{\sigma} > \sigma_f \\ \sigma^{split}_{syst} & = & 0 & se\ \tilde{\sigma} < \sigma_f \end{array} \tag{5.94}$$

Con questa procedura si estrae l'errore sistematico dalle fluttuazioni statistiche dei singoli sottocampioni. È da notare come al crescere di N cresca proporzionalmente anche la varianza ($< X^2 > - < X >^2$), che viene però compensata dal termine $(N-1)$ che appare al denominatore della 5.90: questo soddisfa la richiesta che l'errore sistematico quotato non dipenda dal numero degli *split sample*.

La sistematica delle *fit variant*.

La valutazione del contributo all'errore sistematico proveniente dalle *fit variant* deve essere compatibile con quella stabilita per gli *split sample*, in maniera da poter combinare correttamente i due termini in un unico errore sistematico.
La sistematica delle *fit variant* differisce da quella degli *split sample* per tre aspetti:

1) Le *fit variant* sono tutte statisticamente equivalenti, questo semplifica il calcolo della media (che non sarà più pesata):

$$< x > = \sum_{i=1}^{N} x_i/N \tag{5.95}$$

dove N è, in questo caso, il numero delle *fit variant*.

2) I risultati delle *fit variant* sono stati ottenuti variando le tecniche di *fit* utilizzate sull'intero campione statistico, e quindi non sono tra loro indipendenti. Per questo motivo occorre rimuovere un termine $1/\sqrt{N}$ nella 5.90 che nell'espressione della $\tilde{\sigma}$ tiene conto del fatto che per gli *split sample* si computa la media su N sottocampioni disgiunti. Infatti se tutte le matrici di covarianza V_i sono uguali ad una stessa matrice V, la 5.88 diventa:

$$\overline{\sigma} \;=\; \left(\sqrt{\sum_{i=1}^{N} V_i^{-1}}\right)^{-1} \;=\; \frac{1}{\sqrt{N}}\left(\sqrt{V^{-1}}\,\right)^{-1} \tag{5.96}$$

non dovendo mediare sul numero dei sottocampioni, occorre moltiplicare questa espressione per $\sqrt{N}$; infine essendo $\tilde{\sigma} \propto \overline{\sigma}$ anche la 5.90 deve essere moltiplicata per la stessa quantità.

3) Non è necessario sottrarre σ_f^2 alla varianza statistica $\tilde{\sigma}^2$, perchè $\tilde{\sigma}$ ci fornisce direttamente la stima dell'errore sistematico dovuto alle *fit variant.*

Tenendo conto di queste considerazioni si può determinare il contributo delle *fit variant* alla sistematica:

$$\sigma_{sist}^{var} \;=\; \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} x_i^2 \;-\; N <\; x \;>^2}{(N-1)N_{par}}} \tag{5.97}$$

È da notare che in questo caso non è stata utilizzata la notazione matriciale perchè, per l'assunzione (1), non compare nessuna dipendenza esplicita del valore medio $<\; x \;>$ dalle matrici di covarianza dei *fit.*

L'errore sistematico.

La 5.97 è un caso particolare della trattazione dell'errore sistematico fatta per gli *split sample*: possiamo quindi combinare i due contributi alla sistematica in maniera da ottenere un solo errore sistematico. Si può ragionevolmente supporre che la sistematica delle *fit variant* rifletta le sole incertezze nella tecnica di *fit* e che sia essenzialmente indipendente da quella proveniente dai *split sample* (che indica invece le incertezze sulla modellazione): è quindi possibile sommare in quadratura i due contributi. Questo ci consente di scrivere l'errore sistematico nella maniera seguente:

$$\sigma_{sist} \;=\; \sqrt{(\sigma_{sist}^{var})^2 \;+\; (\sigma_{sist}^{split})^2}$$

che è la definizione utilizzata per questa analisi.

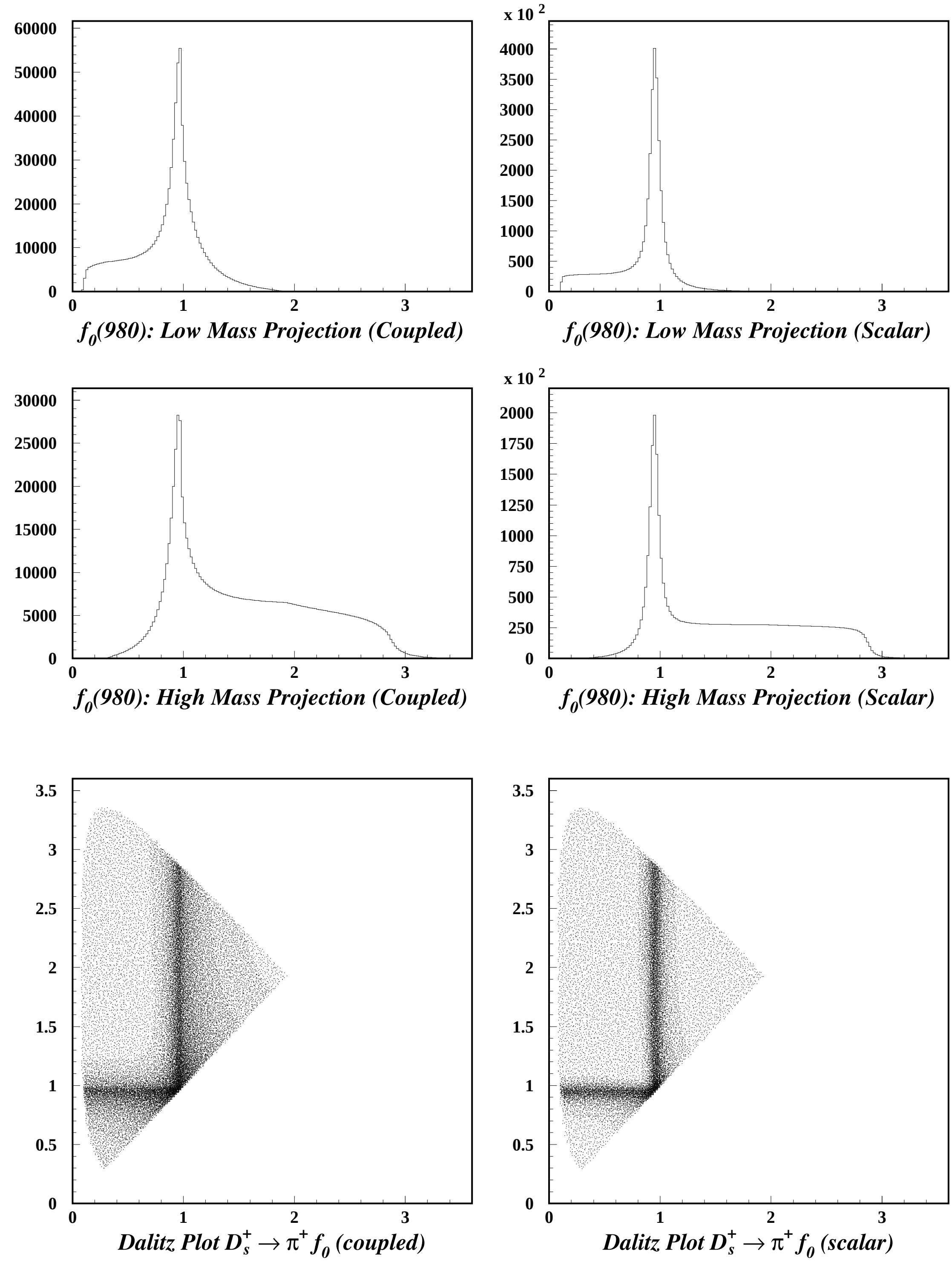


Figura 5.3: Due possibili modelli di parametrizzazione della $f_0(980)$. *A sinistra è mostrata la parametrizzazione a canali accoppiati (coupled), a destra la risonanza è stata parametrizzata come uno scalare (scalar) seguendo il formalismo illustrato dalla* 5.58. *Da notare come, nel caso della parametrizzazione a canali accoppiati, l'apertura del canale* KK *modifichi la forma e la larghezza della risonanza sul Dalitz Plot e sulle sue proiezioni.*

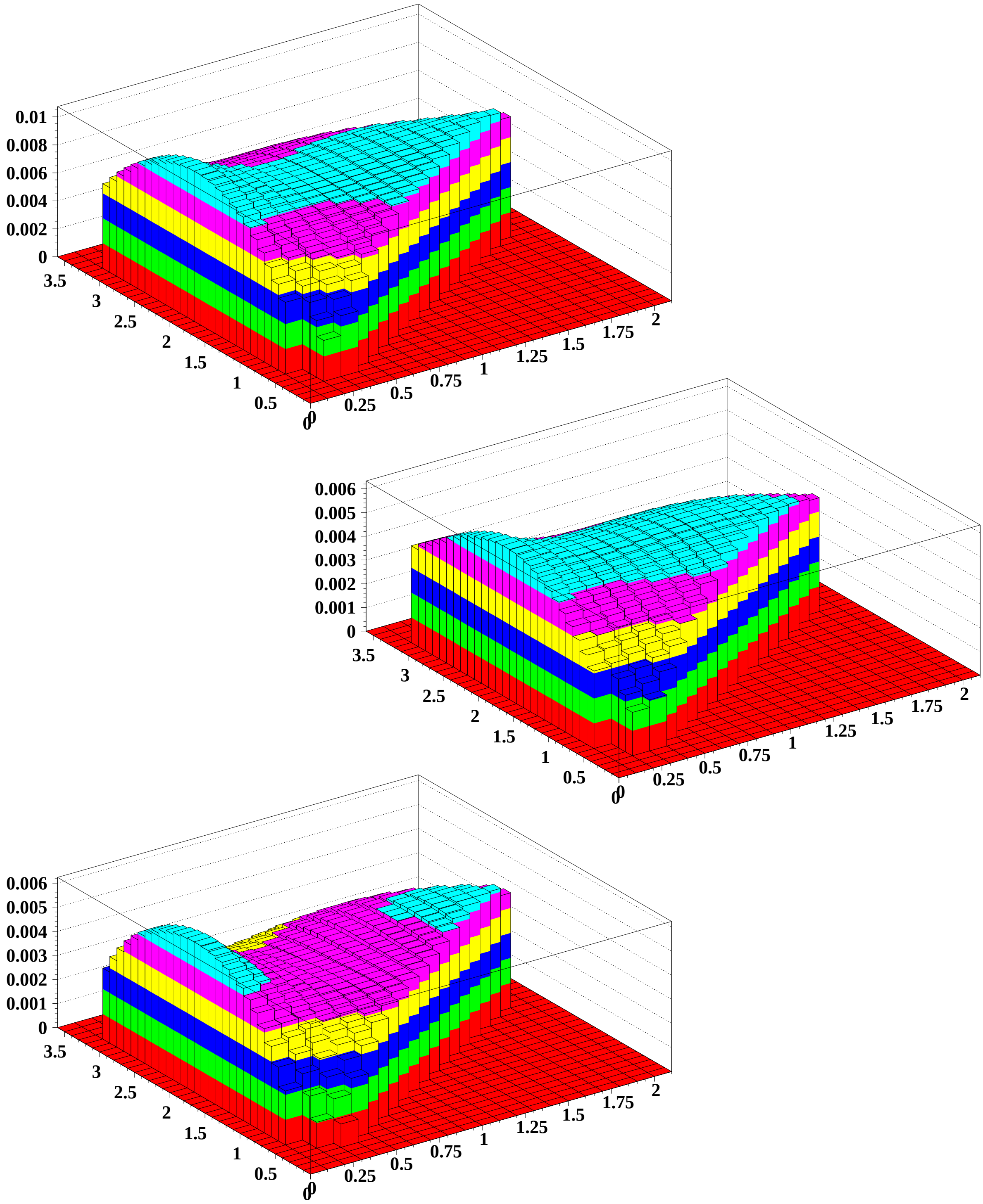


Figura 5.4: La funzione che parametrizza l'efficienza sul Dalitz Plot al variare dei tagli. Nel primo caso i criteri di selezione sono quelli dell'analisi. Gli altri due casi illustrano come l'efficienza modella lo spazio fasi non appena si appesantiscono le richieste sui tagli.

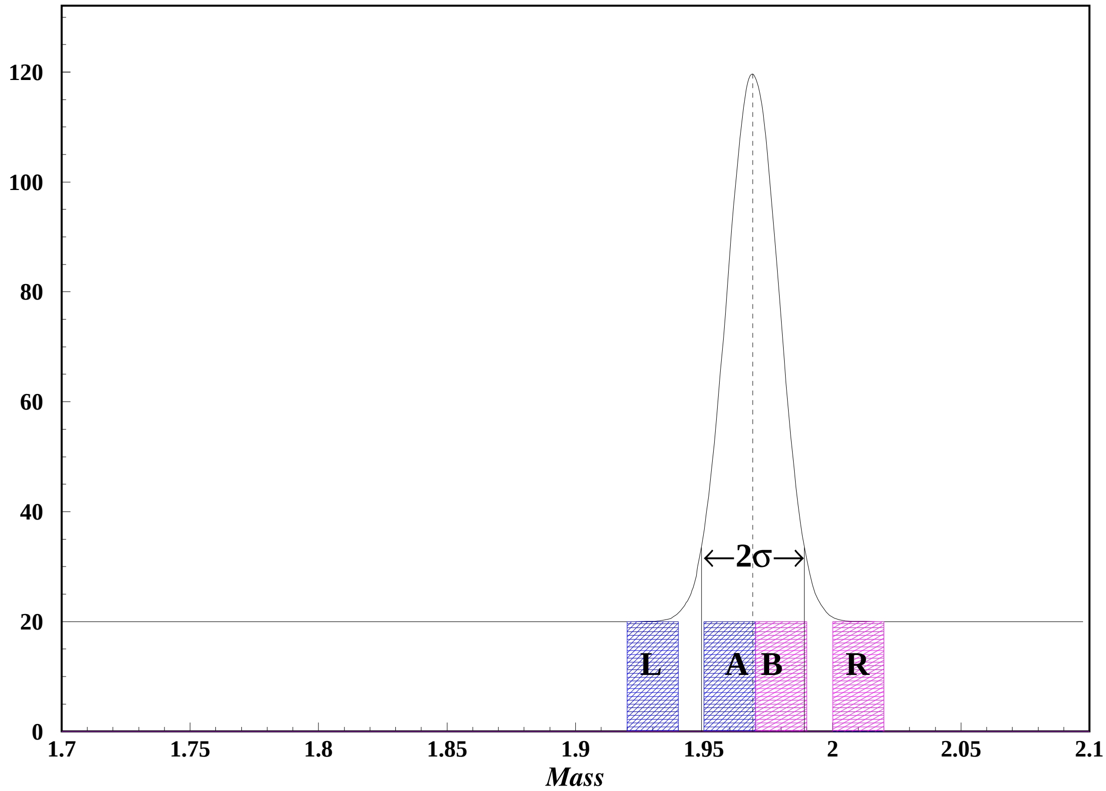


Figura 5.5: La condizione migliore per selezionare le side band *sarebbe poter scegliere una regione a sinistra del segnale* (L) *con la stessa popolazione di eventi di* A, *e una regione a destra* (R) *con la stessa popolazione di* B.

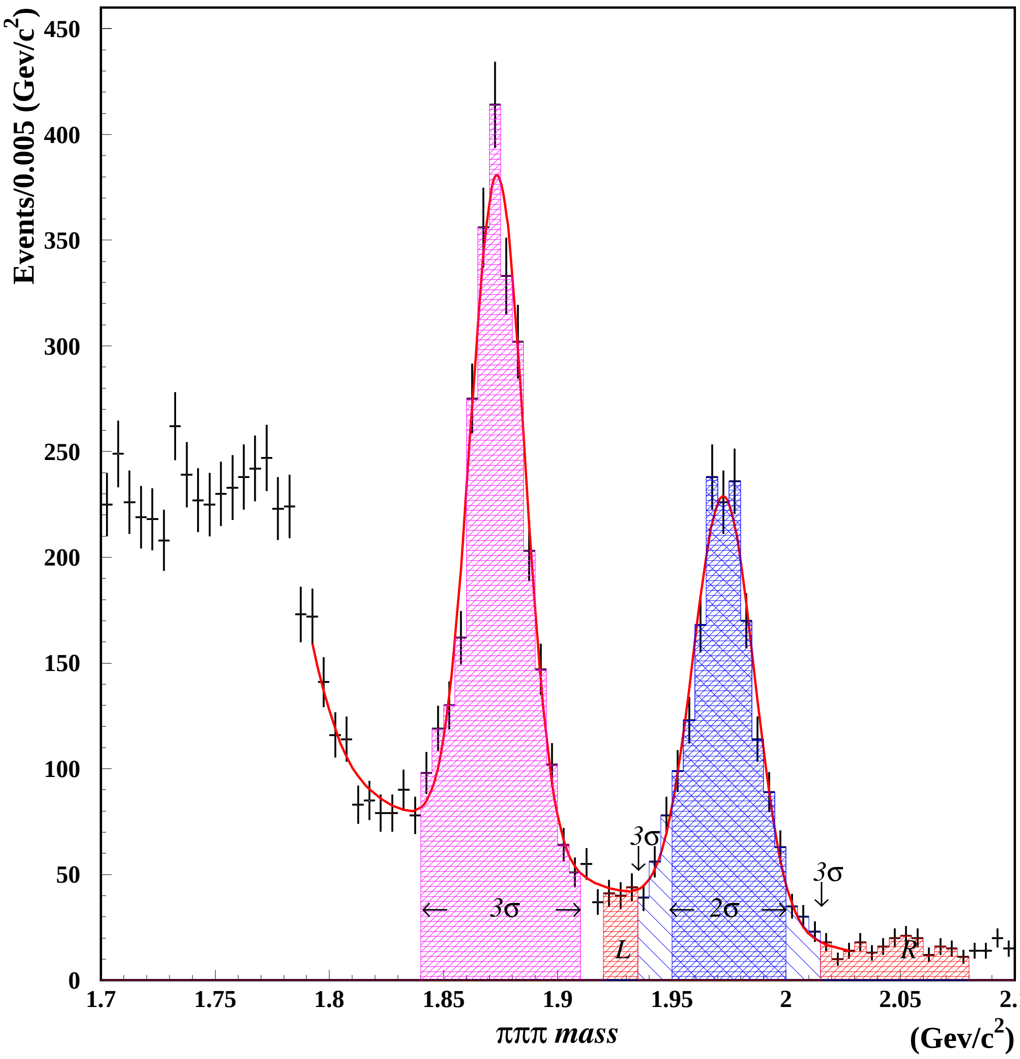


Figura 5.6: Lo spettro in massa invariante delle side band.

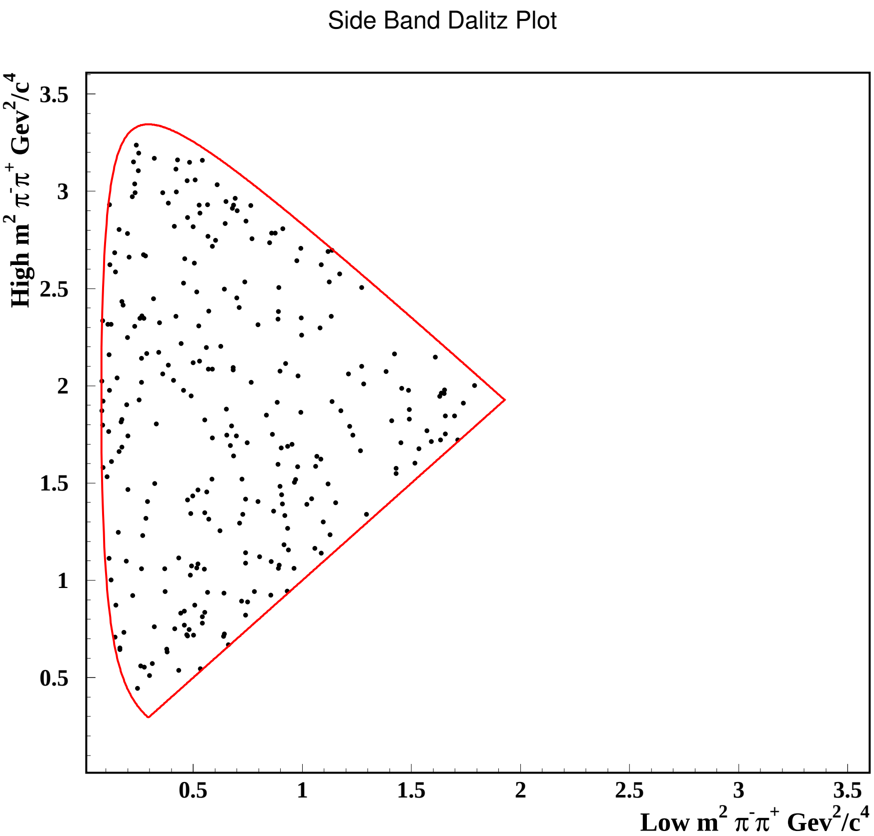


Figura 5.7: Dalitz Plot delle side band.

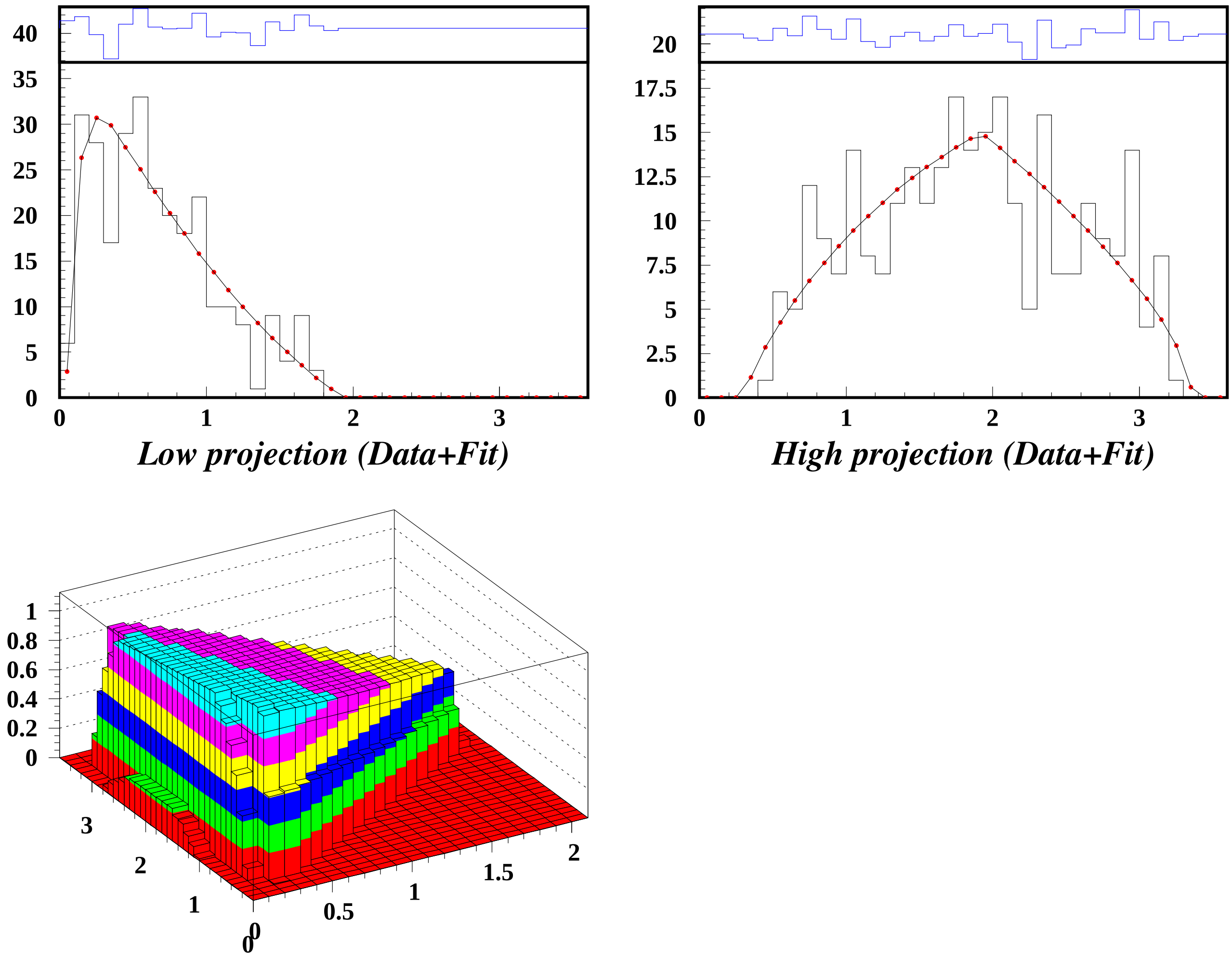


Figura 5.8: Risultati del fit *alle* side band. *In alto sono mostrate le proiezioni relative rispettivamente alle combinazioni di massa più piccola* (Low) *e più alta* (High) *per i dati e, sovrapposte, per il* fit. *Sovrapposte alle proiezioni (in alto) sono mostrate le differenze tra la proiezione del* fit *e quella dei dati. In basso è mostrato l'andamento della funzione restituita dal* fit.

Capitolo 6

Analisi coerente in ampiezza del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$

6.1 Introduzione.

L'analisi Dalitz di un decadimento il cui stato finale sia composto da soli pioni presenta due aspetti critici. Il primo è legato alla natura del fondo, dominato dalla produzione di pioni da parte dei processi di reinterazione adronica tra le particelle ed il materiale del bersaglio. Il secondo aspetto è dovuto all'alto grado di incertezza che domina il panorama delle risonanze che possono decadere nello stato $\pi\pi$. Questo si riflette sulle possibili scelte delle ampiezze da utilizzare nel modello quantistico impiegato nel *fit* al Dalitz Plot.

6.2 La selezione del segnale.

Il fondo degli eventi di *charm* in E831-Focus ha due componenti principali: la prima, prodotta dal combinatorio e dai decadimenti di *charm* irrisolti, è ben conosciuta e correttamente simulata; la seconda proviene invece dalle reinterazioni adroniche nel bersaglio e la sua simulazione è fortemente dipendente dai modelli che la descrivono. Oltre a queste due componenti dominanti esiste un terzo contributo al fondo, particolarmente importante nell'analisi Dalitz, dovuto alla produzione di mesoni vettori che si accoppiano direttamente con il fotone (ρ, ω e ϕ) e che si manifestano come risonanze prive di elicità sul Dalitz Plot. Tutte queste componenti del fondo hanno una caratteristica comune: sono dominate dalla presenza di pioni. Questo significa che nell'analisi di un decadimento il cui stato finale sia composto da soli pioni risulta fondamentale la capacità di estrazione del segnale dal fondo. Se inoltre si vuole condurre un'analisi Dalitz su questo tipo di decadimento si deve selezionare un segnale con un eccellente rapporto S/N al fine di ridurre la dipendenza dalla modellizzazione del fondo utilizzata nel *fit* al Dalitz Plot. I criteri di selezione applicati a ciascun mesone candidato (vedi §4.8 per la definizione dei tagli) sono i seguenti:

- Si richiede che il numero di tracce che compongono il vertice di produzione (*primario*) sia maggiore di 1. In un evento di fotoproduzione tutte le tracce puntano verso la stessa regione del bersaglio, e quindi esiste la possibilità che una traccia possa essere associata casualmente alla *seed track* e formare in questo modo un falso vertice primario ad una sola traccia. Con questo taglio si rigettano tutti gli eventi di fondo di questo tipo con una perdita trascurabile di segnale.

- Si richiede che il vertice di decadimento del mesone sia ricostruito in aria con una distanza dal materiale più vicino al vertice (d_z) maggiore di 3 volte il suo errore:
$$Zout = \frac{d_z}{\sigma_{d_z}} \; > \; 3$$
Questo taglio consente la reiezione del fondo dovuto sia alle reinterazioni adroniche nel bersaglio che alla fotoproduzione di ρ (Fig. 6.2) .

- Si richiede che il valore della distanza tra vertice di produzione e vertice di decadimento diviso il suo errore (L/σ_L) sia maggiore di 10:
$$\frac{L}{\sigma_L} > 10$$

- Si richiede che il vertice di produzione sia incompatibile con una traccia utilizzata nella ricostruzione del vertice di decadimento imponendo che il livello di confidenza sia minore di 10^{-2}:
$$Isolation1 < 0.01$$
Questo taglio consente la reiezione degli eventi provenienti dalla D^{*+} nel processo:
$$D^{*+} \longrightarrow \pi^+ D^0$$
$$\hookrightarrow \pi^+\pi^-$$
responsabile di un accumulo di eventi nello spettro in massa attorno a 2.01 GeV. Un ulteriore accumulo di eventi intorno a 1.94 GeV è dovuto al decadimento:

$$D^{*+} \longrightarrow \pi^+ D^0$$
$$\hookrightarrow K^-\pi^+$$

in cui il kaone viene erroneamente identificato come pione, spostando così la massa invariante del decadimento verso valori inferiori alla massa nominale della D^{*+}. La D^{*+} decade attraverso l'interazione forte, quindi il vertice di produzione e quello di decadimento non risultano separati: una richiesta su *Isolation1* sopprime fortemente il contributo di questo canale nello spettro di massa totale (Fig.6.3)

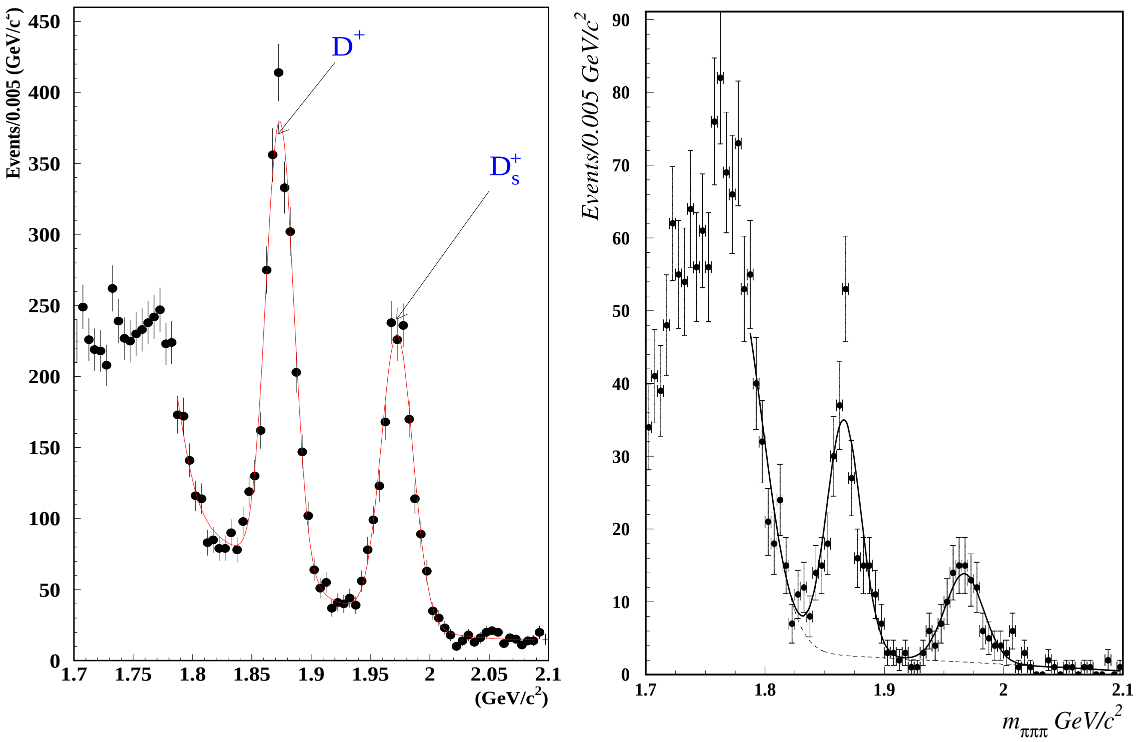
- Si richiede che il vertice di decadimento sia incompatibile con una traccia non utilizzata nella ricostruzione dei vertici imponendo che il livello di confidenza sia minore di 10^{-3}:
$$Isolation2 < 0.001$$

- Si richiede che per tutte e tre le tracce che formano il candidato la differenza tra l'ipotesi che la particella sia un pione ω_π e l'ipotesi di identificazione migliore ω_{min} sia (*Pion Compatibility*) 4.7:
$$\omega_\pi - \omega_{min} < 3$$
Questo taglio sugli estimatori dell'identificazione Čerenkov corrisponde alla richiesta che l'ipotesi pione non sia troppo sfavorita rispetto all'ipotesi di identificazione migliore.

- Si richiede, per le tracce che formano il candidato, che l'ipotesi pione ω_π sia più probabile dell'ipotesi kaone ω_K (*pionicity*) .
Per la traccia di segno opposto a quello del candidato:
$$\omega_K - \omega_\pi > 1$$
Per le tracce con lo stesso segno del candidato:
$$\omega_K - \omega_\pi > 0$$
La *pionicity* consente la reiezione dei kaoni attraverso la richiesta che l'ipotesi kaone sia meno probabile dell'ipotesi pione. Il taglio più pesante sulla traccia di segno opposto ha l'effetto di ridurre il picco riflesso del decadimento (favorito secondo Cabibbo) $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Quest'ultimo è disposto alla sinistra del segnale $D^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$, nello spettro di massa in Fig. 6.1(a): con questa configurazione di tagli la coda del picco riflesso si spegne prima del segnale della D_s^+.

- Si rigettano tutti i candidati ottenuti da una combinazione in cui è presente una traccia ricostruite dal microvertice che è stata associata dalla procedura di *linking* a due tracce ricostruite dalle camere multifilo (doppio *linking*). In genere questa topologia è associata alle coppie e^+e^-, che vengono quindi escluse dalla formazione dei mesoni candidati.

Per apprezzare come sia migliorata la qualità del segnale in E831 rispetto ad E687 si possono confrontare i rispettivi spettri in massa (Fig.6.1(a) e 6.1(b)). Gli eventi sotto il segnale compresi tra $\pm 2\sigma$ sono 1288 ± 47 (contro i 98 ± 12 di E687) con un rapporto segnale-fondo pari a 4.34 ± 0.30 (4.22 ± 0.85 in E687).



(a) E831: 1288 Eventi di segnale $S/N = 4.34$ (b) E687: 98 Eventi di segnale $S/N = 4.22$

Figura 6.1: (a) *Spettro di massa invariante $\pi\pi\pi$ ottenuto con i dati di E831 e utilizzato per l'analisi Dalitz del canale $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$.* (b) *Lo spettro di massa utilizzato nell'analisi dello stesso canale condotta sui dati di E687.*

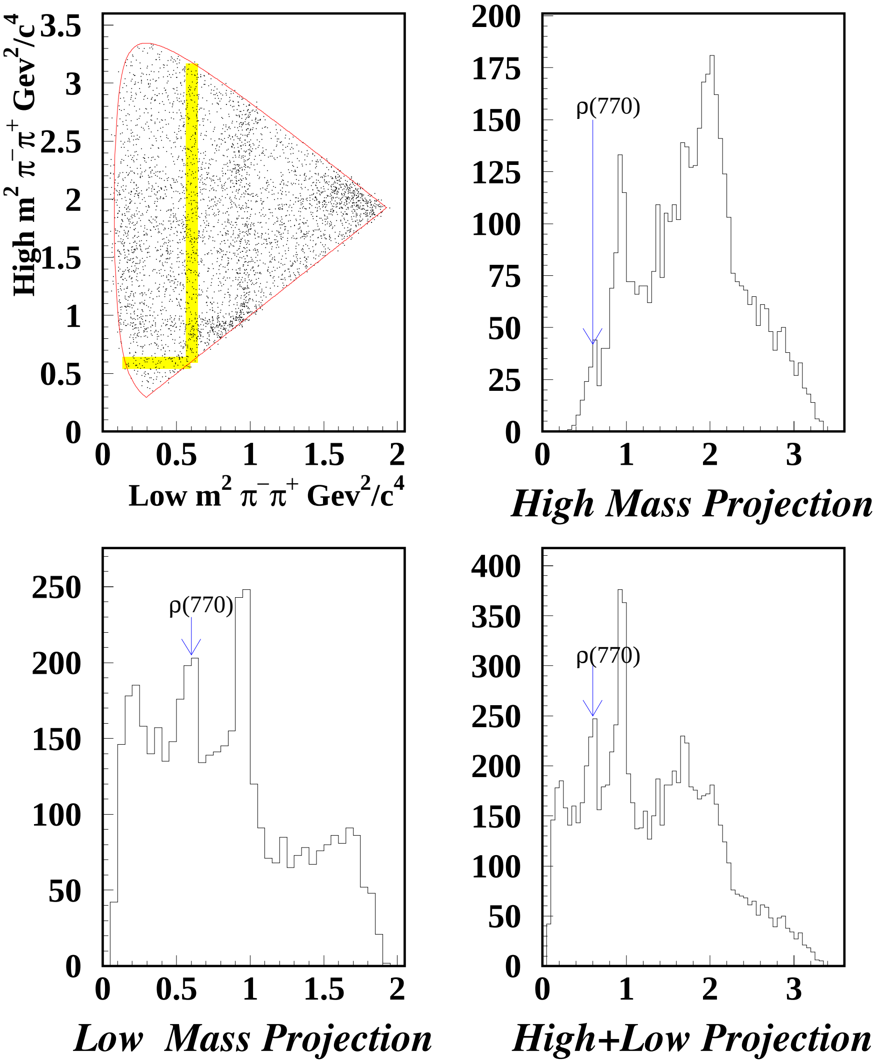
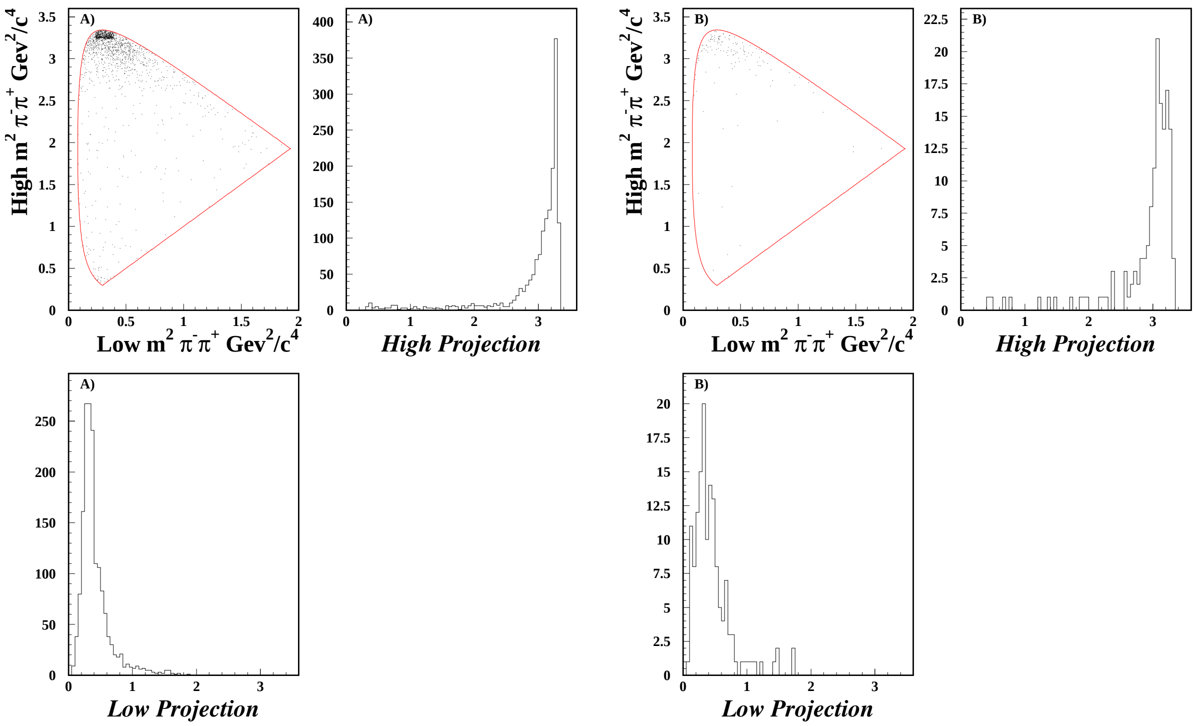


Figura 6.2: Il Dalitz Plot e le sue proiezioni del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ ottenuto con i dati di E831. Questo risultato è stato ottenuto rimuovendo la richiesta che il vertice del decadimento sia ricostruito in aria. Come ci si aspetta, il Dalitz Plot è ora dominato dal fondo dovuto alle reinterazioni adroniche all'interno del bersaglio. Inoltre diviene visibile in maniera chiara il contributo al fondo dovuto all'accoppiamento tra il fotone e la $\rho(770)$, indicato dalle frecce blu sulle proiezioni e dalla banda gialla sul Dalitz Plot.



(a) (b)

Figura 6.3: L'effetto del taglio $Isolation1 < 0.01$ sulla riflessione della D^{*+} nello stato finale $K^-\pi^+\pi^+$ visto sulla superficie del Dalitz Plot. Questo studio è stato condotto generando 50.000 eventi D^{*+} a canale fissato e prelevando tutti gli eventi ricostruiti come tre pioni che cadono nell'intervallo di $\pm 2\sigma$ dalla posizione della D_s^+. In **a)** *è mostrata la riflessione sulla superficie del Dalitz Plot senza taglio in* Isolation1*. In* **b)** *è mostrato l'effetto del solo taglio $Isolation1 < 0.01$ sulla riflessione: il $\sim 91\%$ degli eventi di D^{*+} sono stati rigettati.*

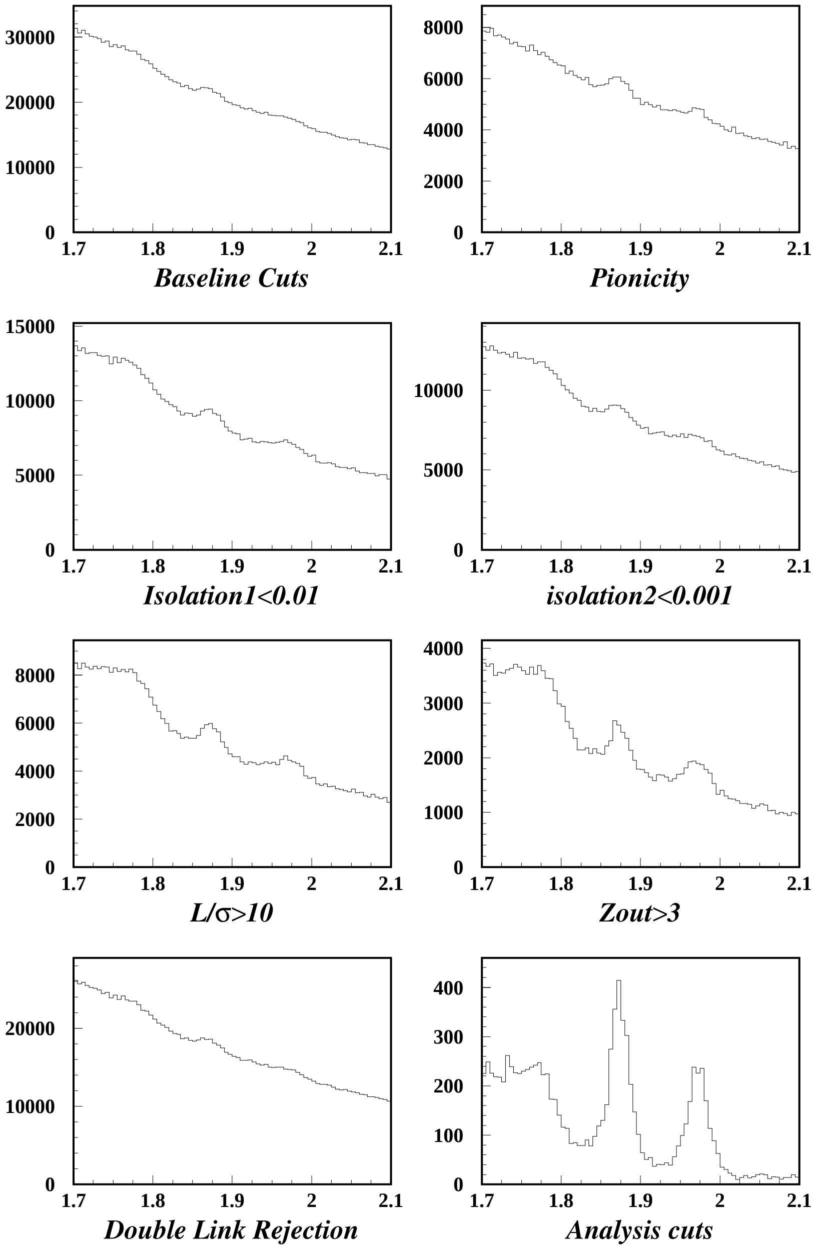


Figura 6.4: L'effetto dei diversi tagli sullo spettro di massa invariante $\pi^-\pi^+\pi^+$. *I tagli comuni a tutti gli spettri mostrati in figura* (baseline cuts) *sono i seguenti: molteplicità del vertice di produzione* > 1, $L/\sigma > 5$ *e* pion compatibility *su tutte le tracce. Per ultimo è mostato lo spettro in massa dopo l'applicazione di tutti i tagli utilizzati nell'analisi.*

6.3 La strategia dell'analisi.

Consideriamo le risonanze citate dal PDG98 e accreditate a decadere in $\pi\pi$: troviamo gli stati elencati nelle tabelle 6.1 (scalari), 6.2 (vettori) e 6.3 (tensori).

scalari	m (MeV/c^2)	Γ (MeV)	I^G	J^{PC}	$\pi\pi$	$K\overline{K}$
$f_0(400-1200)$	$400-1200$	$600-1000$	0^+	0^{++}	dominante	osservato
$f_0(980)$	980 ± 10	$40-100$	0^+	0^{++}	domin.(*)	osserv.(*)
$f_0(1370)$	$1200-1500$	$200-500$	0^+	0^{++}	osservato	osservato
$f_0(1500)$	1500 ± 10	112 ± 10	0^+	0^{++}	osservato	osservato

Tabella 6.1: Risonanze scalari accreditate a decadere nello stato $\pi\pi$ (PDG98).
(*) Nel PDG96[28] per la $f_0(980)$ si stimava un valore per la frazione di decadimento in $\pi\pi$ pari a $(78.1 \pm 2.4)\%$, e per lo stato $K\overline{K}$ una frazione pari a $(21.9 \pm 2.4)\%$.

vettori	m (MeV/c^2)	Γ (MeV)	I^G	J^{PC}	$\pi\pi$	$K\overline{K}$
$\rho(770)$	770 ± 0.8	150.7 ± 1.1	1^+	1^{--}	$\sim 100\%$	non osservato
$\omega(782)$	782.9 ± 0.12	8.41 ± 0.08	$0^-(*)$	1^{--}	$(2.21 \pm 0.30)\%$	non osservato
$\rho(1450)$	1465 ± 25	310 ± 60	1^+	1^{--}	osservato	$< 1.6 \times 10^{-3}$
$\rho(1700)$	1700 ± 20	240 ± 60	1^+	1^{--}	osservato	osservato

Tabella 6.2: Risonanze vettoriali accreditate a decadere nello stato $\pi\pi$ (PDG98).
(*) È da notare come il decadimento in $\pi\pi$ della $\omega(782)$ sia fortemente soppresso a causa della sua G-parità negativa.

tensori	m (MeV/c^2)	Γ (MeV)	I^G	J^{PC}	$\pi\pi$	$K\overline{K}$
$f_2(1270)$	1270 ± 1.2	$185.5^{+3.8}_{-2.7}$	0^+	2^{++}	$(84.6^{+2.5}_{-1.3}\%)$	$(4.6 \pm 0.4\%)$

Tabella 6.3: Risonanze tensoriali accreditate a decadere nello stato $\pi\pi$ (PDG98). Non è stato incluso lo stato $f_2'(1525)$, che ha una frazione di decadimento nello stato $\pi\pi$ dell'ordine di 8×10^{-3}.

Possiamo poi aggiungere a questa lista la risonanza $f_J(1710)$ ($m = 1712 \pm 12\ MeV/c^2$, $\Gamma = 133 \pm 14\ MeV$) il cui spin non è ancora stato determinato e di cui si sono osservati decadimenti sia nello stato finale $K\overline{K}$ che in $\pi\pi$. Oltre alle risonanze sopra citate possiamo trovare altri stati accreditati a decadere in $\pi\pi$ la cui esistenza richiede ancora di essere confermata, come la $f_2(1430)$ o la $f_2(1565)$. Possiamo fare

alcune considerazioni su questo elenco di risonanze. La prima osservazione è che gli stati scalari, che nel decadimento a tre corpi di uno stato privo di spin sono le risonanze che meglio si prestano a spiegare la sua dinamica (come la $f_0(980)$), sono anche quelli che presentano la maggior indeterminazione. La seconda osservazione è che un così alto numero di risonanze, e per giunta così male determinate, non ci è affatto di aiuto nell'analisi del Dalitz Plot. Occorrono infatti una serie di criteri che possano fornire una sorta di "rasoio di Occam" per le scelte da compiere nella parametrizzazione del Dalitz Plot.
Definiamo questi criteri:

- Nella parametrizzazione sono state incluse quelle risonanze di cui si manifesta, nel Dalitz Plot e nelle sue proiezioni, una qualche evidenza. A queste sono state aggiunte le ampiezze di quei canali che procedono attraverso il diagramma di annichilazione (Non Risonante, ρ) e che decadono nello stato finale $\pi\pi$.

- Si escludono le risonanze, come la $\omega(782)$, che decadono in $\pi\pi$ in percentuali poco significative.

- Si escludono quelle risonanze, come la $f_0(400-1200)$ o la $f_0(1370)$ che hanno un alto grado di indeterminazione nei loro parametri. Inoltre la $f_0(400-1200)$ è una risonanza larga ($\Gamma = 600-1000\ MeV$) che può essere facilmente confusa con il termine Non-Risonante, mentre la $f_0(1370)$ sembra non avere nessuna segnatura visibile sul Dalitz Plot. In una fase successivaa ho condotto degli studi degli studi volti ad accertare l'eventuale presenza sia della $f_0(400-1200)$ che della $f_0(1370)$ attraverso il metodo dello *scan* della *Likelihood* (vedi 6.7).

- Non sono state incluse nella parametrizzazione iniziale le risonanze, come la $f_J(1710)$, che andrebbero ad occupare una regione di massa del Dalitz Plot che appare povera di eventi. Questa regione corrisponde al lobo superiore del Dalitz Plot ed è compresa tra 2.5 GeV^2/c^4 ed il limite cinematico. Anche per la $f_J(1710)$ è stato condotto uno studio volto ad accertare la sua eventuale presenza nella dinamica di decadimento.

- Si escludono le risonanze con spin maggiore di 2. Questi stati sono sfavoriti dal punto di vista della conservazione dello spin totale e comunque cadono in corrispondenza del lobo superiore del Dalitz Plot.

Questi criteri non hanno la pretesa, ovviamente, di essere validi in assoluto, ma costituiscono piuttosto una base su cui si è sviluppata l'analisi. La strategia illustrata rappresenta uno sviluppo di quella sperimentata nella precedente analisi dello stesso canale compiuta sui dati di E687 e descritta nel paragrafo seguente.

6.4 L'analisi Dalitz del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ in E687.

L'analisi di E687 è stata condotta su 98[25] eventi di segnale con un rapporto segnale-fondo di ~ 4. Il modello quantistico impiegato nell'analisi includeva le seguenti ampiezze di cui si aveva una certa evidenza sul Dalitz Plot:

- $f_0(980)$
- $f_2(1270)$

a queste è stata aggiunta l'ampiezza della risonanza:

- $\rho(770)$

il cui decadimento è dominato dallo stato finale $\pi\pi$, e l'ampiezza del contributo:

- Non Risonante (NR)

in maniera da poter valutare il contributo del diagramma di annichilazione (vedi §1.1) alla dinamica del decadimento, sia nella forma Non Risonante che in quella risonante tramite la $\rho(770)$.
Il modello comprendeva poi l'ampiezza di una risonanza scalare indicata come:

- $\mathcal{S}(1475)$

e introdotta per poter spiegare la presenza di una banda di eventi lungo la regione attorno ai 2 GeV^2/c^4 che suggeriva l'esistenza di uno stato di questo tipo.
Data l'alta indeterminazione degli stati scalari in questa regione, si è preferito utilizzare le indicazioni fornite dal *fit* sul Dalitz Plot per determinare i parametri (massa e Γ) della $\mathcal{S}(1475)$ attraverso il metodo di *scan* della *Likelihood*. Questo metodo consiste nel fissare di volta in volta la massa e la Γ della risonanza a determinati valori compresi in un intervallo di ipotesi ed eseguire una procedura di *fit* al Dalitz Plot. In questo modo si ottiene una valutazione del comportamento della *Likelihood* al variare dei parametri della risonanza anche se questi ultimi non sono coefficienti liberi del *fit*. I valori di massa e Γ più probabili sono quelli corrispondenti al minimo di $-2\ln\mathcal{L}$.
Nel caso della $\mathcal{S}(1475)$ l'andamento di $-2\ln\mathcal{L}$ ha evidenziato un minimo in corrispondenza del valore della massa pari a $\sim$ 1475 MeV/c^2 , e della Γ pari a $\sim$ 100 MeV . È da notare come questa risonanza sia compatibile con la $f_0(1500)$ riportata dal PDG98 ($m_{f_0(1500)} = 1500 \pm 10$ MeV/c^2 , $\Gamma_{f_0(1500)} = 112 \pm 10$ MeV)
I risultati dell'analisi condotta sui dati di E687 sono riportati in tabella 6.4, che mostra le frazioni di decadimento e le fasi misurate per ciascun canale. In Fig. 6.4

Tabella 6.4: Risultati del fit *per la $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ (Dati E687)*

Decadimento	Frazione di decadimento	Fase (Gradi)
NR	$0.121 \pm 0.115 \pm 0.044$	$235 \pm 22 \pm 2$
$\rho(770)\pi$	$0.023 \pm 0.027 \pm 0.011$	$53 \pm 44 \pm 10$
$f_2(1270)\pi$	$0.123 \pm 0.056 \pm 0.018$	$100 \pm 18 \pm 6$
$f_0(980)\pi$	$1.074 \pm 0.140 \pm 0.043$	0 $(fixed)$
$\mathcal{S}(1475)\pi$	$0.274 \pm 0.114 \pm 0.019$	$234 \pm 15 \pm 4$
$-2\ln\mathcal{L} = 125.1$		

è mostrato il Dalitz Plot ottenuto con i dati di E687, le sue proiezioni e, sovrapposte, le proiezioni del *fit*. Le frazioni di decadimento (*Decay Fraction*) per un dato canale sono ottenute integrando l'intensità del segnale per quel modo diviso il segnale integrato per tutti i canali presenti. Questa definizione permette di comparare i risultati indipendentemente dal tipo di parametrizzazione utilizzata per le ampiezze. La somma della frazioni di decadimento definite in questo modo può essere maggiore di 1 a causa dei fenomeni di interferenza tra le diverse ampiezze che contribuiscono allo stesso stato finale. Sui risultati di questa analisi si possono fare alcuni commenti. Si può osservare come il decadimento sia fortemente dominato dal canale risonante $f_0(980)\pi^+$, con una *Decay Fraction* misurata maggiore di uno. Contributi significativi vengono poi dallo stato scalare $\mathcal{S}(1475)$ e dallo stato tensoriale $f_2(1270)$. Al contrario, non sembra esserci evidenza del canale Non Risonante (0.121 ± 0.115, compatibile con zero) nè del canale $\rho(770)\pi^+$ (0.023 ± 0.027). A suffragare l'ipotesi di un contributo ridotto del canale Non Risonante, che si dovrebbe distribuire in maniera uniforme sullo spazio fasi, c'è la totale assenza di eventi sul lobo superiore del Dalitz Plot.

Queste conclusioni, tuttavia, sono limitate dalla bassa statistica e quindi dall'alto grado di indeterminazione dovuto all'errore associato alle *Decay Fraction* : ad esempio il contributo misurato per il Non Risonante è statisticamente compatibile con un valore di oltre il 20%.

Data l'importanza teorica dei contributi dovuti al Non Risonante e alla $\rho(770)$ (entrambi procedono attraverso il diagramma di annichilazione), per questi due canali sono stati calcolati i limiti superiori, pari a $< 26.9\%$ al 90% di CL per la componente NR, e pari a $< 7.3\%$ al 90% di CL per il canale in $\rho(770)\pi$.

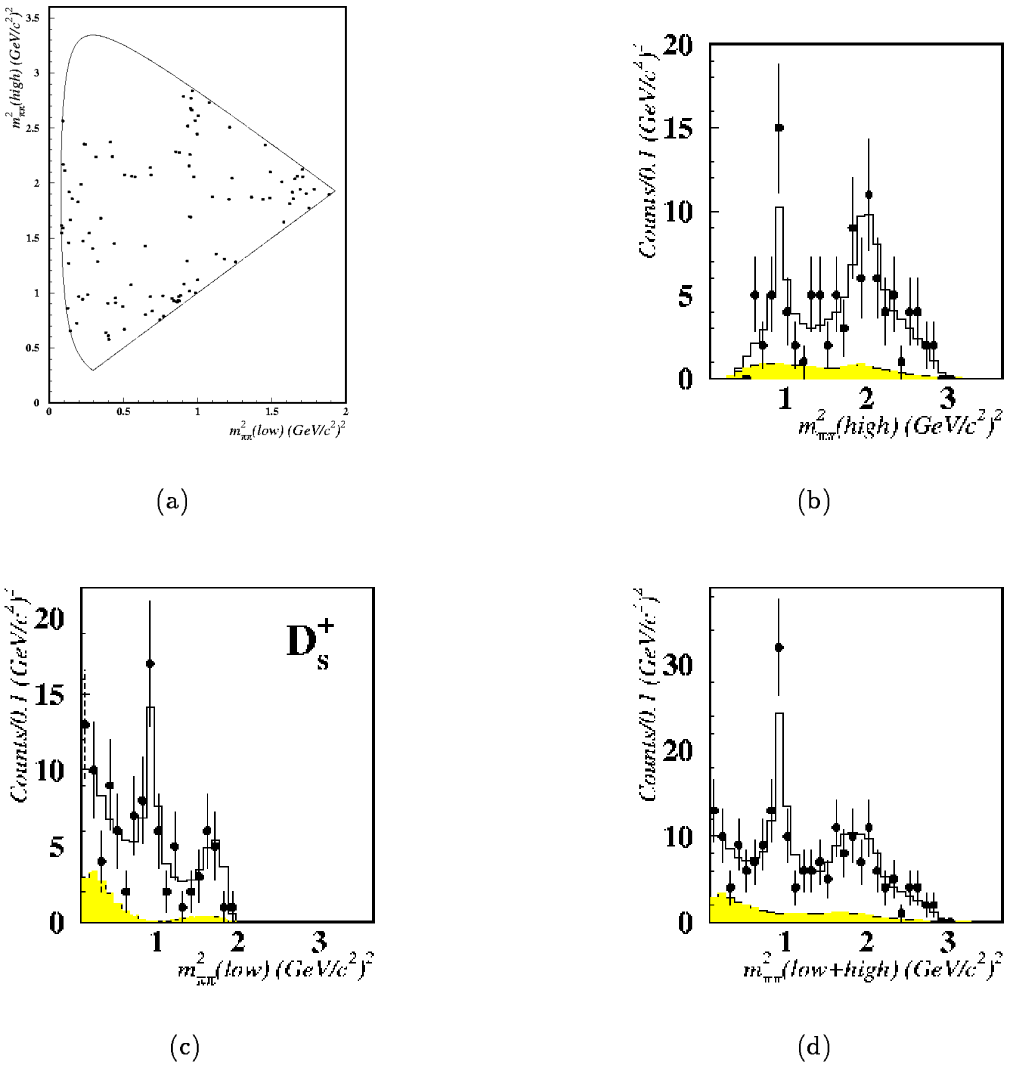


Figura 6.5: Il Dalitz Plot del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ ottenuto con i dati di E687 (a). *Le proiezioni* High (b), Low (c) *e la loro somma* High+Low (d) *a cui sono state sovrapposte le proiezioni del* fit.

6.5 Il Dalitz Plot del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ in E831.

L'alta statistica collezionata da E831 per questo decadimento consente di lavorare con un numero di eventi (~ 1300) pari a circa 13 volte la statistica di E687 e con lo stesso rapporto segnale-fondo.

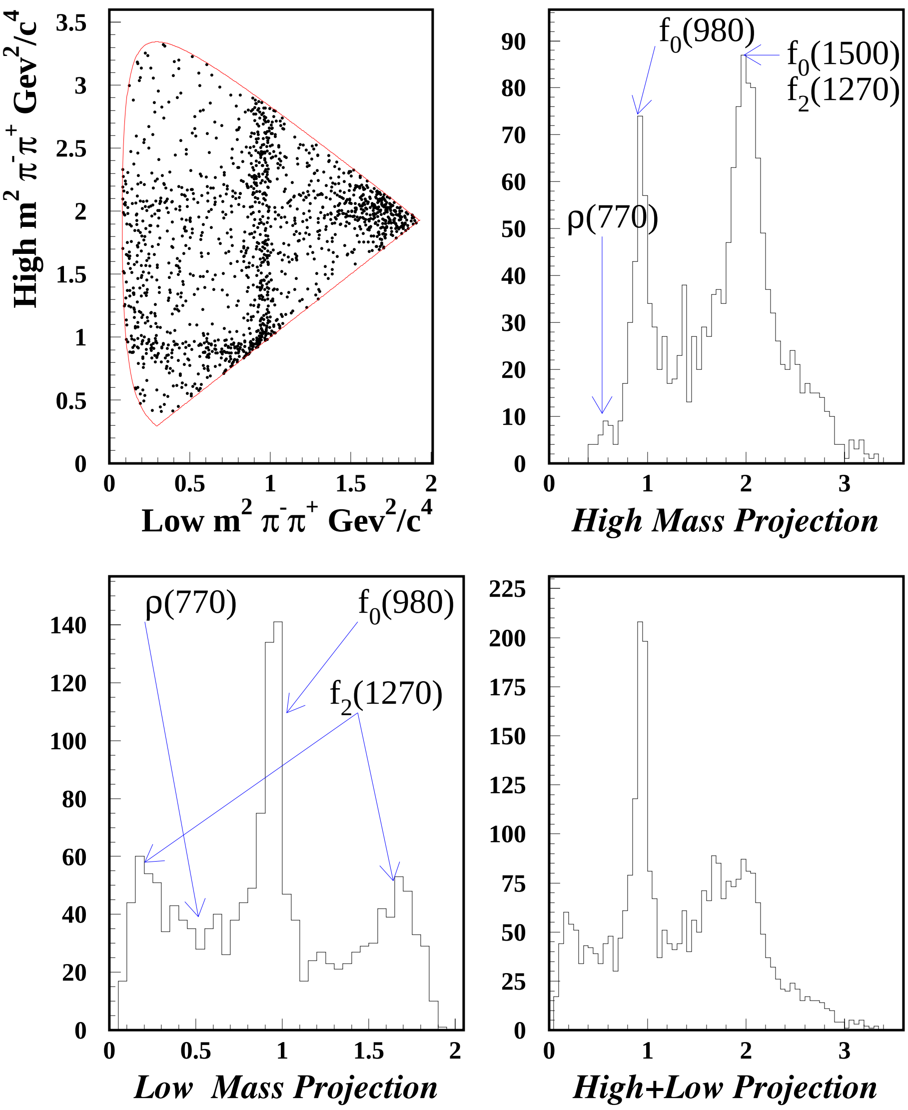


Figura 6.6: Il Dalitz Plot e le sue proiezioni del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ ottenuto con i dati di E831

Osserviamo il Dalitz Plot ottenuto dai dati di E831 (Fig.6.6). Sono chiaramente visibili le bande verticale e orizzontale dovute al canale $f_0(980)\pi^+$ nella regione corrispondente a 1 GeV^2/c^4. La seconda struttura evidente è costituita da un accumulo di eventi sulla punta del *folded Dalitz Plot*; in questa regione si sovrappongono un lobo della $f_2(1270)$ e uno scalare che possiamo identificare con la $f_0(1500)/\mathcal{S}(1475)$. La banda orizzontale di questo stato scalare è visibile attorno alla regione dei 2 GeV^2/c^4 (proiezione *High*). Infine, nella regione attorno a 0.2 GeV^2/c^4 (proiezione *Low*), è visibile un accumulo lungo il limite cinematico al quale potrebbe contribuire il secondo lobo della $f_2(1270)$. Se confrontiamo il Dalitz Plot ottenuto dai dati di E687 con quello ottenuto in E831 risulta evidente che l'accumulo sulla punta del Dalitz Plot risulta più marcato in E831, osservazione che trova conferma se paragoniamo le loro proiezioni sulla vista *High*.
Questo accumulo, osservato anche sui dati di E791 e battezzato "Corcovado region" (dall'omonimo monte che sovrasta la città di S.Paolo del Brasile) non sembra possa essere risolto dalla sola interferenza costruttiva tra il lobo superiore della $f_2(1270)$ e lo stato scalare $f_0(1500)/\mathcal{S}(1475)$. In questa regione delle masse il miglior candidato a contribuire alla "Corcovado region" è la risonanza $\rho(1450)$, la cui ampiezza è stata quindi inclusa nella parametrizzazione del modello utilizzato nel *fit*. Questa risonanza ci consente inoltre di testare l'ipotesi del diagramma di annichilazione con uno stato ρ di massa superiore.
I modelli delle risonanze utilizzate nella parametrizzazione del modello quantistico sono mostrati nelle figure dalla 6.7 alla 6.11. Dai risultati dell'analisi condotta sui dati di E687 ci si aspetta una forte interferenza tra le risonanze, che possono introdurre delle distorsioni nella forma originaria della Breit-Wigner. Un esempio istruttivo è mostrato in Fig. 6.12 dove sono mostrati i modelli generati utilizzando le ampiezze della $f_0(980)$ e della $\mathcal{S}(1475)$ con 4 differenti fasi relative. L'interferenza tra le due ampiezze per questo modello sarà data da un termine del tipo:

$$A_{f_0}A_{S_0}\cos(\phi_{S_0}-\phi_{f_0}+\psi_{S_0}-\psi_{f_0}) = A_{f_0}A_{S_0}\cos(\Delta\phi_{S_0-f_0}-\Delta\psi_{S_0-f_0}) \qquad (6.1)$$

dove con $\Delta_{S_0-f_0}=\phi_{S_0}-\phi_{f_0}$ si intende la fase quantistica relativa (coefficiente del *fit*) tra le due ampiezze, mentre con $\Delta_{S_0-f_0}=\psi_{S_0}-\psi_{f_0}$ si intende la differenza tra le fasi intrinseche delle Breit-Wigner. Queste ultime possono essere scritte nella forma seguente:

$$\psi_i = \arctan\left(\frac{\mathcal{I}mA_i}{\mathcal{R}eA_i}\right) = \arctan\left(\frac{m_{0i}\Gamma_i}{m_{0i}^2-m_{jk}^2}\right) \qquad (6.2)$$

dove m_{jk}^2 è la massa invariante della coppia di pioni j e k, m_{0i} e Γ_i sono rispettivamente la massa nominale e la larghezza della risonanza i. Si noti come, passando da un valore di m_{jk}^2 al suo simmetrico rispetto al valore di soglia m_{0i}, la fase intrinseca ruoti di 180^0:

$$m_{jk}^2(< m_{0i}^2) = 180^0 - m_{jk}^2(> m_{0i}^2)$$

Il valore della fase intrinseca di una risonanza passa da un minimo di 0^0 per gli evento sotto soglia ad un valore massimo di 180^0 per i valori sopra soglia. Nelle regioni del Dalitz Plot in cui le due risonanze si sovrappongono si avrà interferenza distruttiva se la fase relativa ($= \Delta\phi_{S_0-f_0} - \Delta\psi_{S_0-f_0}$) è a 180^0, costruttiva se è a 0^0. Se la fase è a $\pm 90^0$ (fase puramente immaginaria) il termine di interferenza si annulla. Come si può osservare in Fig. 6.12, l'interferenza distruttiva tra due o più ampiezze può avere l'effetto di svuotare alcune zone del Dalitz Plot.

6.6 L'analisi.

La prima ipotesi di lavoro che ho preso in considerazione nel corso della mia analisi si basava sul presupposto che i dati di E831 potessero confermare a più alta statistica i risultati dell'analisi condotta sui dati di E687. Ho quindi utilizzato la stessa parametrizzazione del modello quantistico impiegata nell'analisi di E687, che comprendeva le seguenti ampiezze:

- $f_0(980)$
- $f_2(1270)$
- $\rho(770)$
- Non Risonante (NR)
- $\mathcal{S}(1475)$

In questa parametrizzazione la forma funzionale della $f_0(980)$ è quella descritta dalla Breit-Wigner a canali accoppiati illustrata nel §5.4.3, in cui i termini di accoppiamento agli stati $\pi\overline{\pi}$ e $K\overline{K}$ (g_π e g_k) assumono i valori misurati da WA76 [24][25]. La stessa forma funzionale era stata impiegata per parametrizzare la $f_0(980)$ nell'analisi di E687.

La $\mathcal{S}(1475)$

Come è già stato illustrato nel §6.4, la presenza di una banda orizzontale visibile sul Dalitz Plot nella regione di massa attorno ai 1500 MeV/c^2 unita alla mancanza di informazioni riguardanti gli stati scalari in questa regione aveva suggerito l'intoduzione di un nuovo stato scalare denominato $\mathcal{S}(1475)$. Questo stato è compatibile con la risonanza $f_0(1500)$ pubblicata recentemente dal *Particle Data Group* sul PDG98. Ho provato quindi ad utilizzare sia i valori stabiliti in E687 (caso **a**):

$$m_{\mathcal{S}(1475)} = 1475\ MeV/c^2$$
$$\Gamma_{\mathcal{S}(1475)} \sim\ 100\ MeV$$

sia quelli riportati dal PDG98 per la $f_0(1500)$ (caso **b**):

$$m_{f_0(1500)} = 1500 \pm 10\ MeV/c^2$$
$$\Gamma_{f_0(1500)} =\ 112 \pm 10\ MeV$$

I risultati dei due fit sono mostrati in Fig.6.13, mentre i valori delle *Fit Fraction* e delle fasi sono riportati nelle Tab.6.5 e Tab.6.6.

Tabella 6.5: Risultati del fit *per il caso (a) confrontati con i risultati di E687*

Decad.	Frazione	Fase	Frazione E687	Fase E687
NR	0.182 ± 0.039	241 ± 5	$0.121 \pm 0.115 \pm 0.044$	$235 \pm 22 \pm 2$
$\rho(770)\pi$	0.028 ± 0.010	54 ± 16	$0.023 \pm 0.027 \pm 0.011$	$53 \pm 44 \pm 10$
$f_2(1270)\pi$	0.145 ± 0.015	116 ± 6	$0.123 \pm 0.056 \pm 0.018$	$100 \pm 18 \pm 6$
$f_0(980)\pi$	1.089 ± 0.036	$0\ (fixed)$	$1.074 \pm 0.140 \pm 0.043$	$0\ (fixed)$
$\mathcal{S}(1475)\pi$	0.167 ± 0.027	223 ± 5	$0.274 \pm 0.114 \pm 0.019$	$234 \pm 15 \pm 4$

$-2\ln\mathcal{L} = 2362.7$

Tabella 6.6: Risultati del fit *per per il caso (b) confrontati con i risultati di E687*

Decad.	Frazione	Fase	Frazione E687	Fase E687
NR	0.263 ± 0.044	234 ± 4	$0.121 \pm 0.115 \pm 0.044$	$235 \pm 22 \pm 2$
$\rho(770)\pi$	0.027 ± 0.009	66 ± 17	$0.023 \pm 0.027 \pm 0.011$	$53 \pm 44 \pm 10$
$f_2(1270)\pi$	0.144 ± 0.015	118 ± 5	$0.123 \pm 0.056 \pm 0.018$	$100 \pm 18 \pm 6$
$f_0(980)\pi$	1.142 ± 0.035	$0\ (fixed)$	$1.074 \pm 0.140 \pm 0.043$	$0\ (fixed)$
$\mathcal{S}(1475)\pi$	0.166 ± 0.029	243 ± 5	$0.274 \pm 0.114 \pm 0.019$	$234 \pm 15 \pm 4$

$-2\ln\mathcal{L} = 2385.7$

Questi due risultati preliminari forniscono diverse indicazioni interessanti. Se confrontiamo le *Likelihood* dei due *fit* al Dalitz Plot (è lecito perchè i gradi di libertà sono gli stessi) si può stabilire come il risultato migliore lo si ottenga utilizzando la parametrizzazione della $\mathcal{S}(1475)$ impiegata nell'analisi di E687.
Si può inoltre notare come il contributo del Non Risonante misurato sia più alto nel caso in cui la $\mathcal{S}(1475)$ venga parametrizzata con i valori della $f_0(1500)$. La procedura

di *fit* tende ad attribuire al Non Risonante, che è privo di strutture, tutti gli eventi che non possono essere interpretati dalle ampiezze risonati del modello quantistico. Questo significa che una parametrizzazione non corretta di una risonanza può essere compensata dall'incremento del valore della *Fit Fraction* del termine Non Risonante. Torniamo adesso ai risultati ottenuti nel caso (a), che risultano perfettamente compatibili con quelli di E687 entro l'errore. Rispetto a questi ultimi la presenza del contributo Non Risonante appare ora significativa, grazie alla riduzione di circa un fattore 3 degli errori statistici delle *Fit Fraction* rispetto a quelli misurati da E687. Se confrontiamo le proiezioni del modello restituito dal *fit* con quelle dei dati (Fig.6.5) si possono osservare delle discrepanze evidenti sia sulla proiezione *Low* nei due lobi attribuiti alla $f_2(1275)$ che su quella *High* nella zona dei 2 GeV^2/c^4 (la "Corcovado region"). Vedremo in seguito come l'introduzione della $\rho(1450)$ aiuti il *fit* a seguire meglio i dati sulle proiezioni del Dalitz Plot.

La $\rho(1450)$

L'idea che uno stato vettoriale sia responsabile dell'accumulo di eventi nella "Corcovado region" è stata suggerita dall'analisi Dalitz del decadimento $D^+ \to K^- K^+ \pi^+$, dove un lobo dello stato vettoriale $\overline{K}^{*0}(890)$ risulta essere parzialmente soppresso dall'interferenza con uno stato scalare (la $\overline{K}^*_0(1430)^0$). Un meccanismo simile potrebbe essere presente anche nel decadimento $D_s^+ \to \pi^- \pi^+ \pi^+$ nella regione dei 2 GeV^2/c^4, dove il ruolo dello stato scalare può essere interpretato dalla $\mathcal{S}(1475)$, mentre quello vettoriale può essere ricoperto dalla $\rho(1450)$: in questo caso il lobo non soppresso della $\rho(1450)$ dovrebbe contribuire all'accumulo di eventi sulla punta del Dalitz. Ho quindi aggiunto questo stato vettoriale alla parametrizzazione del modello, ottenendo un maggiore accordo tra i dati ed il risultato del *fit* sulle proiezioni del Dalitz Plot. Il contributo della $\rho(1450)$ risulta essere piccolo (attorno al 5% di *Fit Fraction*), mentre cresce il termine Non Risonante ($\sim$ 27% di *Fit Fraction*).

La $f_0(980)$

Se si confronta la banda della $f_0(980)$ presente su Dalitz Plot dei dati con quella del modello generato con i parametri di WA76 ci si accorge che questa risonanza nella realtà è molto più stretta di quanto venga descritta dal modello (vedi Fig. 6.14). Un'ulteriore indicazione di questo fatto la si può ottenere provando a sostituire la Breit-Wigner a canali accoppiati con la forma funzionale di uno stato scalare (vedi §5.4.3) parametrizzata con una Γ molto stretta ($\sim$ 50 MeV): utilizzando questo modello naive si ottiene, a parità di gradi di libertà, una *Likelihood* migliore. Ho quindi provato ad utilizzare i valori delle costanti g_K e g_π che compaiono in una recente pubblicazione della collaborazione di WA102 (*Preprint* del 29 Luglio 1999), con cui ho ottenuto un significativo miglioramento in termini di *Likelihood* ed un maggiore accordo sulle proiezioni tra i risultati del *fit* ed i dati. In Tab. 6.7 è mostrato il confronto tra i risultati del *fit* ottenuti con i parametri di WA102 e quelli ottenuti con i parametri di WA76, mentre in Fig. 6.15 è mostrato il confronto tra i due modelli sul Dalitz Plot. Le differenze maggiori si riscontrano sulla *Fit Fraction* della $f_0(980)$, il cui valore passa dal 113% (WA76) al 93% (WA102), e su quella del Non Risonante, che varia dal 26% (WA76) al 20% (WA102). Le fasi e i contributi delle altre ampiezze rimangono sostanzialmente invariati. Da questo confronto emerge chiaramente come l'eccessiva larghezza attribuita alla $f_0(980)$ nel modello di WA76 venisse compensata nel *fit* dalla presenza del Non Risonante.

Tabella 6.7: Confronto tra i risultati ottenuti con i parametri di WA102 e di WA76

Decad.	Frazione (WA102)	Fase (WA102)	Frazione (WA76)	Fase (WA76)
NR	0.196 ± 0.042	245 ± 5	0.264 ± 0.045	245 ± 4
$\rho(770)\pi$	0.024 ± 0.024	11 ± 24	0.019 ± 0.024	-4 ± 20
$f_2(1270)\pi$	0.115 ± 0.016	138 ± 7	0.127 ± 0.016	131 ± 7
$f_0(980)\pi$	0.938 ± 0.047	0 $(fixed)$	1.126 ± 0.056	0 $(fixed)$
$\mathcal{S}(1475)\pi$	0.212 ± 0.033	245 ± 6	0.201 ± 0.032	245 ± 6
$\rho(1450)\pi$	0.049 ± 0.014	214 ± 16	0.048 ± 0.015	211 ± 16

$-2\ln\mathcal{L}_{WA102} = 2279.2$	$-2\ln\mathcal{L}_{WA76} = 2295.3$

Lo *scan* della $\mathcal{S}(1475)$

Il numero di eventi raccolti da E831 è circa 13 volte quello di E687, questo ci consente di ottenere una migliore determinazione dei parametri della $\mathcal{S}(1475)$ rispetto a quella ottenuta dai dati di E687. La procedura di *scan* della *Likelihood* è stata ripetuta per le due parametrizzazioni a canali accoppiati della $f_0(980)$ descritte in precedenza (WA76 e WA102): in questa maniera ho verificato che il minimo di $-2\ln\mathcal{L}$ non dipenda dalla parametrizzazione scelta per questa risonanza. In entrambi i casi il minimo nell'andamento di $-2\ln\mathcal{L}$ si ottiene in corrispondenza dei seguenti valori di Massa e di Γ:

$$\begin{aligned} M &= 1475\ MeV/c^2 \\ \Gamma &\sim\ 110\ MeV \end{aligned} \tag{6.3}$$

6.7 Il modello finale.

Riassumiamo quanto visto finora:

- La parametrizzazione utilizzata nell'analisi Dalitz condotta sui dati di E687 non è più sufficiente a spiegare i dati di E831: questo risulta evidente dalle discrepanze che si possono osservare tra il risultato del *fit* e i dati sia sui lobi della proiezione *Low* che in corrispondenza dell'accumulo di eventi attorno alla regione dei 2 GeV^2/c^4 nella proiezione *High*.

- Un buon accordo tra i dati e il *fit* si ottiene aggiungendo al modello quantistico l'ampiezza della $\rho(1450)$. Questa risonanza, che ha spin 1, consente di spiegare la forma dei lobi nella proiezione *Low* e gran parte dell'accumulo sulla regione dei 2 GeV^2/c^4 nella proiezione *High*.

- La $f_0(980)$ nei dati si presenta con una larghezza minore di quella del modello impiegato nell'analisi di E687. Ho ottenuto un miglioramento significativo nel *fit* ($\sim$ 16 unità di *Likelihood*) utilizzando per i coefficienti di accoppiamento ai canali $K\overline{K}$ e $\pi\overline{\pi}$ i valori misurati di recente da WA102.

- Anche il Dalitz Plot ottenuto con i dati di E831 presenta evidenza di uno stato scalare attorno ai 2 GeV^2/c^4. Nell'analisi condotta sui dati di E687 i parametri di questo stato, chiamato $\mathcal{S}(1475)$, erano stati definiti attraverso una procedura di *scan* della *Likelihood*. Applicando questo metodo sui dati di E831 si evidenzia un minimo nell'andamento di $-2\ln\mathcal{L}$ in corrispondenza dei valori riportati in 6.3; questi ultimi sono in ottimo accordo con quelli ottenuti in E687. Questo studio è stato condotto utilizzando il modello quantistico comprendente l'ampiezza della $\rho(1450)$ e ripetuto per le due diverse parametrizzazioni della $f_0(980)$ provate nel corso dell'analisi (Fig.6.16).

Tutti questi studi hanno condotto alla definizione del modello finale utilizzato per parametrizzare il *fit* al Dalitz Plot, composto dalle ampiezze riportate in Tab.6.8.

Tabella 6.8: Ampiezze utilizzate nel fit *finale.*

Ampiezza	Massa (MeV/c^2)	Γ (MeV)	Parametrizzazione
NR			*probabilità uniforme*
$\rho(770)$	770	151	Vettore
$f_2(1270)$	1275	185	Tensore
$f_0(980)$	975	($g_\pi = .19$) ($g_K = .40$)	*Coupled Channel*
$\mathcal{S}(1475)$	1475	112	Scalare
$\rho(1450)$	1465	310	Vettore

Studio degli stati $f_0(400-1200)$ e $f_0(1370)$.

Le risonanze $f_0(400-1200)$ e $f_0(1370)$ sono state escluse dalla parametrizzazione del modello quantistico in quanto sono affette da incertezze consistenti sia in massa che in larghezza. Tuttavia, per valutare l'eventuale presenza di questi stati nella dinamica del decadimento, ho applicato a ciascuna di queste risonanze il metodo di *scan* della *Likelihood*. Questi studi sono stati condotti sostituendo l'ampiezza della $\rho(770)$ con l'ampiezza dello stato che si voleva studiare: in questa maniera i gradi di libertà sono gli stessi del *fit* ottenuto con modello di riferimento ed è quindi possibile confrontare le *Likelihood*. Questo metodo è giustificato dal fatto che il contributo alla dinamica del decadimento misurato per la $\rho(770)$ è compatibile con zero (con un errore estremamente ridotto) ed è quindi possibile escludere la sua ampiezza dalla parametrizzazione del modello.

- $f_0(400-1200)$ Lo studio della risonanza $f_0(400-1200)$ è stato condotto variando i valori di massa da 400 a 1200 MeV/c^2 ed i valori di Γ da 600 a 800 MeV. I risultati di questa analisi mostrano come i valori di $-2\ln\mathcal{L}$ siano sempre superiori a quello ottenuto con il modello di riferimento e come la *fit fraction* misurata per la $f_0(400-1200)$ sia sempre compatibile con zero al variare dei parametri. Da questo studio si può concludere che non esistono indicazioni della presenza di uno stato scalare compatibile con la $f_0(400-1200)$.

- $f_0(1370)$ Lo stesso tipo di indagine effettuata per la $f_0(400-1200)$ è stato condotto anche per la $f_0(1370)$, considerando per questa risonanza valori di massa compresi tra 1200 e 1500 MeV/c^2 e valori di Γ compresi tra 200 e 400 MeV. Lo studio è stato inoltre ripetuto utilizzando un modello quantistico in cui la $\mathcal{S}(1475)$ viene descritta dai parametri della $f_0(1500)$ riportati dal PDG98 in maniera da valutare eventuali fenomeni di interferenza tra questa risonanza e la $f_0(1370)$ tali da riprodurre un unico picco a 1475 MeV/c^2. In entrambi i casi la *fit fraction* misurata al variare dei parametri risulta essere compatibile con zero, mentre i valori di $-2\ln\mathcal{L}$ sono sempre superiori al valore di riferimento: i risultati di questo studio sembrano confermare l'assenza di uno stato compatibile con la $f_0(1370)$ nell'intervallo di massa e di larghezza riportato dal PDG98.

Studio della risonanza $f_J(1710)$.

L'ampiezza di questa risonanza non è stata inclusa nel modello quantistico perchè non esistono indicazioni della presenza di uno stato a massa così alta sul Dalitz Plot. Anche in questo caso, per escludere in maniera definitiva un suo eventuale contributo al Dalitz Plot, ho provato a sostituire l'ampiezza della $\rho(770)$ con quella della $f_J(1710)$ modellata come uno stato scalare. È da notare infatti come lo spin di questa risonanza sia tuttora indeterminato; tuttavia sia i risultati dell'analisi di E687 che quelli da me ottenuti sui dati di E831 (vedi §7.1) per il canale $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ sembrano indicare la presenza, in questo decadimento, di uno stato scalare con gli stessi parametri di massa e Γ attribuiti alla $f_J(1710)$. Le conclusioni di questi studi giustificano quindi la scelta di parametrizzare la $f_J(1710)$ come una risonanza a spin 0. Il *fit* al Dalitz Plot ottenuto con questa modello converge ad un valore di $-2\ln\mathcal{L}$ vicino a quello di riferimento, con un valore di *fit fraction* per la $f_J(1710)$ compatibile con zero ($5 \pm 3\%$). Si misura inoltre un incremento significativo del contributo Non Risonante ($\sim 37\%$) che sembra compensare, nel modello restituito dal *fit*, la presenza della $f_J(1710)$. Questi risultati non sembrano essere compatibili con una presenza significativa di uno stato scalare con i valori di massa e di Γ attribuiti alla $f_J(1710)$.

6.8 I risultati finali

Il Dalitz Plot, le sue proiezioni e, sovrapposte, le proiezioni del *fit* sono mostrati in Fig.6.18. In Fig.6.17 si può apprezzare l'evoluzione che ha subito il *fit* al variare delle parametrizzazioni utilizzate durante l'analisi. I risultati del *fit* condotto con questa parametrizzazione sono mostrati in Tab.6.9. Le *Fit Fraction* e le fasi risultano compatibili con quelli pubblicati da E687 entro l'errore.

Tabella 6.9: Risultati finali del fit *confrontati con i risultati di E687*

Decad.	Frazione	Fase	Frazione E687	Fase E687
NR	$0.196 \pm 0.042 \pm 0.018$	$245 \pm 5 \pm 1$	$0.121 \pm 0.115 \pm 0.044$	$235 \pm 22 \pm 2$
$\rho(770)\pi$	$0.024 \pm 0.020 \pm 0.007$	$11 \pm 24 \pm 5$	$0.023 \pm 0.027 \pm 0.011$	$53 \pm 44 \pm 10$
$f_2(1270)\pi$	$0.115 \pm 0.016 \pm 0.006$	$138 \pm 7 \pm 3$	$0.123 \pm 0.056 \pm 0.018$	$100 \pm 18 \pm 6$
$f_0(980)\pi$	$0.938 \pm 0.047 \pm 0.010$	0 (*fixed*)	$1.074 \pm 0.140 \pm 0.043$	0 (*fixed*)
$\mathcal{S}(1475)\pi$	$0.212 \pm 0.033 \pm 0.005$	$245 \pm 6 \pm 1$	$0.274 \pm 0.114 \pm 0.019$	$234 \pm 15 \pm 4$
$\rho(1450)\pi$	$0.049 \pm 0.014 \pm 0.006$	$214 \pm 16 \pm 6$		
		$-2\ln\mathcal{L} = 2279.2$		

La somma di tutte le *Fit Fraction* è circa 1.534, contro il valore di 1.615 che si ottiene dai risultati di E687: quindi in entrambi i casi si misura un'interferenza tra le ampiezze tale da rendere la somma di tutti i contributi più grande di 1. Si può osservare come il valore della *Fit Fraction* per la $f_0(980)$ si sia ridotto del 13% rispetto al valore di E687, pur essendo ancora compatibile entro l'errore. Inoltre rispetto ai risultati di E687 il contributo del canale risonante risulta essere significativamente diverso da zero ($20 \pm 4\%$) , mentre la *Fit Fraction* della $\rho(770)$ è ancora compatibile con zero ($2 \pm 2\%$). Infine i risultati sui dati di E831 sembrano indicare anche la presenza della $\rho(1450)$ ($5 \pm 1.4\%$).

6.9 La valutazione degli effetti sistematici

Il metodo utilizzato per valutare gli effetti sistematici è stato descritto nel paragrafo 5.5.3. Gli effetti sistematici sono stati valutati attraverso due procedure differenti:

- suddividendo il campione di eventi utilizzato nell'analisi in sottocampioni omogenei (*split sample*) selezionati combinando tra loro i seguenti criteri:
  - Eventi raccolti prima dell'istallazione delle *Silicon Target* (fino al Dicembre 1996), pari a circa 1/3 dell'intera statistica. (No TSSD)
  - Eventi raccolti dopo l'istallazione delle *Silicon Target* (a partire da Gennaio 1997), pari a circa 2/3 dell'intera statistica. (Only TSSD)
  - Eventi di D_s^-
  - Eventi di D_s^+
  - Eventi in cui il mesone D_s ha momento > 85 (alti momenti)
  - Eventi in cui il mesone D_s ha momento < 85 (bassi momenti)

  Il contributo all'errore sistematico valutato attraverso il metodo degli *split sample* appare trascurabile. Questo metodo è stato applicato sia sui sottocampioni ottenuti dividendo per bassi/alti momenti e secondo la carica della D_s, che su quelli ottenuti dividendo sempre per bassi/alti momenti e discriminando tra periodi di presa dati senza *Target Silicon* e periodi con *Target Silicon*. I risultati ottenuti nel primo e nel secondo caso sono mostrati rispettivamente in Fig.6.19 e in Fig.6.21 per le *Fit Fraction*, e in Fig.6.20 e in Fig.6.22 per le fasi. In entrambi i casi il $\chi^2/d.o.f.$ valutato sugli *split sample* risulta essere minore di 1 e la media pesata appare compatibile con i risultati del *fit* condotto sull'intero campione. In accordo con il metodo di valutazione della sistematica introdotta dagli *split sample*5.5.3, questo termine è trascurabile e non viene quotato.

- cambiando la parametrizzazione dell'efficienza e delle *Side Band* e sostituendo la versione 5.6 di PYTHIA con quella 6.127. (metodo dei *fit variant*):
  - Efficienza costante sulla superficie del Dalitz Plot (Effi 0)
  - Efficienza parametrizzata con un polinomio di primo grado (Effi 1)

– Efficienza parametrizzata con un polinomio di secondo grado (Effi 2)

– Efficienza parametrizzata con un polinomio di terzo grado (Effi 3)

– Efficienza parametrizzata con un polinomio di quinto grado (Effi 5)

– *Side Band* costante sulla superficie del Dalitz Plot (SB Flat)

– *Side Band* parametrizzata con un polinomio di secondo grado (SB 5)

– PYTHIA6.127

I risultati ottenuti con il metodo dei *fit variant*5.5.3 sono mostrati in Fig.6.23 per le *Fit Fraction* e in Fig.6.24 per le fasi. Dal semplice confronto di questi risultati con i valori di riferimento si può dedurre come il contributo all'errore sistematico dovuto ai *fit variant* sia estremamente ridotto, anche se non nullo. Gli unici contributi agli errori sistematici che compaiono nella tabella 6.9 sono stati ottenuti con questo metodo.

6.10 La certificazione del risultato.

La complessità dell'analisi Dalitz richiede l'utilizzo di alcuni strumenti che possano certificarne il risultato. Questi strumenti sono stati utilizzati sia durante lo sviluppo del programma di *fit* che per verificare l'autoconsistenza dei diversi modelli quantistici che sono stati valutati nel corso dell'analisi. Oltre al metodo dei residui normalizzati e alla procedura di ricerca dei minimi secondari, già utilizzati in E687 per questo genere di analisi, ho ideato e sviluppato un nuovo metodo di verifica del formalismo basato sull'analisi ad altissima statistica dei canali $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \to K^-K^+\pi^+$.

Il metodo dei residui normalizzati (*pull*) .

Il metodo dei residui normalizzati (*pull*), illustrato nel §5.5.2, permette di verificare l'autoconsistenza del modello. In Fig.6.25 sono mostrati i *pull* dei coefficienti delle ampiezze, in Fig.6.26 quelli delle fasi e in Fig.6.27 quelli delle *Fit Fraction* ottenuti applicando la procedura di *fit* a 500 Dalitz Plot generati con lo stesso modello quantistico e con una statistica equivalente a quella dei dati. Il modello utilizzato per generare è quello restituito dal *fit* ai dati.
Ci si aspetta che i residui calcolati tra i parametri del modello generato e i valori restituiti dal *fit* normalizzati con il proprio errore si distribuiscano come delle funzioni gaussiane centrate nell'origine e di larghezza 1. Come si può notare tutti i *pull* rientrano ragionevolmente in questa definizione.

La verifica del formalismo sui dati .

Il metodo dei *pull* non fornisce informazioni sulla correttezza con cui sono state parametrizzate le ampiezze, in questo caso solo un *fit* ai dati ci può fornire delle informazioni utili.
Sfruttando il fatto che la parametrizzazione delle Breit-Wigner dipende solo dallo spin e dai tetramomenti degli stati finali, ho generalizzato il formalismo in maniera da poter condurre l'analisi Dalitz di un qualsiasi decadimento a tre corpi di un mesone *charmato*. L'idea è quella di verificare la validità del formalismo sui decadimenti ad altissima statistica $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \to K^-K^+\pi^+$. I Dalitz Plot di questi decadimenti possono contare su un alto numero di eventi con un ottimo rapporto segnale-fondo, hanno segnature dei canali risonanti molto forti e inoltre lo scenario delle risonanze che decadono in $K\overline{K}$ e $K\overline{\pi}$ non presenta il grado di confusione che domina gli stati $\pi\pi$. Da queste considerazioni si può comprendere come l'analisi Dalitz condotta sui dati di E687 abbia permesso di risolvere in maniera chiara la dinamica di questi decadimenti.
Ho quindi condotto le analisi Dalitz per i decadimenti $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ su un campione di eventi selezionato con un alto rapporto segnale-fondo in maniera da rendere trascurabile la dipendenza del *fit* dalla parametrizzazione delle *side band*. I risultati di queste analisi sono in ottimo accordo con quelli pubblicati da E687, inoltre il modello restituito dal *fit* dimostra di poter seguire molto bene l'andamento dei dati sulle proiezioni (vedi §7.1). Le conclusioni preliminari di questi studi hanno quindi dimostrato la validità delle forme funzionali utilizzate nella parametrizzazione delle ampiezze.

Ricerca dei minimi secondari.

Per poter escludere la possibilità che la convergenza del *fit* sia caduta su un minimo secondario di $-2\ln\mathcal{L}$ ho provato a ripetere il *fit* utilizzando come parametri di inizio valori estratti da un generatore di numeri casuali. Questa procedura è stata ripetuta per un totale di 50 *fit*, in maniera da escludere ogni dipendenza del risultato dai valori iniziali. Questo studio ha confermato che i risultati riportati appartengono ad un minimo assoluto della $-2\ln\mathcal{L}$. Un minimo secondario è stato trovato a oltre 100 unità di *Likelihood* dal minimo assoluto.

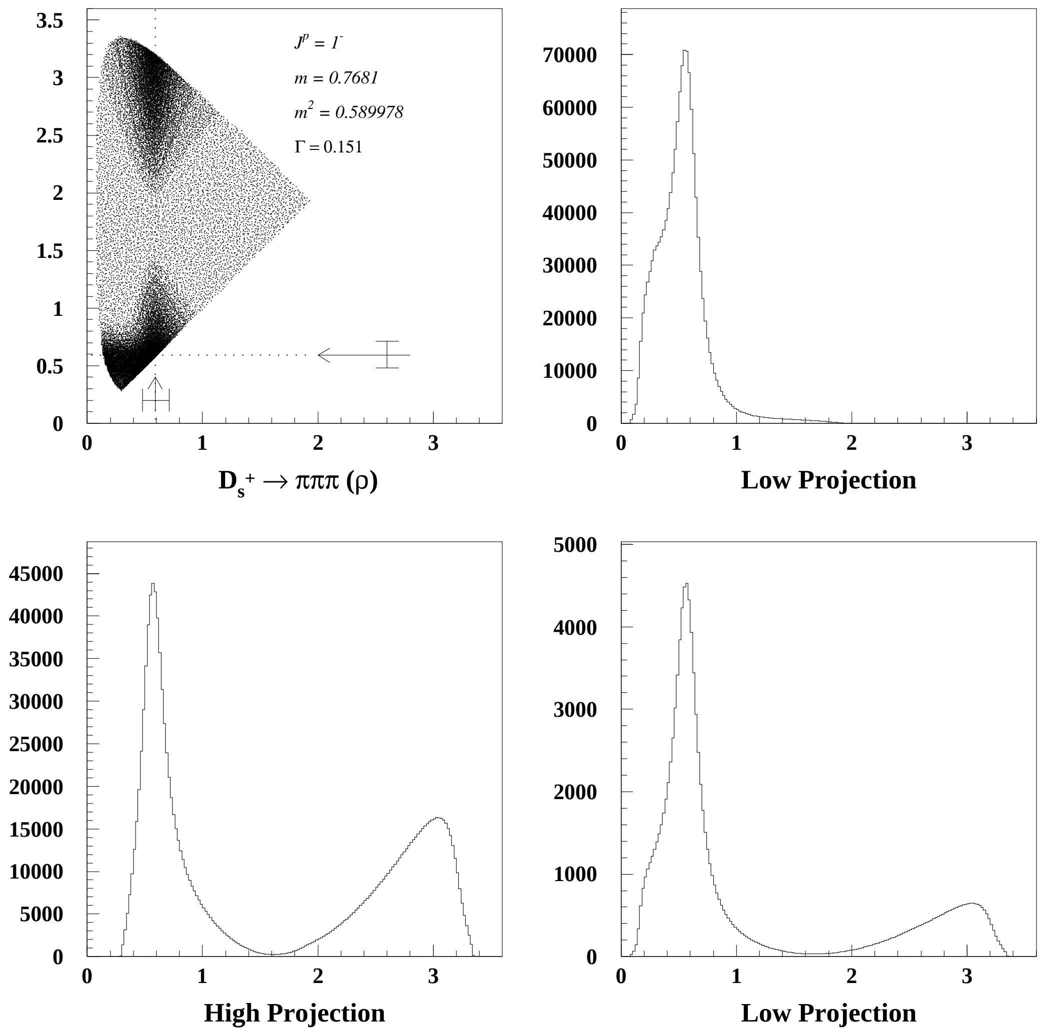


Figura 6.7: La forma funzionale del modello della $\rho(770)$ utilizzata nel fit.

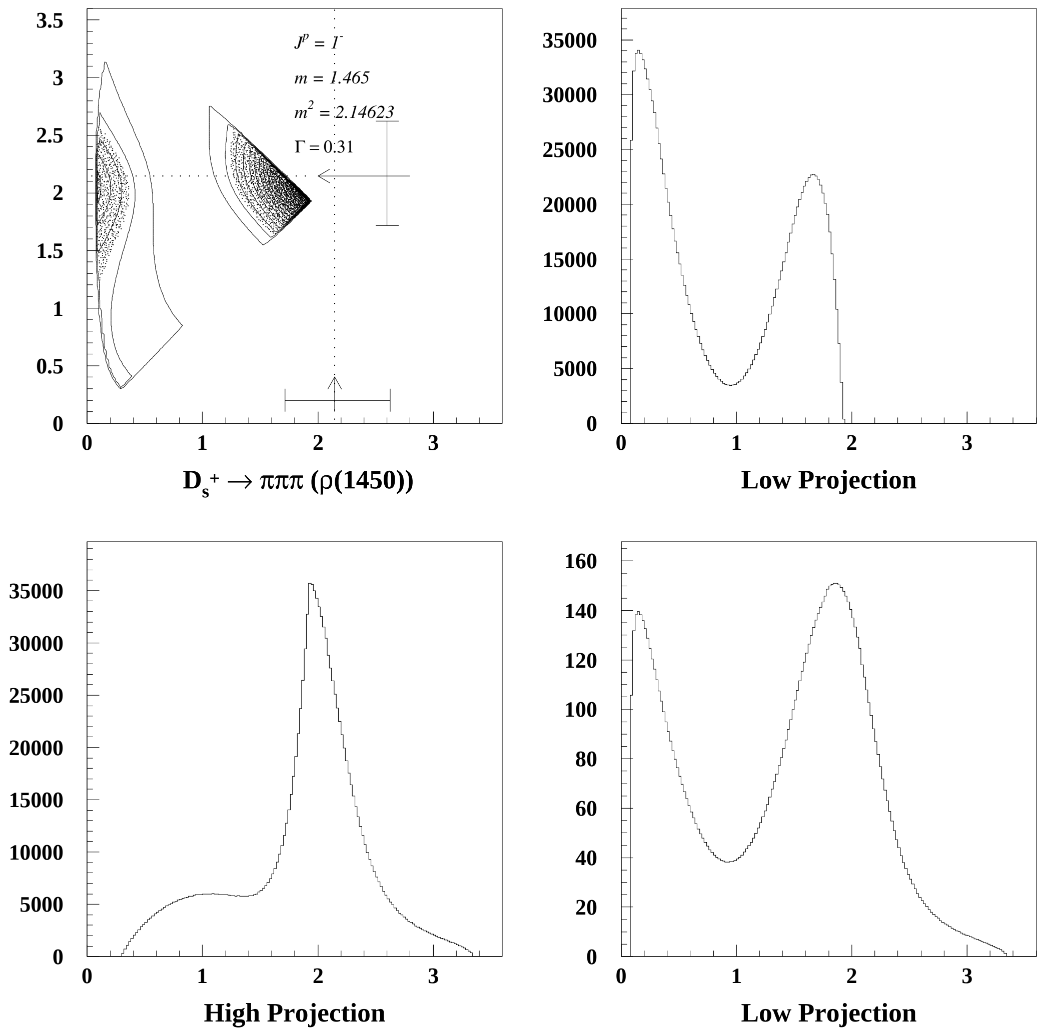


Figura 6.8: La forma funzionale del modello della $\rho(1450)$ utilizzata nel fit.

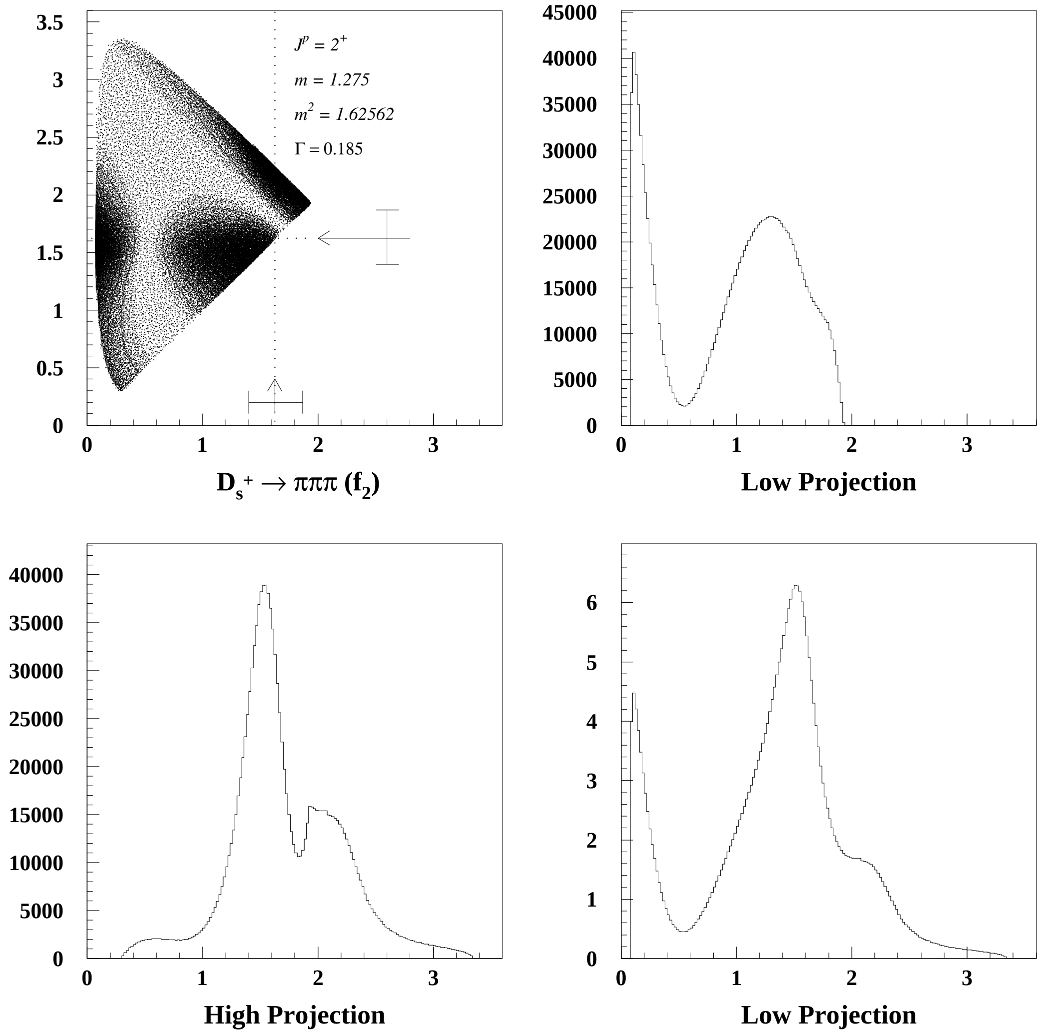


Figura 6.9: La forma funzionale del modello della $f_2(1270)$ *utilizzata nel* fit.

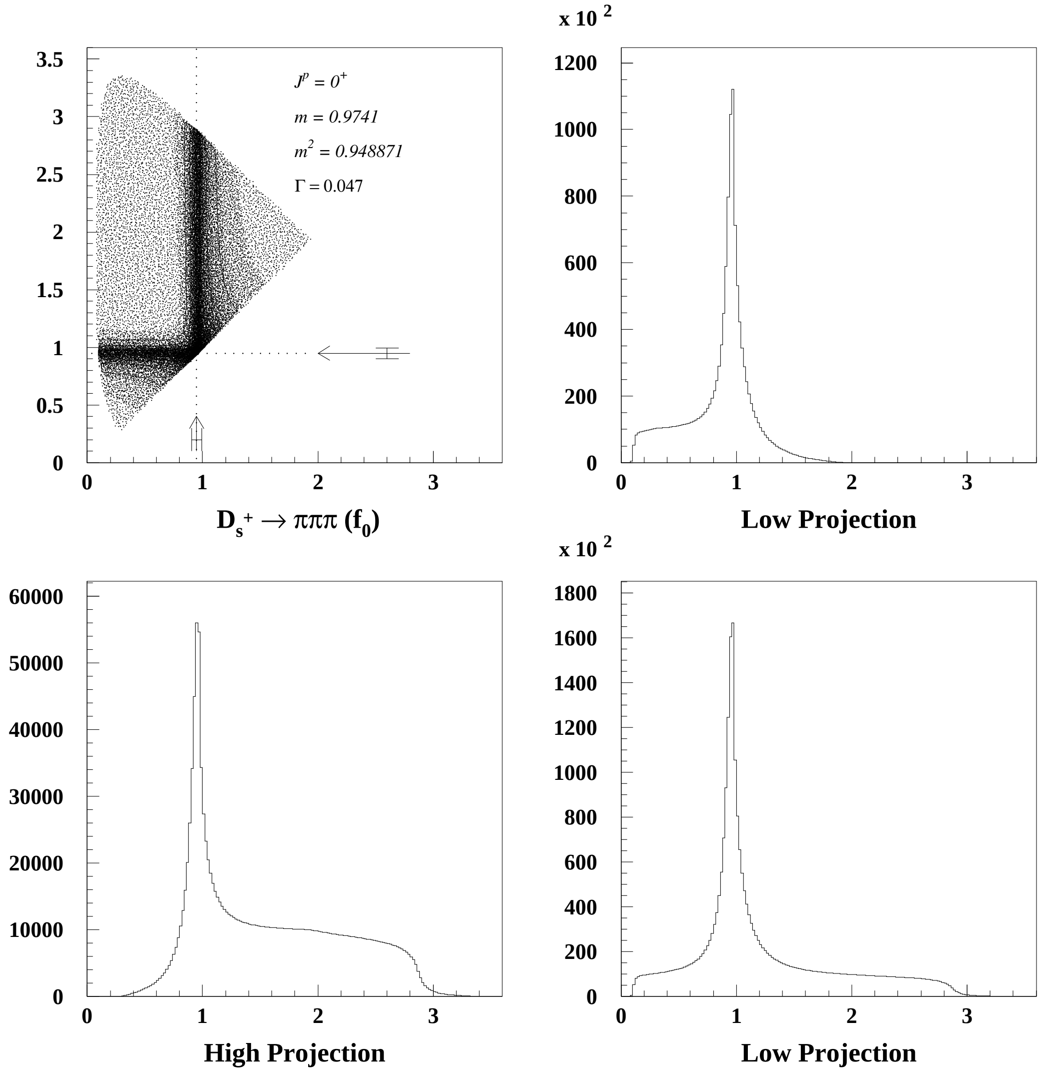


Figura 6.10: La forma funzionale del modello della $f_0(980)$ *utilizzata nel* fit.

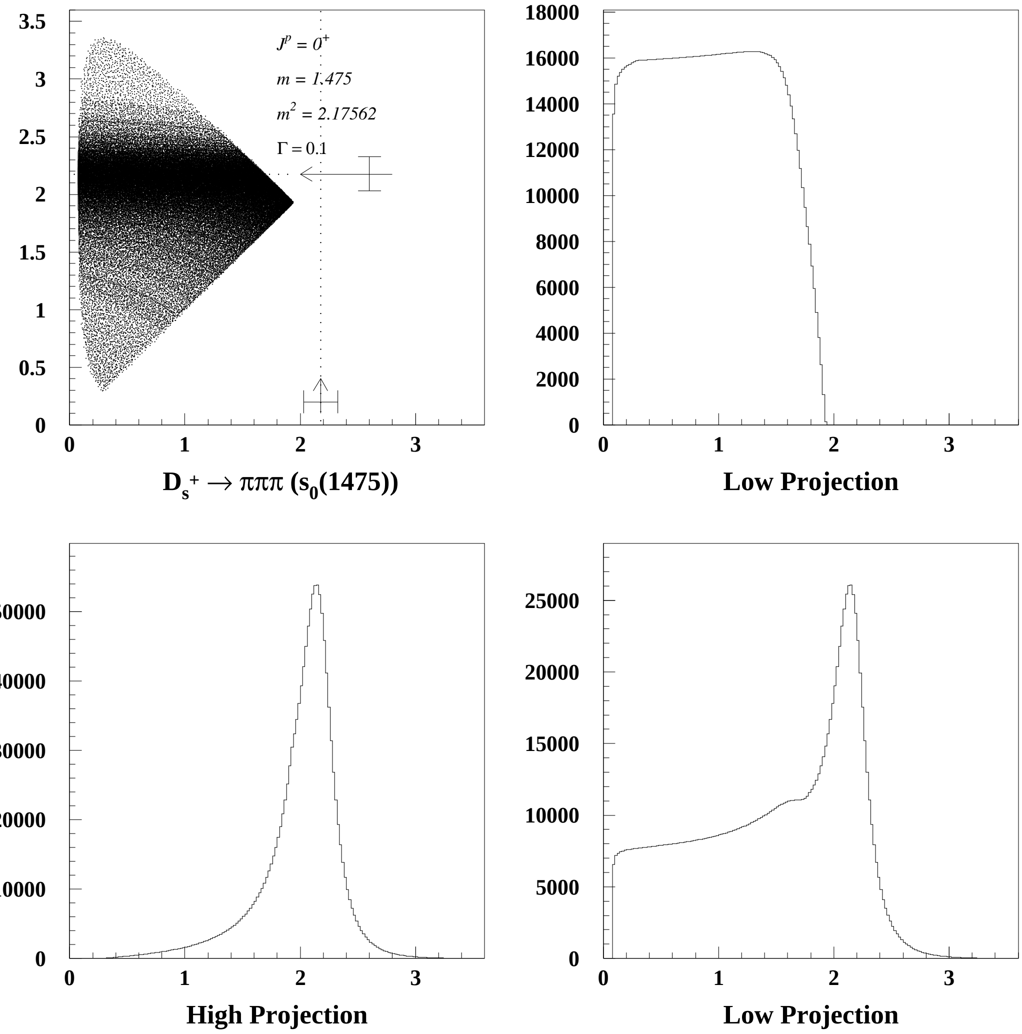
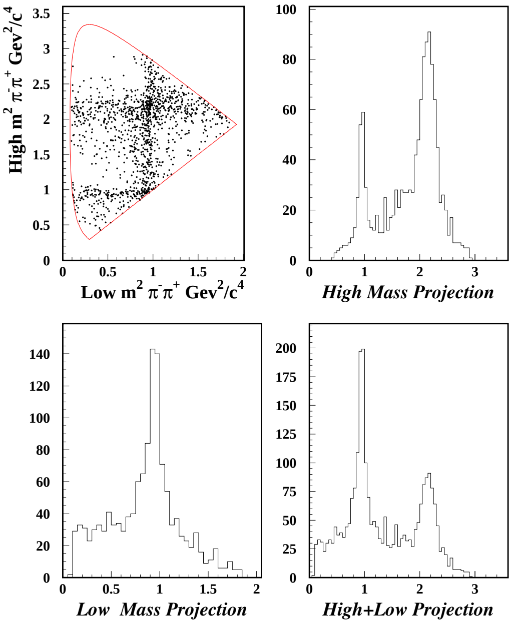
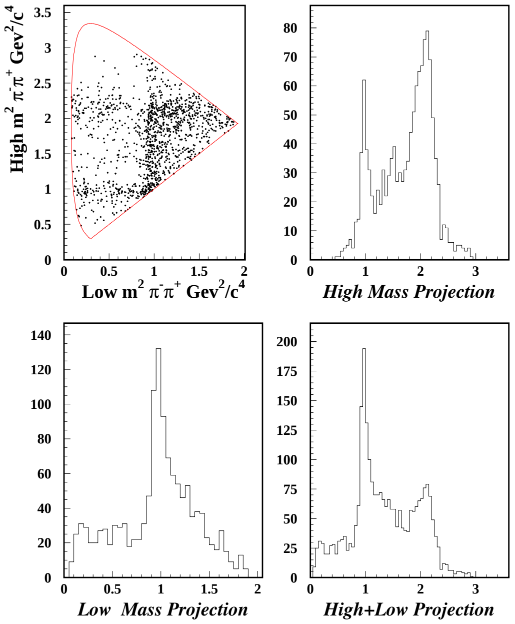


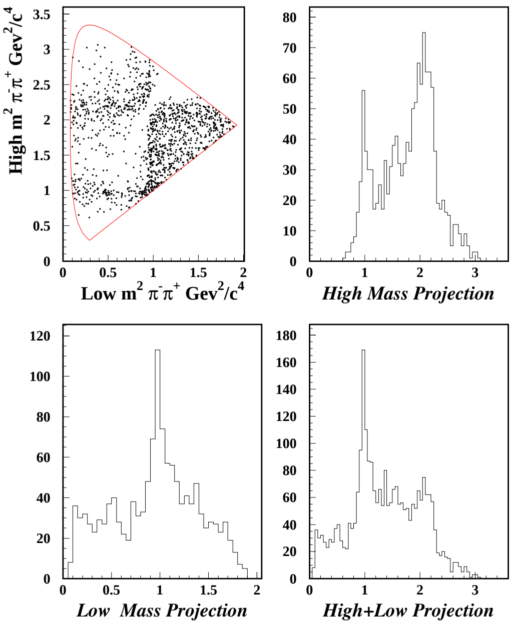
Figura 6.11: La forma funzionale del modello della $\mathcal{S}(1475)/f_0(1500)$ utilizzata nel fit.



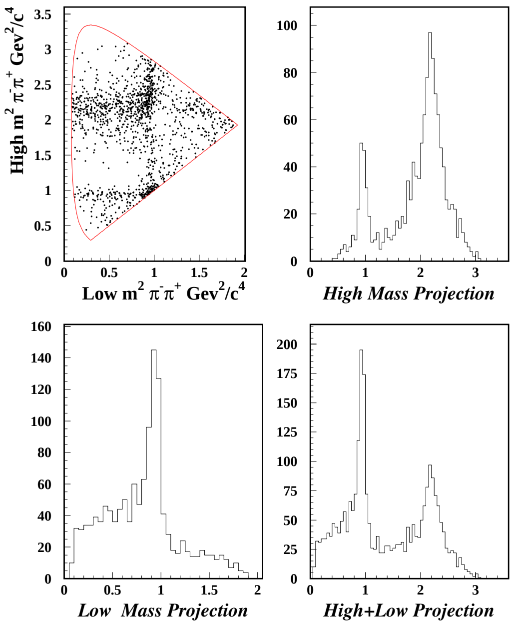
(a) Fase relativa: 0^0



(b) Fase relativa: 90^0

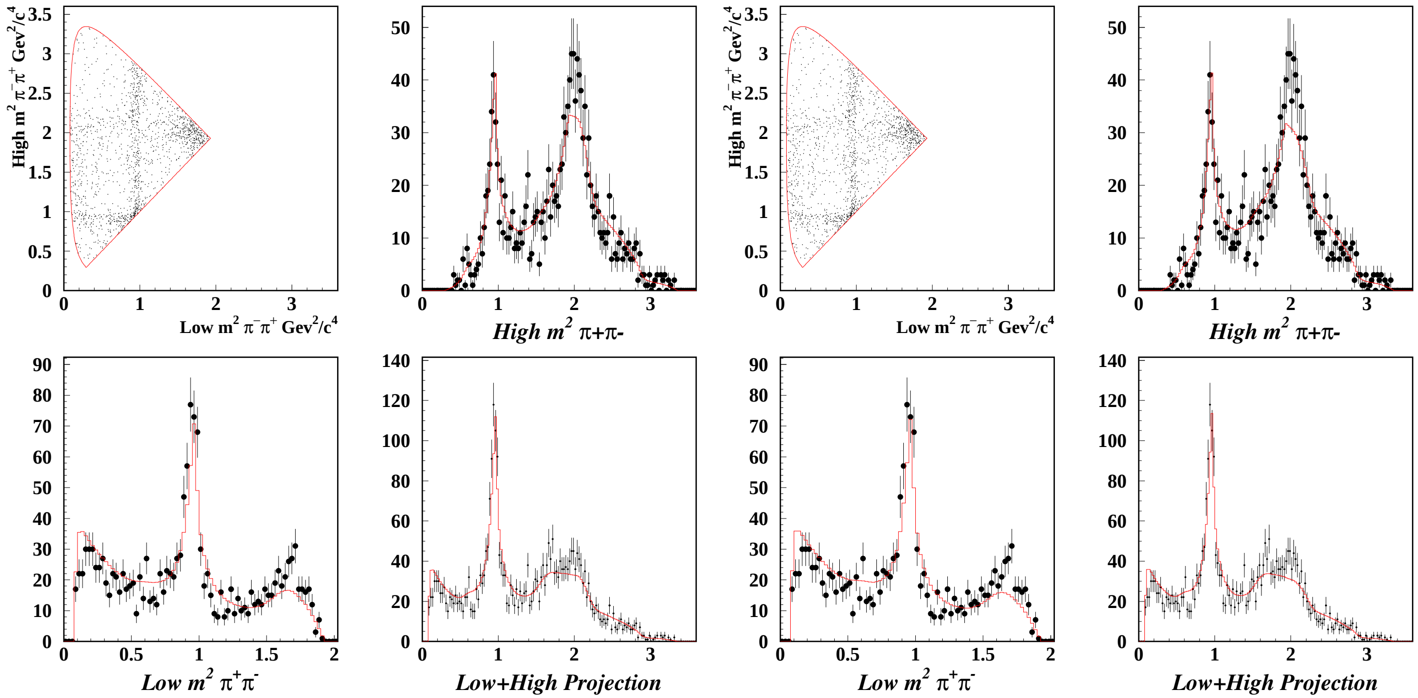


(c) Fase relativa: 180^0



(d) Fase relativa: 270^0

Figura 6.12: L'effetto dell'interferenza tra la $f_0(980)$ e la $S(1475)/f_0(1500)$ illustrati in quattro differenti simulazioni con quattro diverse fasi relative.



(a) $m_{\mathcal{S}(1475)} = 1475\ MeV/c^2$ - $\Gamma_{\mathcal{S}(1475)} = 100\ MeV$ (b) $m_{f_0(1500)} = 1500\ MeV/c^2$ - $\Gamma_{f_0(1500)} = 112\ MeV$

Figura 6.13: Il Dalitz plot, le sue proiezioni e, sovrapposte, le proiezioni del risultato del fit*. In* (a) *è mostrato il modello con i parametri della $\mathcal{S}(1475)$ fissati ai valori misurati da E687, mentre in* (b) *è mostrato il modello ottenuto utilizzando i parametri della $f_0(1500)$ pubblicati dal PDG98 (b). In entrambi i casi si nota una discrepanza tra il* fit *e i dati nei due lobi a sinistra e a destra del picco della $f_0(980)$ (proiezioni* Low*) e nella regione attorno ai 2 GeV^2/c^4 (proiezioni* High*). Il valore di* Likelihood *migliore si ottiene nel caso* (a)*.*

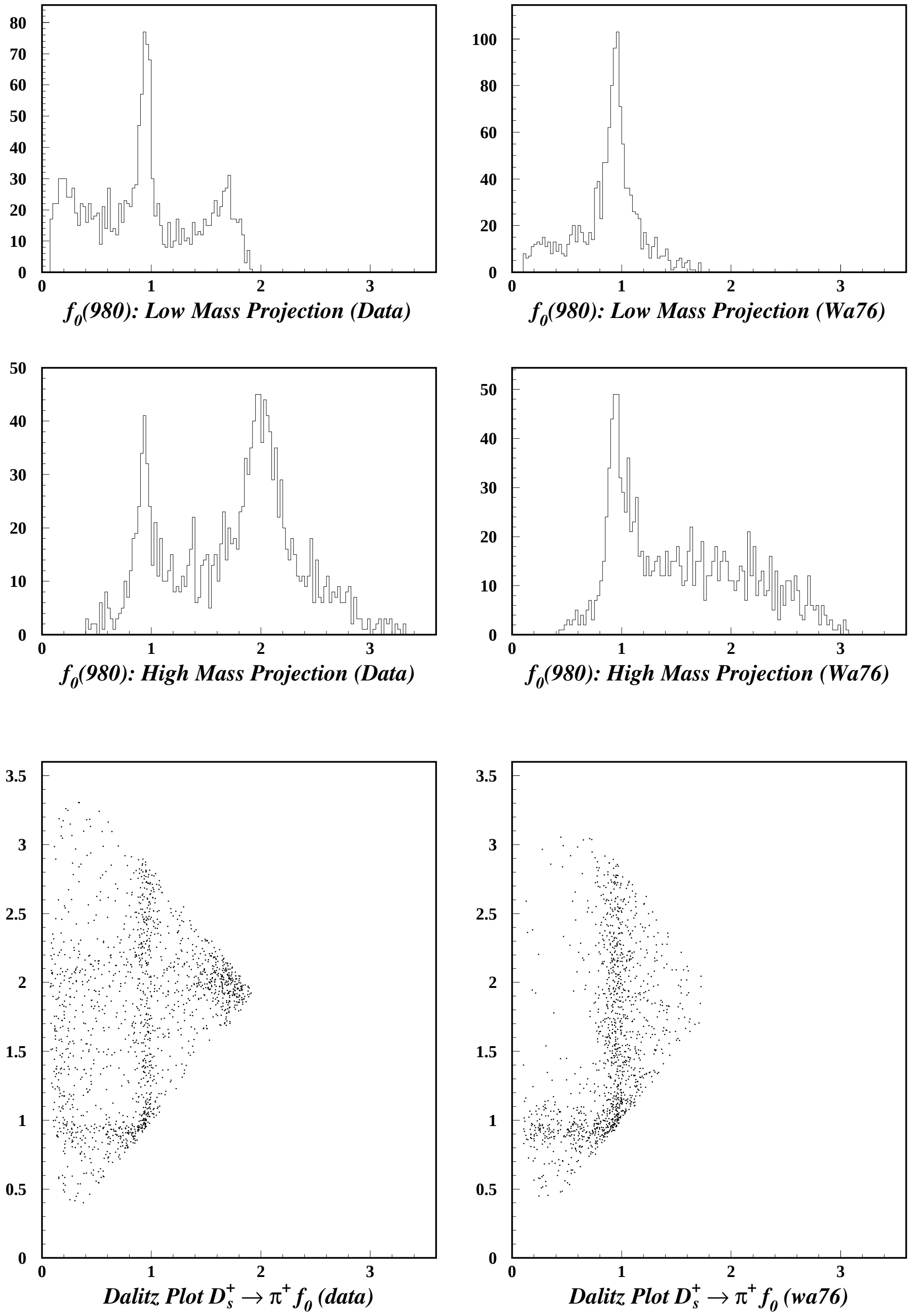


Figura 6.14: Confronto tra il Dalitz Plot dei dati e quello ottenuto generando la sola $f_0(980)$ con i valori di g_K e g_π misurati da WA76. A sinistra è mostrato il Dalitz Plot dei dati, a destra quello ottenuto generando la sola $f_0(980)$.

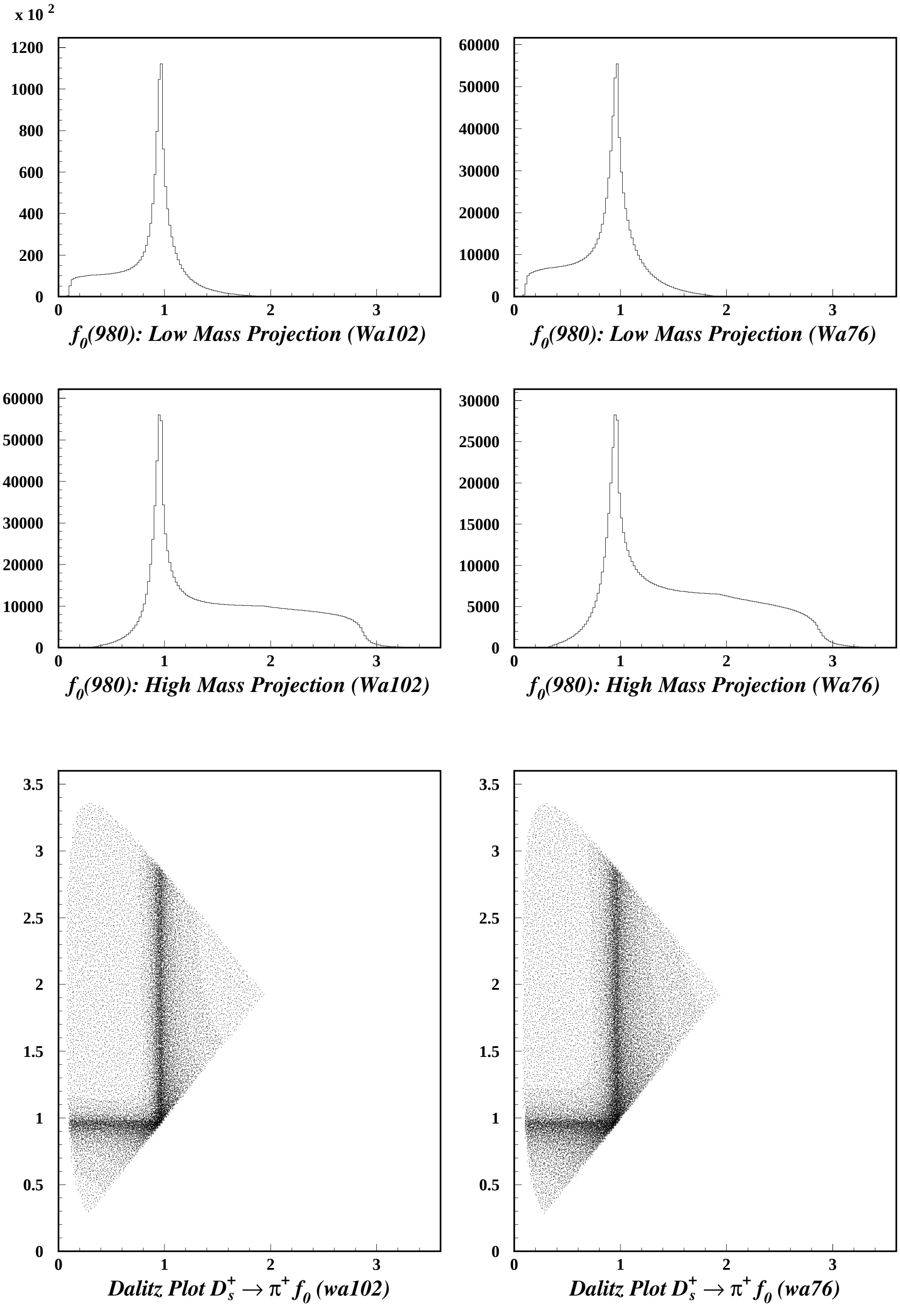
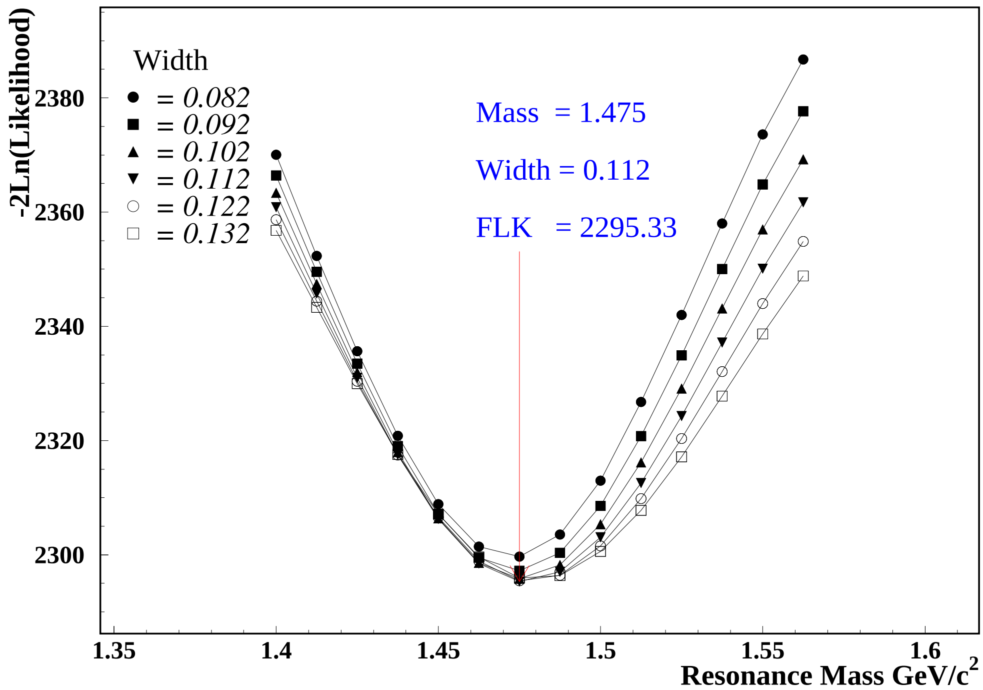
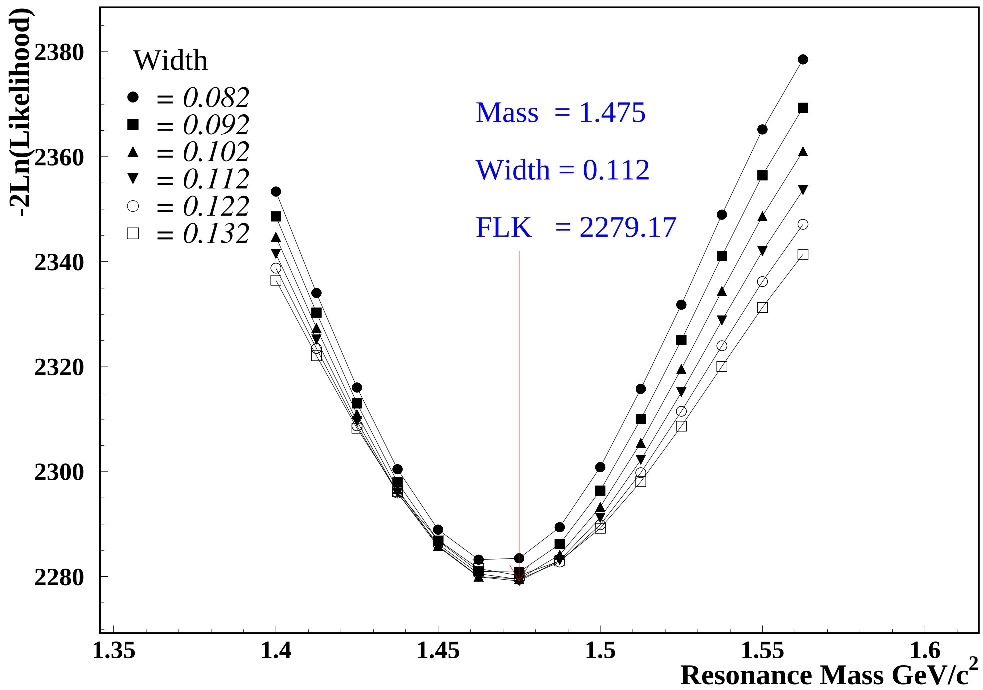


Figura 6.15: I due modelli della $f_0(980)$ ottenuti con i valori di g_K e g_π misurati da WA102 e da WA76 a confronto. A sinistra è mostrato il modello ottenuto con i valori di WA102, a destra quello ottenuto utilizzando i valori di WA76.



(a) g_K e g_π misurati da WA76



(b) g_K e g_π misurati da WA102

Figura 6.16: L'andamento di $-2 \ln \mathcal{L}$ *del* fit al Dalitz Plot *in funzione della massa e della* Γ *dello stato* $\mathcal{S}(1475)$ *ottenuto con il metodo di* scan.

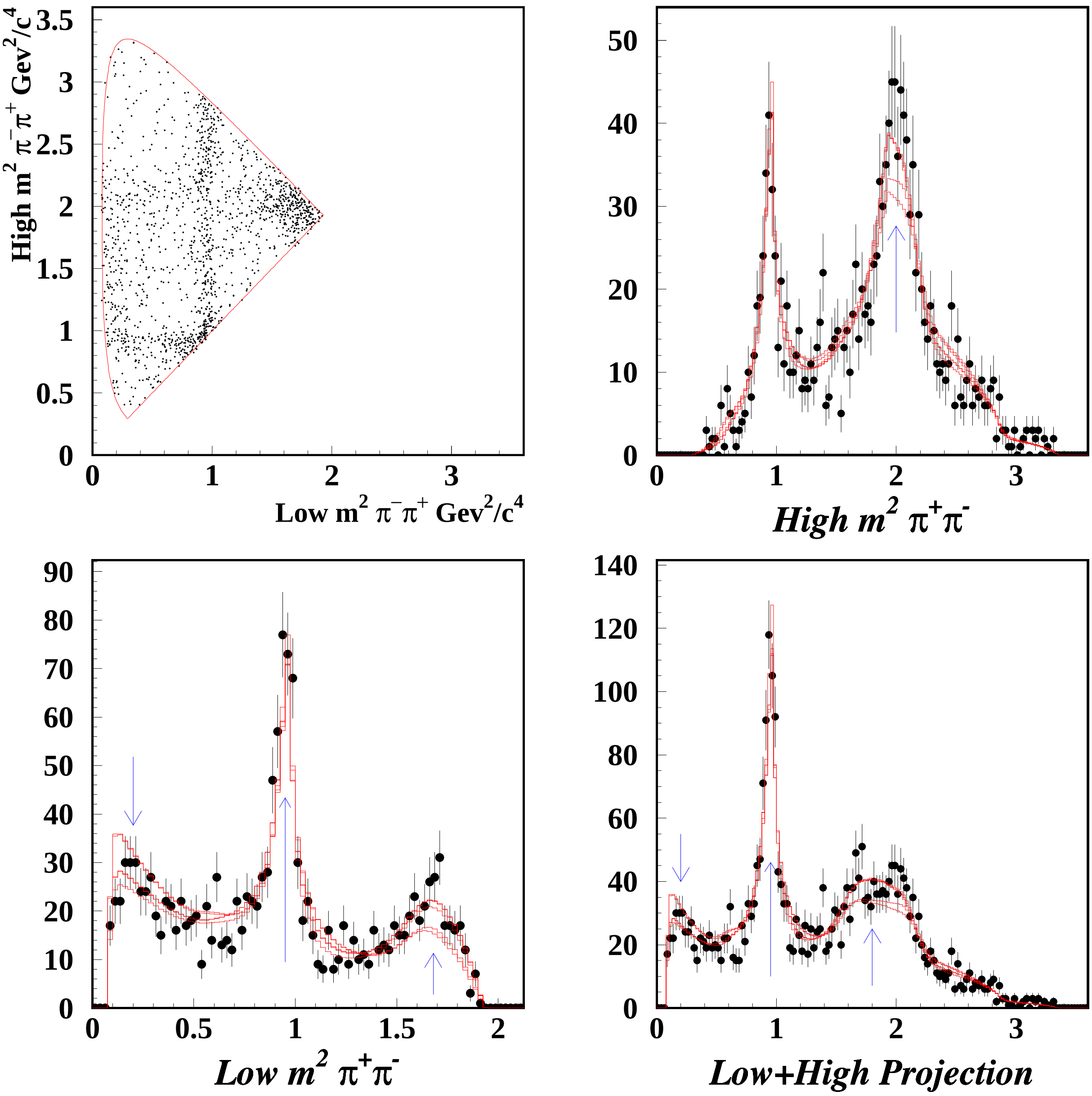


Figura 6.17: Il Dalitz plot, le sue proiezioni e, sovrapposte, le proiezioni dei fit ottenute con le diverse parametrizzazioni citate in questa tesi. Le frecce indicano le zone delle proiezioni che si sono modificate con l'evolvere della parametrizzazione del modello quantistico.

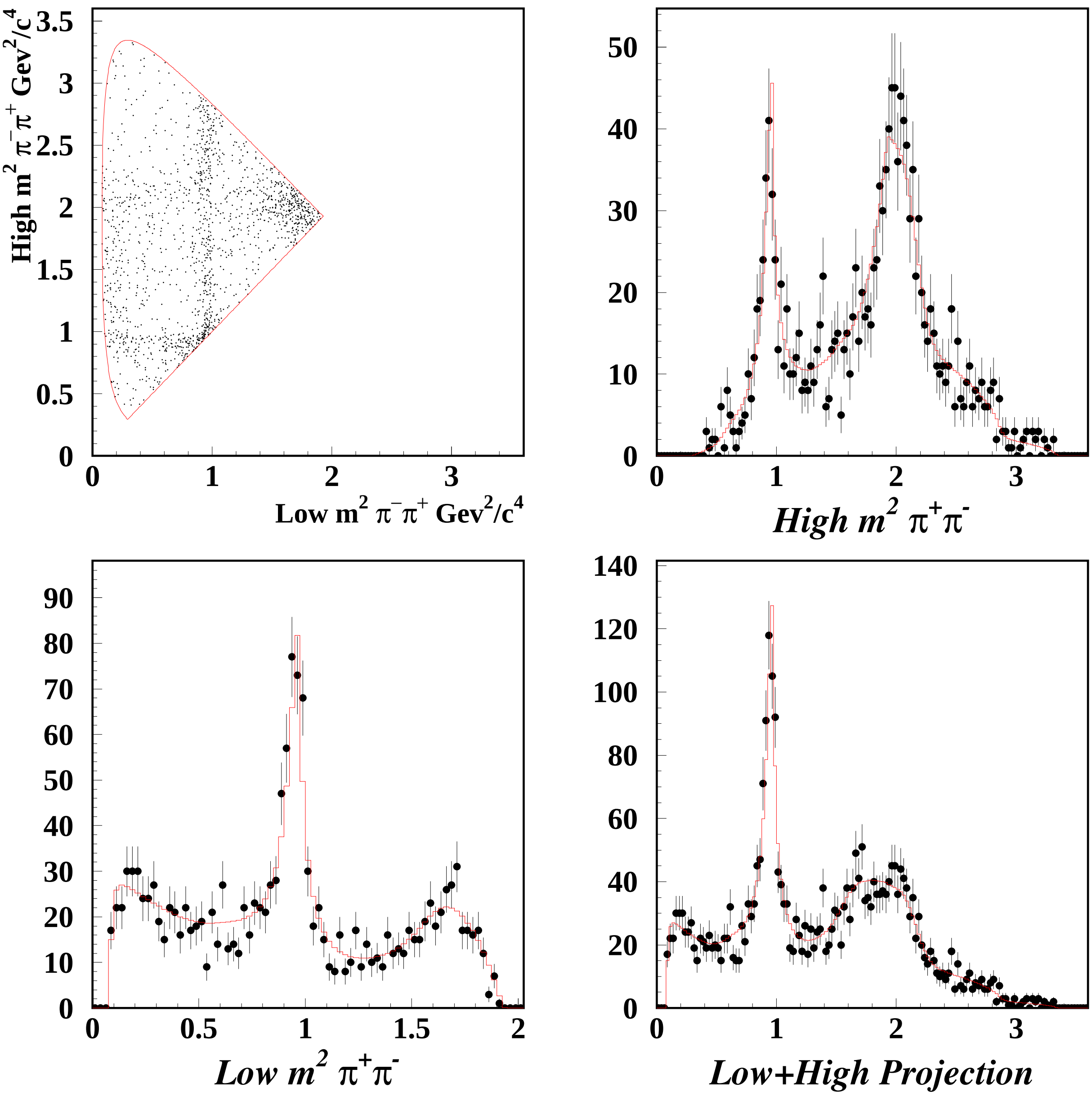


Figura 6.18: Il Dalitz plot, le sue proiezioni e, sovrapposte, le proiezioni del modello restituito dal fit. *I risultati sono mostrati in Tab.6.9*

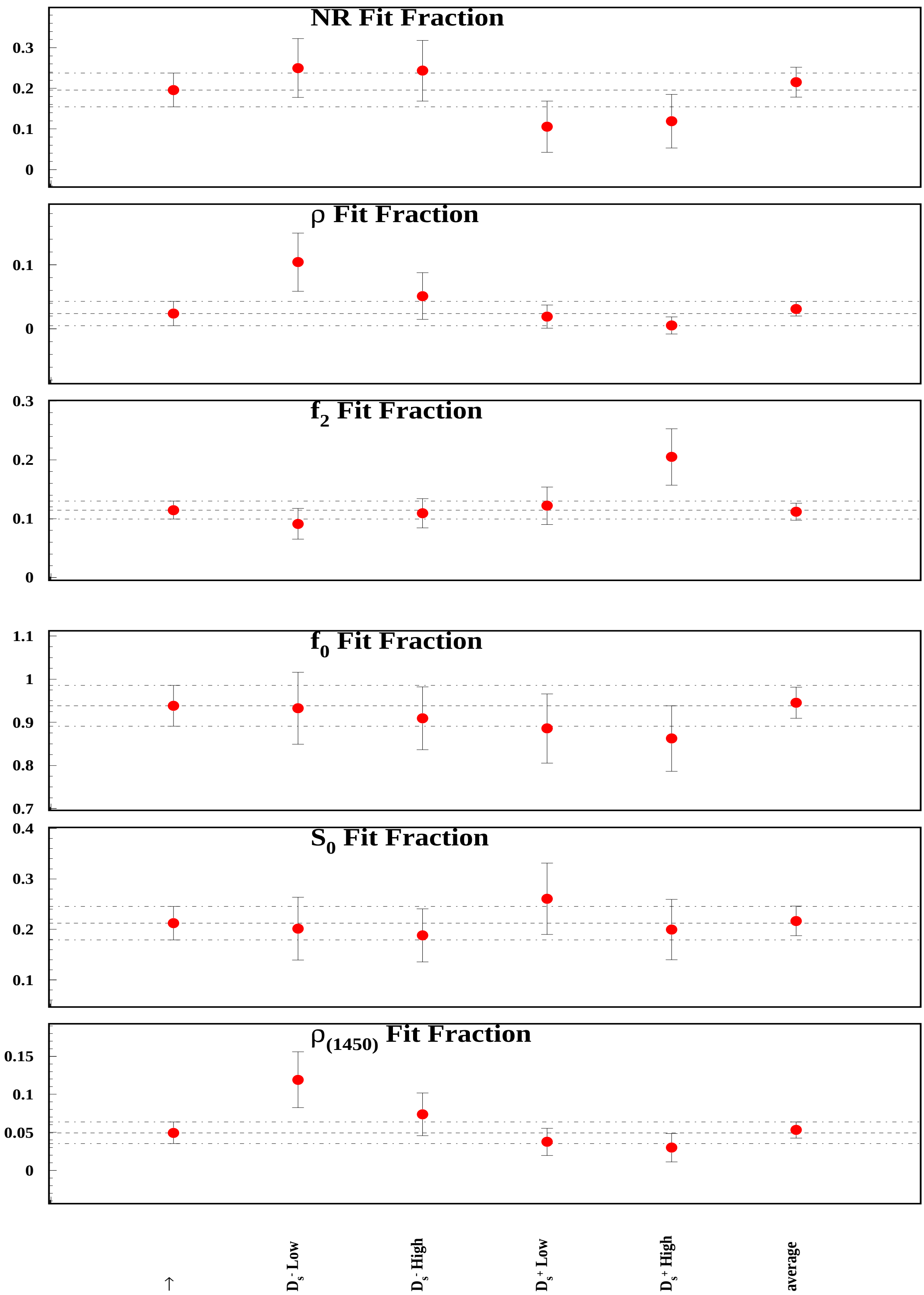


Figura 6.19: La sistematica delle Fit Fraction *ottenuta con il metodo degli* split sample *(vedi figura successiva).*

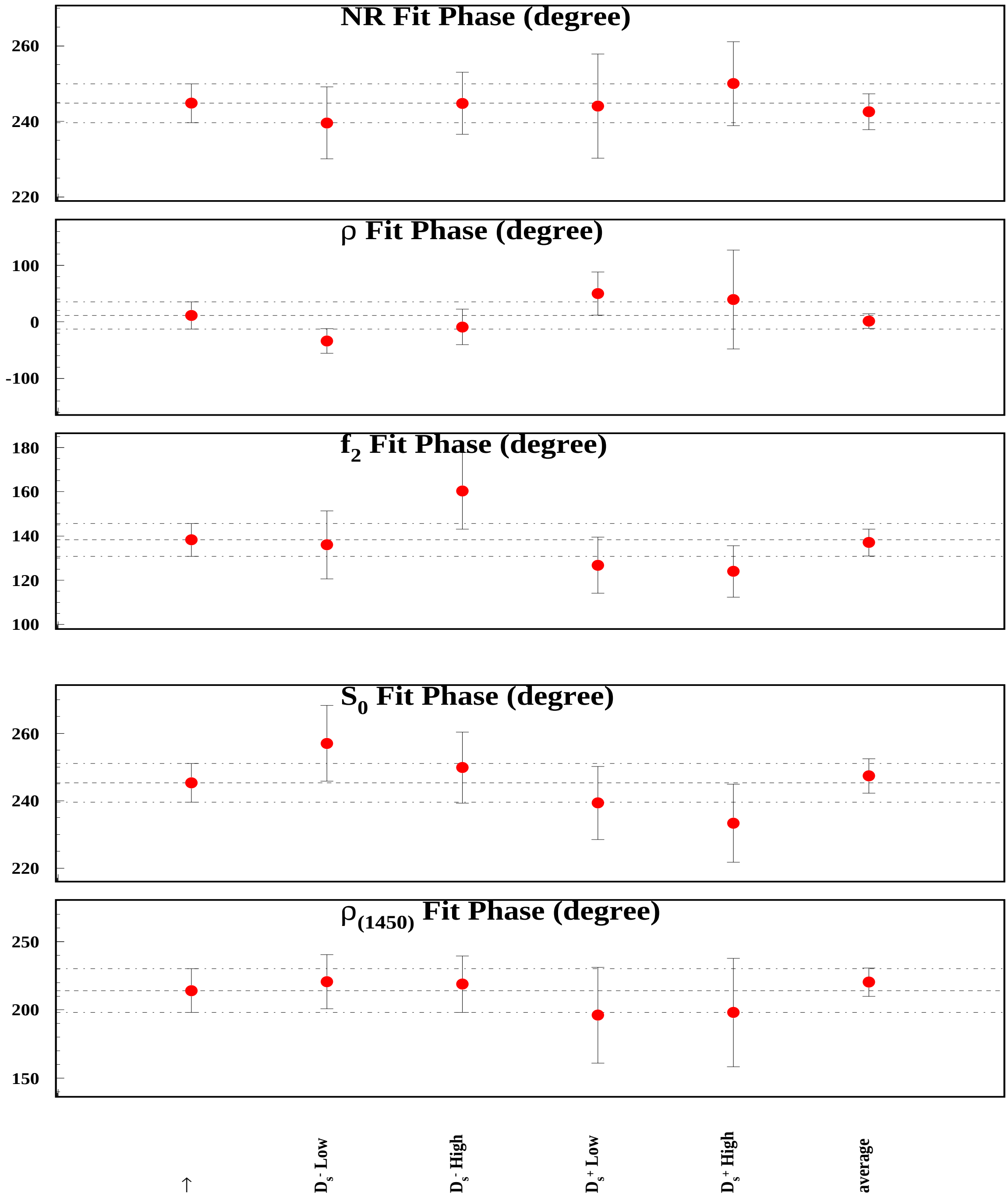


Figura 6.20: La sistematica delle fasi ottenuta con il metodo degli split sample. *Il campione è stato suddiviso in sottocampioni secondo la carica (positiva/negativa) ed il momento (alto/basso) del mesone D_s. Il valore di riferimento è indicato con il simbolo della freccia, mentre con* average *si indica la media pesata.*

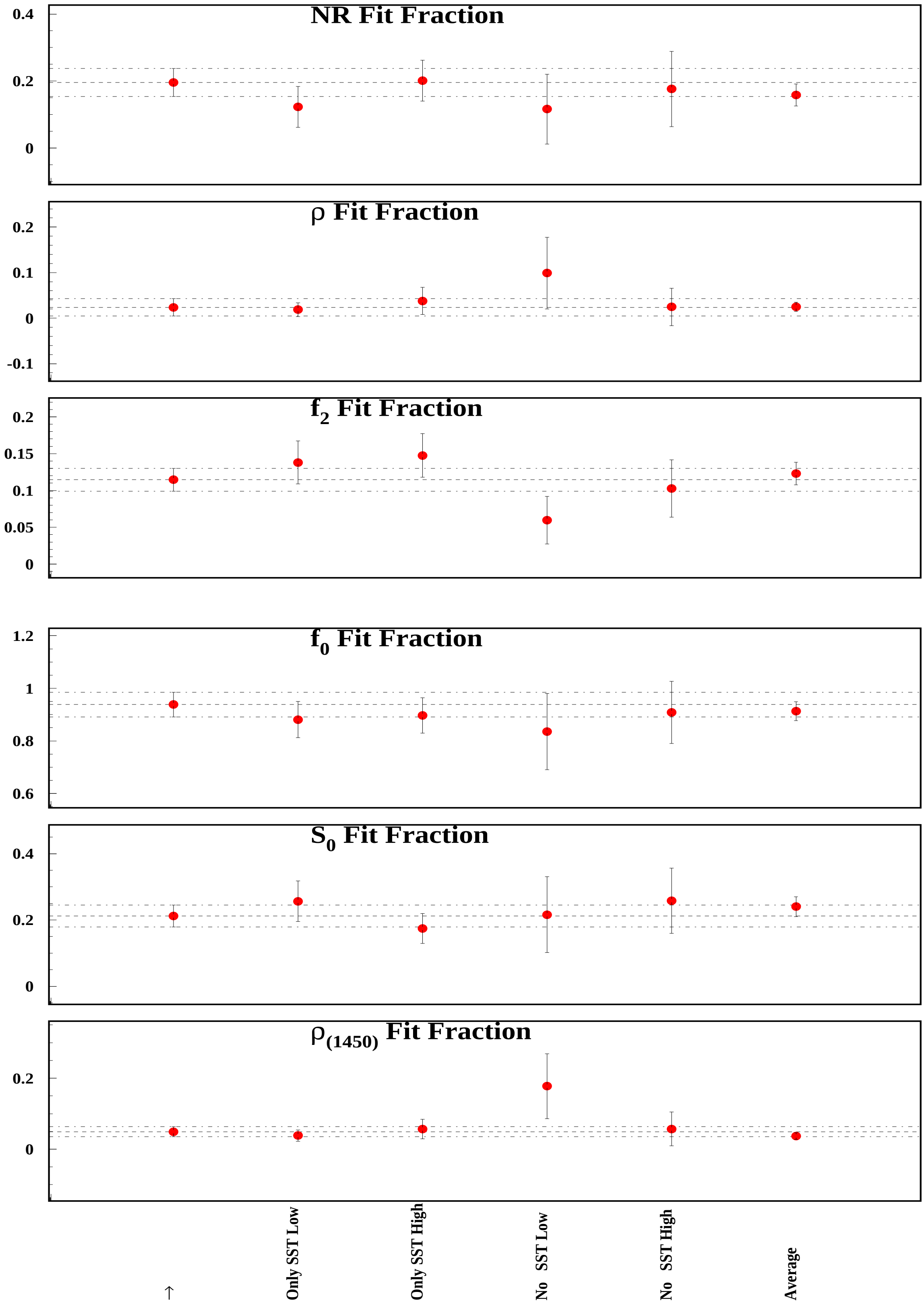


Figura 6.21: La sistematica delle Fit Fraction *ottenuta con il metodo degli* split sample *(vedi figura successiva)*

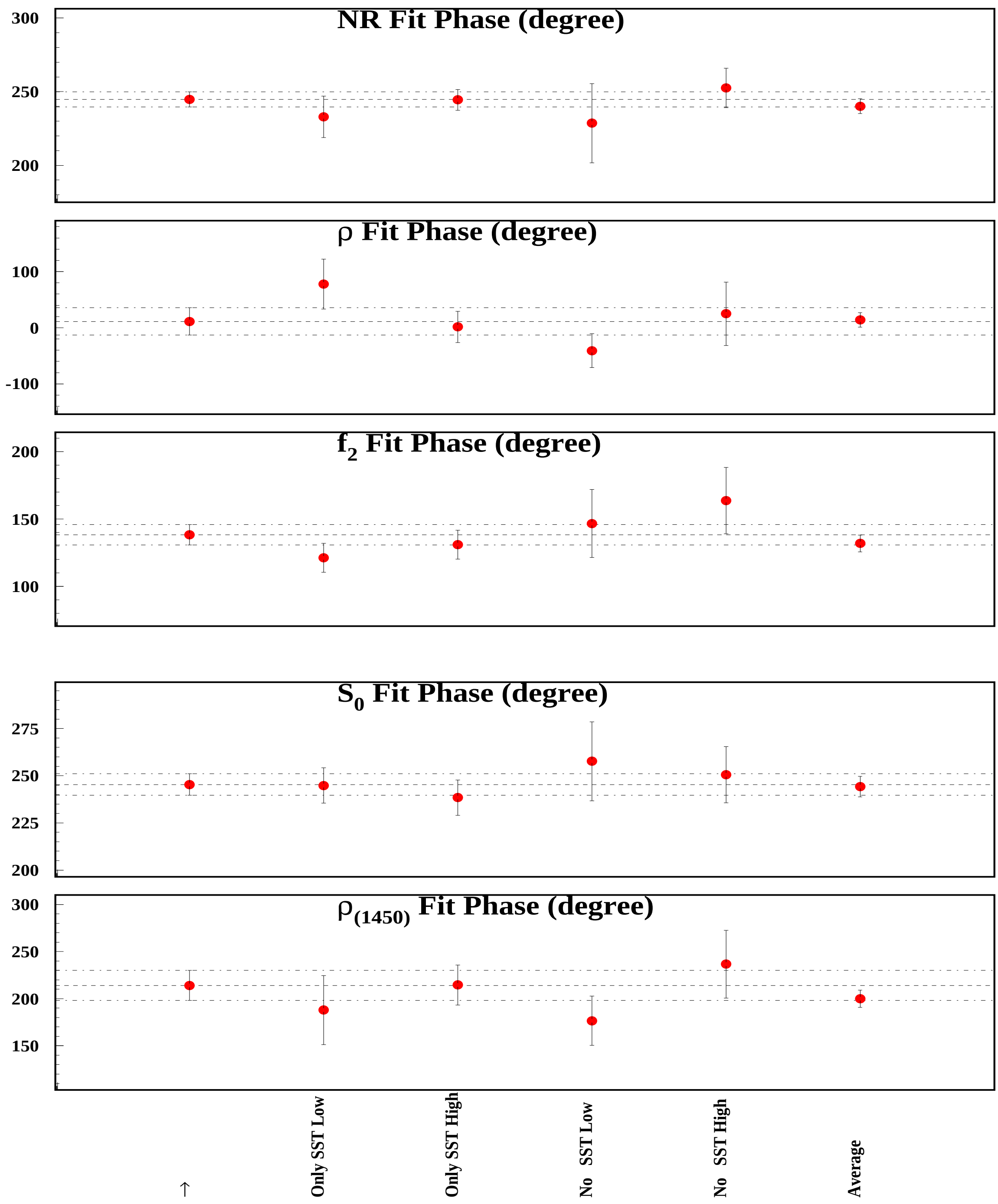


Figura 6.22: La sistematica delle fasi ottenuta con il metodo degli split sample. *Il campione è stato suddiviso in sottocampioni secondo il periodo di presa dati (senza* Target Silicon*/ con* Target Silicon*) ed il momento (alto/basso) del mesone D_s. Il valore di riferimento è indicato con il simbolo della freccia, mentre con* average *si indica la media pesata.*

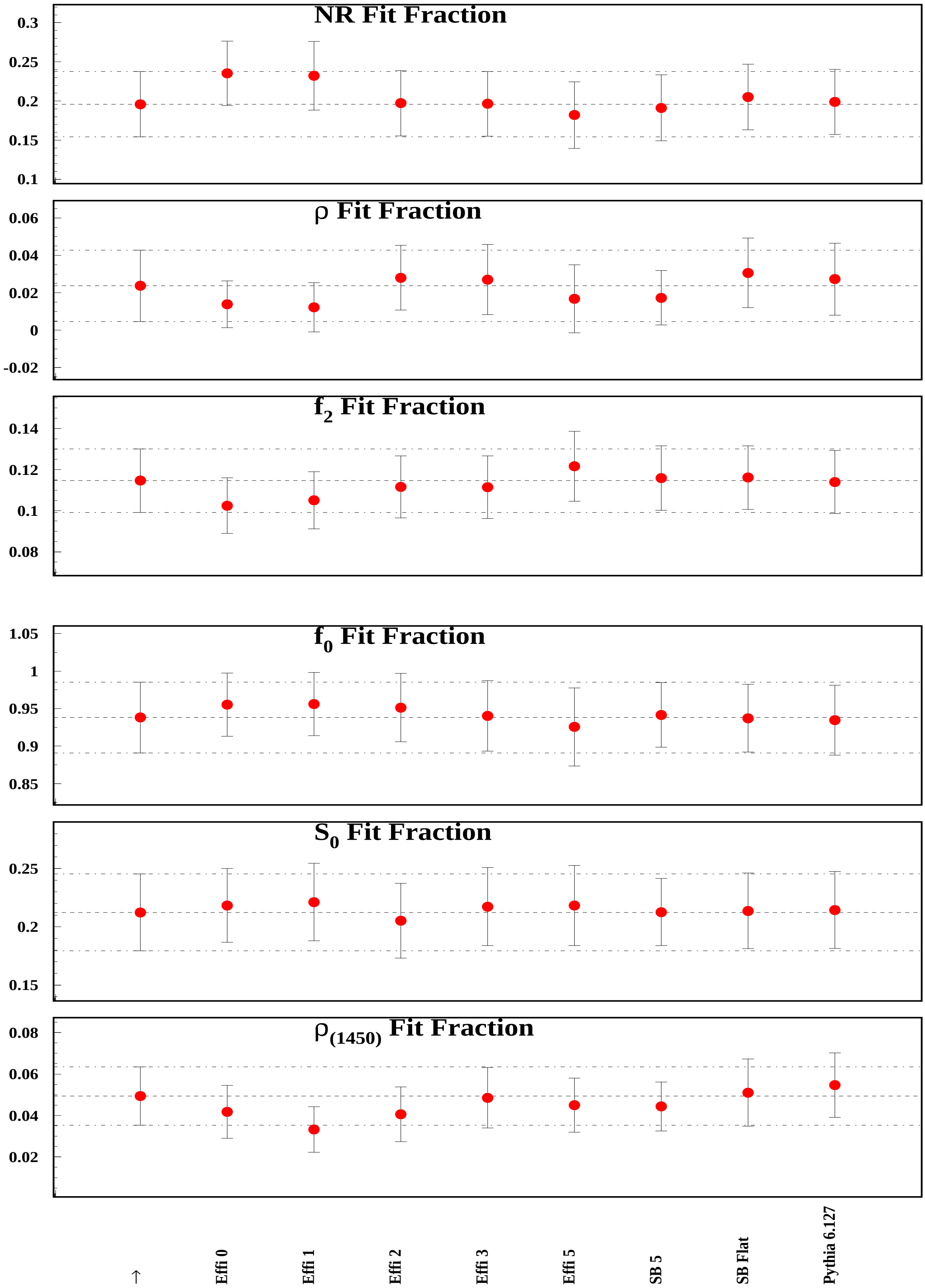


Figura 6.23: La sistematica delle Fit Fraction *ottenuta con il metodo delle* fit variant*.*

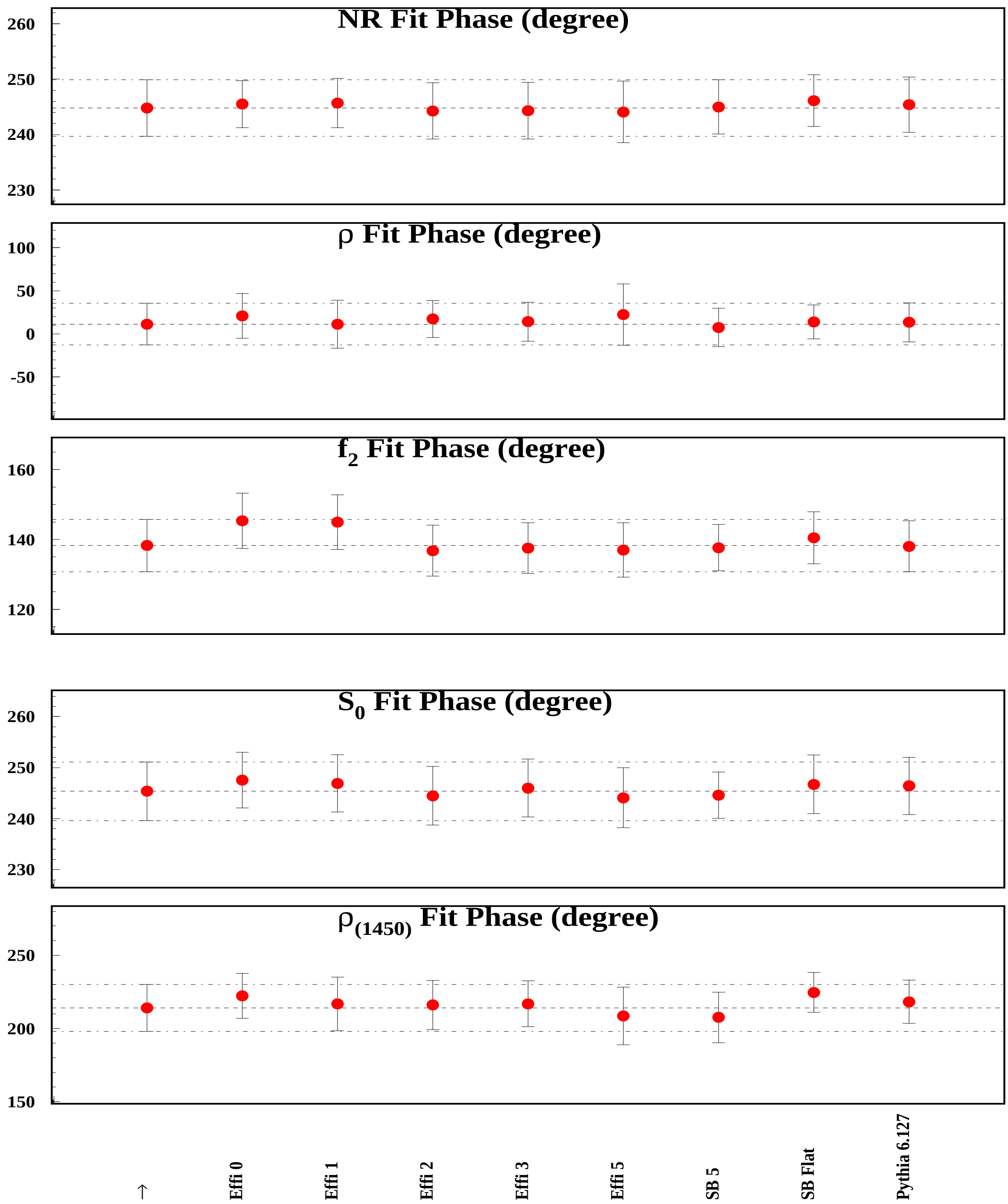


Figura 6.24: La sistematica delle fasi ottenuta con il metodo delle fit variant.

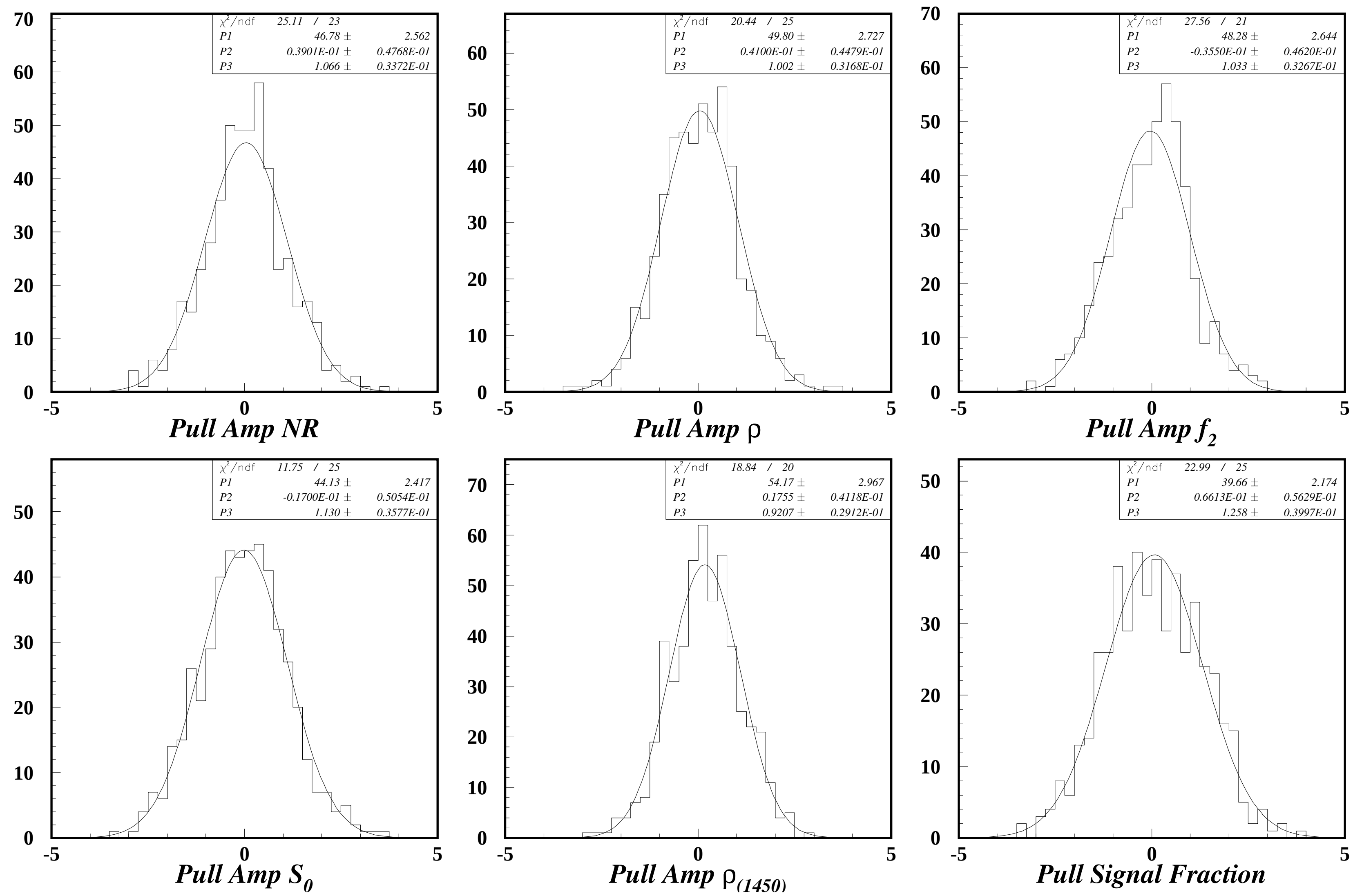


Figura 6.25: I Pull *dei coefficienti delle ampiezze.*

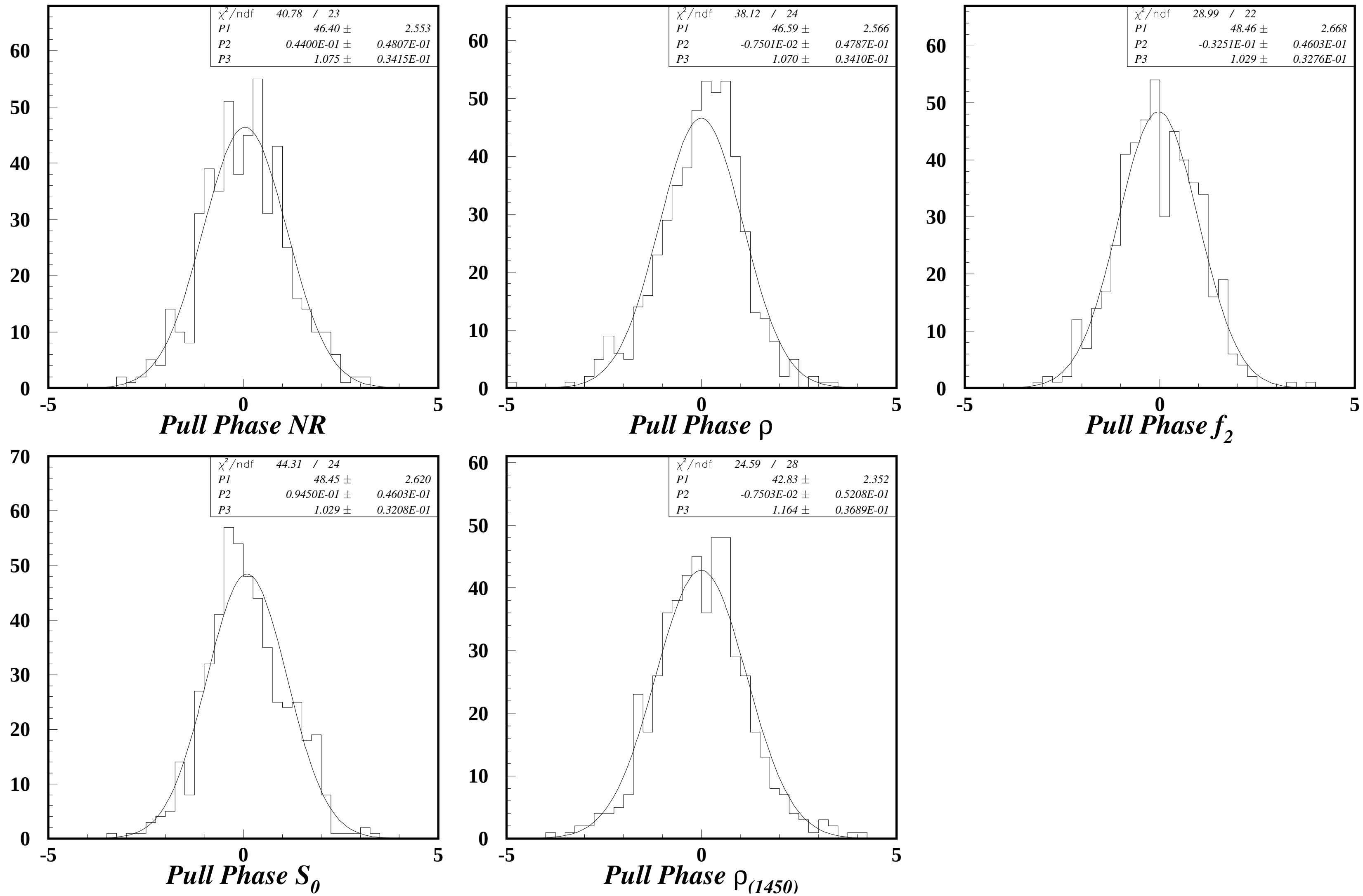


Figura 6.26: I Pull *delle fasi.*

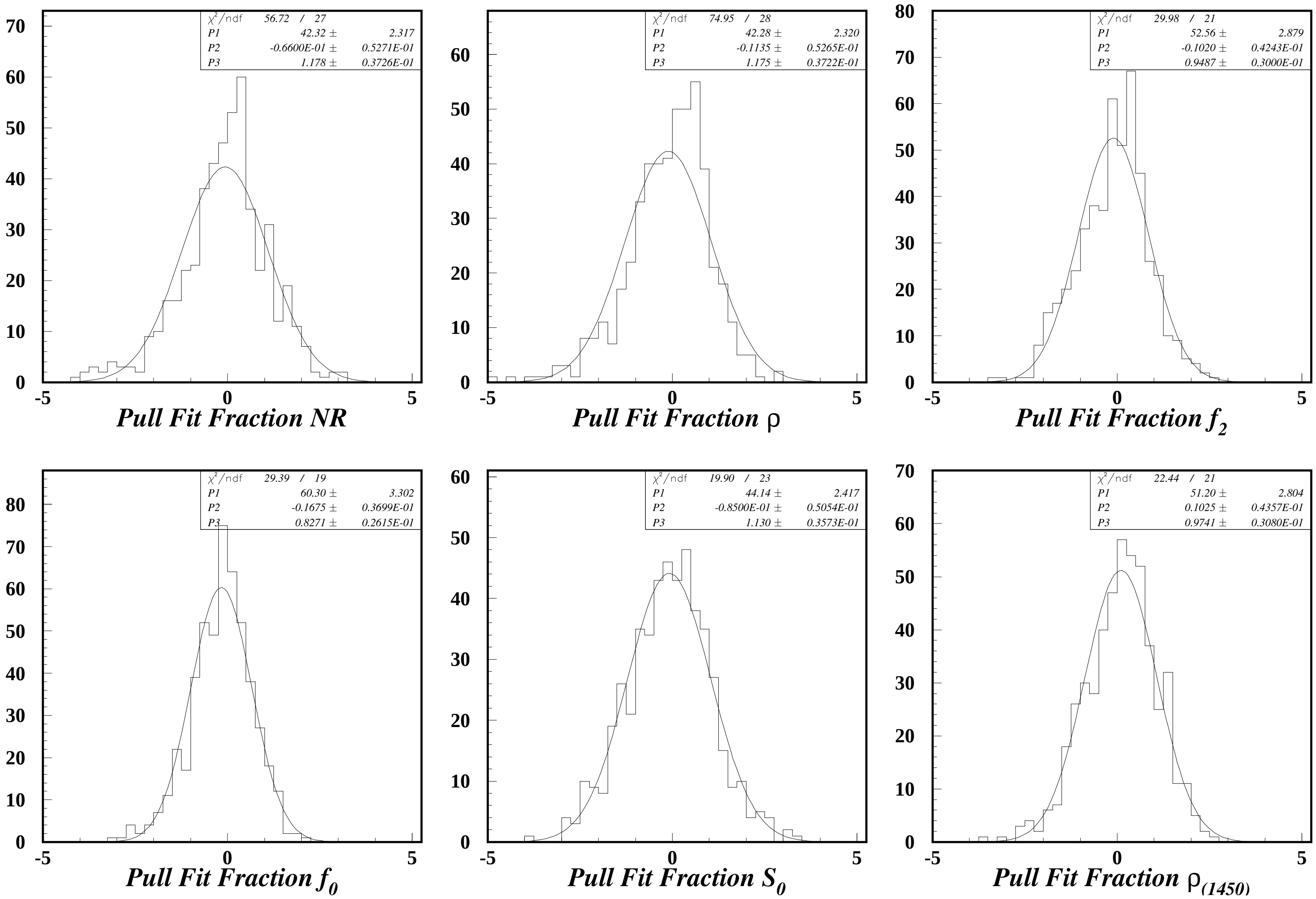


Figura 6.27: I Pull *delle* Fit Fraction.

Capitolo 7

Gli altri risultati di fisica.

7.1 L'analisi Dalitz dei decadimenti $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \to K^-K^+\pi^+$.

Come già accennato nel §6.10, oltre allo studio oggetto di questa tesi ho condotto l'analisi preliminare del Dalitz Plot del decadimento dei mesoni D_s^+ e D^+ nello stato finale $K^-K^+\pi^+$. Questi analisi hanno consentito di verificare la correttezza del formalismo impiegato per l'analisi Dalitz su due decadimenti ad alta statistica che sono privi dei problemi che caratterizzano il decadimento della D_s^+ in tre pioni. In questo paragrafo presenterò brevemente i risultati ottenuti in queste due analisi. I segnali sono stati selezionati con un alto rapporto segnale-fondo ($S/N \sim 7$ per entrambi) in maniera da ridurre la dipendenza del *fit* dalla parametrizzazione delle *side band*. Lo studio degli eventi di fondo ha infatto rivelato la presenza di un contributo significativo di ϕ prodotta dall'accoppiamento diretto con il fotone, e di $\overline{K^{*0}}(890)$: queste risonanze si distribuiscono come stati privi di elicità sulla superficie del Dalitz Plot. Dal momento che il formalismo fin qui utilizzato non prevede la parametrizzazione dei contributi risonanti al fondo (che sono del tutto trascurabili nell'analisi dei tre pioni) ho preferito lavorare con campioni di segnale particolarmente puliti. Per selezionare il decadimento della D_s^+ ho richiesto una condizione Čerenkov molto forte sulla traccia candidata ad essere kaone e che ha segno opposto rispetto al mesone *charmato*, in maniera da ridurre la contaminazione dovuta al picco riflesso proveniente dal decadimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Quest'ultimo cade proprio sotto il segnale della $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ a causa dell'errata identificazione di un pione che viene ricostruito come kaone. Ho utilizzato questa richiesta Čerenkov come alternativa alla rimozione cinematica della riflessione perchè quest'ultima presenta lo svantaggio di deformare lo spazio fasi del Dalitz Plot. Infatti la rimozione cinematica sottrae dallo spettro di massa, e quindi dallo spazio fasi del Dalitz Plot, non solo eventi che appartengono alla riflessione, ma anche eventi che appartengono al segnale e al fondo.

7.2 I risultati.

I risultati dei *fit* a questi decadimenti sono mostrati nelle Fig.7.1 ($D^+ \to K^-K^+\pi^+$) e Fig. 7.2 ($D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$), dove si può apprezzare l'ottimo accordo tra i dati ed il *fit* sulle proiezioni per entrambi i Dalitz Plot. I risultati preliminari di queste analisi sono riportati nelle tabelle 7.2 e 7.1 insieme ai risultati di E687.

Tabella 7.1: Risultati finali del fit *per il decadimento $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ confrontati con quelli di E687*

Decad.	*fit fraction* E831	*fit fraction* E687	Fase E831	Fase E687
$\bar{K}^*(892)^0K^+$	0.439 ± 0.001	$0.478 \pm 0.046 \pm 0.040$	0 $(fixed)$	0 $(fixed)$
$\phi\pi^+$	0.451 ± 0.001	$0.396 \pm 0.033 \pm 0.047$	148 ± 4	$178 \pm 20 \pm 24$
$f_0(980)\pi^+$	0.160 ± 0.011	$0.110 \pm 0.035 \pm 0.026$	135 ± 4	$159 \pm 22 \pm 16$
$f_J(1710)\pi^+$	0.035 ± 0.005	$0.034 \pm 0.023 \pm 0.035$	106 ± 8	$110 \pm 20 \pm 17$
$\bar{K}_0^*(1430)^0K^+$	0.064 ± 0.008	$0.093 \pm 0.032 \pm 0.032$	114 ± 5	$152 \pm 40 \pm 39$

Tabella 7.2: Risultati finali del fit *per il decadimento $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ confrontati con quelli di E687*

Decad.	*fit fraction* E831	*fit fraction* E687	Fase E831	Fase E687
$\bar{K}^*(892)^0K^+$	0.305 ± 0.008	$0.301 \pm 0.020 \pm 0.025$	0 $(fixed)$	0 $(fixed)$
$\phi\pi^+$	0.291 ± 0.007	$0.292 \pm 0.031 \pm 0.030$	-171 ± 3	$-159 \pm 8 \pm 11$
$\bar{K}_0^*(1430)^0K^+$	0.369 ± 0.008	$0.370 \pm 0.035 \pm 0.018$	69 ± 2	$70 \pm 7 \pm 4$

Occorre sottolineare come l'analisi di questi decadimenti sia solo allo stadio preliminare e come sarà possibile, in futuro, ottenere un errore statistico molto piccolo sia sulle *fit fraction* che sulle fasi. Infatti, una volta tenuto conto della presenza di risonanze nel fondo e dopo aver effettuato una ricerca esaustiva di eventuali contributi dovuti ad ampiezze non incluse nel modello, si potranno rilasciare i tagli in maniera da ottenere un errore statistico sulle fasi dell'ordine di un grado, con un errore sistematico della stessa grandezza. Un risultato del genere sarà particolarmente utile nel canale $D^+ \to K^-K^+\pi^+$, dove si intende condurre un'analisi per la ricerca della violazione di CP attraverso la misura ad alta precisione delle fasi che compaiono

nella dinamica dei due diversi stati di carica.
L'analisi ha confermato l'assenza di contributi significativi del termine Non-Risonante per entrambi i decadimenti, la sua ampiezza è stata quindi esclusa dalla parametrizzazione del modello utilizzato nel *fit*. Inoltre i risultati ottenuti sul decadimento $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ sembrano confermare l'interpretazione data in E687 del fenomeno di soppressione di uno dei lobi della $\overline{K}^*(892)^0$ (vedi §5.1). La fase misurata tra l'ampiezza di questa risonanza e quella della $\overline{K}_0{}^*(1430)^0$ è infatti molto vicina ai 90^0.

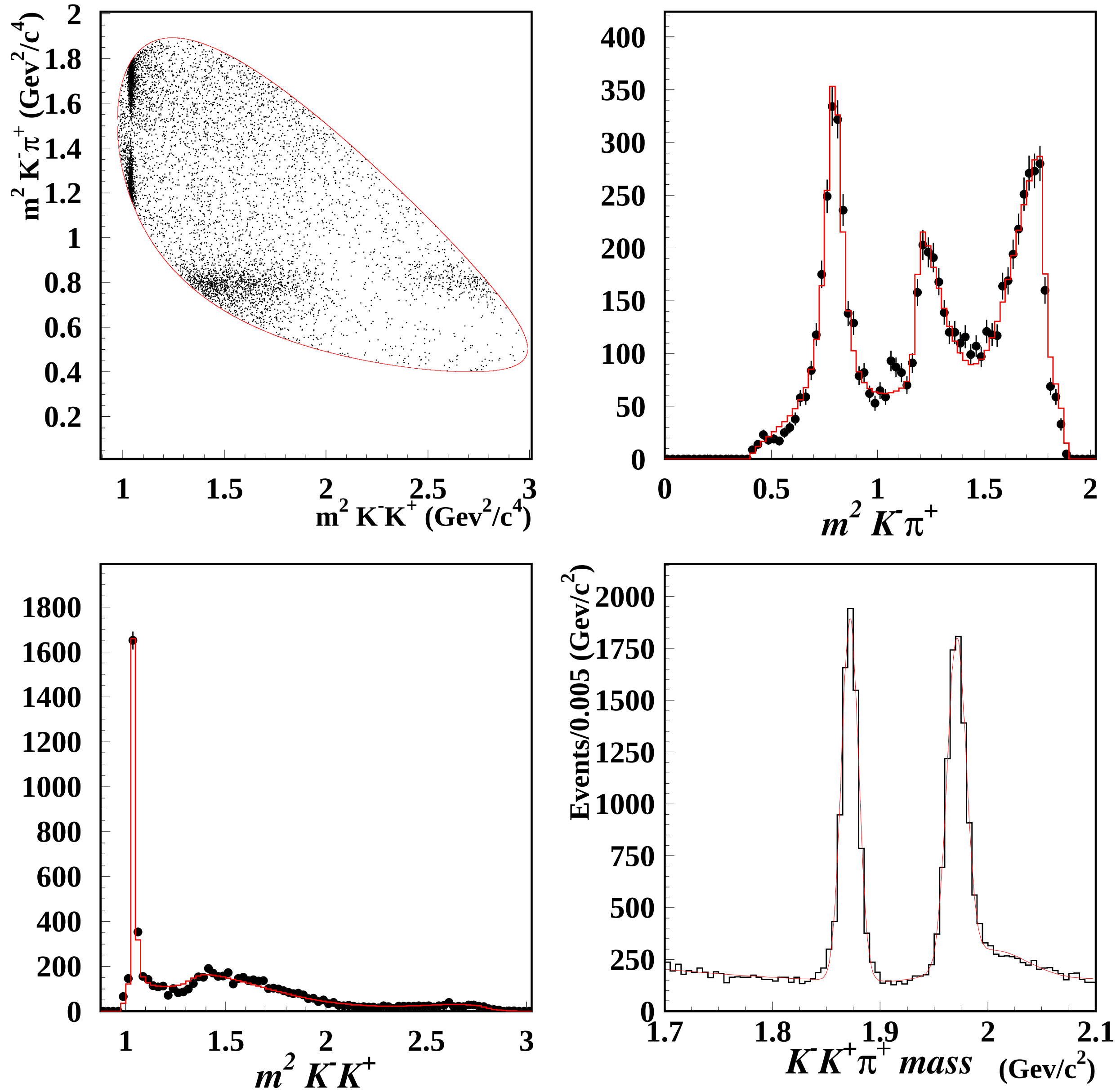


Figura 7.1: Il Dalitz plot del decadimento $D^+ \to K^- K^+ \pi^+$, le sue proiezioni e, sovrapposte, le proiezioni del modello restituito dal fit.

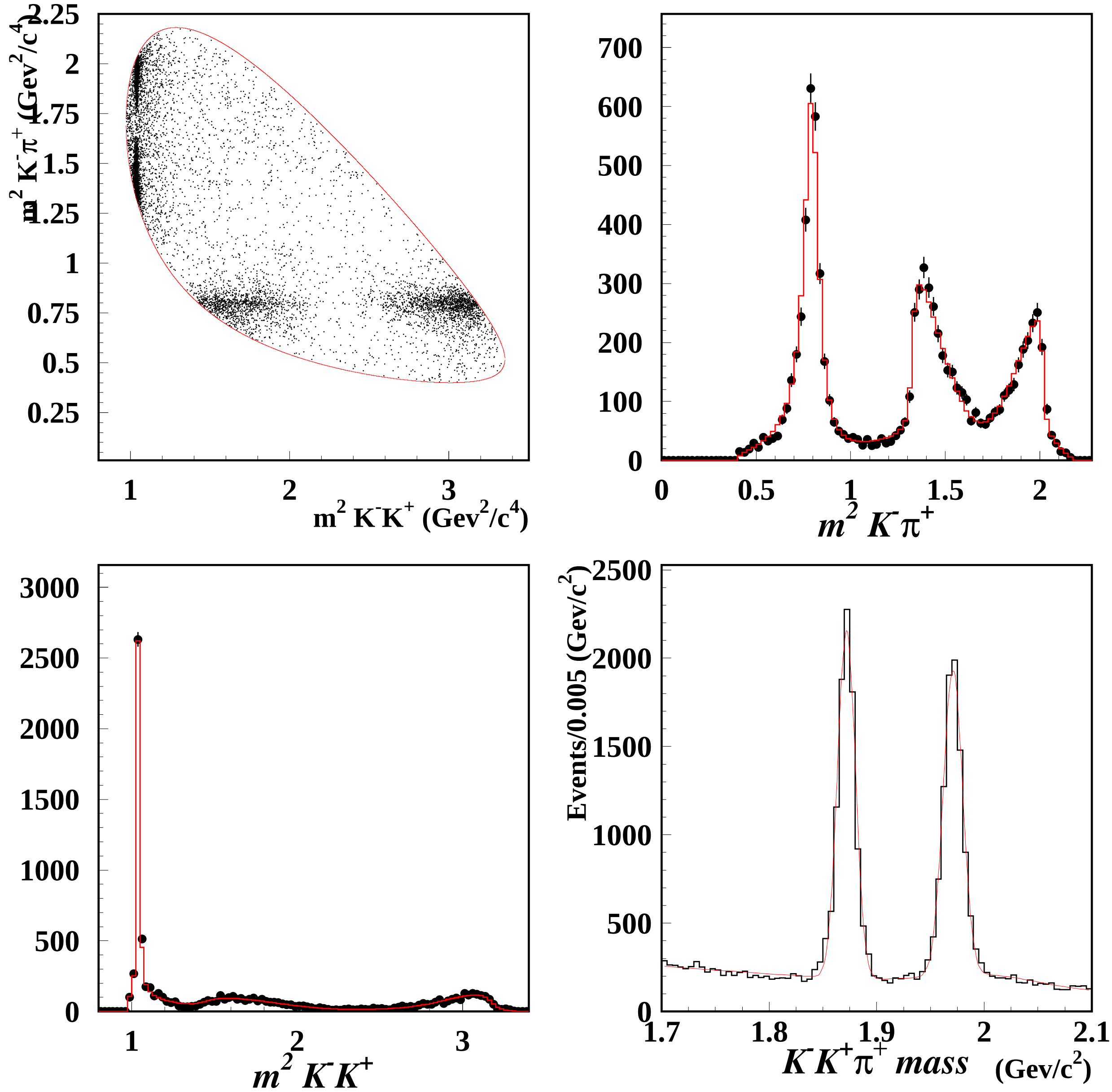


Figura 7.2: Il Dalitz plot del decadimento $D_s^+ \to K^- K^+ \pi^+$, le sue proiezioni e, sovrapposte, le proiezioni del modello restituito dal fit.

7.3 Prima evidenza sperimentale dei decadimenti $D_s^+ \to K^-K^+K^+$ e $D^+ \to K^-K^+K^+$.

Nel corso della mia attività di dottorato mi sono anche occupato della ricerca di eventuali segnali dei decadimenti dei mesoni D_s^+ e D^+ nello stato finale $K^-K^+K^+$ sui dati di E831. Le uniche misure pubblicate su questi decadimenti sono dovute a E687[30], che ha stabilito un limite superiore sul *branching ratio* per il decadimento della D_s^+ pari a 5×10^{-4}, e per quello della D^+ pari a 1.4×10^{-4} (vedi PDG98). I segnali sono mostrati in Fig.7.3. Il numero di eventi è pari a 73 ± 13 per la D^+ e a 64 ± 13 per la D_s^+. Il segnale più interessante è sicuramente quello della D^+, che risulta essere doppiamente soppresso secondo Cabibbo e il cui studio può fornire indicazioni sul meccanismo di soppressione e su eventuali violazioni della teoria. Secondo la teoria ci aspettiamo che il rapporto tra la larghezza di questo decadimento e quella del processo Cabibbo favorito sia:

$$\frac{\Gamma(D^+ \to K^-K^+K^+)}{\Gamma(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)} = \tan^4\theta_c$$

le nostre misure preliminari danno una indicazione diversa:

$$\frac{\Gamma(D^+ \to K^-K^+K^+)}{\Gamma(D^+ \to K^-\pi^+\pi^+)} = \frac{\tan^4\theta_c}{2}$$

con un *branching ratio* per questo canale che risulta essere:

$$\frac{\Gamma(D^+ \to K^-K^+K^+)}{\Gamma(D^+)} = (1.23 \pm 0.23) \times 10^{-4}$$

quindi assolutamente compatibile con il limite superiore di E687. In queste misure l'errore statistico domina quello sistematico.

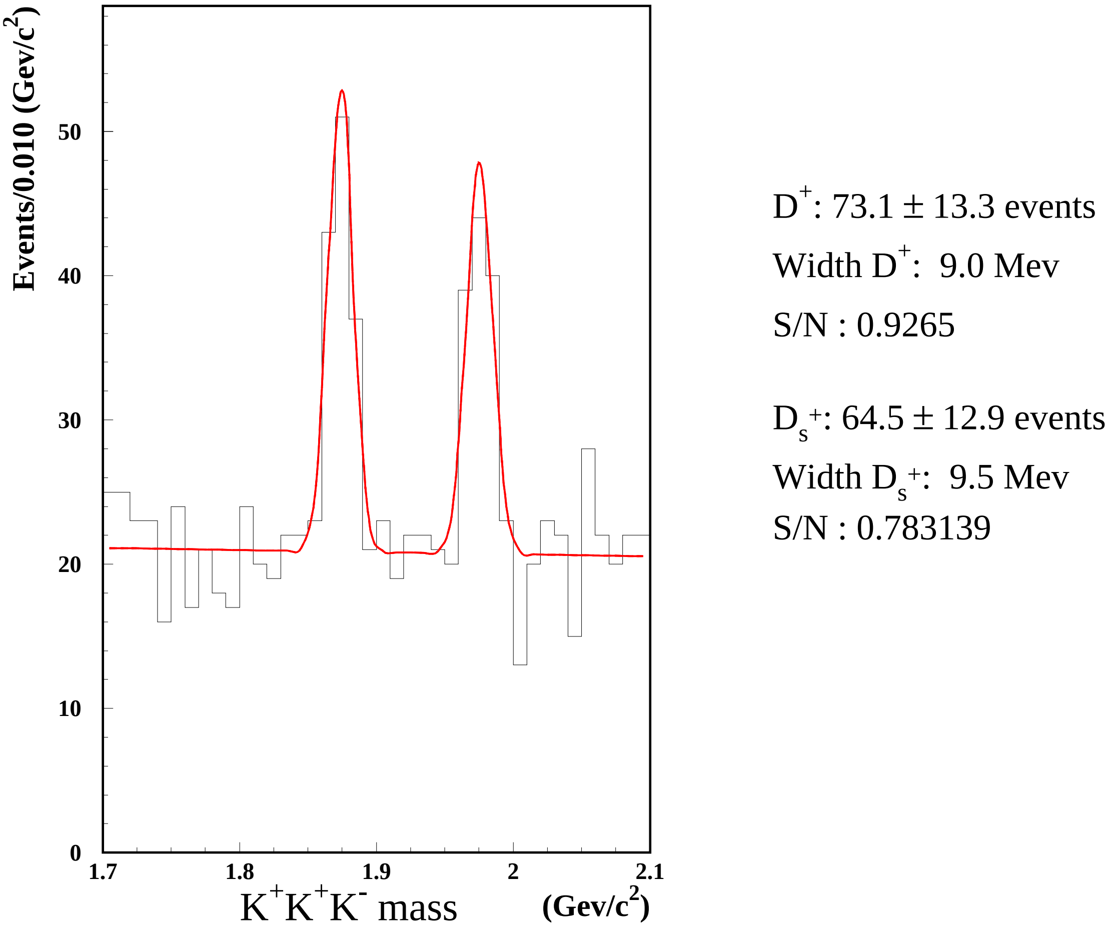


Figura 7.3: I segnali dei decadimenti $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ K^+$ e $D^+ \rightarrow K^- K^+ K^+$. Questi risultati costituiscono la prima evidenza sperimentale al mondo per questo genere di decadimenti.

Capitolo 8

Conclusioni.

Il diagramma di annichilazione, osservato solo nel decadimento puramente leptonico della D_s^+, potrebbe essere presente anche nella dinamica dei decadimenti adronici di questo mesone. Questo diagramma, fortemente soppresso rispetto al processo a spettatore che domina il decadimento del *charm*, potrebbe essere tra le cause della differenza tra la vita media della D^0 ($\tau = 0.42\ ps$) e quella della D_s^+ ($\tau = 0.47\ ps$). Il decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ è il miglior candidato a procedere attraverso il meccanismo di annichilazione in quanto è favorito secondo Cabibbo ai due vertici del diagramma. L'esperimento E831-FOCUS, che ha raccolto oltre un milione di eventi di *charm*, dispone del più alto campione statistico attualmente disponibile per questo decadimento (oltre 1300 eventi con un rapporto segnale-fondo $S/N \sim 4$).
L'analisi ad ampiezze coerenti del Dalitz Plot del decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ condotta sui dati di E831, argomento della mia tesi di Dottorato, è quindi in grado di dare un contributo fondamentale alla comprensione del ruolo svolto dal diagramma di annichilazione nei decadimenti del *charm*, sia nella forma Non Risonante che in quella risonante accoppiato ad una ρ. I risultati di questo studio hanno messo in luce l'assenza di un contributo significativo del canale $\rho(770)\pi$ nella dinamica del decadimento. Questo canale avrebbe rappresentato una segnatura forte della presenza del diagramma di annichilazione nel decadimento; il fatto che la misura della sua *fit fraction* sia compatibile con zero ($(\sim 2.4 \pm 2)\%$) con un errore estremamente ridotto ci induce a concludere che il diagramma di annichilazione accoppiato alla ρ, se esiste, ha sicuramente un contributo estremamente marginale nella dinamica del decadimento.
Il decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ risulta dominato dal canale $f_0(980)\pi$ (93%), con apporti minori di $f_2(1275)$ (11%) e di $\mathcal{S}(1475)$ (21%). Quest'ultimo è uno stato scalare (compatibile con la $f_0(1500)$ del PDG98) di cui si ha evidenza sul Dalitz Plot ed i cui parametri sono stati definiti attraverso un'opportuna procedura di *fit* sui dati. Tutti questi stati decadono sia in $K\overline{K}$ che in $\pi\pi$ e rientrano quindi nell'ipotesi in-

terpretativa che vuole il decadimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ dominato da un meccanismo a spettatore in cui lo stato $s\bar{s}$ si accoppia allo stato $\pi\pi$ tramite una risonanza.
La $\rho(1450)$, il cui contributo misurato è piccolo ($\sim 5\%$) ma non nullo, merita un discorso a parte. Questa risonanza ha gli stessi numeri quantici della $\rho(770)$ ed è stata intepretata come una ρ di massa più alta. Tuttavia misure recenti[29] indicano la presenza del canale $K\overline{K}$ tra i suoi decadimenti; se questa osservazione fosse confermata la $\rho(1450)$ rientrerebbe a pieno titolo tra le risonanze che, decadendo in $K\overline{K}$ e in $\pi\pi$, possono partecipare al decadimento della D_s attraverso un processo a spettatore.
I risultati di questo studio misurano un contributo Non Risonante con un valore di *Fit Fraction* attorno al $\sim 20\%$. Occorre sottolineare come questa misura non possa essere considerata una prova incontrovertibile della presenza del diagramma di annichilazione non risonante nel decadimento. Nel corso dell'analisi ho potuto infatti osservare come il termine Non Risonante tendesse a compensare eventuali mancanze nella parametrizzazione delle ampiezze risonanti (vedi ad esempio §6.6). Inoltre l'ampiezza Non Risonante, che si presenta uniforme e priva di fasi intrinseche su tutto il Dalitz Plot, può assorbire eventuali code di risonanze larghe e con polo esterno al limite cinematico. È da notare come questo comportamento sia stato osservato anche nelle precedenti analisi Dalitz condotte sui dati di E687[12].
I risultati di questa analisi portano quindi a concludere che il processo dominante nel decadimento della $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ è quello a spettatore in cui la coppia $s\bar{s}$ accede allo stato finale attraverso una risonanza. Quest'ultima ha la caratteristica di poter decadere sia in $\pi\pi$ (con una frazione di decadimento significativa) che in $K\overline{K}$. La misura del contributo Non Risonante potrebbe essere compatibile con una presenza marginale del diagramma di annichilazione nella sua forma non risonante; tuttavia, come abbiamo visto, non può essere considerata una prova decisiva della sua partecipazione al decadimento. Al contrario, l'assenza della $\rho(770)$ esclude la presenza del diagramma di annichilazione (nella sua forma risonante) nella dinamica del decadimento.
Oltre a questa analisi sono stati presentati i risultati preliminari delle analisi ad ampiezze coerenti dei decadimenti $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ e $D^+ \to K^-K^+\pi^+$ e la prima evidenza sperimentale al mondo del decadimento soppresso due volte secondo Cabibbo $D^+ \to K^-K^+K^+$. L'alta qualità dei dati presentati conferma che i risultati di E831 domineranno la fisica del *charm* nei prossimi anni.

Bibliografia

[1] Sandra Malvezzi *6th International Symposium on Heavy Flavour Physics* **351** (1995) (Ed. F.Costantini e M.Giorgi) 728-732

[2] M. Bauer,B.Stech e M.Wirbel, Z. Phys. Rev. **C34** (1987) 103-115.

[3] Sheldon Stone *Heavy Flavours* (1992) (Ed. World Scientific - A.J.Buras e M. Linder) 358

[4] E691 collaboration, *Phys.Rev.Lett.* **62**, 125 (1989)

[5] Anselmino, Bediaga e Pedrazzi, CBPF-NF-045-95, Luglio 1995, e-Print Archive hep-ph/9507292

[6] Lipkin, *AIP Conference Proceeding 196: Heavy Quark Physics Ithaca, NY* (1989) (Ed. Persius S. Drell & David L. Rubin) 72-76

[7] L.M.Jones,H.W.Wyld, *Phys.Rev.* **D17** (1978) 759

[8] M.B. Einhorn ans S.D. Ellis, *Phys.Rev.* **D12** (1975) 2007

[9] S. Frixione,M. Mangano, P. Nason,G. Ridolfi, *Nucl. Phys. B* **405** (1993) 507

[10] C.Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, *Phys. Rev* **D27**(1983) 105

[11] S. Frixione,M. Mangano, P. Nason,G. Ridolfi, *Heavy-Quark Production* (1997) hep-ph/9702287

[12] Jim Wiss, Charm at fixed target, in: Proc. International School of Physics "Enrico Fermi", corso **CXXXVII**, (ed. S.I.F, Bologna, Luglio 1997).

[13] T. Sjöstrand *Pythia 5.6 and Jetset 7.3 Physics and Manual* CERN-TH 6488/92

[14] G.Bellini et Al. *The microstrip vertex detector for the E687 experimentat Tevatron* Nucl. Instr. Meth. A252 366 (1986)

[15] J. Wiss *et al.*, *Rapid calculations of Čerenkov light sharing*, memo E831, 1986.

[16] J. Wiss, *Čerenkov light sharing near the planar mirror apex*, memo E831, 1987.

[17] J. Butler, *High-energy photoproduction*, Oaxtepec, Proceedings, Particles and fields (1988) 130.

[18] R. Brun et al. *GEANT User Guide* CERN-DD/EE/84-1

[19] E687 collaboration *Phys.Lett.B* **351** (1995) 591-600

[20] S. Malvezzi *Heavy Quark at Fixed Target*, Frascati, Proceedings, Frascati Physics Series Vol. XXX (1997)

[21] P.Dini *Workshop on Hadron Spectroscopy*, Frascati, Proceedings, Frascati Physics Series Vol. XV (1999) 59-65

[22] O.Czyzewski *Methods in Subnuclear Physics* Proc. International School of Elementary Particle Physics Vol.I (Ed. M.Nikolic,1967)

[23] ARGUS collaboration, *Phys. Lett.B* **308** (1993) 435

[24] WA76 collaboration, *Z. Phys.* **C 51** (1991) 351

[25] E687 collaboration *Phys.Lett.B* **407** (1997) 79-91

[26] WA102 collaboration, *Phys. Lett.* Preprint (hep-ex/9907055C) (29 Luglio 1999) 5

[27] Jim Wiss, Rob Gardner, *Estimating systematic errors*, E831 Memo Febbraio 1994

[28] PDG *Phys.Rev.Lett.* **D** (1996) 26

[29] PDG *The European Physical Journal C* (1998) 415

[30] E687 collaboration *Phys.Lett.B* **353** (1995) 259-264