Università degli Studi di Ferrara
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

Studio del decadimento in due mesoni ϕ dello stato η_c del Charmonio formato in annichilazioni protone-antiprotone e ricerca dello stato η'_c

Supervisore:
Chiar. mo Prof. ROBERTO CALABRESE

Dottorando:
Dott. WANDER BALDINI

XI° ciclo   Anni accademici 1995-1998

È meglio accendere una piccola fiamma

che maledire l'oscurità

Indice

Introduzione

Lo stato legato costituito dal quark charm e dal suo antiquark, chiamato comunemente *charmonio*, è di grande importanza per lo studio delle interazioni forti.
Dalla sua scoperta, avvenuta quasi 25 anni fa, molti esperimenti sono stati dedicati al suo studio.
Tra questi un posto di rilievo spetta all'esperimento E760 a Fermilab, che prese dati tra il 1990 e il 1992, e all'esperimento E835 (versione migliorata dell'esperimento E760) che ne ha continuato il programma sperimentale.
Questi esperimenti hanno misurato con grande precisione masse e larghezze di molte risonanze, migliorando in molti casi la media mondiale, e individuato per la prima volta lo stato $^1P_1$.
Restano tuttavia ancora alcune questioni irrisolte quali, ad esempio, la mancata osservazione dello stato η_c'.

L'esperimento E835 studia gli stati del charmonio, prodotti in interazioni protone-antiprotone, principalmente attraverso i loro decadimenti elettromagnetici.
In questa tesi verrà analizzato l'unico decadimento adronico studiato dall'esperimento:

$$\overline{p}p \to (\overline{c}c) \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$$

Grazie alle sue caratteristiche cinematiche molto particolari è stato infatti possibile realizzare un sistema di selezione rapida (o *trigger*) che riduce notevolmente il fondo pur mantenendo una buona efficienza sulla reazione in studio.
Verrà in particolare studiato il decadimento in due mesoni ϕ dello stato η_c (1^1S_0) e verranno ricercati decadimenti analoghi per lo stato η_c' (2^1S_0) (di cui si ha solo una debole evidenza sperimentale). Questa tesi è organizzata in cinque capitoli, che trattano in seguenti argomenti:

Capitolo 1 Viene introdotta la fisica del Charmonio, il suo spettro e i modelli di potenziale proposti per giustificarlo. Vengono poi descritti i metodi sperimentali utilizzati per il suo studio e, in particolare, la tecnica sperimentale di E835.

Capitolo 2 In questo capitolo vengono descritti in dettaglio l'apparato sperimentale di $E835$ e le logiche di trigger dei canali elettromagnetici.

Capitolo 3 Si descrive in questo capitolo il progetto e la realizzazione del sistema di *trigger* per gli eventi: $\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$

Capitolo 4 Vengono mostrati stabilità ed efficienza, durante la presa dati di E835, per il trigger illustrato nel capitolo 3 ($trigger\phi\phi$) e per il trigger carico dei canali elettromagnetici.

Capitolo 5 Nell'ultimo capitolo di questa tesi viene descritta l'analisi effettuata sui dati raccolti grazie al $trigger\phi\phi$, volta allo studio dei decadimenti in due mesoni ϕ dello stato fondamentale η_c del Charmonio e alla ricerca degli stessi decadimenti per il suo stato eccitato η_c'.
Viene descritta, in particolare, la preanalisi effettuata sui dati, atta a ridurre il numero di eventi su cui operare la successiva analisi più raffinata. Tale analisi, effettuata con l'ausilio di un *fit cinematico* opportunamente sviluppato, viene successivamente descritta. Si riportano, infine, i risultati ottenuti e il confronto con quelli attesi.

In questa tesi si è tentato di seguire al meglio le seguenti convenzioni. Le unità di misura sono quelle naturali: $\hbar = c = 1$, la metrica utilizzata è reale: $g_{00} = 1$, $g_{ii} = -1$, $i = 1, 3$, mentre per la descrizione dell'apparato si è utilizzato un sistema di assi cartesiani destrorso, avente l'origine nel punto di interazione, con l'asse z nella direzione di movimento degli antiprotoni e l'asse y verticale e diretto verso l'alto.

Capitolo 1

La teoria e il metodo sperimentale

Il *charmonio* è di grande interesse per lo studio delle interazioni forti.
Questo sistema infatti, visto l'elevato valore della massa del quark c ($M_c \simeq 1500\, MeV/c^2$), può essere studiato in prima approssimazione con semplici teorie di potenziale, apportando poi le dovute correzioni per tenere conto di effetti relativistici.

Il questo capitolo, dopo un po' di storia sulla previsione e scoperta del quark c, verrà descritto lo spettro del charmonio e la teoria di potenziale (con relative correzioni) che permette di ottenere lo spettro osservato sperimentalmente.
Successivamente verranno descritti le principali tecniche sperimentali utilizzate per il suo studio e le attuali conoscenze sullo stato fondamentale η_c e sul suo stato eccitato η_c'.

1.1 *Previsione e scoperta del quark* c

Il periodo che va dalla fine degli anni sessanta alla metà degli anni settanta fu molto importante per la fisica delle particelle elementari.
Fu in questi anni infatti che venne proposta l'unificazione elettrodebole, che vennero osservate le prime correnti deboli neutre (che avvallavano il suddetto modello) e che fu ipotizzata l'esistenza di un nuovo quark.
L'ipotesi che dovesse esistere un nuovo quark, in particolare, veniva sia da una mera questione di simmetria, che (soprattutto) dalla mancata osservazione di correnti deboli neutre con variazione di stranezza. Ma descriviamo questo punto in maggior dettaglio.
Dal punto di vista delle interazioni deboli, le particelle elementari allora note, i 4 leptoni: e^-, ν_e, μ^-, ν_μ e i 3 quarks: u, d, s , potevano essere raggruppate nei

seguenti doppietti:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u \\ d^{'} = d\,cos\vartheta_c \,+\, s\,sin\vartheta_c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} ? \\ s^{'} = s\,cos\vartheta_c \,-\, d\,sin\vartheta_c \end{pmatrix}$$

dove, il punto interrogativo sta per il quark c o *charm* che era stato ipotizzato ma non ancora osservato; ϑ_c è invece l'angolo di mixing (o di Cabibbo) dei quarks d ed s, tra gli autostati della massa e quelli delle interazioni deboli.[1]

Il quarto quark ipotizzato[2], con carica $+\frac{2}{3}$, formando un secondo doppietto con $s^{'}$, avrebbe annullato il contributo con $\Delta S \,=\, 1$ dell'accoppiamento debole, che non aveva alcun riscontro sperimentale:

$$\underbrace{\overline{u}u \,+\, \overline{c}c \,+\, (\overline{d}d \,+\, \overline{s}s)\,cos^2\vartheta_c \,+ (\overline{d}d \,+\, \overline{s}s)\,sin^2\vartheta_c}_{\Delta S=0} \,+$$

$$+\,\underbrace{(\overline{d}s \,+\, \overline{s}d \,-\, \overline{d}s \,-\overline{s}d)\,cos\vartheta_c\,sin\vartheta_c}_{\Delta S=1}$$

La scoperta di questo quark arrivò nel 1974 grazie a due esperimenti.

Il primo esperimento, *SPEAR*, presso lo *Stanford Linear Accelerator Center*, (SLAC, CA), osservò una risonanza molto stretta, ad una energia di circa $3100\,MeV$ [1], nelle tre reazioni:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \qquad\qquad e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- \qquad\qquad e^+e^- \rightarrow adroni$$

Per questa nuova risonanza, rappresentata in fig.1.1 (a sinistra), vennero misurati i seguenti parametri (massa e larghezza naturale):

$$M \,=\, 3105 \pm 0.003\,MeV \qquad\quad \Gamma \,\leq\, 1.5\,MeV$$

Il secondo esperimento, *AGP*, al *Brookhaven National Laboratory*, NY, osservò un picco molto stretto nella sezione d'urto della reazione:

$$p \,+\, Be \rightarrow e^+e^- \,+\, X$$

in corrispondenza dello stesso valore di energia nel centro di massa (vedi fig.1.1, a destra) [2]. Anche questo esperimento stimò per questa nuova particella una

[1] Le correnti deboli non accoppiano l'autostato di massa u con il solo autostato di massa d. Decadimenti deboli come $K^+ \rightarrow \mu^+\,\nu_\mu$ infatti mostrano un accoppiamento anche tra il quark u e il quark s, che non sarebbe possibile senza un mixing tra i quarks d ed s. Questa "rotazione" tra gli autostati delle interazioni forti e quelli delle interazioni deboli fu proposta da N.Cabibbo nei primi anni settanta.

[2] Da S.L.Glashow, J.Iliopulos, L.Maiani nel 1970. Questo modello viene comunemente chiamato "GIM", dalle iniziali di questi scienziati che per primi lo proposero.

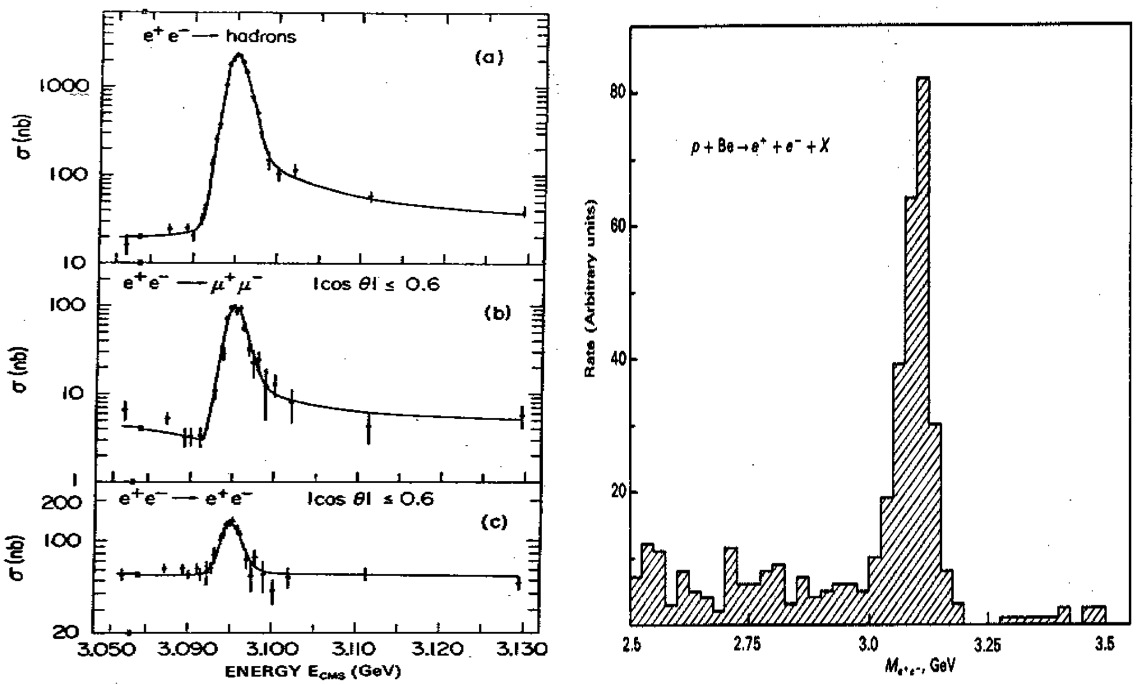


Figura 1.1: Scoperta del quark c. A sinistra le risonanze osservate a SLAC in tre differenti canali di decadimento. A destra la stessa particella osservata a Brookhaven.

larghezza molto piccola: $\Gamma \leq 5\,MeV$.
Notiamo inoltre che la stessa risonanza, che venne chiamata J/ψ, fu osservata subito dopo anche ai Laboratori Nazionali di Frascati.
Il perchè questa risonanza dimostrava l'esistenza del quarto quark c è presto detto. L'elevato valore della massa, e dunque l'ampia possibilità di decadimento di questa particella, lasciava supporre una larghezza naturale grande.
Il fatto che tale risonanza fosse invece molto stretta (le attuali misure danno un valore di $88\,KeV$) indicava chiaramente che molti decadimenti di questa particella erano soppressi. Questo fenomeno era analogo a quanto già osservato per il mesone vettoriale ϕ, stato legato $\overline{s}s$ e anch'esso molto stretto: $\Gamma_\phi = 4.43\,MeV$ (vedi fig1.2).
La risonanza J/ψ era costretta a decadimenti soppressi dalla regola OZI[3], non

[3]Questa regola dice che i decadimenti che implicano delle linee di quark sconnesse, cioè un cambiamento di sapore, sono soppressi rispetto a quelli che invece non richiedono tale cambiamento. Ad esempio, il decadimento $\phi(\overline{s}s) \to K^+(\overline{s}u) + K^-(\overline{u}s)$, nonostante il piccolo $Q-valore$, circa $30MeV$, è comunque favorito rispetto al decadimento $\phi(\overline{s}s) \to \pi^+(\overline{d}u) + \pi^-(\overline{u}d) + \pi^0(1/\sqrt{2}(\overline{u}u - \overline{d}d))$ favorito energeticamente.
Questa regola è interpretata dalla Cromodinamica Quantistica (QCD) anche in termini di scambio

potendo decadere in mesoni con charm (D) per la conservazione dell'energia ($M_D \simeq 1870\, MeV$),
L'osservazione di questa risonanza dunque provava l'esistenza del quarto quark c.

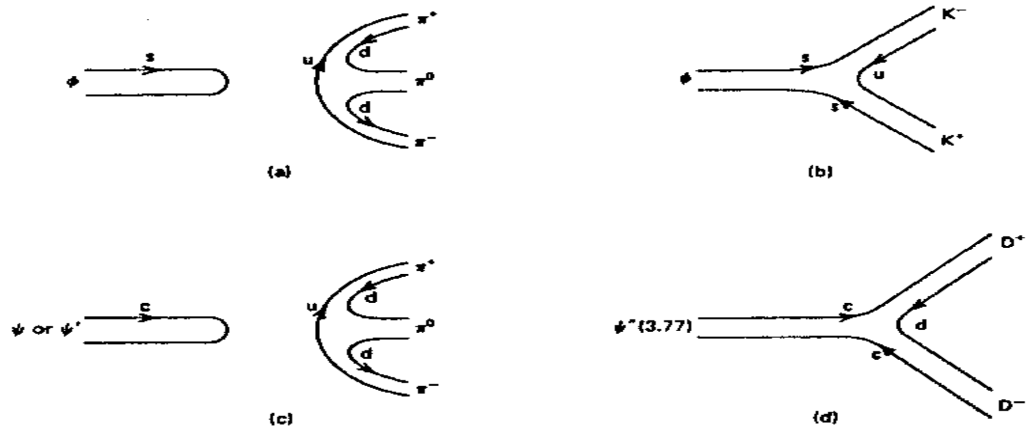


Figura 1.2: Esempio di decadimenti OZI soppressi (a,c) e OZI favoriti (b,d).

1.2 *Il charmonio*

La particella J/ψ in realtà è solo la prima di una serie di risonanze appartenenti alla famiglia del *charmonio*.
Sempre nel novembre 1974, a SLAC venne scoperta una seconda risonanza a $E_{cm} = 3686\, MeV$, che venne chiamata ψ' in quanto eccitazione radiale della J/ψ.
Attualmente lo spettro di particelle note, appartenenti alla famiglia del charmonio è quello riportato in fig.1.3
Esso è formato dallo stato fondamentale η_c (1^1S_0), dalle già descritte J/ψ e ψ' (1^3S_1 e 2^3S_1), dallo stato di singoletto in onda P, h_c (1^1P_1) (osservato per la prima volta nel 1992 da $E760$ [3], il predecessore di $E835$) e dal corrispondente tripletto $\chi_{c0}, \chi_{c1}, \chi_{c2}$, ($1^3P_{0,1,2}$).
È indicata anche l'eccitazione radiale η_c' dello stato fondamentale η_c, per cui l'unica debole evidenza sperimentale, ad una energia di $3594\, MeV$, viene dall'esperimento *Crystal ball* a *SLAC* [4]. Indicazione che però non stata confermata da nessun altro esperimento.
Gli stati in onda D, infine, si trovano appena al di sopra della soglia di charm "aper-

di gluoni.

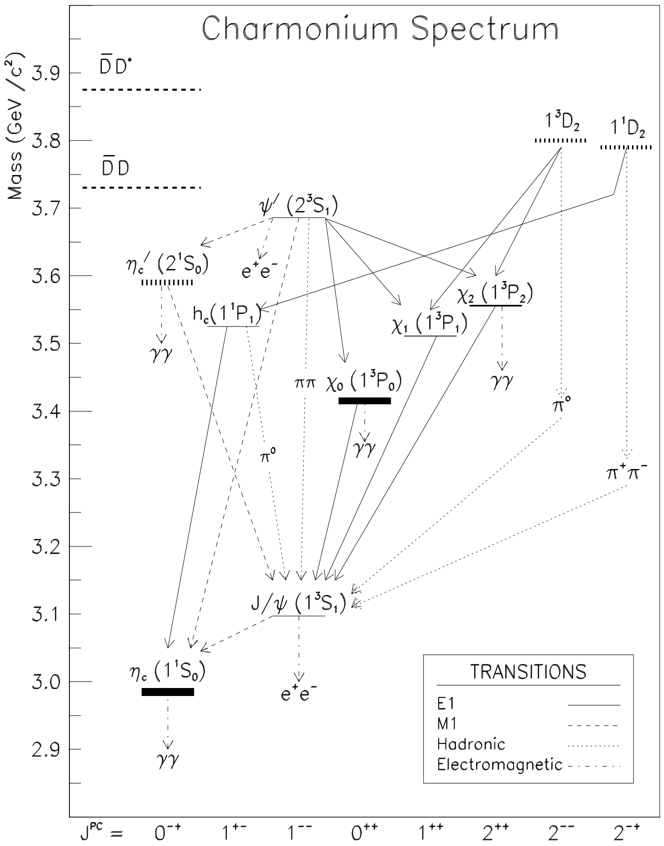


Figura 1.3: Spettro energetico del *charmonio*.

to" (3729 MeV); hanno cioè una energia sufficientemente alta da poter decadere in due mesoni con charm ($\overline{D}D$). Per gli stati $^1D_2$ e $3D_2$ è stata infatti prevista [5] una massa di circa 3800 MeV.
Siccome però la conservazione del momento angolare e della parità proibisce questi decadimenti, gli stati in onda D sono costretti a decadere in canali OZI soppressi, e dunque ci si aspetta che siano anch'essi stretti.
La parità P e la coniugazione di carica C valgono, in analogia al positronio: $P = -(-1)^L = (-1)^{L+1}$, $C = (-1)^{L+S}$. Con L ed S momento angolare orbitale e spin totale.
In tabella 1.1 sono riassunti i valori delle masse e delle larghezze per gli stati sotto la soglia di charm aperto attualmente noti [6], [7].

Risonanza	$M_R\ (MeV)$	$\Gamma_{tot}\ (MeV)$
η_c	2979.8 ± 2.1	$13.2^{+3.8}_{-3.2}$
η_c'	3594.0 ± 5	< 8
J/ψ	3096.9 ± 0.04	0.087 ± 0.005
ψ'	3686.0 ± 0.09	0.277 ± 0.031
h_c (*)	3526.2 ± 0.25	$< 1.1\, MeV$
χ_0	3415.1 ± 1.0	14 ± 5
χ_1	3510.5 ± 0.12	0.88 ± 0.14
χ_2	3556.2 ± 0.13	2.00 ± 0.18

(*) Dati di $E760$.

Tabella 1.1: Masse e larghezze totali per gli stati del charmonio sotto la soglia del charm aperto

1.2.1 *I modelli di potenziale*

Il charmonio può essere considerato “l'atomo di Idrogeno delle interazioni forti” in quanto può essere studiato, in prima approssimazione, con teorie di potenziale non relativistiche, a cui apportare poi le dovute correzioni per effetti *spin-orbita, spin-spin, tensoriale.*

Potenziali non relativistici

L'approccio più semplice per interpretare lo spettro del charmonio è risolvere l'equazione di Schroedinger per il sistema $\overline{c}c$, supponendo che i due componenti siano legati da un potenziale $V(r)$ che dipende solo dalla loro distanza reciproca.
La forma del potenziale è suggerita dalle due caratteristiche più importanti delle interazioni tra quarks: la libertà asintotica e il confinamento.
La libertà asintotica, cioè il diminuire della costante di accoppiamento α_s con il diminuire della distanza, suggerisce per piccole distanze un andamento del tipo:

$$V(r) \propto \frac{\alpha_s}{r} \qquad\qquad r \to 0$$

dove α_s è la costante d'accoppiamento forte.
Il confinamento, cioè l'assenza in natura di quarks liberi, suggerisce invece un potenziale confinante proporzionale alla distanza:

$$V(r) \propto r \qquad\qquad r \to \infty$$

A partire da queste caratteristiche generali sono stati suggeriti vari modelli di potenziale. Il più semplice è il potenziale di Cornell [8]:

$$V(r) = \frac{-0.48}{r} + \frac{r}{(2.34\, GeV^{-1})^2}$$

che è essenzialmente la somma dei due termini sopra con i fattori di proporzionalità ottimizzati per riprodurre al meglio lo spettro del charmonio.
Un esempio più sofisticato è il potenziale di Richardson, che nello spazio degli impulsi vale [9]:

$$V(q^2) \;=\; -\frac{48\pi}{99 - 6n_f} \cdot \frac{1}{q^2\, log(1 + q^2/\Lambda^2)}$$

dove q è il quadriimpulso trasferito, n_f è il numero di flavor adronici e Λ un parametro con le stesse dimensioni di q.
Vi sono poi alcuni potenziali la cui forma non è dettata da motivazioni fisiche ma è solo volta a riprodurre al meglio lo spettro energetico. Un esempio è il potenziale di martin:

$$V(r) \;=\; A\, e^{\nu}, \qquad A = 5.82\, GeV,\; \nu = 0.104$$

È interessante osservare che tutti i modelli ora descritti riproducono molto bene lo spettro energetico del charmonio. Ciò avviene in quanto i suddetti potenziali sono quasi coincidenti nella regione $(0.4 \div 0.8) fm$ ove sono tutti gli stati sotto soglia del charmonio, come può essere osservato dalla figura1.4.

Le correzioni relativistiche

Nell'ambito della teoria di campo che regola il processo di interazione forte (la QCD), possiamo dire che l'interazione tra quark e antiquark è dovuta allo scambio di uno o più gluoni.
In particolare, se supponiamo che l'interazione a corto raggio sia mediata da una particella vettoriale (un solo gluone ad esempio) e quella a grande distanza sia mediata invece da una particella scalare (una combinazione scalare di più gluoni), possiamo scrivere la lagrangiana di interazione come:

$$L \;=\; \underbrace{\overline{\psi_1}\, \psi_1\, s(q^2)\, \overline{\psi_2}\, \psi_2}_{contributo\ scalare} + \underbrace{\overline{\psi_1}\, \gamma_\mu \psi_1\, v(q^2)\, \overline{\psi_2}\, \gamma^\mu \psi_2}_{contributo\ vettoriale}$$

dove le funzioni $s(q^2)$ e $v(q^2)$ rappresentano i propagatori nello spazio degli impulsi e ψ_1, ψ_2 gli spinori a 4 componenti dei quarks.

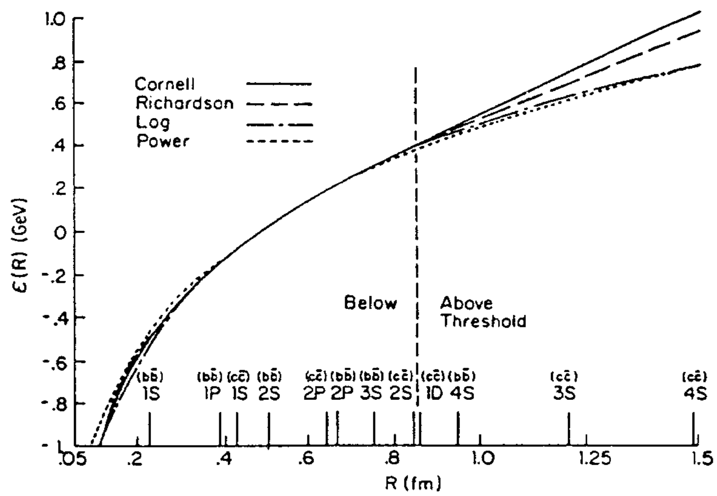


Figura 1.4: Confronto tra diversi modelli di potenziale nella regione degli stati del charmonio e bottomonio.

Sviluppando in serie di v^2/c^2 è possibile dimostrare che le corrispondenti funzioni nello spazio delle coordinate $s(r)$, $v(r)$ sono i potenziali di interazione non relativistici.
I tre termini che invece dipendono dallo spin sono dovuti alle interazioni *spin-orbita*, *spin-spin*, *tensoriale*:

$$V(r)_{spin-orbita} \;=\; \frac{\vec{S}\cdot\vec{L}}{2m^2}\left[\frac{4\,dv(r)}{r\,dr} \;-\; \frac{dv(r)\,+\,ds(r)}{r\,dr}\right] \tag{1.1}$$

$$V(r)_{spin-spin} \;=\; \frac{2}{3m^2}\,(\vec{S_1}\cdot\vec{S_2})\,\nabla^2 v(r) \tag{1.2}$$

$$V(r)_{Tensoriale} \;=\; \frac{1}{6m^2}\,(6\,\vec{S_1}\cdot\hat{r}\;\vec{S_2}\cdot\hat{r}\;-\;6\vec{S_1}\cdot\vec{S_2})\left[\frac{dv(r)}{r\,dr} \;-\; \frac{d^2v(r)}{dr^2}\right] \tag{1.3}$$

dove $\vec{S_1}$ e $\vec{S_2}$ sono gli spin del quark c e del suo antiquark rispettivamente, m è il valore della loro massa, e $\vec{L}$ è il momento angolare orbitale.
Osserviamo che il termine di interazione *spin-spin*, che rimuove la degenerazione tra singoletto e tripletto, è proporzionale a $\nabla^2 v(r)$.
Nell'ipotesi di un potenziale vettoriale del tipo $v(r) \propto \frac{1}{r}$, o, in termini di QCD, di scambio di un singolo gluone, questo termine varrà (ricordando che $\nabla^2(\frac{1}{r}) = 4\pi\delta(\vec{r})$:

$$V(r)_{spin-spin} \;=\; \frac{2}{3m^2}\,(\vec{S_1}\cdot\vec{S_2})\,\nabla^2(\frac{1}{r}) \;=\; \frac{2}{3m^2}\,(\vec{S_1}\cdot\vec{S_2})\;4\pi\delta(\vec{r})$$

La perturbazione apportata da questo termine è quindi diversa da zero per i soli stati in onda S (gli stati P,D etc.. hanno una funzione d'onda nulla nell'origine). Gli stati h_c, e $\chi_{0,1,2}$ verranno perturbati invece dalle sole interazioni *spin-orbita* e *tensoriale*. Ciò implica che il "centro di gravità" del tripletto:

$$M_{\chi cog} = \frac{M_{\chi 0} + 3\,M_{\chi 1} + 5\,M_{\chi 2}}{9}$$

deve coincidere con la massa del singoletto h_c.
La misura accurata della massa di questo stato è dunque molto importante per verificare la natura delle interazioni tra quarks.

1.3 *Il metodo sperimentale*

Dalla sua scoperta, molti esperimenti sono stati dedicati allo studio del quark c, ed in particolare del charmonio. I metodi sperimentali utilizzati sono essenzialmente due:

- *Produzione* mediante collisione elettrone-positrone
- *Formazione* tramite annichilazione protone-antiprotone

1.3.1 *Produzione del charmonio mediante collisioni* e^+e^-

La prima tecnica di studio, consiste nel produrre gli stati del charmonio mediante annichilazioni elettrone-positrone, attraverso lo scambio di un fotone virtuale. Gli stati direttamente raggiungibili in questo modo sono soltanto quelli con gli stessi numeri quantici del fotone ($J^{PC} = 1^{--}$); cioè J/ψ, ψ' e, in generale, gli stati $n\,^3S_1$. Le altre risonanze vengono studiate attraverso i decadimenti radiativi di stati a massa più grande. Ad esempio: $\psi' \rightarrow \chi_c\,\gamma$.
La principale limitazione di questa tecnica è che, mentre i parametri delle risonanze J/ψ e ψ' possono essere misurati in maniera molto accurata conoscendo l'energia dei fasci di e^+ ed e^-, per gli altri stati l'accuratezza dipende della precisione con cui si misura l'energia del fotone (in generale non molto alta).
Così, ad esempio, la massa della J/ψ è stata misurata con una precisione di circa $90\,KeV$ mentre per gli stati χ_c la precisione era soltanto $4\,MeV$.
Un altro limite di questa tecnica è che alcuni stati non sono raggiungibili, come, ad esempio, lo stato $^1P_1$ per la conservazione di della coniugazione di carica.

Gli esperimenti che adottarono questa tecnica sono: *MARK I*, *MARK II*, *MARK III* e *CRYSTAL BALL* (tutti a SLAC).

1.3.2 *Formazione tramite annichilazione* $\overline{p}p$

Una tecnica più recente, proposta nel 1979 [11], consiste nel *formare* gli stati $(\overline{c}c)$ attraverso l'annichilazione coerente dei quarks/antiquarks contenuti nel protone/antiprotone.
In questo secondo metodo la formazione degli stati del charmonio è mediata da due o tre gluoni e dunque tutti gli stati possono essere ottenuti direttamente.
Questo ha come immediata conseguenza una maggiore precisione di misura di massa e larghezza che, come vedremo più in dettaglio nel prossimo paragrafo, dipendono dalla precisione con cui si conosce l'energia di protone e antiprotone (in genere molto alta).
Gli stati formati con questa tecnica vengono generalmente studiati attraverso i loro decadimenti elettromagnetici (e^+e^-, $\gamma\gamma$, *multi* γ etc...), visto che i canali adronici hanno un rapporto segnale/fondo molto più sfavorevole[4].
Si consideri infatti che la sezione d'urto di formazione del charmonio è $\sigma_{\overline{p}p\to(\overline{c}c)} \leq 1\mu b$ mentre la sezione d'urto totale vale $\sigma_{\overline{p}p} \simeq 70\, mb$.

Questa tecnica è stata adottata per la prima volta nel 1984 dall'esperimento $R704$ [12], presso l'*Intersecting Storage Ring* (ISR) del Cern. Nonostante la breve durata della presa dati l'esperimento dimostrò la validità della tecnica ed aprì la strada ad altri esperimenti quali E760 [13] ed E835 (ambedue a Fermilab).

1.4 *Lo stato* η_c

Prima di analizzare in dettaglio, nel prossimo capitolo, l'apparato sperimentale di $E835$ riportiamo lo stato attuale delle conoscenze riguardo gli stati η_c ed η_c', che saranno oggetto di studio in questa tesi.
Lo stato fondamentale del charmonio, η_c, è stato scoperto dall'esperimento Crystal Ball a $SLAC$ [14] attraverso i due decadimenti radiativi:

$$J/\psi \to \eta_c\,\gamma \qquad\qquad \psi' \to \eta_c\,\gamma$$

I valori di Massa e larghezza ottenuti da questo esperimento sono:

$$M_{\eta_c} \;=\; (2978 \pm 9)\, MeV \qquad \Gamma_{tot} < 20\, MeV$$

[4] L'unico decadimento adronico studiato (da R704 prima e ora da E835) è quello che verrà presentato in questo lavoro: $(\eta_c, \eta_c') \to \phi\phi \to 4K$.

Come si può notare la precisione di questa misure è piuttosto scarsa, a causa delle limitazioni della tecnica sperimentale adottata.
In seguito l'esperimento $E760$ ha misurato [15] con precisione molto maggiore questi parametri, attraverso il decadimento in due fotoni: $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$. I valori ottenuti sono:

$$M_{\eta_c} \; = \; (2988.3^{+3.3}_{-3.1})\, MeV \qquad \Gamma_{tot} \; = \; (23.9^{+12.6}_{-7.1})\, MeV$$

calcolati dai dati riportati in fig.1.5 (a sinistra).

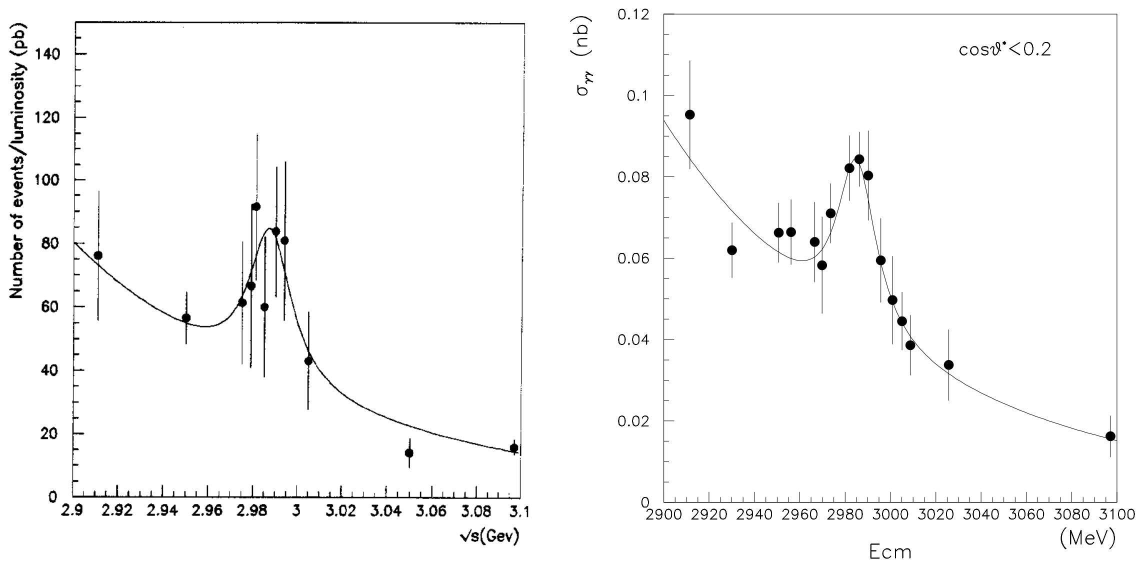


Figura 1.5: Studio della η_c effettuato da E760 (a sinistra) e da E835 (a destra).

E835 ha continuato lo studio di questa risonanza nel canale $\gamma\gamma$ raccogliendo in totale circa $18\, pb^{-1}$, nella regione da $2912\, MeV$ a $3024\, MeV$. L'analisi dei dati non è ancora terminata, i risultati preliminari sono:

$$M_{\eta_c} \; = \; (2984.8 \pm 1.9)\, MeV \qquad \Gamma_{tot} \; = \; (17.8^{+7.2}_{-5.9})\, MeV$$

ottenuti dai dati mostrati in fig1.5 (a destra).
In fig.1.6 sono confrontati, con altri esperimenti, i valori ottenuti per la massa e per la larghezza parziale in $\gamma\gamma$.

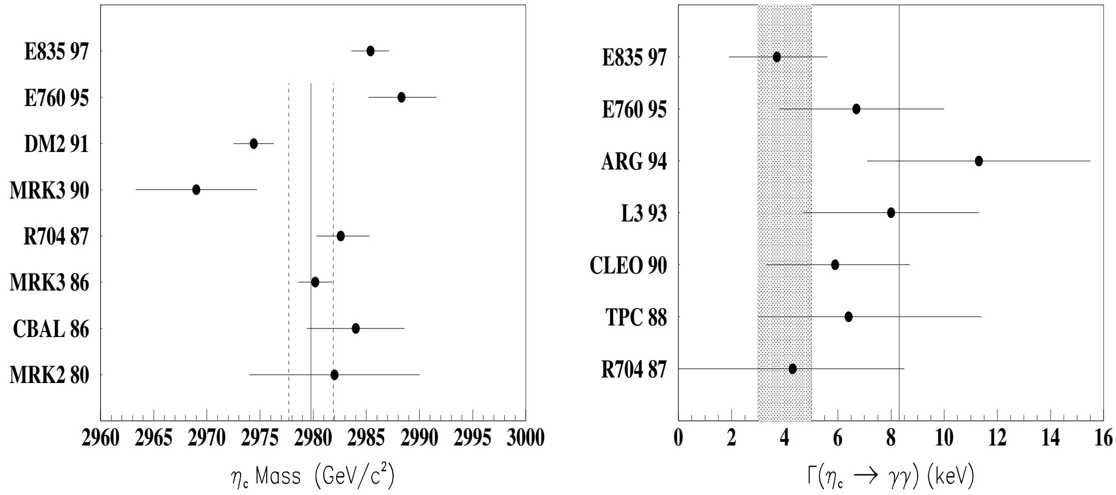


Figura 1.6: Confronto con i valori ottenuti da altri esperimenti per M_{η_c} (sinistra) e $\Gamma(\eta_c \to \gamma\gamma)$ (destra).

1.5 *Lo stato* η_c'

L'unica (debole) evidenza sperimentale sull'esistenza di questo stato viene dall'esperimento Crystal Ball [4], che vide un piccolo segnale nel canale:

$$\psi' \to \eta_c' \gamma$$

Questo esperimento stimò i seguenti valori di massa e larghezza:

$$M_{\eta_c'} \;=\; (3594 \pm 5)\, MeV \qquad \Gamma_{tot} < 8\, MeV$$

che tuttavia erano in disaccordo con una previsione teorica[5] di $M_{\eta_c'} = (3615 \pm 10)\, MeV$.
In seguito nessun esperimento ha confermato questo segnale.
E760 ha eseguito una scansione in energia della regione $(3584 \div 3624)\, MeV$ [15], raccogliendo complessivamente circa $7.3\, pb^{-1}$, ma non osservando alcuna risonanza (vedi fig.1.7).
In seguito alla mancata osservazione E760 ha potuto stimare, per il prodotto del rapporto di decadimento in $\overline{p}p$ e $\gamma\gamma$, i seguenti limiti superiori:

$$BR(\eta_c' \to \overline{p}p) \times BR(\eta_c' \to \gamma\gamma) \;<\; 15 \times 10^{-8} \qquad (\Gamma_{\eta_c'} = 5\, MeV)$$

[5] Basata sui modelli di potenziale visti.

$$BR(\eta'_c \to \overline{p}p) \times BR(\eta'_c \to \gamma\gamma) \; < \; 7 \times 10^{-8} \qquad (\Gamma_{\eta'_c} = 10\, MeV)$$

E835 ha effettuato, nel 1997, una ricerca molto più accurata e sistematica di questo stato. Si è analizzata la regione $E_{cm} = (3576 \div 3660)\, MeV$, a intervalli di circa $5\, MeV$, raccogliendo per ogni punto una luminosità di circa $1.5\, pb^{-1}$.
Nonostante la maggior statistica raccolta questa risonanza non è comunque stata vista (vedi fig.1.7), e si è ulteriormente diminuito il limite sul prodotto dei rapporti di decadimento:

$$BR(\eta'_c \to \overline{p}p) \times BR(\eta'_c \to \gamma\gamma) \; < \; 9 \times 10^{-8} \qquad (\Gamma_{\eta'_c} = 5\, MeV)$$

$$BR(\eta'_c \to \overline{p}p) \times BR(\eta'_c \to \gamma\gamma) \; < \; 4 \times 10^{-8} \qquad (\Gamma_{\eta'_c} = 10\, MeV)$$

Notiamo che la previsione teorica per il prodotto dei rapporti di decadimento vale:

$$B.R.(\eta'_c \to \overline{p}p) \times B.R.(\eta'_c \to \gamma\gamma) \; < \; (12.3 \pm 5) \times 10^{-8}$$

ottenuta supponendo $BR(\eta'_c \to \gamma\gamma) = BR(\eta_c \to \gamma\gamma)$ e che il processo di formazione scali con l'energia come $BR(\eta'_c \to \overline{p}p) \propto \frac{1}{(M_R)^8}$ [24].
Una possibile interpretazione della non osservazione della risonanza η'_c è che, probabilmente, il rapporto di decadimento $B.R.(\eta'_c \to \overline{p}p)$ diminuisca con l'energia molto più velocemente di quanto si fosse ipotizzato.

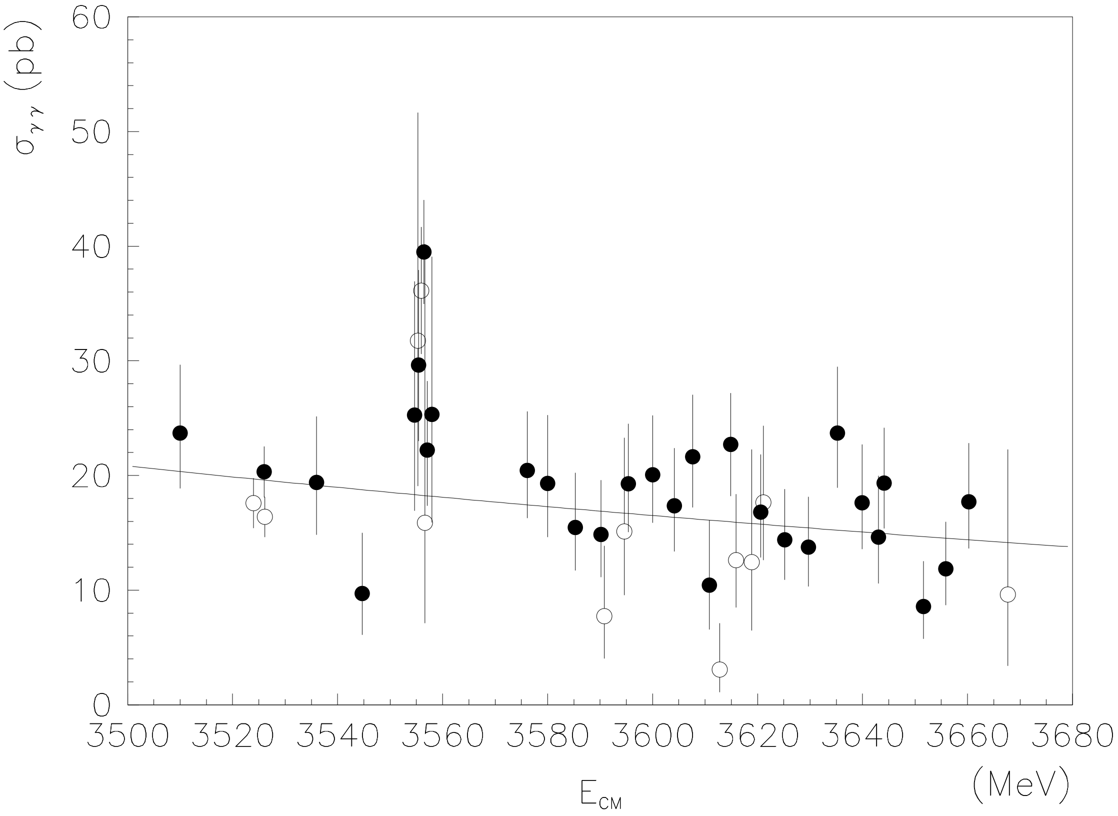


Figura 1.7: Ricerca della η_c' effettuata da E760 (cerchi vuoti) e da E835 (cerchi pieni). Il picco nella sezione d'urto in corrispondenza di $E_{cm} = 3556\,MeV$ è dovuto allo stato χ_2.

Capitolo 2

L'esperimento E835

L'esperimento E835 studia gli stati del Charmonio, formati in annichilazioni protone-antiprotone, ottenuti utilizzando il fascio dell'accumulatore di antiprotoni del *Fermi National Accelerator Laboratory* Batavia (IL). Si tratta di una versione migliorata dell'esperimento E760, con nuovi sistemi di tracciamento e acquisizione dati.
L'annichilazione $\overline{p}p$ avviene facendo collidere gli antiprotoni circolanti nell'accumulatore, con un getto di idrogeno gassoso ortogonale alla sua direzione.
L'apparato sperimentale è costituito da uno spettrometro non magnetico ad elevata risoluzione, progettato per studiare gli stati legati del *charmonio* attraverso i suoi decadimenti elettromagnetici. Esso è schematizzato in fig.2.1

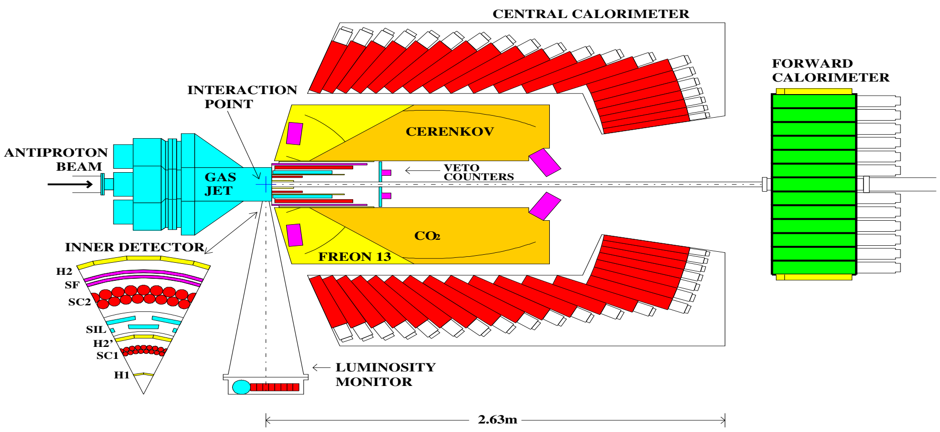


Figura 2.1: Vista laterale dell'apparato di E835.

I principali componenti dell'apparato sperimentale sono:

Un bersaglio di idrogeno: produce il getto di idrogeno gassoso che interseca il fascio di antiprotoni.

Il sistema di tracciamento interno: misura gli angoli polare ϑ e azimutale φ delle particelle cariche.

Il contatore Čerenkov: distingue, per effetto Čerenkov, $e^{\pm}$ da altre particelle cariche: $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p, $\mu^{\pm}$ etc...

Il Calorimetro elettromagnetico : fornisce informazioni sull'energia e sugli angoli di e^+, e^-, γ provenienti dai decadimenti del charmonio.

Il rivelatore in avanti: estende la copertura angolare fino a $\vartheta = 2°$.

Il Monitor di luminosità: misura il valore della luminosità istantanea e integrata.

Il sistema di trigger: effettua una prima selezione degli eventi candidati.

Il sistema di acquisizione dei dati: effettua una preanalisi e registra gli eventi su nastro.

C'è poi una struttura informatica per il monitoraggio dell'apparato durante la presa dati ed una per l'analisi dei dati già registrati.

In questo capitolo verranno descritte la tecnica sperimentale adottata e le varie parti dell'apparato, soffermandosi maggiormente su quelle di particolare importanza per l'argomento trattato in questa tesi.

2.1 *Il metodo sperimentale di* $E835$

Analizziamo in dettaglio la tecnica sperimentale adottata dall'esperimento.
Per prima cosa si fissa l'energia del fascio di antiprotoni in modo che l'energia w[1] sia al di sopra della risonanza (o comunque al di sopra dell'intervallo di energie che si vuole sondare).
Si diminuisce poi l'energia degli antiprotoni a piccoli passi e, per ognuno, si registra

[1] Il legame tra l'energia $E_{\overline{p}}$ del fascio di antiprotoni nel sistema del laboratorio e l'energia w nel centro di massa del sistema $\overline{p}p$ è : $E_{\overline{p}} = \frac{w^2}{2m_p} - m_p$.

il numero $N(w)$ di eventi da studiare e il valore della luminosità integrata raccolta L_{int}. Dal rapporto tra questi due numeri si calcola poi il numero di eventi per unità di luminosità $n(w)$.
La curva che si otterrà in questo modo è la convoluzione di una curva di Breit-Wigner, che rappresenta la risonanza[2]:

$$\sigma_{BW}(w) \; = \; \frac{2J+1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \, \frac{4\,\pi}{(w^2 \; - \; 4m_p^2)} \, \frac{B_{in}\, B_{out}\, \Gamma^2}{(w \; - \; M_R)^2 \; + \Gamma^2/4}$$

e di una *gaussiana*, $G(w, \Delta w)$ che rappresenta invece la distribuzione energetica del fascio di antiprotoni, di energia w e dispersione energetica Δw.
Cioè:

$$n(w) \; = \; L_{int} \cdot \left(\sigma_{bkg} \; + \; \varepsilon \cdot \int G[(w - w^{'}), \Delta w^{'}] \; \sigma_{BW}(w^{'}) \; dw^{'} \right)$$

dove σ_{bkg} è la sezione d'urto del fondo non risonante e ε è un fattore che tiene conto di accettanza ed efficienza di rivelazione.
Si capisce quindi che, soprattutto per studiare risonanze molto strette, è importante avere un fascio di antiprotoni con una dispersione Δw molto piccola.
Altrettanto importante è, ovviamente, conoscere con grande precisione il valore medio della distribuzione di energia degli antiprotoni.
Vediamo come questo valore viene ottenuto.
L'energia media degli antiprotoni nel laboratorio è data da:

$$E_{\overline{p}} \; = \; \frac{m_p\, c^2}{\sqrt{1 \; - \; \beta^2}}$$

osservando che $\beta\, c \; = \; f\, L$, dove f è la frequenza di rivoluzione del fascio e L è la lunghezza del percorso di tale fascio, otteniamo:

$$E_{\overline{p}} \; = \; \frac{m_p\, c^2}{\sqrt{1 \; - \; (f\, L/c)^2}}$$

mentre l'errore sulla sua misura è dato da:

$$\Delta E_{\overline{p}} \; = \; m_p\, c^2\, \beta^2\, \gamma^3 \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right) \; + \; \left(\frac{\Delta f}{f}\right)}$$

Il valore della frequenza di rivoluzione è noto con una accuratezza molto alta ($\Delta f/f \; \simeq \; 2 \times 10^{-7}$), per cui può essere trascurato; il maggior contributo all'errore sull'energia viene quindi dalla misura della lunghezza dell'orbita.

[2]In questa formula B_{in}, B_{in}, M_R, e Γ_R sono, rispettivamente, i rapporti di decadimento negli stati iniziali e finali, la massa e la larghezza della risonanza.

Per misurare l'energia con una precisione dell'ordine di $100\,KeV$ occorre ridurre l'errore sulla lunghezza a $\Delta L \simeq 1\,mm$ (su una lunghezza totale di $474\,m$), precisione non raggiungibile tramite normali rilevamenti geometrici.
Il metodo adottato è allora quello di fare uno scansione della risonanza ψ', avente una massa nota con grande precisione ($90\,KeV$), e prendere come lunghezza L_0 dell'orbita di riferimento il valore ottenuto in corrispondenza del picco. Con questo metodo si ottiene il valore L_0 con una incertezza inferiore al mm.
La misura della lunghezza L effettiva dell'orbita è piuttosto complessa e viene ottenuta attraverso 48 dispositivi chiamati *Beam Position Monitors* (o BPM) disposti lungo tutto l'anello di accumulazione. Essi misurano la variazione ΔL rispetto alla lunghezza dell'orbita di riferimento L_0, in maniera da poter calcolare $L = L_0 + \Delta L$.
Tali dispositivi sono costituiti essenzialmente da due elettrodi metallici posti perpendicolarmente alla direzione del fascio. In base alla quantità di carica indotta (dagli antiprotoni in movimento) sugli elettrodi dei BPM si risale alla posizione trasversale del fascio nei vari punti e, di qui, alla sua lunghezza.
Verso la metà della presa dati (primavera 1997), in seguito ad alcune anomalie nei risultati, venne il sospetto che questi dispositivi non funzionassero correttamente. Si scoprì infatti che alcuni BPM saturavano[3]e, non fornendo più alcuna informazione sulla posizione del fascio, non permettevano una misura sufficientemente precisa dell'energia.
Tale malfunzionamento ha introdotto una indeterminazione sistematica nella misura dell'energia totale, nel sistema di riferimento del centro di massa, di alcune centinaia di KeV.

2.2 *Il Tevatron e l'accumulatore di antiprotoni*

Prima di passare a descrivere l'apparato sperimentale di E835 soffermiamoci un attimo a descrivere la struttura che lo ospita.

2.2.1 *Il Tevatron*

Il *Tevatron* è un collisionatore del tipo $\overline{p}p$, del raggio di $1\,Km$ che, grazie all'impiego di magneti superconduttori, permette accelerare ogni singolo fascio fino ad una energia di $1\,TeV$[4].

[3]Il convertitore *ADC* che permetteva la lettura della quantità di carica andava a "fondo scala".
[4]Di qui il nome TEVatron.

Questo collider è entrato in funzione nel 1972 ed è attualmente quello che permette di raggiungere la massima energia.

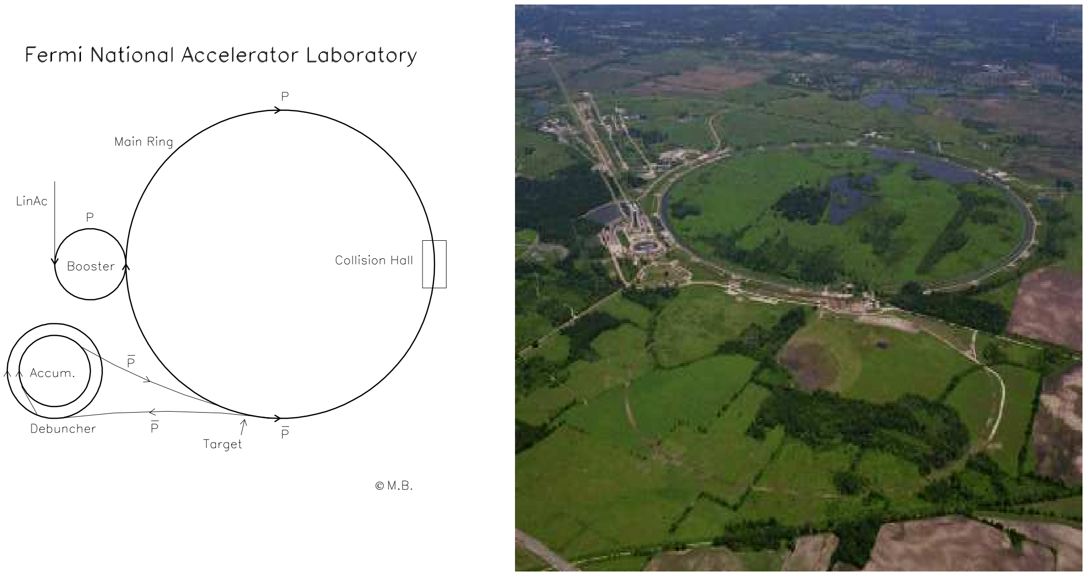


Figura 2.2: Schema e vista aerea del Fermi National Accelerator Laboratory

2.2.2 *L'accumulatore di antiprotoni*

E835, studiando la formazione del charmonio, necessita di energie nel centro di massa dell'ordine di $3 \div 4\,GeV$, molto più basse di quelle ottenibili con il Tevatron.
L'esperimento non opera perciò sul Tevatron, bensì sull'*accumulatore di antiprotoni*.
Questo anello viene utilizzato per accumulare gli antiprotoni che verranno poi inviati a successivi stadi di accelerazione e fatti collidere, nel Tevatron, con i protoni.
Descriviamo un po' più in dettaglio le varie fasi di produzione e immagazzinamento degli antiprotoni.
Il processo può essere diviso in tre fasi successive:

1. Produzione degli antiprotoni

2. Debunching

3. Accumulazione

La produzione degli antiprotoni avviene prelevando periodicamente dal *Main Ring*[5] protoni di energia pari a $120\,GeV$ e inviandoli contro un bersaglio di tungsteno. Siccome i protoni accelerati nel *Main Ring* hanno una struttura a pacchetti (bunch), anche gli antiprotoni saranno prodotti con la stessa struttura; essi vengono inviati al Debuncher, dove vengono dispersi temporalmente e spazialmente tramite radiofrequenze.
Gli antiprotoni così prodotti sono inviati, con un impulso di $8.9\,GeV/c$ all'Accumulatore che ha il compito di immagazzinarli. La quantità di antiprotoni accumulati, durante la presa dati di E835, era tipicamente di circa $50\,mA$ ma ha raggiunto a volte valori di oltre $80\,mA$.
Durante la permanenza nell'accumulatore, gli antiprotoni vengono raffreddati stocasticamente e la dispersione del loro impulso viene ridotta fino a raggiungere un valore $\Delta p/p = 0.02\,\%$. Una dispersione così bassa è di grande importanza per una buona misura dei parametri caratteristici delle varie risonanze.

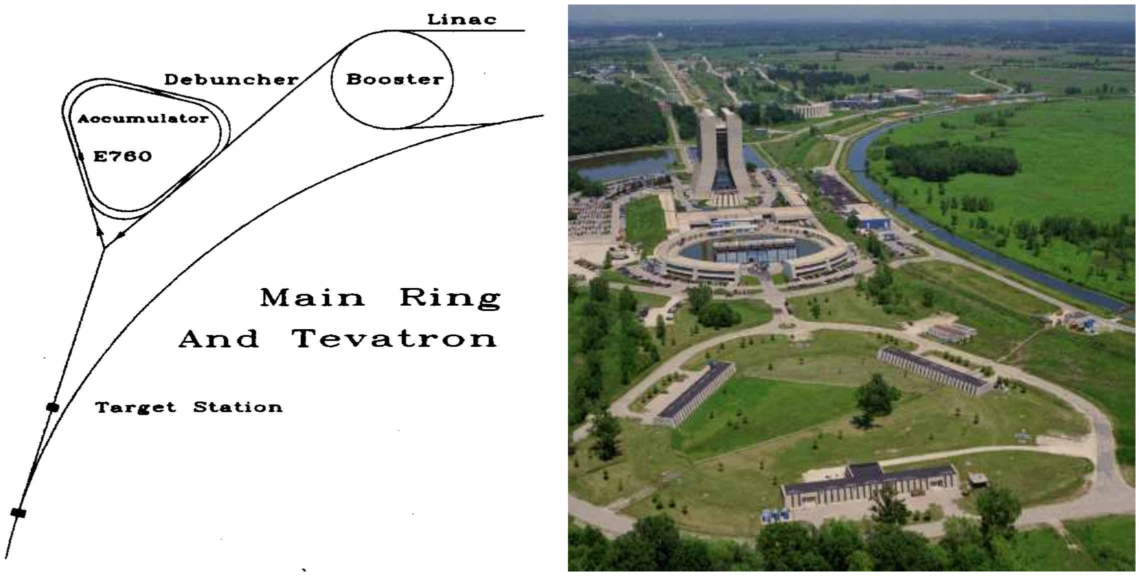


Figura 2.3: Schema e vista aerea dell'anello di accumulazione degli antiprotoni e delle strutture ad esso connesse.

[5]Il Main Ring è un anello acceleratore posto nello stesso tunnel del Tevatron, quindi con le stesse dimensioni, ma non dotato di magneti superconduttori. Questo anello è in grado di raggiungere al massimo una energia di $120\,GeV$ ed è stato finora utilizzato nella fase intermedia di accelerazione delle particelle. A partire dal prossimo periodo di presa dati verrà sostituito dal più efficiente *Main Injector*.

2.3 *Il bersaglio di idrogeno gassoso*

L'interazione tra protoni e antiprotoni viene ottenuta facendo collidere il fascio di antiprotoni, circolante nell'anello di accumulazione, con un getto di idrogeno gassoso ortogonale al fascio.
Tale getto dovrà avere una densità tale da garantire un numero sufficiente di interazioni (e dunque una luminosità istantanea sufficiente) e nel contempo una vita del fascio lunga.
Queste caratteristiche sono state ottenute grazie ad una *"Jet target"* a densità variabile [16]. Il principio di funzionamento, schematizzato in fig.2.4, viene di seguito descritto.

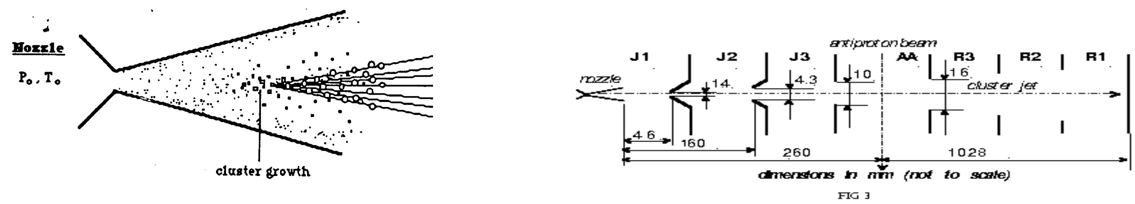


Figura 2.4: Principio di funzionamento e schema del bersaglio di idrogeno gassoso.

Un flusso idrogeno gassoso, ad una temperatura di $(20 \div 30)\,K$ e una pressione di $(1 \div 7)\,bar$, viene fatto passare attraverso un ugello (o *nozzle*) del diametro di $37\,\mu m$; ciò provoca una rapida espansione del gas.
La rapida diminuzione di temperatura e pressione provoca la formazione di "aggregati" (o *clusters*) di $10^6 \div 10^7$ atomi nella zona centrale del getto gassoso. Il "nucleo" del getto gassoso, formato principalmente da questi clusters che si muovono ad una velocità di circa $1000\,m/sec$, viene ripulito dell'idrogeno atomico rimasto[6] e diretto contro il fascio di antiprotoni (vedi fig.2.4).
Si ottiene in questo modo una zona di interazione quasi cilindrica con diametro inferiore a $7\,mm$.
La densità ρ di questi clusters può essere variata cambiando la temperatura o la pressione del gas a monte dell'ugello.
In fig.2.3 riportiamo un insieme di punti di lavoro in funzione di T e P. Per ogni valore di P è riportato il valore di T (cerchi vuoti) ed il corrispondente valore della densità (cerchi pieni).

[6]Che deteriorerebbe il vuoto nel tubo ove circolano gli antiprotoni e darebbe origine ad interazioni in una zona molto estesa.

12

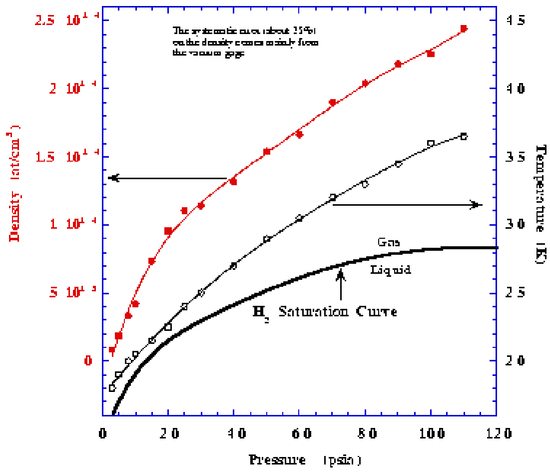


Figura 2.5: Andamento della densità dei clusters in funzione di temperatura e pressione.

FIG 12

Come si può notare, con questi punti di lavoro i valori che possono essere ottenuti vanno da $1 \times 10^{13} Atomi/cm^3$ a $2.5 \times 10^{14}\ Atomi/cm^3$. [7]

2.4 *Il sistema di tracciamento interno*

Il compito del *sistema di tracciamento interno*, rappresentato nella figura 2.6, è duplice. Da una parte fornisce una misura precisa degli angoli ϑ e φ delle tracce cariche. Dall'altra viene utilizzato dal sistema di selezione rapida (o *trigger*) per effettuare una prima selezione "on-line" degli eventi.
I rivelatori che costituiscono questo sistema sono:

- Gli odoscopi $H1, H2, H2'$
- Il rivelatore al silicio
- Le camere a straw
- Il rivelatore a fibre scintillanti

Ma vediamoli in maggior dettaglio.

[7] In realtà sono state raggiunte, durante la presa dati, densità fino a $3.2 \times 10^{14}\ Atomi/cm^3$.

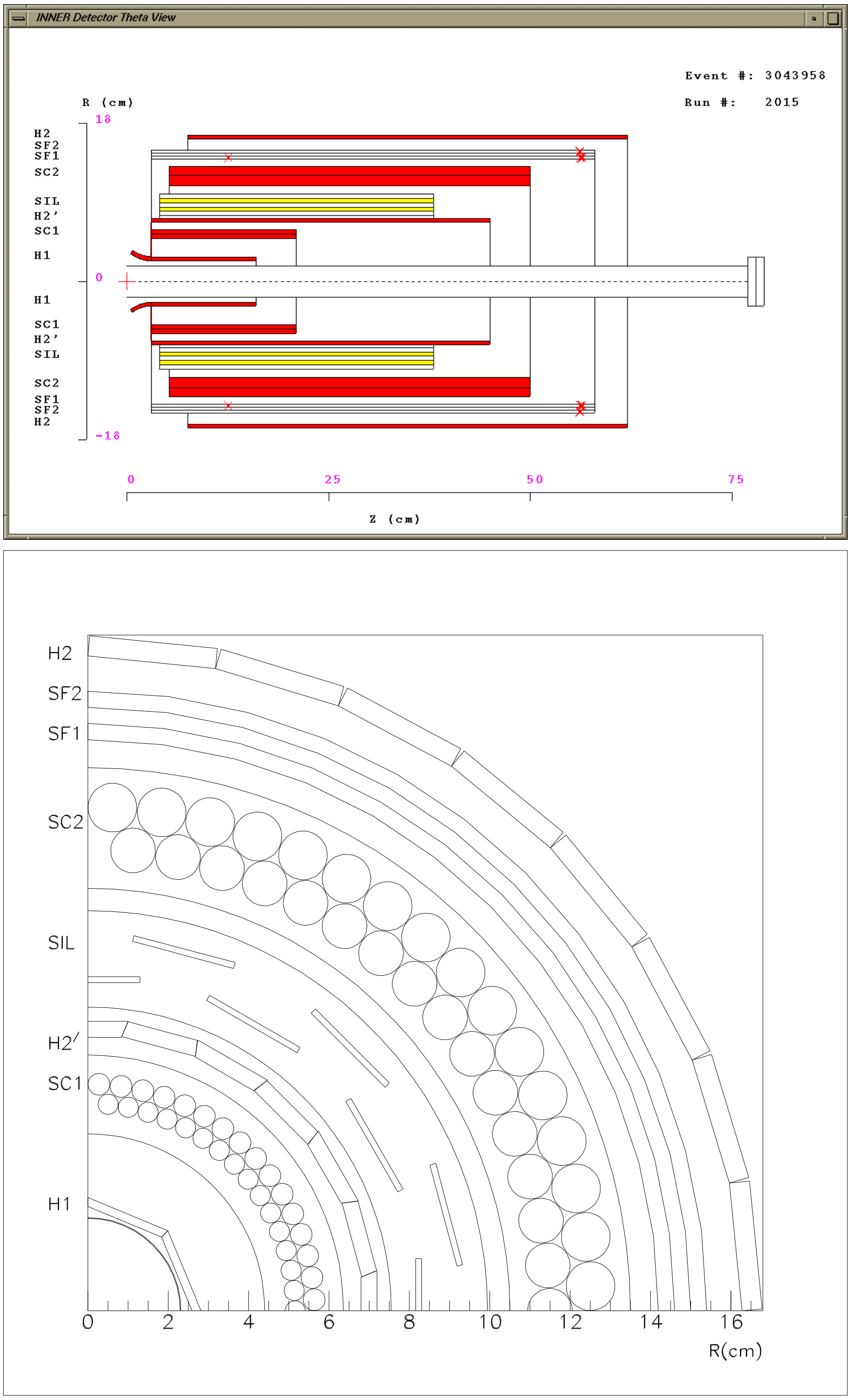


Figura 2.6: Vista laterale ed assiale del sistema di tracciamento interno.

2.4.1 *Gli odoscopi* $H1, H2, H2'$

Il compito principale di questi rivelatori è fornire al *trigger* carico di primo livello le informazioni necessarie ad effettuare una prima selezione "on line" degli eventi.
Essi sono formati da elementi di scintillatore plastico disposti come i lati di un poligono regolare (vedi fig.2.6). Il numero di elementi, la copertura angolare e lo spessore dei vari odoscopi è riportato in tabella 2.1.
La coincidenza tra uno scintillatore di $H1$ e uno dei quattro corrispondenti di $H2$ (vedi fig.2.6) definisce una "traccia carica"[8], che può essere un elettrone o altra particella carica, a seconda della risposta del corrispondente Čerenkov.
La corrispondente coincidenza tra $H1$ ed $H2'$ fornisce poi il segnale di "veto" per il trigger neutro. Indica cioè al trigger neutro la presenza di tracce cariche nell'evento e ne impedisce l'attivazione.
Gli odoscopi $H2$ ed $H2'$ permettono infine la distinzione tra una singola traccia e due tracce molto chiuse angolarmente, attraverso la misura dell'energia depositata (dE/dx).

Odoscopio	*Numero di elementi*	θ_{min} (°)	θ_{max} (°)	*Spessore* (*mm*)
H_1	8	9	65	2
H_2'	24	9	65	3
H_2	32	15	65	4

Tabella 2.1: Alcuni parametri geometrici per i tre odoscopi H_1 , H_2' , ed H_2

2.4.2 *Il rivelatore al silicio*

Questo rivelatore è strutturalmente simile ad un odoscopio (in particolare simile ad $H2'$). È infatti formato da 24 settori, posti a due diverse distanze dal centro, ognuno dei quali contiene 192 lamine sottili di silicio (vedi fig.2.6). La copertura angolare va da $\vartheta = 15°$ a $\vartheta = 65°$.
Questo rivelatore, potendo misurare sia l'angolo polare che quello azimutale della traccia carica, aveva l'importante[9] compito di associare le misure separate di ϑ e φ degli altri rivelatori.

[8]In realtà, visto che la zona di interazione non è puntiforme, per aumentare l' efficienza si allarga la corrispondenza anche ai due scintillatori di $H2$ confinanti

[9]Almeno per l'analisi effettuata in questa tesi.

Sfortunatamente un problema al sistema di raffreddamento, avvenuto all'inizio della presa dati, ha provocato dei danni irreversibili all'elettronica di lettura e ha reso inutilizzabile il rivelatore.
Si avrà occasione di parlare anche in seguito (capitolo 5) delle conseguenze che tale problema ha avuto su questa analisi.

2.4.3 *Le camere a straw*

Compito di questo rivelatore è fornire una misura precisa dell'angolo azimutale φ.
Il rivelatore è diviso in due parti (camere): una interna ed una esterna (vedi fig.2.6).
Ogni camera è a sua volta formata da due strati di 64 camere a deriva tubiformi (da cui il nome "straw"), che permettono di ottenere la coordinata φ attraverso la misura del tempo di drift (il gas utilizzato è una miscela di *argon*, *isobutano* e *methylal* in percentuali 82 : 15 : 3). Le tensioni di lavoro sono $1320\,V$ e $1530\,V$ rispettivamente.
In tabella 2.2 riportiamo alcune caratteristiche geometriche di questo rivelatore.

Camera	Raggio (cm)	ϑ (°)	Diametro Tubi (mm)	Lunghezza Tubi (cm)
interna	5.4	$15 \div 58$	5.0, 5.4	18.2
esterna	12.0	$15 \div 65$	11.1, 12.1	41.4

Tabella 2.2: Caratteristiche geometriche delle camere a straw

Questo rivelatore permette di misurare l'angolo polare φ con una precisione di circa $9\,mrad$ ed una efficienza di rivelazione del 97% su entrambi gli strati e del 90% sullo strato singolo[10].

2.4.4 *Il rivelatore a fibre scintillanti*

Il rivelatore a fibre scintillanti fornisce una misura precisa dell'angolo polare ϑ e, grazie al tempo di risposta molto breve, viene utilizzato anche a livello di trigger per selezionare eventi del tipo

$$\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$$

Questo rivelatore, essendo particolarmente importante per l'argomento trattato in questa tesi, verrà descritto in dettaglio.

[10] A causa di un connettore staccatosi durante la fase di istallazione, uno degli ottanti della camera interna era rumoroso. In corrispondenza di tale ottante la risoluzione è di circa $18\,mrad$ e l'efficienza di circa 8% più bassa.

Caratteristiche geometriche

Il rivelatore [17] è formato da due strati di 430 fibre scintillanti avvolte su due supporti cilindrici di plexiglas opportunamente lavorati. Le caratteristiche geometriche del rivelatore sono riportate in tabella 2.3.
La geometria scelta è il risultato di uno studio effettuato tramite simulazione Monte Carlo ed è tale da massimizzare l'efficienza di rivelazione.

Camera	Raggio (cm)	ϑ (°)	N$_{fibre}$ (mm)	Passo (mm)	Diametro Fibre (μm)
interna	14.40	$15 \div 65$	430	1.10	835
esterna	15.06	$15 \div 65$	430	1.15	835

Tabella 2.3: Caratteristiche geometriche del rivelatore a fibre scintillanti

Le fibre scintillanti

Le fibre scintillanti utilizzate, tipo *Kuraray 3HF*, sono composte da materiale plastico (polistirene) a cui è stato aggiunto un drogante primario (Para-ter-fenile o pTp) che costituisce il materiale attivo e uno secondario (3-hydroxyflavone o 3HF) che assorbe i fotoni emessi dal drogante primario e li riemette ad una lunghezza d'onda di circa 530 nm.
Le fibre scintillanti sono formate da un nucleo (core) di materiale scintillante, del diametro di 740 μm ricoperto da due strati, spessi in tutto circa 50 μm, di materiale plastico (Polimetilmetacrilato). Gli indici di rifrazione del core, del primo rivestimento e del secondo rivestimento sono decrescenti per aumentare l'efficienza di intrappolamento della luce all'interno della fibra.
La quantità di luce emessa da una fibra, durante il passaggio di una particella carica, è stata aumentata di circa un 20% ricoprendo l'estremità non letta con uno strato riflettente di alluminio purissimo.

La luce generata dalle fibre scintillanti viene poi condotta ai fotorivelatori attraverso delle *fibre chiare*, uguali a quelle scintillanti (ma prive di droganti) e lunghe 4.3 m (vedi fig.2.9).

Il sistema di lettura delle fibre

I dispositivi utilizzati per convertire il segnale luminoso proveniente dalle fibre sono chiamati *Visible Light Photon Counters* (o in breve $VLPC$) [18].

I $VLPC$ sono dei fotorivelatori a semiconduttore caratterizzati da un elevato guadagno (≈ 15000) e da una efficienza quantica molto alta (70% per $\lambda = 550\, nm$).
La fig 2.7 mostra la struttura interna di questi dispositivi.

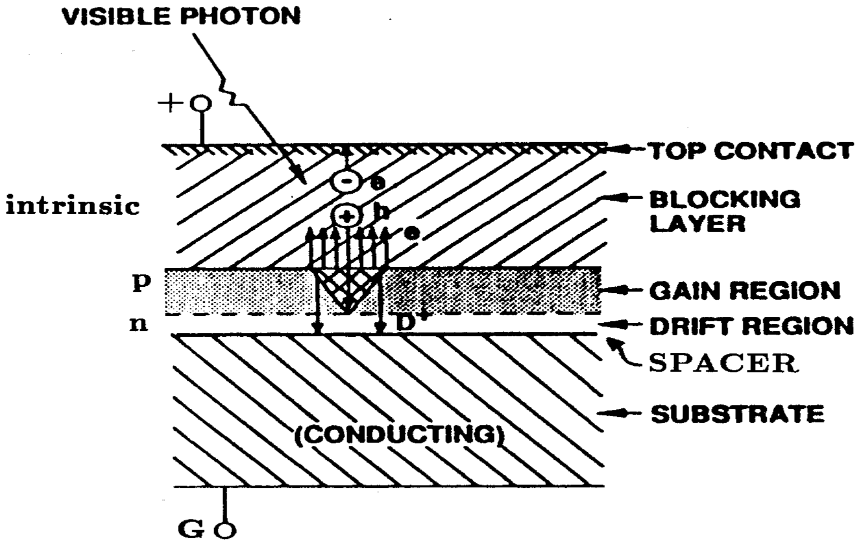


Figura 2.7: Struttura interna dei VLPC.

I fotoni emessi dalle fibre producono alcune coppie elettrone-lacuna nel primo strato di silicio intrinseco; queste coppie vengono poi moltiplicate per effetto valanga nella regione di guadagno (costituita da uno strato di silicio con quantità molto alta di drogante) e raccolte attraverso uno strato metallico.
Siccome per funzionare correttamente questi dispositivi devono essere mantenuti ad una temperatura di circa $6.5\, K$, per la lettura del rivelatore tramite $VLPC$ è stata sviluppata una struttura di supporto/connessione (chiamata comunemente "cassetta"), che consente di inviare i segnali luminosi e estrarre quelli elettrici mantenendo i $VLPC$ all'interno di un criostato a Elio liquido.

I segnali provenienti dai $VLPC$ (molto piccoli, sono quantità di carica dell'ordine dei fC) vengono amplificati da degli amplificatori di trans-impedenza (chiamati $QPA02$) caratterizzati da un elevato guadagno ($G \simeq 15\, mV/fC$) e basso rumore.
Lo stadio finale della catena di lettura è stato realizzato dai tecnici eettronici della sezione $INFN$ di Ferrara, ed è costituito da 32 moduli elettronici (DISCRI-OR) che inviano il segnale dei $QPA02$ a degli ADC (Mod. LeCroy FERA 4300B) per la lettura "analogica", a dei Latches (una volta discriminato) per la lettura "digitale" e, infine, al trigger.

La schematizzazione della catena di lettura del rivelatore a fibre scintillanti è riportata nelle figure 2.9 e 2.10

Efficienza e risoluzione

Le prestazioni del rivelatore a fibre durante la presa dati di E835 sono state molto buone [19]. In fig.2.8 è rappresentato l'andamento dell'efficienza di rivelazione in funzione dell'angolo polare e la risoluzione intrinseca[11] del rivelatore.
Come si può notare, l'efficienza è molto prossima al 100% per $\vartheta < 45°$ e maggiore del 90% per $45° < \vartheta < 60°$ (come da simulazione Monte Carlo), mentre la risoluzione del rivelatore è inferiore a $1\,mrad$[12].

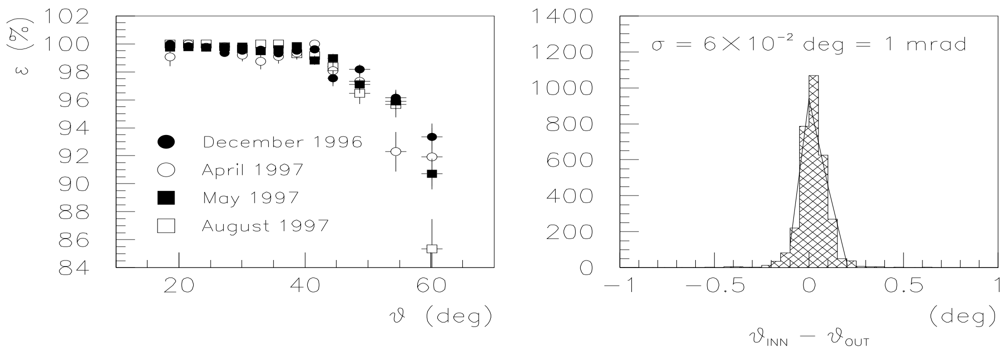


Figura 2.8: Efficienza di rivelazione e risoluzione intrinseca del rivelatore a fibre.

Il rivelatore a fibre e il trigger $\phi\phi$

Questo rivelatore, vedremo, è molto importante per lo studio del decadimento in due mesoni ϕ degli stati η_c ed η_c' del charmonio. La sua velocità di risposta, comparabile a quella di un rivelatore a scintillazione, ha infatti consentito il suo utilizzo anche come rivelatore di trigger per la selezione on-line di questo tipo di eventi.
Dal punto di vista del trigger questo rivelatore è diviso in 19 gruppi di fibre contigue, chiamati "bundles". I segnali delle fibre appartenenti ad uno stesso gruppo sono

[11]Con risoluzione intrinseca si intende la deviazione standard divisa per $\sqrt{2}$ della distribuzione dei residui $\vartheta_{inner} - \vartheta_{outer}$, dove ϑ_{inner} e ϑ_{outer} sono le misure dell'angolo polare di una traccia carica nel rivelatore interno ed esterno, rispettivamente.

[12]Vedremo che, nonostante il rivelatore abbia una risoluzione così alta, la precisione sulla misura dell'angolo ϑ è di $(3\div 11)\,mrad$ (a seconda dell'angolo). Ciò è dovuto principalmente alle dimensioni del vertice di interazione.

discriminati e messi in OR (dagli appositi moduli DISCRI-OR) e quindi inviati sia alla logica di selezione del trigger, che a un TDC^{13} (Mod. LeCroy 3377) che ne registra il tempo d'arrivo.
Questo argomento verrà trattato in maniera molto più esaustiva nel capitolo 3.

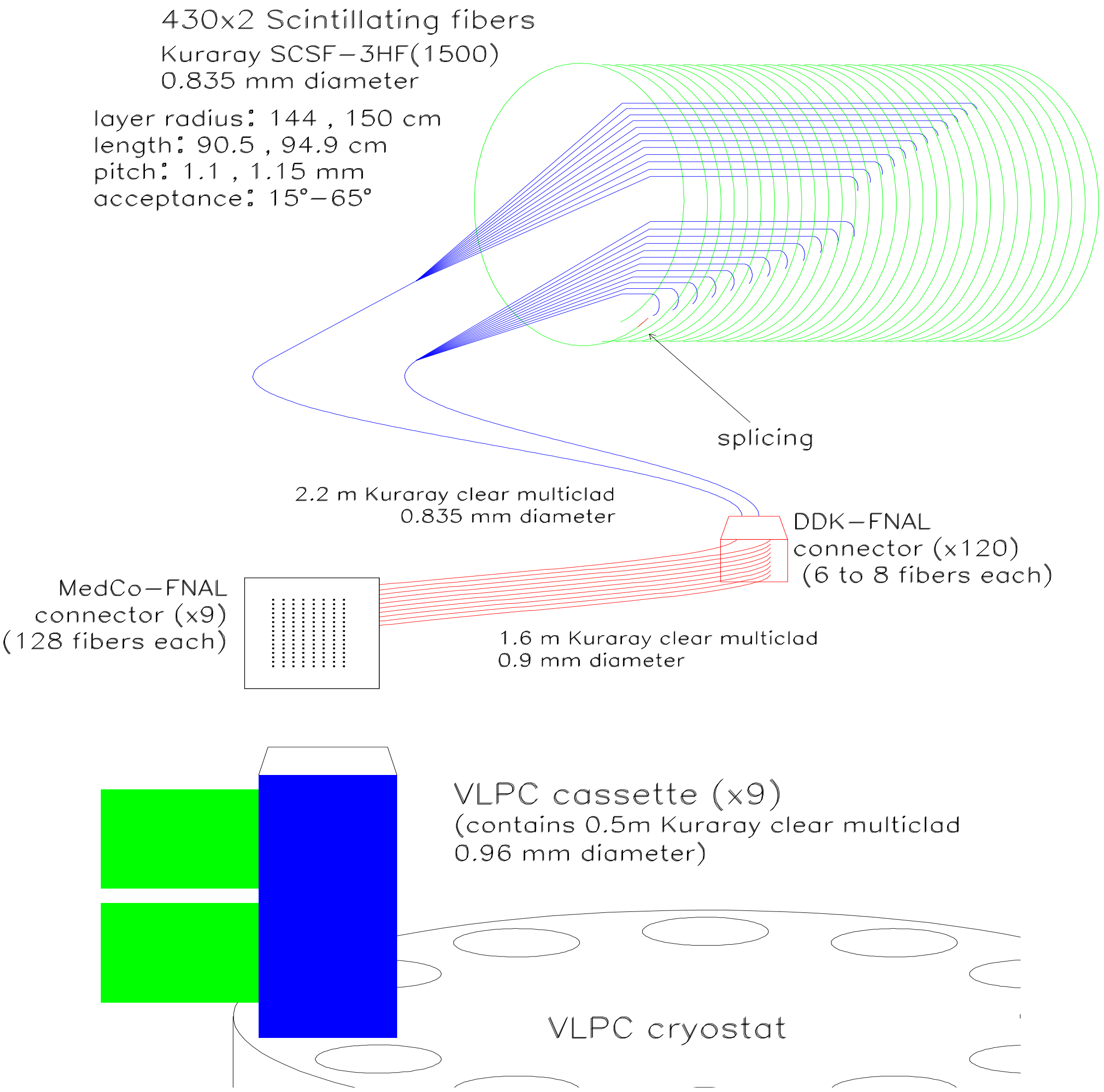


Figura 2.9: Catena di lettura del rivelatore a fibre scintillanti, percorso del segnale luminoso.

[13] Time to Digital Converter, misura intervalli di tempo fino a qualche μsec.

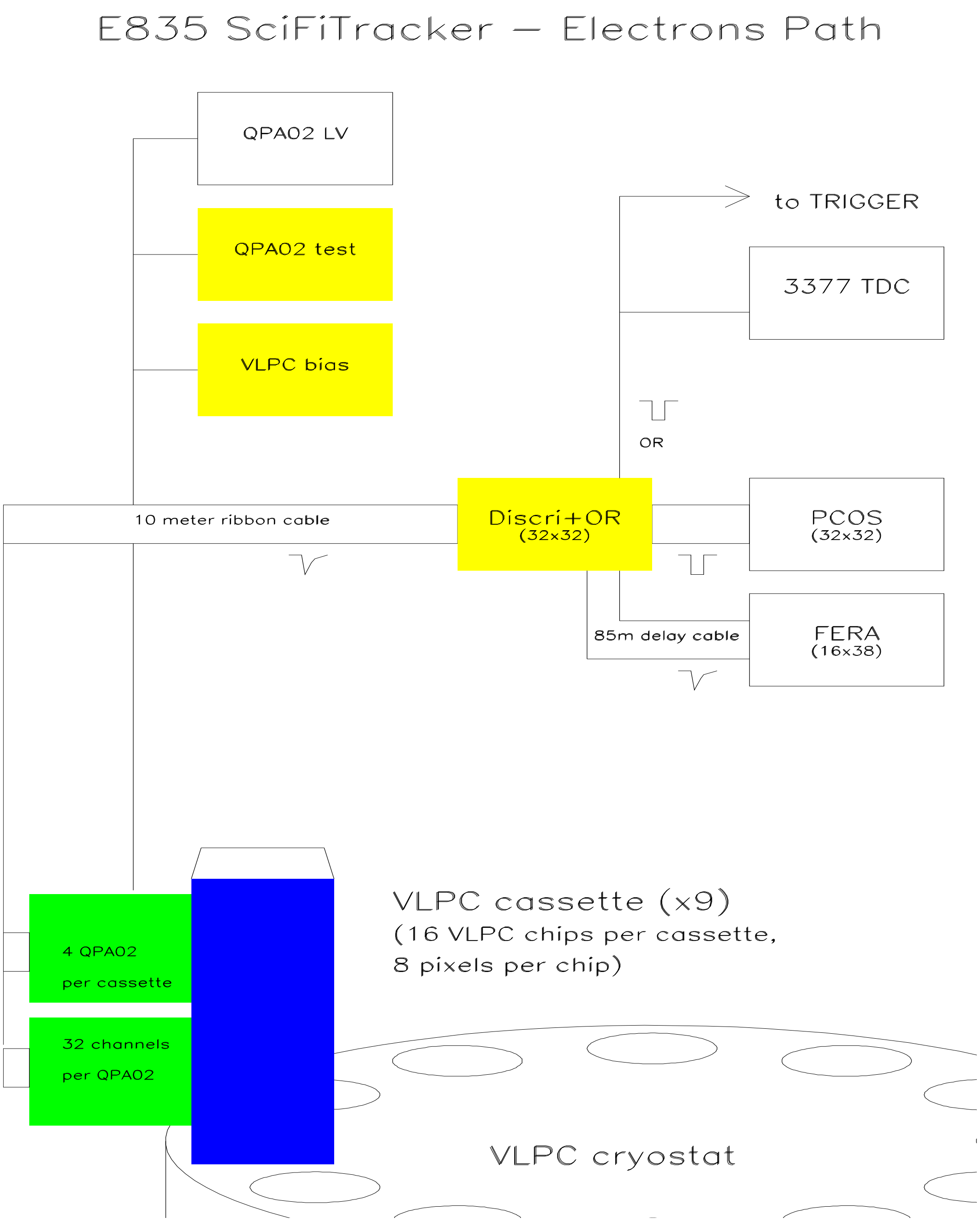


Figura 2.10: Catena di lettura del rivelatore a fibre scintillanti, percorso del segnale elettrico.

2.5 *Il contatore Čerenkov*

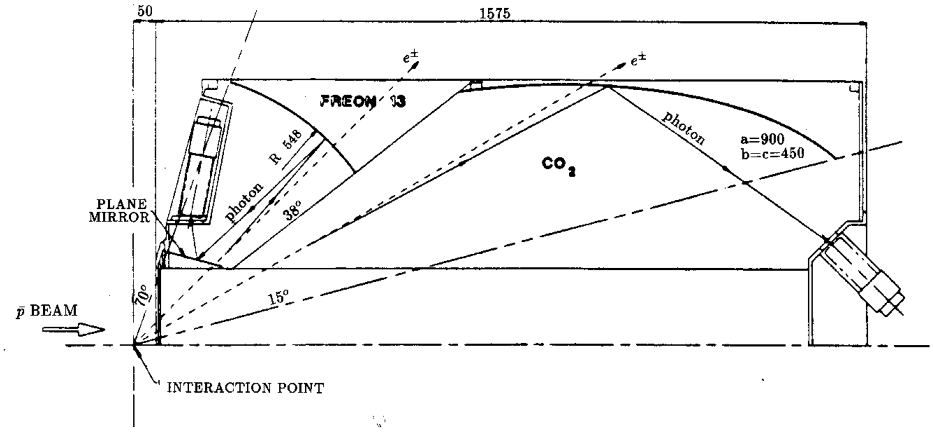


Figura 2.11: Vista laterale di un ottante del contatore ad effetto Čerenkov.

Il contatore ad effetto Čerenkov viene impiegato per distinguere elettroni e positroni da particelle adroniche, in particolare $\pi^{\pm}$.
Esso ha una copertura nell'angolo polare da 15° a 65° ed è suddiviso in 8 ottanti in φ. Ogni ottante è a sua volta diviso, in ϑ, in due settori o camere, (in fig.2.11 è rappresentato un ottante).
Questi due settori, separati per tenere conto delle diverse velocità degli elettroni per piccoli e grandi angoli, contengono specchi il cui compito è focalizzare la luce Čerenkov emessa dalle particelle sui fotomoltiplicatori.
La camera a piccoli angoli ha uno specchio ellittico ed è riempita con CO_2, la camera a grandi angoli ha uno specchio sferico ed ha al suo interno del freon.

2.6 *Il calorimetro centrale*

La funzione principale del calorimetro centrale è quella di fornire una misura precisa dell'energia di particelle quali e^+, e^- o γ provenienti dal decadimento del charmonio. Grazie alle sue caratteristiche geometriche è in grado di misurare, con buona precisione, anche gli angoli ϑ e φ di tali tracce.

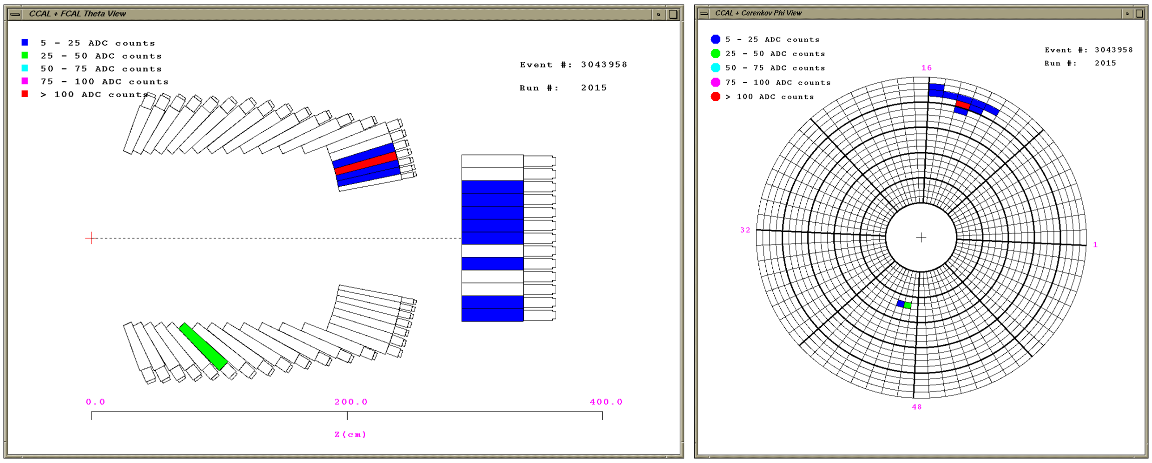


Figura 2.12: Vista laterale ed assiale del calorimetro centrale.

La geometria

Il calorimetro centrale è di tipo elettromagnetico, misura cioè l'energia di e^+, e^- o γ attraverso lo sciame elettromagnetico prodotto da tali particelle.
La copertura angolare è di 360° in φ, copre cioè l'intero angolo azimutale, mentre quella nell'angolo polare è $10.6° < \vartheta < 70.0°$.
Si tratta di un calorimetro ad elevata "granularità". È infatti composto da 1280 "blocchi" (64 in φ × 20 in ϑ) di vetro al piombo, tipo *Schot F2* ognuno dei quali copre un angolo $\Delta\varphi = 5.62°$ ed un intervallo di pseudorapidità $\Delta\vartheta = 0.1$ costante.
La geometria è di tipo *puntante*. Ogni blocco è cioè un tronco di piramide il cui vertice (il prolungamento dei suoi lati) si trova nel punto di interazione.
Questa elevata segmentazione è stata studiata per distinguere i fotoni provenienti dal decadimento del charmonio (ad esempio $\eta_c \to \gamma\gamma$ o $\chi_2 \to J/\psi\,\gamma$) dal fondo, costituito principalmente da reazioni del tipo: $\overline{p}p \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ o $\overline{p}p \to \pi^0\,\gamma$.
Può infatti accadere che i due fotoni provenienti dal decadimento di un π^0, siano molto chiusi angolarmente e vengano scambiati per un fotone solo (decadimento *simmetrico* del π^0). In questo caso una elevata segmentazione aiuta a "risolvere" i due sciami.
Può poi anche succedere che uno dei due fotoni abbia una energia molto bassa, e che un solo fotone venga rivelato (decadimento *asimmetrico* del π^0). In tal caso la granularità non aiuta, è necessario invece una elevata *sensibilità* per fotoni di bassa energia. Al fine di ottenere una buona sensibilità, la lunghezza dei blocchi è stata

scelta minore possibile, così da avere una buona trasmissione della luce[14].
I valori della risoluzione energetica e delle risoluzioni angolari sono i seguenti:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1.4\% + \frac{6\%}{\sqrt{E\,(GeV)}} \qquad\qquad \sigma_\vartheta \simeq 6\,mrad \qquad \sigma_\varphi \simeq 11\,mrad$$

L'elettronica di lettura del calorimetro

Ogni blocco del calorimetro è letto singolarmente attraverso un fotomoltiplicatore. Il segnale è inviato ad un dispositivo elettronico, chiamato *Shaper* che "riforma" il segnale tagliando eventuali code (molto dannose per le ragioni che vedremo fra breve).
Da questo dispositivo il segnale viene poi inviato a degli *ADC* (Mod. LeCroy FERA 4300B), per la lettura analogica, e a dei TDC (Mod LeCroy 3377), per la lettura digitale e del tempo di arrivo.
Come accade per le fibre, anche il calorimetro è utilizzato a livello di trigger per effettuare una prima selezione di eventi quali $\gamma\gamma$ o $multi\gamma$. Dal punto di vista del trigger, il calorimetro è diviso in 40 zone (8 in $\varphi \times 5$ in ϑ); per ognuna viene inviato al trigger un solo segnale, OR di tutti blocchi di quella zona (di questo si parlerà in maniera più estesa nel paragrafo dedicato al trigger).
Uno dei problemi che si incontra lavorando a luminosità istantanee elevate è il cosiddetto *pile-up*, cioè la parziale sovrapposizione di due eventi consecutivi.
In E760, che utilizzava lo stesso calorimetro, questo fenomeno avveniva nel 10% circa degli eventi, e veniva individuato facendo una doppia lettura degli *ADC*[15].
In E835, che ha preso dati ad una luminosità istantanea più alta (oltre un fattore 2), il problema è stato affrontato utilizzando i già citati *Shapers*, che riformano il segnale tagliando la coda dovuta a lunghi cavi di collegamento, e registrando, tramite TDC, il tempo di arrivo dei segnali (cosa che non avveniva in $E760$).

2.7 *Il rivelatore in avanti*

Il rivelatore in avanti è formato da un odoscopio (*Forward Charged Hodoscope*, o *FCH*) e da un calorimetro elettromagnetico (*Forward Calorimeter, o FCAL*). Il suo compito è completare la copertura angolare nella regione da $\vartheta = 2°$ a $\vartheta = 10°$.

[14] La lunghezza deve comunque essere sufficiente a contenere almeno il $90 \div 95\,\%$ dello sciame prodotto dalle particelle.

[15] Un ADC veniva letto al tempo t_0 ed un secondo ADC veniva letto ad un tempo $t_1 = t_0 + 100ns$. Dal confronto tra le due letture si individuava la presenza di una eventuale coda del segnale precedente.

L'odoscopio in avanti è formato da 8 scintillatori di forma trapezoidale, posti ad una distanza di 178 cm dal punto di interazione. Questo rivelatore viene utilizzato come veto per il trigger carico, che seleziona eventi nella regione $15^\circ < \vartheta < 65^\circ$.
Durante la presa dati di E835 sono stati utilizzati, in successione, due calorimetri in avanti. Il primo rivelatore, utilizzato fino al marzo '97, era costituito da 144 blocchi quadrati, di lato 10 cm, formati da strati di scintillatore plastico e piombo, alternati. I blocchi erano disposti a quadrato attorno all'asse del fascio di antiprotoni.
Per ottenere una migliore risoluzione in energia, nel marzo '97 il rivelatore è stato sostituito con un secondo calorimetro ($FCAL2$), formato da 144 blocchi di vetro al piombo aventi tre diverse dimensioni (vedi fig.2.13). La copertura angolare di questo rivelatore va da 3.3° a 11°.

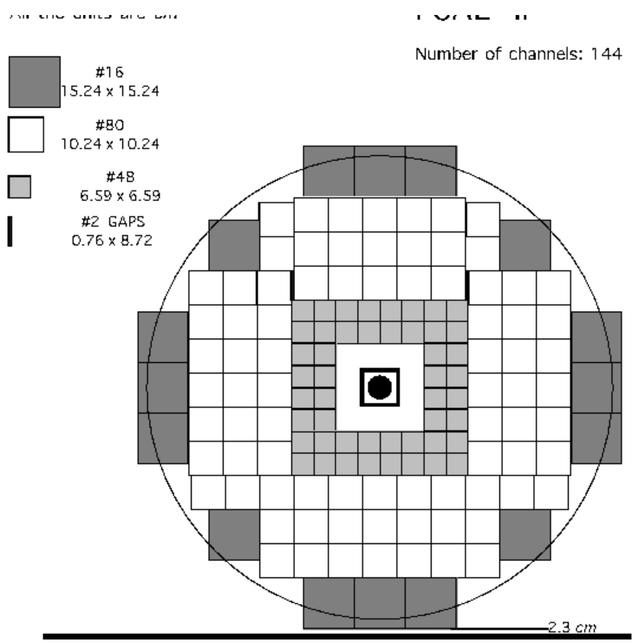


Figura 2.13: Vista frontale del calorimetro in avanti FCAL2, utilizzato da marzo '97. Le dimensioni sono in cm.

2.8 *Il monitor di luminosità*

Il compito del monitor di luminosità è misurare con precisione il valore della luminosità istantanea $\mathcal{L}$ e di quella integrata L. Il principio su cui si basa la misura è il seguente.
Siccome tra sezione d'urto (σ) e frequenza degli eventi (f) vale la relazione: $f = \sigma\,\mathcal{L}$,

misurando la frequenza di eventi per una reazione nota della quale si conosca il valore della sezione d'urto, si può ottenere la luminosità istantanea.
La reazione utilizzata per la misura è $\bar{p}p \to \bar{p}p$. Più precisamente, si misura il numero di protoni di rinculo che colpiscono tre rivelatori al silicio posti sotto l'apparato di E835 (vedi fig.2.1). Questi tre rivelatori sono situati ad un angolo polare di circa 86° e ad una distanza di circa $150\,cm$ dal punto di interazione.
La precisione che questo dispositivo permette di ottenere è $\Delta\mathcal{L} \simeq 3\%$.
Dalle misure separate dei tre rivelatori si ottiene inoltre l'informazione sulla posizione orizzontale del fascio.

2.9 *Il trigger e il sistema di acquisizione dati*

Il compito del sistema di selezione rapida o *trigger* è di effettuare una prima selezione degli eventi che poi verranno registrati su nastro dal sistema di acquisizione dei dati (DAQ). Questo compito è piuttosto delicato in quanto eventuali inefficienze o malfunzionamenti implicano automaticamente la perdita di eventi.
Il sistema di selezione di $E835$ è strutturato su due livelli:

Il trigger di I° livello : questo trigger esegue una prima veloce selezione degli eventi, basandosi sulle informazioni fornitegli dagli odoscopi, dal Čerenkov, dal rivelatore a fibre e dal calorimetro centrale. Il tempo di "decisione" di questo trigger è di circa $100\,nsec$.

Il trigger di primo livello è suddiviso a sua volta in due catene logiche distinte:

- Il trigger carico, che seleziona gli eventi con particelle cariche nello stato finale (ad esempio e^+e^-, $K^+K^-K^+K^-$)
- Il trigger neutro, che invece distingue quegli eventi che generano stati finali neutri quali: 2γ, 3γ o, in generale, molti γ.

I segnali di questi due logiche vengono poi combinati da quattro moduli chiamati: C_MLU, P_MLU, N_MLU e M_MLU[16], che vanno a formare i segnali di comando, relativi alle varie reazioni, per il sistema di acquisizione dati.

[16]La sigla MLU sta per *Memory Look Up*, è un dispositivo dotato di 16 ingressi e 8 uscite, ognuna delle quali può essere una qualsiasi combinazione logica degli ingressi. Le lettere sono riferite invece al tipo di evento che selezionano. C sta per "Charged" ed è volta alla selezione di e^+e^-, P sta per "ϕ" e seleziona decadimenti del tipo $\phi\phi \to 4K^\pm$, N sta per "neutral" poichè seleziona eventi a 2,3, o più fotoni e, infine, M sta per "Master" in quanto combina le uscite delle precedenti per dare le logiche finali.

Il trigger di II° livello : questo trigger è costituito da un sistema di microprocessori che, oltre a gestire la acquisizione, esegue anche una rapida preanalisi sui dati.

2.9.1 *Il trigger carico*

La catena logica che forma il trigger carico può essere idealmente divisa in due stadi.
Nel primo stadio il segnale proveniente dai rivelatori viene discriminato; viene cioè trasformato in un segnale adatto alle successive operazioni logiche.
Nel secondo stadio vengono costruite le varie logiche; vengono cioè eseguite, sui segnali discriminati, le operazioni logiche necessarie a selezionare gli eventi.
Vediamo come queste operazioni sono effettuate in pratica.

Lo stadio di discriminazione

Il primo stadio è costituito dai discriminatori, (Mod. LeCroy 4413) a 16 canali, che trasformano i segnali analogici provenienti dai rivelatori: $H1$, $H2$, $H2'$, Čerenkov, in segnali formato ECL[17] che verranno poi inviati a tutti i successivi stadi di selezione ed acquisizione. Il numero complessivo di questi discriminatori è 6: uno per $H1$, uno per il Čerenkov, due per $H2'$ e due per $H2$.
Questi discriminatori sono dotati anche di una uscita analogica la cui tensione è proporzionale al numero di segnali presenti all'ingresso (quindi al numero di scintillatori colpiti). Questa uscita è molto utile e verrà utilizzata nello stadio successivo per formare alcune logiche di selezione.

Le logiche di selezione del trigger carico

Possiamo distinguere le varie logiche in base alle caratteristiche su cui basano la loro selezione:

- Topologia
- Coplanarità
- Molteplicità

a cui corrispondono tre catene elettroniche distinte. Diamone una breve descrizione.

[17] *Emitter-Coupled-Logic*, standard elettronico per la trasmissione dei segnali, caratterizzato da un'elevata velocità di commutazione. I livelli logici sono: $-0.9\,V$ (logico 1), $-1.75\,V$ (logico 0).

Topologia

Con topologia di una reazione si intende l'insieme delle caratteristiche non cinematiche che la distinguono. Ad esempio, il numero di particelle nello stato finale, il tipo di particella, o la carica, sono caratteristiche topologiche.
Questa logica esegue una selezione degli eventi basandosi sul tipo di particella e sul numero di tracce rivelate.
Più precisamente, è in grado di stabilire se il rivelatore è stato attraversato da una o da due particelle e se queste erano elettroni o adroni.
Il funzionamento è il seguente: un primo stadio di "costruzione delle tracce", costituito da 4 moduli (Mod. LeCroy 2365), effettua la coincidenza tra ogni scintillatore di $H1$ e l'OR dei 6 scintillatori di $H2$ corrispondenti. Gli 8 segnali risultanti vengono poi inviati ad una prima *Unità Logica Programmabile*, (Mod. LeCroy PLU4508), che effettua la coincidenza con i rispettivi segnali provenienti dal Čerenkov; a seconda che ci sia o meno coincidenza, le tracce vengono classificate come elettroni o adroni. Il segnale risultante costituisce poi l'ingresso di una seconda PLU, che definisce la presenza di una traccia o due o più tracce, sia per elettroni che per adroni.

Coplanarità

Questa seconda logica effettua la propria selezione utilizzando la caratteristica opposizione nell'angolo azimutale φ, delle particelle finali di decadimenti a due corpi. In pratica la selezione si effettua richiedendo la coincidenza tra uno scintillatore di $H2$ e uno dei tre ad esso opposti in φ.
L'implementazione elettronica di questa logica avviene attraverso 5 moduli (Mod. LeCroy 2365) e 2 *Unità Logiche* (Mod. LeCroy 4516); i primi cinque moduli eseguono gli OR di tre scintillatori adiacenti, mentre le due Unità Logiche effettuano le coincidenze con gli scintillatori ad essi opposti.

Molteplicità

Questa logica basa la propria selezione sul numero di particelle nello stato finale.
Con molteplicità si intende infatti il numero scintillatori colpiti per un dato rivelatore. Se ad esempio si vuole selezionare una reazione del tipo $\overline{p}p \to J/\psi \to e^+e^-$ si potrà richiedere, affinchè l'evento sia considerato valido, che abbia molteplicità 2.

Per quanto riguarda la realizzazione pratica, questa logica utilizza l'uscita analogica dei discriminatori che, come abbiamo detto, fornisce una tensione proporzionale al numero di scintillatori colpiti.
Questo segnale viene inviato ad alcuni discriminatori NIM[18] (Mod. LeCroy 623B), con diverse tensioni di soglia; ognuno di questi selezionerà un diverso valore della molteplicità.
Osserviamo che da questa logica proviene anche il segnale di validazione per la C_MLU e la P_MLU: $H2\_OR$. Il segnale viene formato sommando, tramite un *OR Lineare* (Mod. LeCroy 429A), le due uscite analogiche dei discriminatori di $H2$.

La C_MLU

Abbiamo visto che una MLU è un modulo elettronico dotato di otto uscite, ognuna delle quali può essere una combinazione qualunque dei 16 ingressi.
Gli ingressi della C_MLU sono i seguenti :

ingresso#	*logica*	*simbolo*
1	1 elettrone	$1e$
2	2 elettroni	$2e$
3	1 traccia carica	$1h$
4	≥2 tracce cariche	$2h$
5	moltepl.(H2)=2	$NH2 = 2$
6	moltepl.(H2)>2	$NH2 > 2$
7	moltepl.(H2)>4 (*)	$NH2 > 4$
8	moltepl.(H1)>2	$NH1 > 2$
9	moltepl.(H1)>4	$NH1 > 4$
10	coplanarità	$COPL$
11	veto in avanti	$\overline{FCH}$
12	veto di FCAL	$\overline{FCAL}$
13	OR di $H1$	$H1_{OR}$
14	OR di $H2$	$H2_{OR}$
15	non utilizzato	
16	non utilizzato	

(*) Questa logica è stata cambiata in $NH2 > 5$ durante il run, in marzo '97

Le combinazioni di uscita di questo modulo sono invece:

[18] *Nuclear Instrument Module* è il primo standard elettronico stabilito per la fisica nucleare e delle alte energie. I livelli logici hanno le seguenti tensioni: $\simeq 0\,V$ (logico 0), $\simeq -0.8\,V$ (logico 1), su una impedenza di $50\,\Omega$ [20].

$$C\_MLU1 = (2e) * \overline{(H2 > 4)} + (1e) * (2h) * (H2 = 2) * (COPL)$$

$$C\_MLU2 = (2e) * (H2 = 2) * (COPL) * \overline{(FCH)}$$

$$C\_MLU3 = (2h) * (COPL) * (\overline{FCH}) * (\overline{FCAL})$$

$$C\_MLU4 = (\geq 2h) * (NH2 = 2) * (COPL) * (\overline{FCH}) * (\overline{FCAL})$$

A questo livello le logiche che effettuano la selezione delle varie reazioni non sono ancora ben definite, prenderanno la loro forma definitiva soltanto dopo la M_MLU. Per ora diciamo che C_MLU1 e C_MLU2 verranno utilizzate per il riconoscimento di coppie e^+e^- mentre C_MLU3 e C_MLU4 per la selezione di quattro e due adroni rispettivamente.

Osserviamo che non si fanno richieste sulla molteplicità di $H1$. Questo è dovuto al fatto che, essendo molto vicino al tubo a vuoto del fascio, $H1$ risente del flusso di raggi δ provenienti dalla zona di interazione, e dunque non fornirebbe valori della molteplicità attendibili.

Le logiche di ingresso/uscita del modulo P_MLU, utilizzato per la selezione di eventi: $\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$ verranno descritte in dettaglio nel prossimo capitolo. Riportiamo qui, per completezza, gli ingressi e le uscite di tale modulo. Gli ingressi della P_MLU sono i seguenti :

ingresso#	*logica*
1	$SF > 55°$
2	*Bundle* #2
3	*Bundle* #8
4	$H2_{logic}$
5	$NH2 = 3, 4$
6	non utilizzato
7	non utilizzato
8	$NSF = 3, NH2 = 3$
9	$NSF = 3, 4$
10	$NSF = 1$
11	$NSF = 2$
12	$\overline{p}p_{control}$ *bundle*
13	non utilizzato
14	non utilizzato
15 (*)	$KIN_{twobody}$
16	$\overline{p}p(90°)$ *bundle*

(*) Questa logica fino al run 745 era nell'ingresso 6

Le combinazioni di uscita di questo modulo sono invece:

$$\begin{aligned}
P_MLU1 &= \overline{(H2_{logic})} * (H2 = 3,4) * (NSF = 3,4) * (\overline{NSF = 3, H2 = 3}) * (KIN2B) \\
&\quad * \overline{(SF > 55^{\circ})} \\
P_MLU2 &= (\overline{p}p_{(90^{\circ})}\, bundle) * \overline{(H2_{logic})} * (NSF = 1) \\
P_MLU3 &= (\overline{p}p_{(control)}\, bundle) * \overline{(H2_{logic})} * (NSF = 2)
\end{aligned}$$

2.9.2 *Il trigger neutro*

Il trigger neutro, come è già stato detto, ha il compito di selezionare dal fondo gli eventi che hanno nello stato finale particelle neutre, principalmente fotoni.
La sua selezione è basata sulle informazioni fornite dal calorimetro centrale. Il 5% del segnale proveniente dai 1280 blocchi viene infatti inviato alla catena logica del trigger neutro.
Cominciamo la descrizione parlando del sistema di veto.

Il veto al trigger neutro

Questa logica fornisce un segnale di disabilitazione al trigger neutro: se c'è questo segnale, l'evento ha delle particelle cariche nello stato finale, e dunque il trigger non viene attivato.
Il segnale è ottenuto mettendo in coincidenza ogni scintillatore di $H1$ con i tre corrispondenti di $H2'$ (in maniera analoga a quanto visto per la topologia) e prendendo poi l'OR degli 8 segnali risultanti. Questa logica verrà indicata come $(H1 * H2')$.
Il segnale viene formato grazie a 4 moduli (Mod. LeCroy 2365), che fanno l'OR dei tre scintillatori di $H2'$ e li mettono in coincidenza con il rispettivo scintillatore di $H1$. La somma finale di questi 8 segnali è effettuata invece da una *Unità logica* (Mod. LeCroy 4516), di cui si utilizza una apposita uscita OR.
Facciamo una osservazione importante. In E760 il segnale di veto al trigger neutro veniva fornito dal solo $H1_{OR}$ che però aveva una frequenza di conteggio superiore a quella prevista a causa di raggi δ prodotti nella zona di interazione. Questo portava a vetare il trigger neutro più frequentemente di quanto dovuto.
Questo problema è stato risolto richiedendo la coincidenza con un secondo odoscopio ($H2'$, costruito appositamente) più distante dal bersaglio e più segmentato.
Ovviamente, anche il segnale dell'odoscopio in avanti (FCH) viene usato come veto per il trigger neutro.

Le logiche del trigger neutro

Passiamo ora alla descrizione delle logiche basate sul calorimetro.
Notiamo anzitutto che il trigger non tratta i segnali provenienti dai 1280 blocchi separatamente, ma considera invece segnali forniti da raggruppamenti di questi ultimi.
Questi raggruppamenti vengono eseguiti a due livelli:

- Ad un primo livello, per ogni anello ($RING$) del calorimetro si effettua la somma di 9 blocchi consecutivi, ottenendo così 8 "*super_wedge*"[19]. Ad esempio al primo *super_wedge* apparterranno i blocchi $1 \div 9$, al secondo i blocchi $9 \div 17$ etc ... Visto che in ogni anello ci sono 64 blocchi e che complessivamente ci sono 20 anelli si ottengono, in questo modo, 160 segnali provenienti da altrettanti *super_wedge*.
  L'OR complessivo di tutti questi segnali fornisce il segnale di temporizzazione dell'intero esperimento, che è chiamato PBG_{OR}.

- Al secondo livello, per ogni ottante, si sommano i *super_wedge* corrispondenti a 5 anelli consecutivi; ottenendo così un "*super_block*" formato complessivamente da 45 blocchi (anche in questo caso due *super_block* adiacenti hanno un anello in comune).
  L'intero calorimetro, per il trigger, risulta quindi diviso in 40 "*super_block*".

Il segnale proveniente dai *super_block* viene inviato ad uno stadio integratore, uno stadio discriminatore con soglie differenziate a seconda dell'angolo polare, e, infine, ad uno stadio che somma i segnali dei *super_block* relativi allo stesso ottante e che quindi permette di conoscere l'energia depositata in un settore azimutale dell'intero calorimetro (un ottante).
Questi ultimi 8 segnali (uno per ogni ottante) vengono combinati dalla N_MLU per formare quattro logiche di selezione.

- La prima logica, chiamata $PBG1$, richiede due depositi di energia in settori opposti in φ ed è utilizzata per decadimenti a due corpi (ad esempio $\gamma\gamma$).

- La seconda logica, $PBG3$, è meno restrittiva. Richiede infatti un deposito di energia in un settore e in uno dei tre opposti in φ. È utilizzata per selezionare eventi a due corpi inclusivi (ad esempio $e^+e^- X$).

[19]Questi *super_wedge* hanno intersezione non nulla, la somma infatti è effettuata su 9 blocchi anzichè 8. Questo serve ad aumentare l'efficienza di rivelazione.

- Le ultime due logiche, chiamate E_{low}^{tot} ed E_{high}^{tot}, sono ottenute sommando le energie depositate in tutti gli ottanti (ottenendo così l'energia totale depositata nel calorimetro) e richiedendo semplicemente che questa sia, rispettivamente, almeno il 70% e l'80% dell'energia totale dell'evento.
  Queste logiche servono a selezionare eventi a più fotoni e per controllare l'efficienza di $PBG1$ e $PBG3$.

2.9.3 *La costruzione delle logiche finali: la* M_MLU

La M_MLU è lo stadio finale di costruzione delle logiche di selezione. Combina infatti le uscite delle varie MLU per dare le logiche finali dei trigger.
I suoi ingressi sono:

ingresso#	*logica*
1	$PBG1$
2	$PBG3$
3	E_{high}^{tot}
4	E_{low}^{tot}
5	$(H1 * H2')$
6	$FCAL_{OR}$
7	$H2 > 2$
8	FCH_{OR}
9	C_MLU1
10	C_MLU2
11	C_MLU3
12	C_MLU4
13	non utilizzata
14	P_MLU1
15	P_MLU2
16	P_MLU3

Mentre le sue uscite, cioè le logiche finali di trigger, sono le seguenti:

$$M\_MLU1 = C\_MLU1 * PBG3 + C\_MLU2 \qquad (trigger\, e^+e^-)$$

$$M\_MLU2 = C\_MLU4 * P\_MLU2 \qquad (trigger\, \overline{p}p_{(90^\circ)})$$

$$M\_MLU3 = C\_MLU3 * P\_MLU1 \qquad (trigger\ \phi\phi)$$

$$M\_MLU4 = PBG1 * \overline{(H1 * H2')} * \overline{FCH_{OR}} \qquad (Trigger\ \gamma\gamma)$$

$$M\_MLU5 = E^{tot}_{high} * \overline{(H1 * H2')} * \overline{FCH_{OR}}$$

$$M\_MLU6 = C\_MLU4 * P\_MLU3 \qquad (trigger\ \overline{p}p_{(control)})$$

$$M\_MLU7 = E^{tot}_{high} * \overline{(H2 > 2)}$$

$$M\_MLU8 = E^{tot}_{low} * \overline{(H1 * H2')} * \overline{FCH_{OR}}$$

Facciamo alcune osservazioni sui trigger di maggior interesse.
Il primo trigger (M_MLU1) è quello principale per l'individuazione di decadimenti in e^+e^- sia inclusivi che esclusivi. Il trigger, come si può osservare dalla composizione delle logiche parziali C_MLU1 e C_MLU2, è diviso in tre *sub_logiche*. La prima richiede che entrambe le tracce siano elettroni (occorre per entrambe il segnale dal Čerenkov e dal calorimetro). La seconda invece richiede due tracce cariche di cui una sola sia un elettrone e serve a controllare l'efficienza del Čerenkov. La terza infine non fa richieste sul calorimetro ($PBG3$ non è richiesto) e serve quindi a controllare l'efficienza di quest'ultimo.
L'uscita M_MLU2 è un trigger che seleziona eventi $\overline{p}p$ ad un angolo di 90° nel centro di massa.
M_MLU3 è dedicata alla selezione del canale adronico $\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$ e verrà illustrata in maggior dettaglio nel prossimo capitolo.
Le uscite 4, 5, 7 e 8 selezionano eventi con stati finali neutri, principalmente a 2, 3 o più γ.
L'uscita 6, infine, viene utilizzata principalmente per il controllo di efficienza del trigger $\overline{p}p$.

Tra lo stadio di selezione e quello di acquisizione vi è un codificatore di priorità o $GATE\ MASTER$, che, quando un trigger è attivato, comanda l'acquisizione dell'evento comunicando anche il codice che identifica il trigger.

2.9.4 *Il sistema di acquisizione dati*

Il principio di funzionamento del sistema di acquisizione dei dati (DAQ) è riportato di seguito.
I vari crates, che contengono tutti i moduli di lettura dei rivelatori (principalmente ADC e TDC), vengono letti attraverso lo loro porte di uscita ECL (circa 10 volte più veloci della normale lettura sul bus CAMAC) da dispositivi chiamati DYC. Questi dispositivi, che sono essenzialmente delle memorie (o *Buffer*), registrano tutte le

informazioni di un crate e vengono letti in successione da due serie di DPM (*Dual Ported Memory* alloggiati in un crate VME.
I dati memorizzati nelle due serie di DPM vengono infine letti dal calcolatore elettronico, un Silicon Graphics (Mod. Challenge-L) dotato di quattro processori, che effettua una prima ricostruzione dell'evento ed esegue una veloce preanalisi (il trigger di II° livello).
Gli eventi che superano il trigger di primo livello vengono registrati su nastro mentre quelli che superano anche questa preanalisi vengono registrati direttamente su disco.
È interessante notare che la struttura della DAQ è stata studiata in modo tale da avere tempo morto nullo, ottenibile grazie ad una tecnica denominata “ping-pong”. Questa tecnica consiste nell'alternare, in successione, la fase di acquisizione di una serie di DPM con quella di elaborazione dell'altra serie. In questo modo si annullano i tempi di attesa che si avrebbero se le fasi di acquisizione-elaborazione fossero sequenziali.
Accanto alla struttura principale di acquisizione appena descritta, c'è poi il sistema di programmazione/controllo dei moduli di lettura (ADC, TDC, etc...) dei vari rivelatori. Questo compito è svolto da un calcolatore Silicon Graphics (Mod. Indigo) che dialoga con i moduli elettronici attravero il bus $CAMAC$.
Vi è infine il “monitor del sistema di acquisizione” (o *on-line monitor*) che permette di controllare, durante la presa dati, il funzionamento dell'intero apparato. Anche questo compito è svolto da un calcolatore Silicon Graphics (Mod. Indigo).

2.10 *La presa dati di* $E835$

Risonanza	$L\,(nb^{-1})$
η_c	17.73
J/ψ	3.67
χ_0	2.57
χ_1	7.26
$^1P_1$	49.16
χ_2	12.39
η_c'	34.98
ψ'	3.67
totale	143.2

Tabella 2.4: Luminosità integrata raccolta per la varie risonanze.

$E835$ ha preso dati da ottobre 1996 a settembre 1997, raccogliendo una luminosità integrata totale pari a $L_{TOT} = 143.2\,Pb^{-1}$.

In tabella 2.4 sono riassunti i valori della luminosità integrata raccolta per lo studio delle varie risonanze. L'intervallo di energia analizzato è: $2912\,MeV < E_{cm} < 4287\,MeV$, mentre il numero totale di run raccolti è di circa 1560. Durante la presa dati i run venivano numerati progressivamente. Il primo run utile è stato il numero 533 e l'ultimo il numero 3346.
Notiamo comunque che in varie occasioni il numero di run è stato aggiornato al migliaio successivo, così che il numero di run effettivi è circa 1560 (e non 2813 come ci si potrebbe aspettare facendo la differenza tra il il numero dell'ultimo run e quello del primo).

Capitolo 3

Progetto e realizzazione del trigger $\phi\phi$

L'esperimento E835 studia gli stati del *charmonio* attraverso i loro decadimenti elettromagnetici quali, ad esempio:

- $\overline{p}p \to J/\psi \to e^+e^-$
- $\overline{p}p \to \chi_{1,2} \to J/\psi + \gamma \to e^+e^-\gamma$
- $\overline{p}p \to \eta_c \to \gamma\gamma$

La reazione $\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$ costituisce l'unico canale adronico che E835 ha analizzato. Grazie alle sue caratteristiche cinematiche molto particolari infatti è stato possibile realizzare un trigger, sufficientemente selettivo ed efficiente per distinguere tale reazione dall'enorme fondo.

In questo capitolo, dopo un breve confronto tra il canale $\phi\phi$ e il canale $\gamma\gamma$[1], verranno descritte le caratteristiche cinematiche della reazione da studiare, evidenziando come queste permettano di distinguerla dal fondo.
Verrà poi descritto il progetto del trigger di primo livello per la selezione di questi eventi e la sua implementazione nel trigger di $E835$.

3.1 *Confronto tra canale $\phi\phi$ e $\gamma\gamma$*

Il decadimento in due fotoni è il principale canale di studio degli stati η_c ed η'_c. Il fondo per questo canale è costituito principalmente dalle reazioni $\overline{p}p \to \pi^0\pi^0$ e

[1] Il decadimento in due fotoni è, per E835, il principale canale di studio degli stati η_c ed η'_c.

$\overline{p}p \to \pi^0\,\gamma$, difficili da eliminare. Il canale $\phi\phi$ rappresenta un valido canale alternativo per lo studio di questi stati. Ma vediamo come esso si confronta con il canale $\gamma\gamma$. Dal punto di vista del decadimento, la η_c favorisce il canale $\phi\phi$ di un fattore circa 24:

- $B.R.(\eta_c \to \phi\phi) = (7.1\,\pm\,2.8) \times 10^{-3}$
- $B.R.(\eta_c \to \gamma\gamma) = (2.8^{+0.67}_{-0.58}) \times 10^{-4}$

Se si considera che $B.R.(\phi \to K^+K^-) = (0.49 \pm 0.006)$, questo fattore diventa circa 6.
D'altro canto però il rapporto segnale/fondo del canale $\phi\phi$ è più sfavorevole.
Rispetto al $\gamma\gamma$, per cui è stato misurato [15] un rapporto S/F pari a circa 1, si può prevedere un segnale di circa $2\,nb$ su un fondo non risonante $\overline{p}p \to \phi\phi$ al più uguale a circa $6\,nb$ [21]. Dunque un rapporto segnale/fondo tre volte più basso.
Oltre al fondo non risonante, ci saranno poi anche tutte quelle reazioni con 4 particelle cariche nello stato finale che supereranno tutte le selezioni e verranno erroneamente scambiate per un evento $\phi\phi$.
È piuttosto difficile quantificare l'entità di questo secondo tipo di fondo in quanto dipende, oltre che dal trigger, anche dalla capacità di selezione dell'analisi che verrà effettuata.
Visto però il valore molto grande della sezione d'urto per i processi $\overline{p}p \to 4\,tracce\,cariche$ ($\sigma_{4tracks} \simeq 22\,mb$, circa un fattore 10^7 più alto del segnale), possiamo aspettarci che queste reazioni diano un contributo al fondo.

Dai numeri riportati sopra ci si rende conto che riuscire a selezionare un segnale di $2\,nb$ da un fondo di oltre $20\,mb$, basandosi esclusivamente sulle caratteristiche cinematiche della reazione, è un'impresa difficile.
Il motivo per cui si è deciso di seguire questa via, nonostante le difficoltà che presenta, è il seguente.
Questo canale viene studiato grazie alle informazioni del solo *sistema di tracciamento interno*[2] ed è dunque largamente indipendente dal canale $\gamma\gamma$, studiato invece quasi esclusivamente grazie al calorimetro centrale.
L'individuazione e lo studio dei mesoni η_c ed η_c' nel canale $\phi\phi$ darebbe dunque informazioni complementari rispetto al canale $\gamma\gamma$.
Essendo lo studio della η_c e la ricerca della η_c' tra gli obiettivi principali che E835,

[2] In realtà il calorimetro viene utilizzato per associare le informazioni dei vari rivelatori. (Vedi par.5.2.2).

questa possibilità era tale da giustificare la ricerca anche se al limite delle possibilità dell'apparato[3].

3.2 *Caratteristiche cinematiche*

L'apparato sperimentale di E835, progettato per rivelare principalmente e^+, e^-, γ, non consente di distinguere tra diversi tipi di adroni.
Ciò significa che reazioni del tipo:

$$p\bar{p} \ \rightarrow (\bar{c}c) \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K^{\pm}$$

possono essere distinte dal fondo, costituito da tutte le reazioni con 4 particelle cariche nello stato finale, basandosi esclusivamente sulle sue caratteristiche cinematiche.
Vedremo che queste caratteristiche molto particolari, descritte in questo paragrafo, hanno permesso lo sviluppo di un trigger molto selettivo e di una analisi capace di raggiungere lo scopo prefissato.

3.2.1 *La cinematica della reazione $\phi\phi$*

Le caratteristiche cinematiche di questa reazione si possono riassumere in quattro punti principali :

1. La distribuzione in ϑ_{lab} dei quattro mesoni K presenta un picco ad angoli compresi tra 20° e 40° ed è limitata a $\vartheta_{lab} < 60°$.

2. La coppia di K che decade da una stessa ϕ è molto "chiusa". Ha cioè angoli di apertura $\Delta\vartheta$ e $\Delta\varphi$ piccoli.

3. Le due coppie di K sono emesse ad angoli azimutali opposti

4. Gli angoli polari θ delle due coppie di K sono correlati

Queste caratteristiche molto particolari sono dovute a due motivi principali. Anzitutto il piccolo $Q - valore$ del dacadimento $\phi \rightarrow K^+K^-$ (appena $31\,MeV$) fa in modo che i due K rimangano molto "chiusi" (per conservare l'impulso) e quindi con direzioni molto prossime a quella della ϕ.
In secondo luogo, essendo il decadimento $\eta_c \rightarrow \phi\phi$ a due corpi, le direzioni delle due

[3]Il canale $\phi\phi$ potrebbe poi essere utilizzato anche per lo studio dello stato ${}^1P_1$, attraverso il decadimento ${}^1P_1 \rightarrow \eta_c\,\gamma \rightarrow \phi\phi\,\gamma$.

ϕ (e quindi, per quanto detto sopra, dei $K^{\pm}$) sono tra di loro correlate.
Le caratteristiche cinematiche descritte sopra, per la reazione $\phi\phi$ e per le reazioni di fondo più importanti, sono riportate nei grafici 3.1-3.11 in fondo al paragrafo.

3.2.2 Le reazioni di fondo

Lo studio delle reazioni di fondo è di fondamentale importanza per il progetto di un trigger per la selezione di eventi con sezione d'urto molto piccola (come nel nostro caso). Il rate finale del trigger (cioè il numero di eventi al secondo che tale circuito farà acquisire) sarà infatti determinato da queste reazioni.
Prima di passare ad esaminare più in dettaglio le singole reazioni di fondo facciamo alcune considerazioni di carattere generale.

Considerazioni generali

La sezione d'urto totale per il processo di annichilazione tra protone ed antiprotone è pari a circa $70\,mb$ all'energia dello stato η_c e a circa $60\,mb$ all'energia della η_c' [22].
Occorre tuttavia osservare che questi valori sono da considerarsi una sovrastima del fondo per varie ragioni.
In primo luogo, in questo valore sono comprese tutte le possibili reazioni tra protone ed antiprotone, molte delle quali non ci daranno particolari problemi.
Ad esempio, le reazioni con 2 sole particelle cariche nello stato finale ($\sigma_{2tracks} = (37.3 \pm 1.3)\,mb$ per $E_{cm} = 2.975\,GeV$) sono facilmente eliminabili già dai primi stadi della logica di selezione.
I fondi più difficili da eliminare sono invece quelli simili alla reazione che stiamo studiando; aventi cioè 4 (o più) particelle cariche nello stato finale.
Le sezioni d'urto per processi con 4 o 6 particelle cariche nello stato finale valgono (per $E_{cm} = 2975\,MeV$) :

$$\sigma_{4\,tracks} = (21.6 \pm 0.9) mb$$

$$\sigma_{6\,tracks} = (7.7 \pm 0.4)\,mb$$

Questi valori vanno però corretti per l'accettanza del rivelatore, cioè per la percentuale di eventi in cui 4 particelle entrano nell'apparato. Gli eventi con un numero di tracce nell'apparato $\neq 4$ sono infatti facilmente eliminabili e non verranno quindi considerati. Nella tabella3.1 sono riportate, per alcune reazioni, le accettanze del nostro rivelatore.

reazione	*accettanza* (%) $E_{cm} = 2.990\,GeV$	*accettanza* (%) $E_{cm} = 3.595\,GeV$
$\overline{p}p \rightarrow \eta_c \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$	57.8	48.9
$\overline{p}p \rightarrow \overline{\Delta}\Delta \rightarrow p\pi^+\overline{p}\pi^-$	9.16	8.1
$\overline{p}p \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$	20.25	24.1
$\overline{p}p \rightarrow p\pi^+\overline{p}\pi^-$	18.3	14.1
$\overline{p}p \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$	32.9	16.0

Tabella 3.1: Valori dell'accettanza geometrica dell'apparato di E835 per il canale $\phi\phi$ e per alcune reazioni di fondo

Come si può notare dai dati di tabella 3.1, in alcuni casi il valore dell'accettanza contribuisce a ridurre, anche di un fattore 10 (come nel caso del canale $\overline{\Delta}\Delta$), il contributo della reazione.
Nonostante ciò la sezione d'urto di fondo rimarrà di molti ordini di grandezza più alta rispetto a quella del canale $\phi\phi$, e dunque sarà necessario progettare un filtro hardware (il trigger $\phi\phi$) che elimini più eventi possibili prima che vengano acquisiti.

Studio delle singole reazioni

L'annichilazione tra protone ed antiprotone può dare origine ad un gran numero di stati finali adronici, che costituiscono il fondo per lo studio del nostro canale di decadimento. Vista l'impossibilità di studiare in dettaglio tutte queste reazioni, si deve ricorrere ad una selezione che tenga conto della "pericolosità" delle stesse.
La selezione è stata effettuata seguendo due criteri : il grado di somiglianza dal punto di vista cinematico e il valore della sezione d'urto (queste ultime sono riportate in tabella 3.2) [22].
Sulla base di questi due criteri, si è deciso di stilare, per le reazioni di tabella 3.2, la seguente classifica di priorità :

1. Reazioni con quattro particelle cariche nello stato finale

2. Reazioni con quattro particelle cariche più neutri

3. Reazioni con sei particelle cariche.

4. Reazioni con sei particelle cariche più neutri

In realtà questa classificazione è soltanto indicativa: per lo studio delle varie logiche (presentata nel prossimo paragrafo) molte reazioni di fondo sono state preventivamente analizzate e, solo dopo averne riscontrato la scarsa importanza, esse sono

Reazione	$\sigma\,(mb)$ $E_{cm} = 2.988$	$\sigma\,(mb)$ $E_{cm} = 3.595$
$\overline{p}p \to p\pi^+\overline{p}\pi^-$	1.4	1.6
$\overline{p}p \to \overline{\Delta}\Delta \to p\pi^+\overline{p}\pi^-$	2.35	1.63
$\overline{p}p \to 4\pi$	0.6	0.34
$\overline{p}p \to 2\pi^+2\pi^-\pi^0$	4.0	0.83
$\overline{p}p \to 2\pi^+2\pi^-2\pi^0$	6.0	3.7
$\overline{p}p \to 2\pi^+2\pi^-3\pi^0$	4.3	3.0
$\overline{p}p \to 2\pi^+2\pi^-4\pi^0$	1.7	1.74
$\overline{p}p \to 3\pi^+3\pi^-$	0.92	0.28
$\overline{p}p \to 3\pi^+3\pi^-\pi^0$	2.7	1.16
$\overline{p}p \to 3\pi^+3\pi^-2\pi^0$	2.4	1.96

Tabella 3.2: Valori della sezione d'urto per alcune reazioni di fondo

state trascurate.
Le reazioni a prima vista più pericolose sono:

1. $\overline{p}p \to \overline{\Delta}\Delta \to p\pi^+\overline{p}\pi^-$
2. $\overline{p}p \to 2\pi^+2\pi^-\pi^0$
3. $\overline{p}p \to 2\pi^+2\pi^-2\pi^0$
4. $\overline{p}p \to 2\pi^+2\pi^-3\pi^0$

La reazione $\overline{\Delta}\Delta$, a parte il diverso tipo di particelle coinvolte, è infatti cinematicamente simile alla reazione $\phi\phi$ mentre le reazioni 2, 3 e 4 hanno una sezione d'urto molto grande.
Tutte le altre reazioni, sia per il numero di particelle molto diverso, sia per la sezione d'urto più piccola, non appaiono così preoccupanti.
Vedremo nel prossimo paragrafo che queste considerazioni, molto qualitative, verranno solo in parte confermate dallo studio quantitativo effettuato con l'ausilio di una simulazione Monte Carlo.
Osserviamo infine che anche reazioni del tipo

- $\overline{p}p \to \pi^+\pi^-K^+K^- \qquad (\sigma\ =\ 0.2\,mb)$
- $\overline{p}p \to K^+K^-K^+K^- \qquad (\sigma\ =\ 0.004\,mb)$

possono sembrare pericolose per la nostra reazione. Tuttavia, la reazione con 4K non risonanti ha una sezione d'urto molto piccola, per cui verrà trascurata[4]; la reazione con $2\pi\, 2K$ invece ha delle caratteristiche cinematiche del tutto analoghe alla 4π [23] per cui, in quanto segue, verrà considerata soltanto quest'ultima, con una sezione d'urto pari alla somma delle due.

Nelle pagine che seguono (figure 3.1÷3.12) sono riportate le caratteristiche cinematiche descritte in questo paragrafo, per la reazione:

$$\overline{p}p \rightarrow \eta_c \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K^{\pm}$$

e per le seguenti reazioni di fondo (che vedremo essere le più importanti):

$$\overline{p}p \rightarrow \overline{\Delta}\Delta \rightarrow p\,\pi^+\,\overline{p}\,\pi^-$$

$$\overline{p}p \rightarrow 2\pi^+\,2\pi^-$$

$$\overline{p}p \rightarrow p\,\pi^+\,\overline{p}\,\pi^-$$

$$\overline{p}p \rightarrow 2\pi^+\,2\pi^-\,\pi^0$$

$$\overline{p}p \rightarrow 2\pi^+\,2\pi^-\,2\pi^0$$

I grafici sono relativi all'energia dello stato η_c ($E_{cm} = 2988\,MeV$) e all'energia della η'_c, assunta essere ($E_{cm} = 3600\,MeV$).

Questi grafici, ottenuti con l'ausilio di un Monte Carlo (che verrà descritto nel prossimo paragrafo), mostrano che la reazione più simile alla $\phi\phi$, in termini di caratteristiche cinematiche, è la $\overline{\Delta}\Delta$. Fortunatamente la sezione d'urto di tale reazione non è molto grande.
Le altre reazioni, che hanno caratteristiche cinematiche differenti, potranno essere pesantemente abbattute dal trigger di primo livello. Questo, visto l'elevato valore delle sezioni d'urto, è molto importante.

[4] Questa reazione può essere trascurata a livello di progettazione del trigger in quanto il contributo al rate finale è molto piccolo. Vedremo invece che, a livello di analisi dei dati, costituirà un fondo praticamente ineliminabile in quanto identico al segnale.

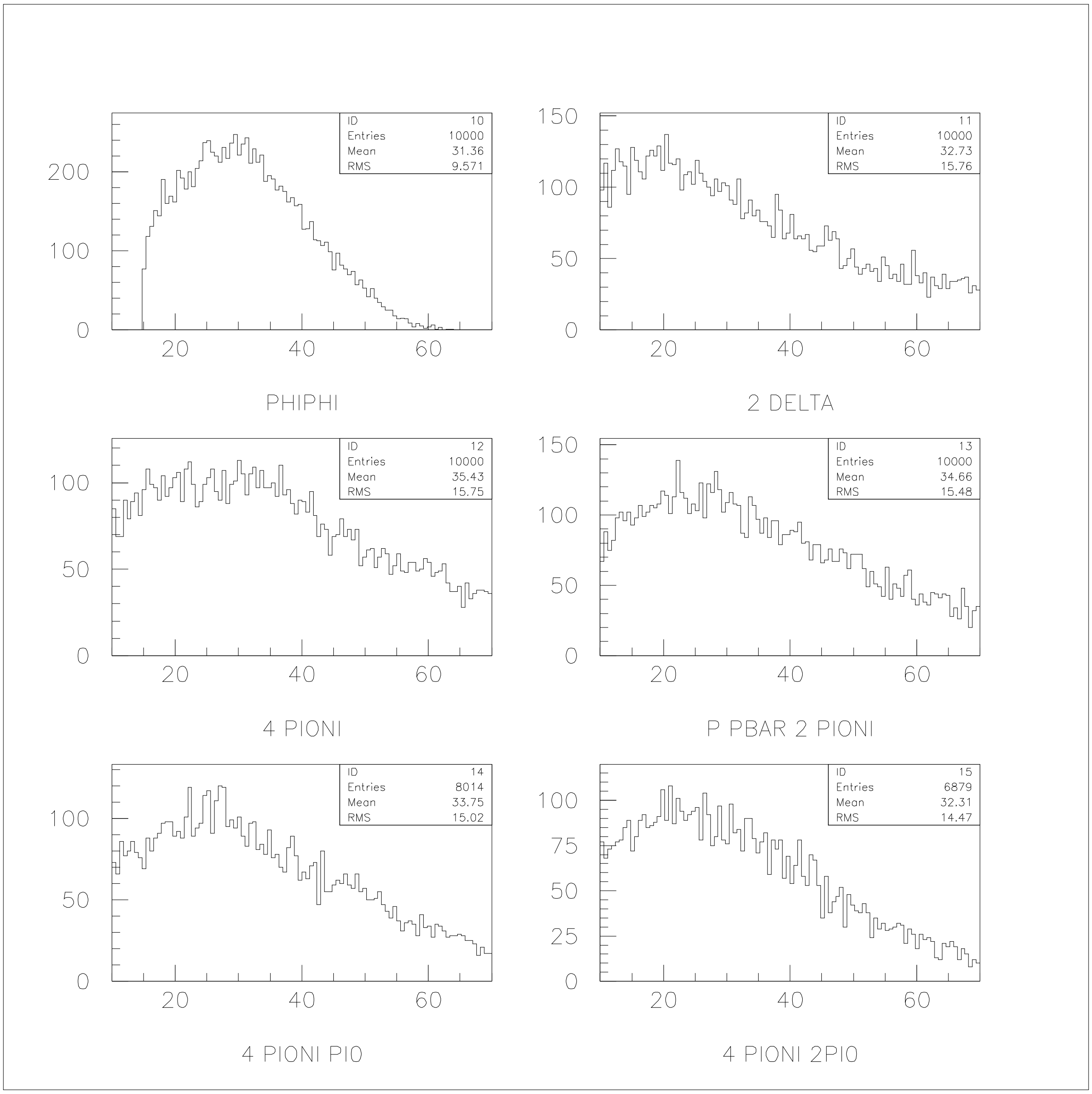


Figura 3.1: DISTRIBUZIONE IN ϑ_{lab}: distribuzione dell'angolo polare ϑ per un $K^{\pm}$ della reazione $\phi\phi$ e di un $\pi^{\pm}$ di alcune delle reazioni di fondo più importanti. In ascissa gli angoli sono espressi in gradi.

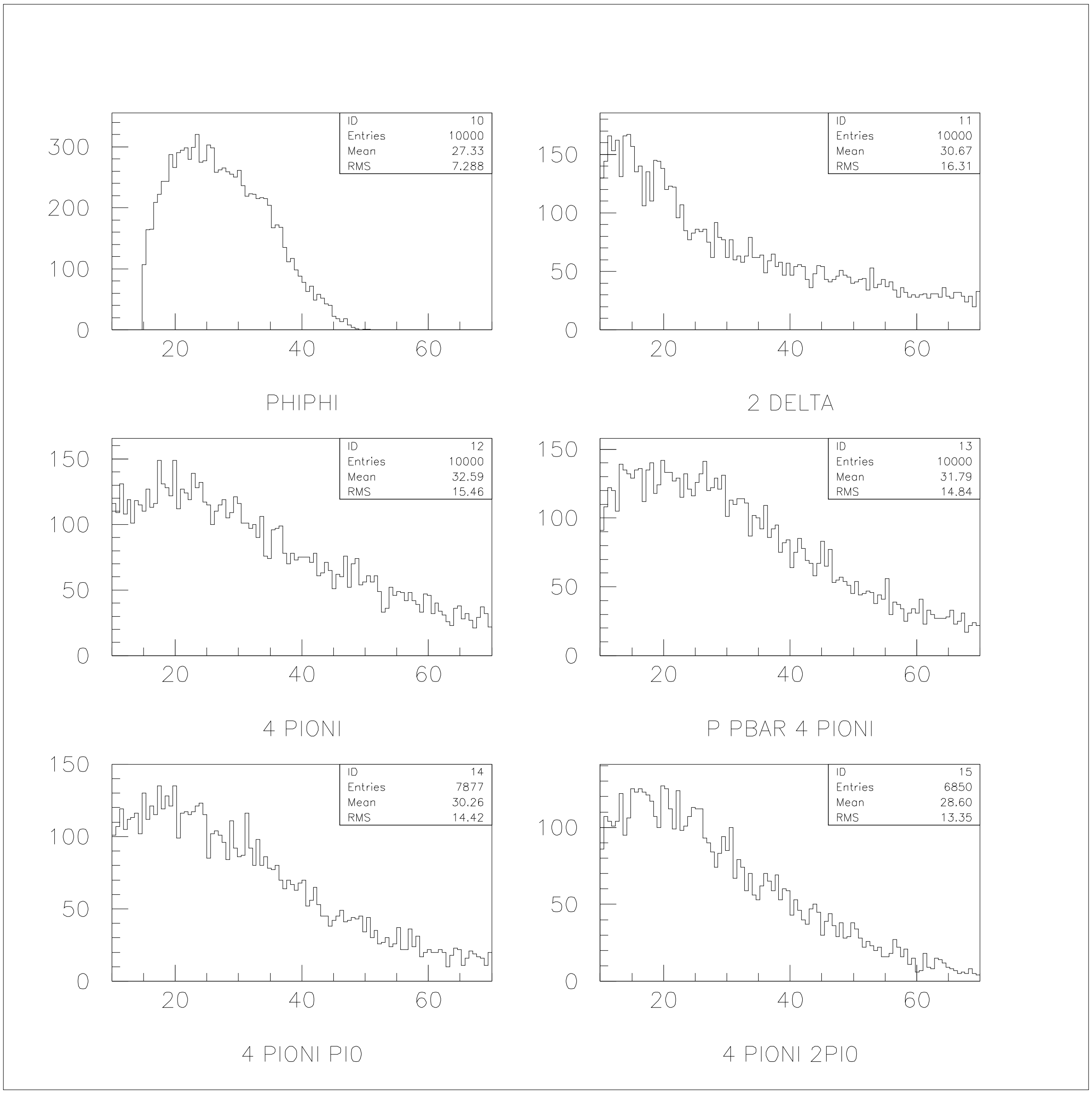


Figura 3.2: DISTRIBUZIONE IN ϑ_{lab}: distribuzione dell'angolo polare ϑ per un $K^{\pm}$ della reazione $\phi\phi$ e di un $\pi^{\pm}$ di alcune delle reazioni di fondo più importanti alla energia della risonanza η_c' (assunta essere $3600\,MeV$). In ascissa gli angoli sono espressi in gradi.

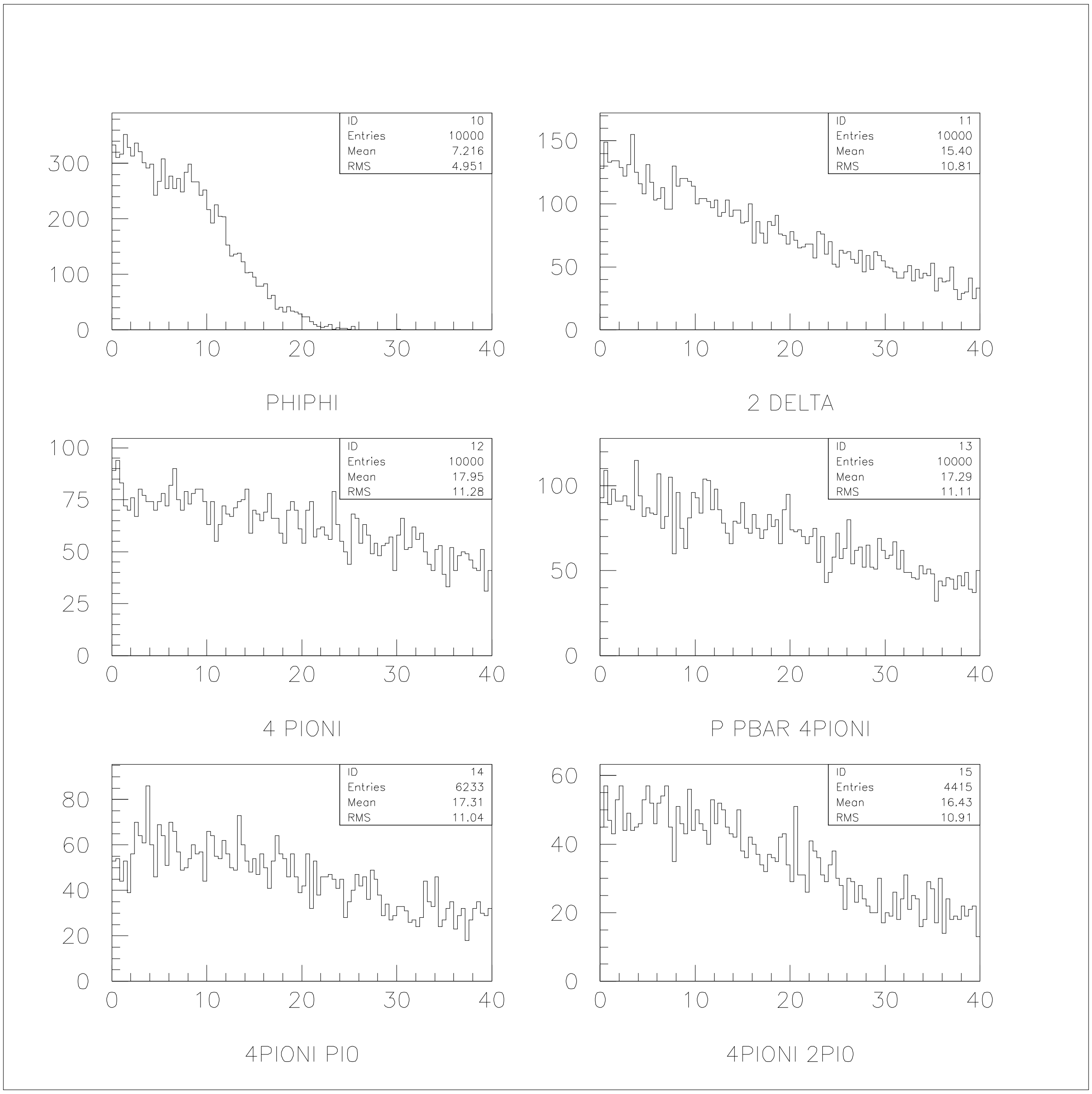


Figura 3.3: CHIUSURA ANGOLARE DEI $K^{\pm}$: differenza tra gli angoli polari ϑ di due K che decadono dallo stesso mesone ϕ e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti. In ascissa gli angoli sono espressi in gradi.

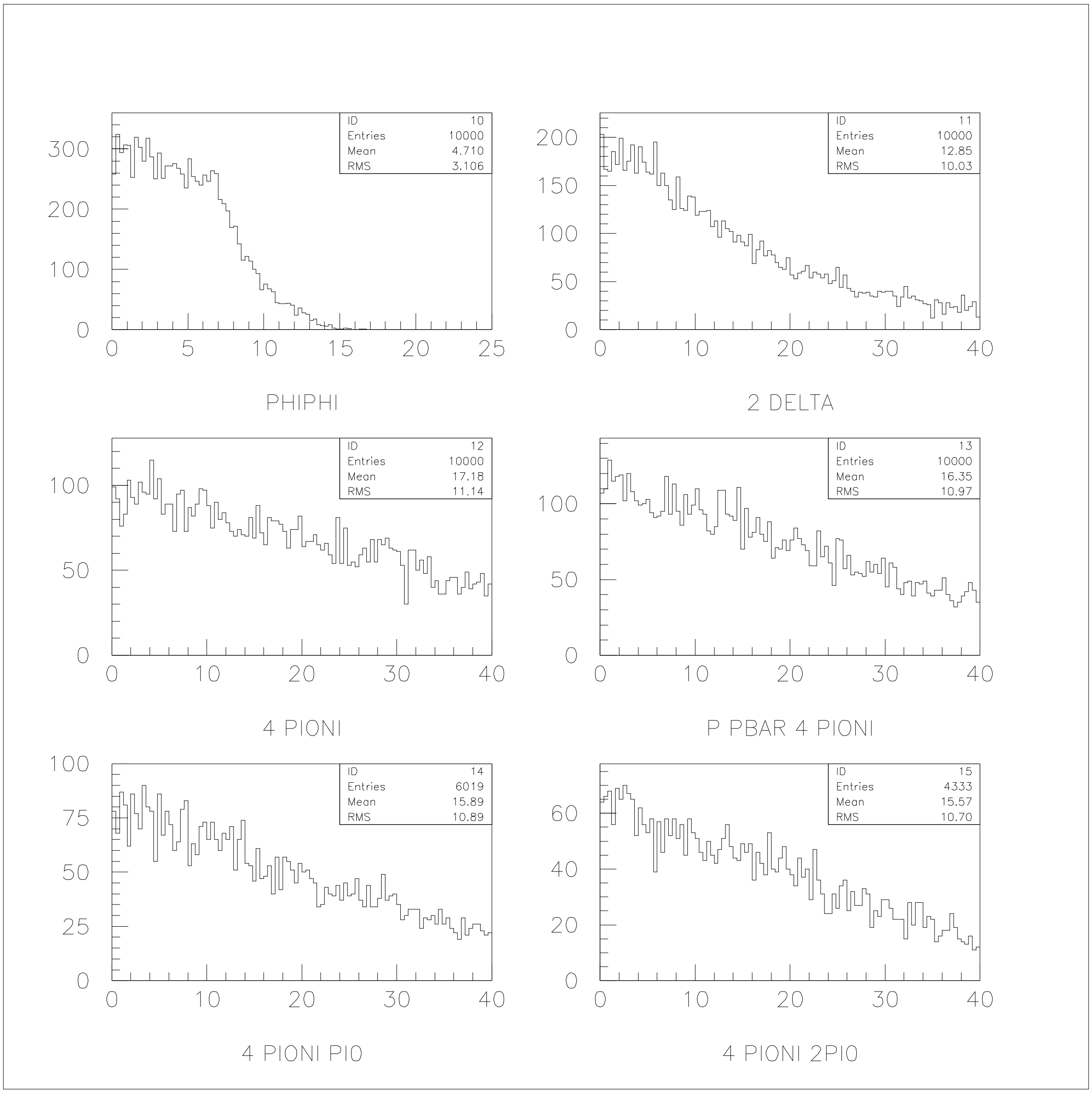


Figura 3.4: CHIUSURA ANGOLARE DEI $K^{\pm}$: differenza tra gli angoli polari ϑ di due K che decadono dallo stesso mesone ϕ e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti, alla energia della risonanza η_c' (assunta essere $3600\,MeV$). In ascissa gli angoli sono espressi in gradi.

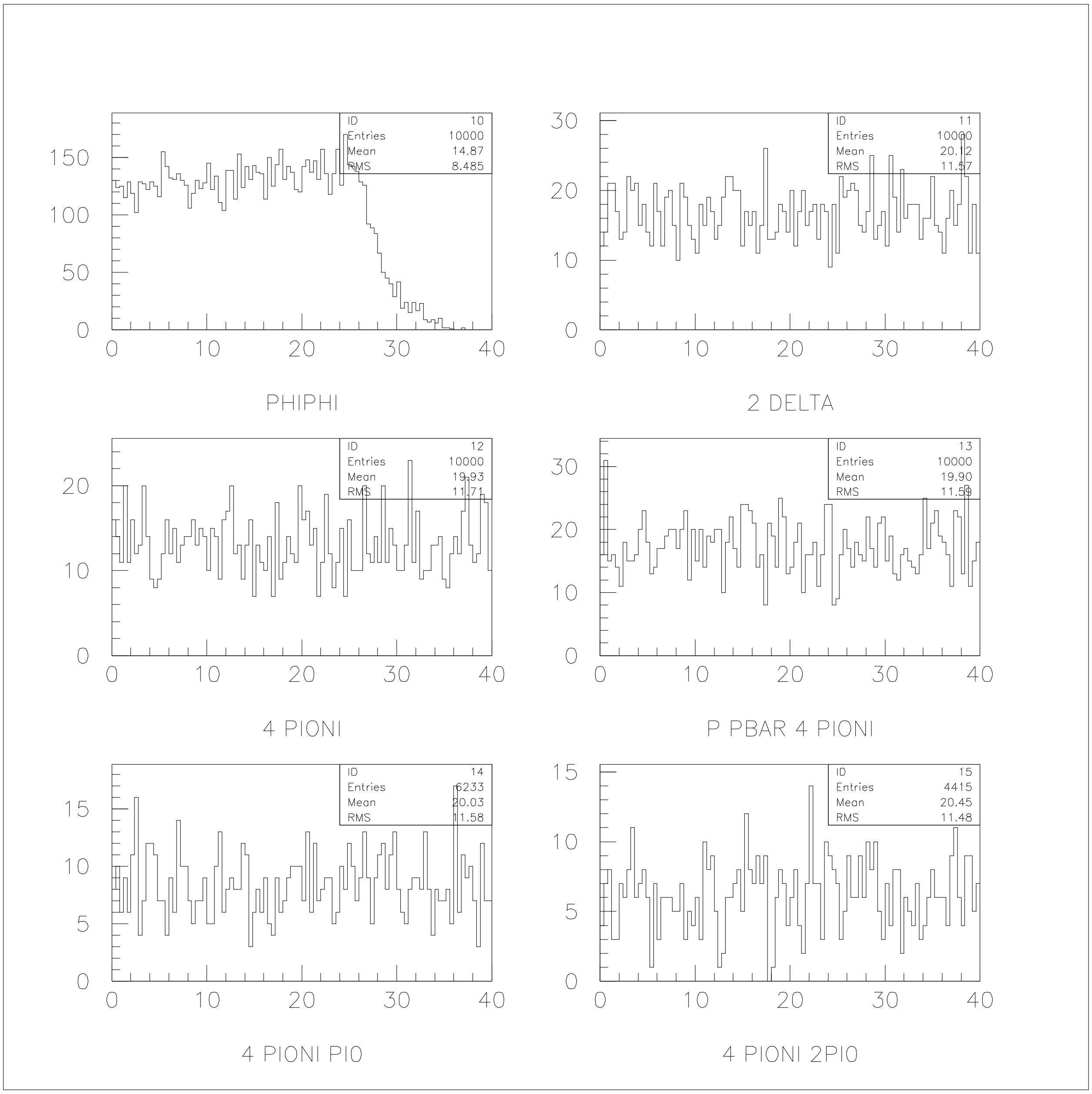


Figura 3.5: CHIUSURA ANGOLARE DEI $K^{\pm}$: differenza tra gli angoli azimutali φ di due K che decadono dallo stesso mesone ϕ e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti. In ascissa gli angoli sono espressi in gradi.

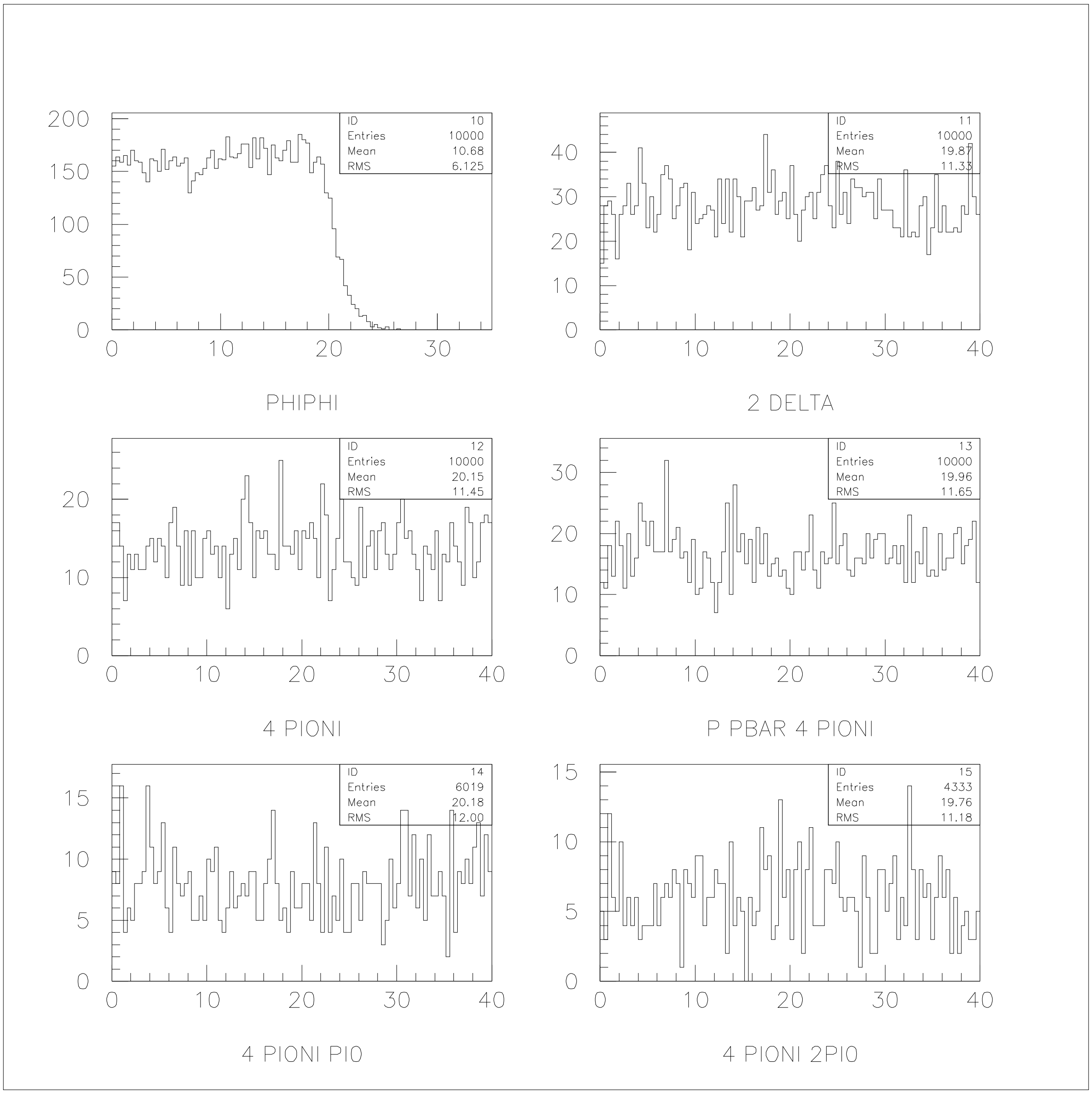


Figura 3.6: CHIUSURA ANGOLARE DEI $K^{\pm}$: differenza tra gli angoli azimutali φ di due K che decadono dallo stesso mesone ϕ e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti, alla energia della risonanza η_c' (assunta essere $3600\,MeV$). In ascissa gli angoli sono espressi in gradi.

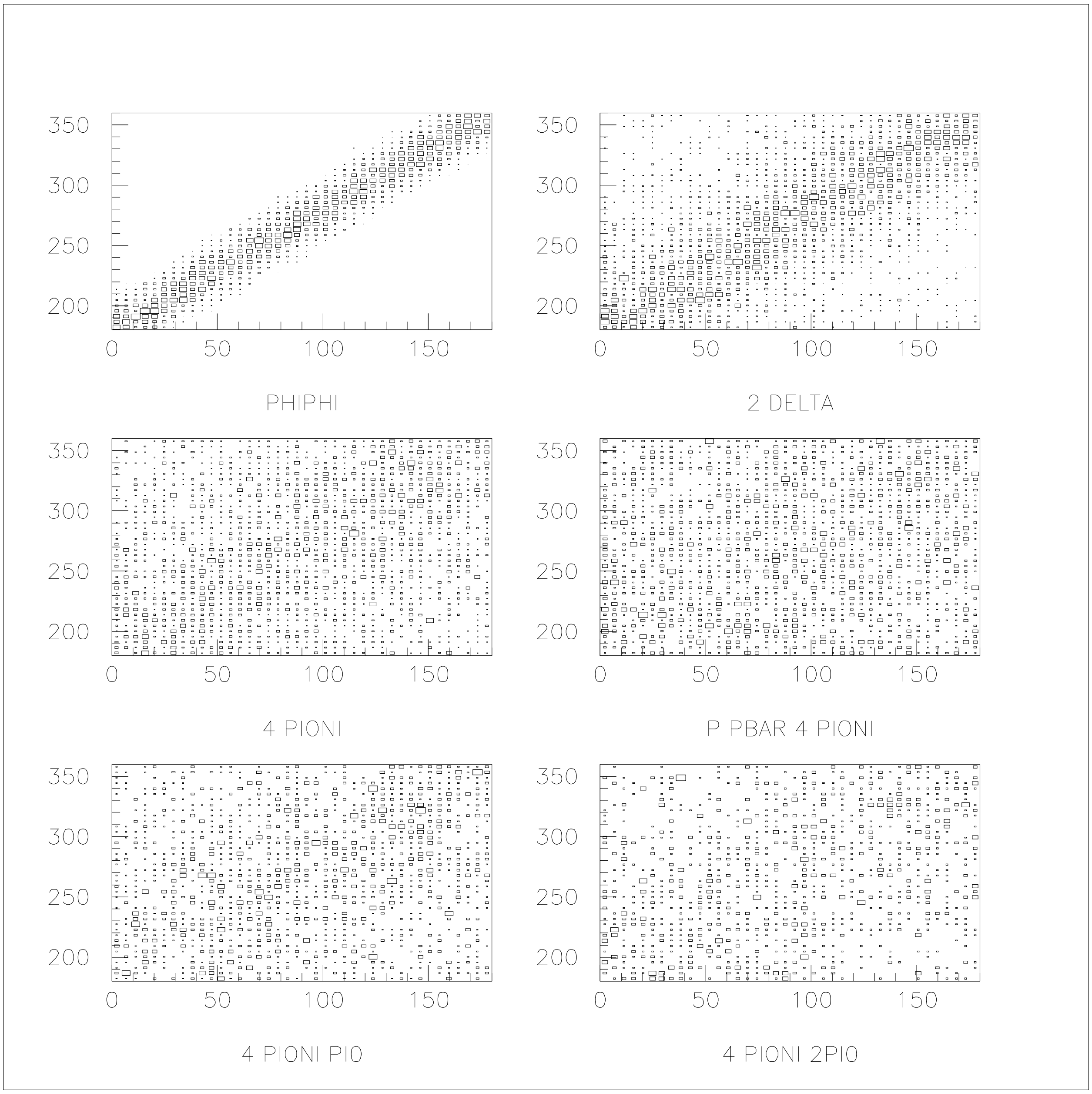


Figura 3.7: OPPOSIZIONE IN φ DEI $K^{\pm}$: correlazione tra gli angoli azimutali φ di due K che decadono da mesoni ϕ differenti e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti. Nei due assi gli angoli sono espressi in gradi.

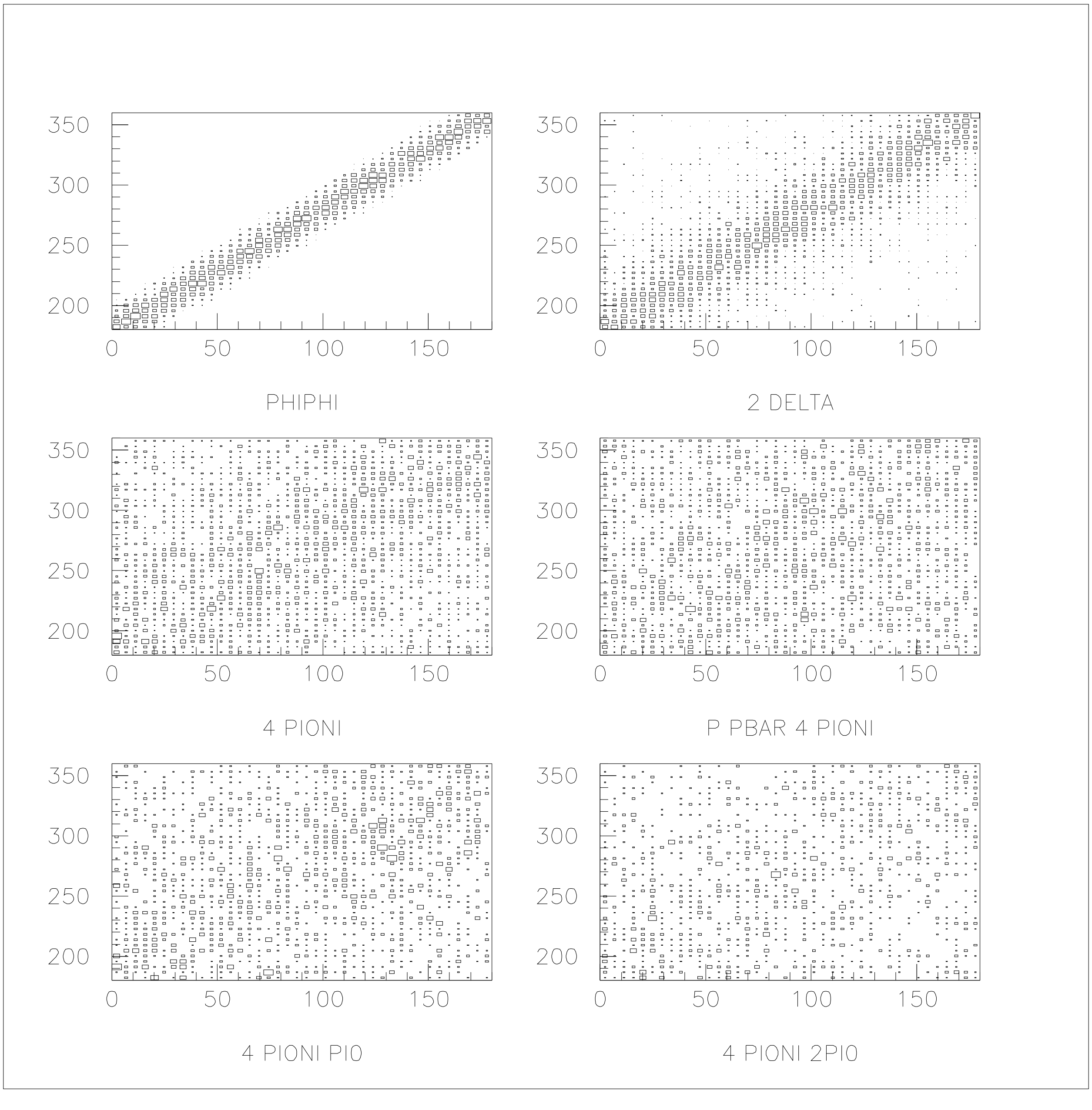


Figura 3.8: OPPOSIZIONE IN φ DEI $K^{\pm}$: correlazione tra gli angoli azimutali φ di due K che decadono da mesoni ϕ differenti e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti alla energia della risonanza η_c' (assunta essere $3600\, MeV$). Nei due assi gli angoli sono espressi in gradi.

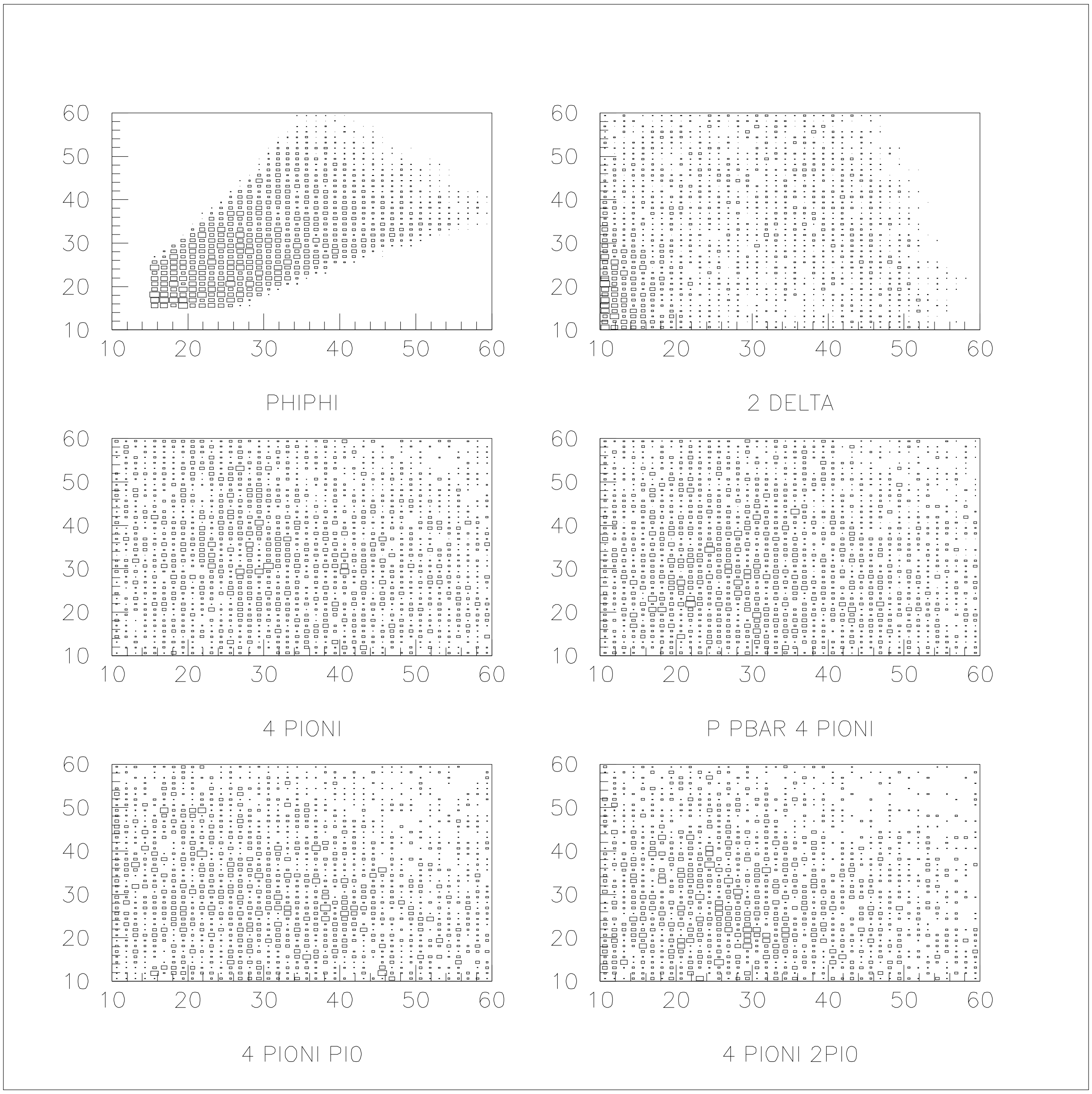


Figura 3.9: CORRELAZIONE IN ϑ DEI $K^{\pm}$: correlazione tra gli angoli polari ϑ di due K che decadono dallo stesso mesone ϕ e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti. Nei due assi gli angoli sono espressi in gradi.

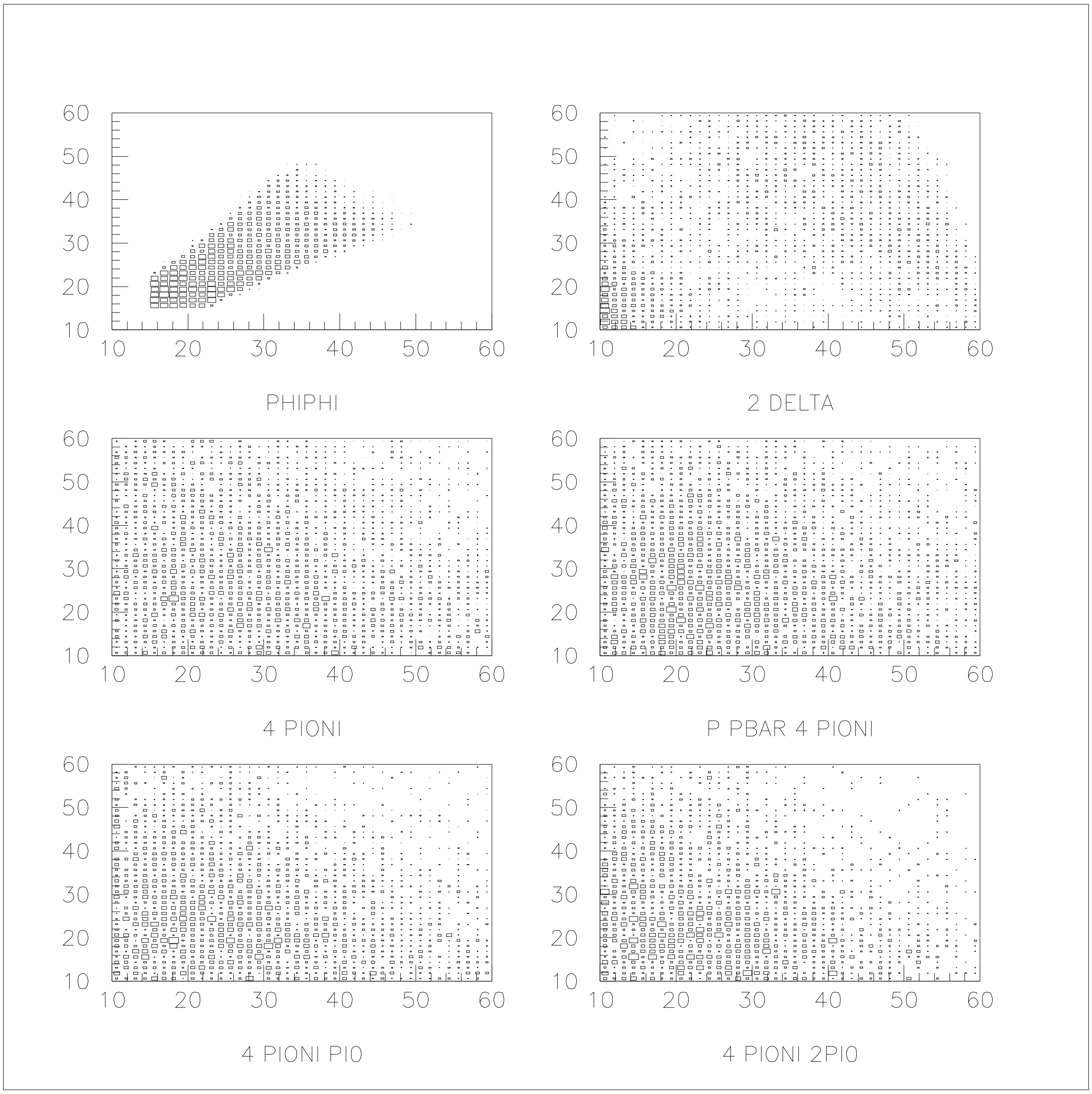


Figura 3.10: CORRELAZIONE IN ϑ DEI $K^{\pm}$: correlazione tra gli angoli polari ϑ di due K che decadono dallo stesso mesone ϕ e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti, alla energia della risonanza η_c' (assunta essere $3600\,MeV$). Nei due assi gli angoli sono espressi in gradi.

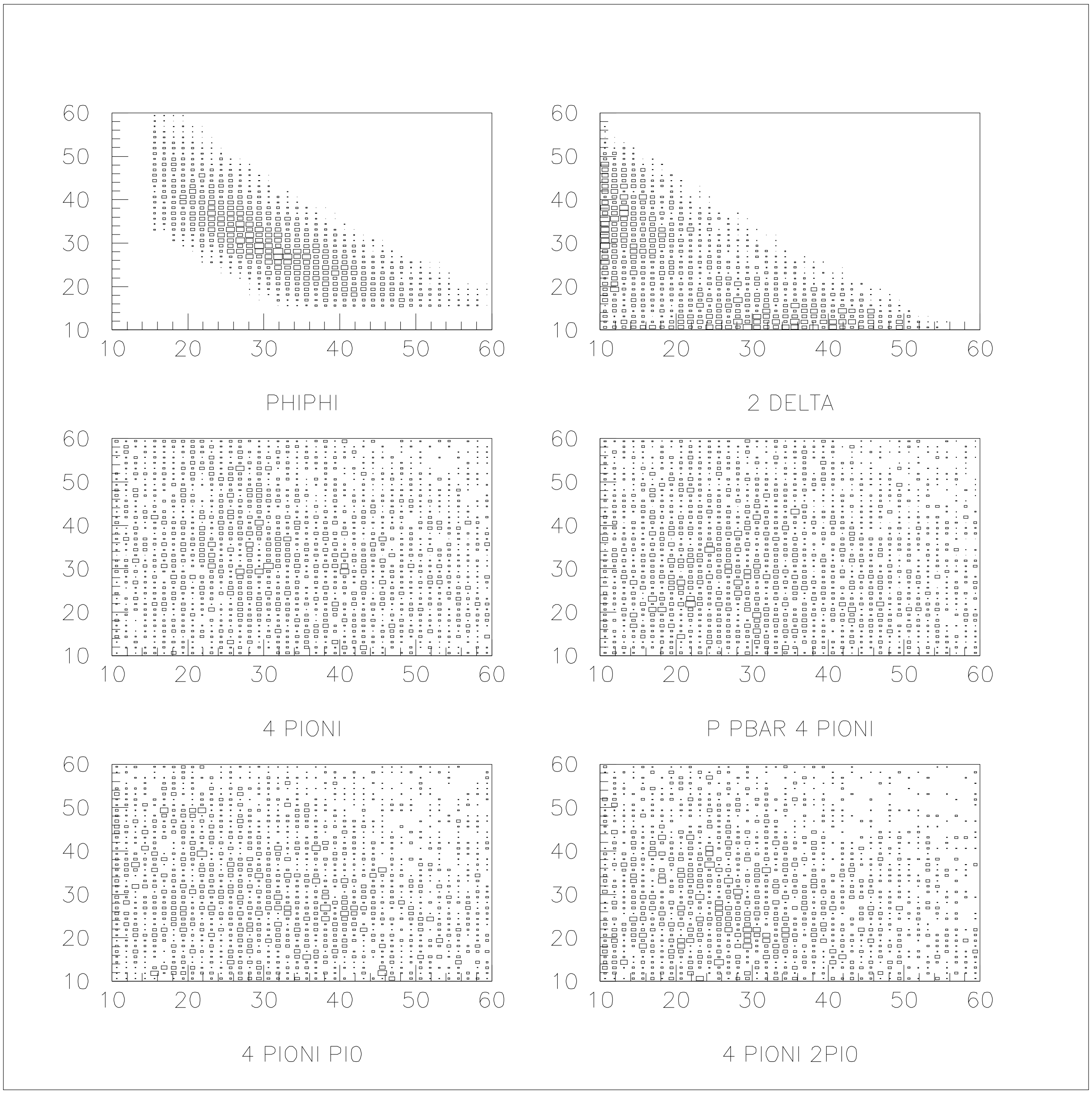


Figura 3.11: CORRELAZIONE IN ϑ DEI $K^{\pm}$: correlazione tra gli angoli polari ϑ di due K che decadono da diversi mesoni ϕ e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti. Nei due assi gli angoli sono espressi in gradi.

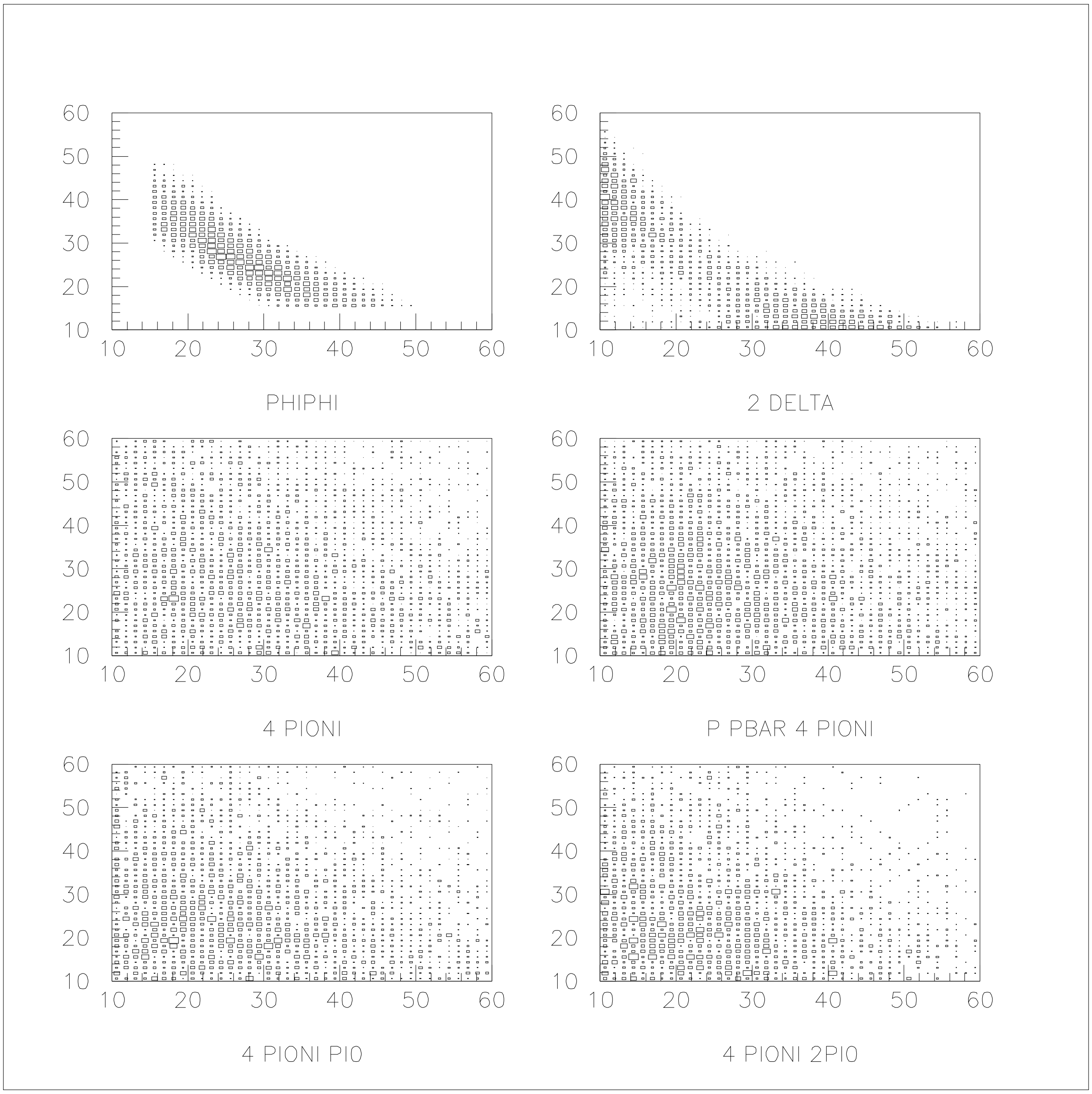


Figura 3.12: CORRELAZIONE IN ϑ DEI $K^{\pm}$: correlazione tra gli angoli polari ϑ di due K che decadono da diversi mesoni ϕ e confronto con alcune delle reazioni di fondo più importanti, alla energia della risonanza η_c' (assunta essere $3600\,MeV$). Nei due assi gli angoli sono espressi in gradi.

3.3 Il progetto del trigger $\phi\phi$

Vediamo ora come le caratteristiche appena viste vengono utilizzate, in pratica, per la realizzazione del trigger $\phi\phi$ di primo livello.
Tale trigger dovrà abbattere il più possibile il fondo, in modo tale da mantenere una frequenza finale degli eventi minore di $2000\,Hz$, mantenendosi tuttavia il più efficiente possibile sul segnale. Tutto ciò deve essere fatto cercando di utilizzare al massimo le logiche di selezione già presenti nel trigger di $E760$.

Il progetto del trigger è diviso in due parti principali.
Nella prima verrà studiato un trigger ottimizzato per lavorare alla energia della η_c (che è lo scopo principale del trigger $\phi\phi$).
Nella seconda si proporranno alcune possibili modifiche per ottimizzarlo all'energia della η_c'.

3.4 Il programma di simulazione

Prima di illustrare in dettaglio il progetto del trigger $\phi\phi$, descriviamo brevemente il programma di simulazione Monte Carlo utilizzato in questo progetto.
Il programma è strutturato essenzialmente in due parti.
Nella prima viene generato l'evento, cioè l'insieme di tutte le particelle coinvolte nella reazione, caratterizzate da quadriimpulso e direzione.
Nella seconda viene registrato l'effetto di questo evento sull'apparato. Viene cioè seguito il passaggio delle particelle nei vari rivelatori e registrato quali sono stati colpiti e dove. Queste informazioni verranno poi utilizzare per simulare il trigger.
Gli eventi vengono generati in base allo spazio delle fasi che caratterizza la reazione, tenendo anche conto della larghezza naturale delle particelle che decadono. Ciò è possibile grazie ad una routine della "Cern library" (GENBOD). L'unica eccezione è la reazione $\overline{p}p \to \overline{\Delta}\Delta \to p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-$ per cui si utilizza, per il decadimento della Δ, la distribuzione angolare misurata anzichè lo spazio delle fasi.
Per quanto riguarda la simulazione della geometria del rivelatore, si assumono le seguenti caratteristiche:

- Zona di interazione estesa, distribuita in maniera gaussiana attorno al punto $(x_0, y_0, z_0) = (0, 0, 0)$ con $\sigma_{(x,y,z)} = (2.5, 3.5, 3.0)\,mm$.
- Perfetto allineamento tra gli scintillatori degli odoscopi $H1$, $H2'$, $H2$.
- Scintillatori perfettamente combacianti.

Per il rivelatore a fibre (che è particolarmente importante per il trigger) il programma tiene conto della separazione tra i cilindri interno ed esterno, del passo tra le fibre e del raggio della zona attiva ("core").
Si tiene conto infine dello scattering multiplo e della probabilità di conversione dei fotoni all'interno dei vari rivelatori.

3.5 *Il trigger* $\phi\phi$ *all'energia della* η_c

In questo paragrafo verrà descritto lo studio effettuato per il progetto del trigger $\phi\phi$ ad una energia di 2988 MeV (corrispondente al picco della η_c misurato da $E760$).
Verranno descritte alcune logiche di selezione già descritte nel cap.2 ed altre che invece sono state pensate appositamente per questo trigger.
Queste logiche sono suddivise a seconda del rivelatore su cui si basano. I valori delle efficienze, per la reazione $\phi\phi$ e per le reazioni di fondo più importanti, sono riportati in tabella 3.4 (in fondo al paragrafo).

3.5.1 *Logiche basate sull'odoscopio H2*

Le logiche basate sull'odoscopio H2, sono :

$(NH2 = 3, 4)$

$H2_{copl}$

$H2_{logic}$

Vediamo di descriverle in maggior dettaglio.

La logica $(NH2 = 3, 4)$

Questa logica è basata sulla *molteplicità* dell'odoscopio H2, cioè sul numero di scintillatori che sono stati colpiti.
La richiesta è dettata dal fatto che la reazione $\phi\phi$ ha quattro particelle nello stato finale ed, essendo le due coppie di $K^{\pm}$ piuttosto chiuse, esse colpiranno in qualche caso un solo scintillatore.
È importante osservare che non è stato accettato il caso $NH2 = 2$ per eliminare le reazioni con due sole particelle nello stato finale. Tali reazioni, come abbiamo visto nel par. 3.2.2, costituiscono una frazione piuttosto importante del fondo.

La logica $H2_{copl}$

La logica in esame, già descritta nel cap.2 ($COPL$), utilizza il fatto che le coppie di K provenienti dal decadimento dei mesoni ϕ hanno angoli azimutali opposti. Si richiede infatti la coincidenza tra ogni scintillatore ed i tre ad esso opposti in φ.

La logica $H2_{logic}$

La caratteristica cinematica su cui si basa questa logica è l'opposizione in φ delle due coppie di $K^{\pm}$. Infatti, dato uno scintillatore di $H2$ colpito, pone in veto due regioni azimutali, tra loro opposte ed ampie $\simeq 100°$ ciascuna (vedi fig.3.13).
Ad esempio, se uno scintillatore è colpito (il numero 1) occorre, per superare questo taglio, che nessuno tra quelli appartenenti alle regioni : $5 \div 13$ e $21 \div 29$ (estremi compresi), venga colpito.
Circa la scelta dell'ampiezza delle regioni da porre in veto si è visto che, per avere una efficienza accettabile (per il canale $\phi\phi$) e nel contempo una buona riduzione dei fondi, occorre porre in veto 9 scintillatori per ogni settore, corrispondenti appunto ad un angolo di circa 100°.

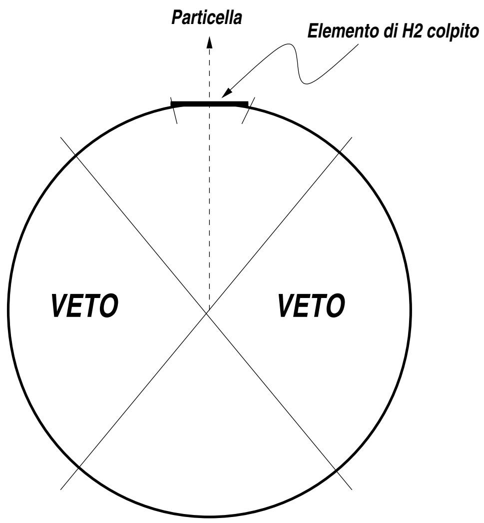


Figura 3.13: Principio di funzionamento della logica $H2_{logic}$

3.5.2 *Il trigger $\phi\phi$ e il rivelatore a fibre scintillanti*

Il trigger$\phi\phi$, il cui progetto è l'argomento di questo capitolo, ha avuto un predecessore.

Durante la presa dati di E760, l'esperimento di cui E835 è successore, furono acquisiti alcuni dati con un trigger per la selezione di eventi $\phi\phi$ basato essenzialmente sulle informazioni dell'odoscopio $H2$.
Il problema principale di questo trigger era la mancanza di un rivelatore che gli fornisse, in tempo reale, l'informazione sull'angolo polare ϑ delle tracce.
In E835, con la costruzione del *Rivelatore a fibre scintillanti* (descritto in dettaglio nel cap.2), questo problema è stato risolto e i vantaggi per il trigger $\phi\phi$ sono stati notevoli.
Questo rivelatore infatti, costituito lo ricordo da due strati di fibre scintillanti (430 fibre per ogni strato), è dotato di 19 uscite-OR, o "Bundles" (vedi fig.3.14), il cui segnale è appunto l'OR logico dei segnali provenienti dalle fibre degli strati interno ed esterno corrispondenti ad una certa regione ell'angolo polare ϑ. Questi segnali sono utilizzabili direttamente a livello di trigger, grazie alla velocità di risposta del rivelatore.

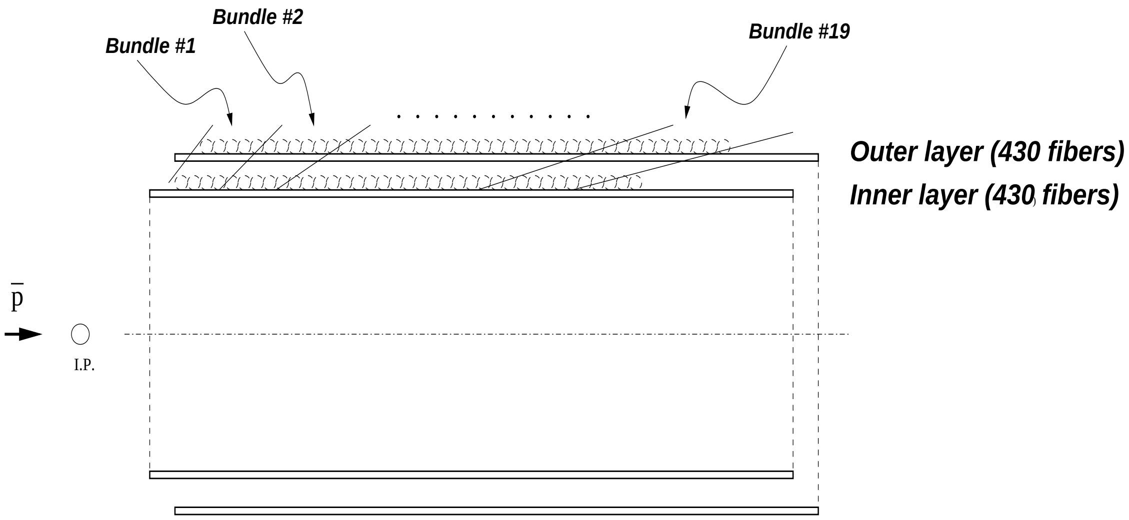


Figura 3.14: Vista laterale del rivelatore a fibre scintillanti con evidenziati i "bundles" di fibre utilizzati dal trigger $\phi\phi$.

È stato quindi possibile sviluppare delle logiche di selezione efficienti e flessibili. Un chiaro esempio è la logica che chiamata "$KIN_{twobody}$"[5], ottenuta chiedendo la coincidenza tra diversi gruppi di fibre, scelti in modo tale da selezionare solo gli eventi che soddisfano la cinematica della reazione $\phi\phi$.
Una discussione più dettagliata di queste logiche verrà data nei prossimi paragrafi.

[5] Il simbolo $KIN_{twobody}$ sta ad indicare una logica di selezione di tipo cinematico (KIN) basata su una precisa correlazione tra le particelle, derivante dal decadimento a 2 corpi ($_{twobody}$): $\eta_c \to \phi\phi$.

3.5.3 *Logiche basate sul rivelatore a fibre*

Le logiche basate sul rivelatore a fibre scintillanti sono le seguenti:

$\overline{SF \geq 55^\circ}$

$(NSF = 3, 4)$

$(NSF + NH2) = 7, 8$

$SF_{up} \geq 2$

$KIN_{twobody}$

Ma vediamo di descriverle singolarmente.

La logica $\overline{SF \geq 55^\circ}$

Questa logica di selezione utilizza la caratteristica della reazione $\phi\phi$ di avere tracce ad angoli polari θ relativamente piccoli (vedi grafico 3.1 del paragrafo precedente). Come si intuisce dal nome, questa logica elimina tutti quegli eventi in cui almeno una particella ha angolo superiore a 55°. Ciò avviene ponendo in veto il primo gruppo di fibre che, come vedremo, copre un angolo polare da 65° a 55° circa.
La scelta di questo angolo è avvenuta dopo un breve studio sull'efficienza di questo taglio per la reazione $\phi\phi$ e per alcune reazioni di fondo.

Le logiche $NSF = 3, 4$ *e* $(NH2 + NSF) = 7, 8$

Queste due logiche sono basate sulla topologia della nostra reazione. La prima, basata esclusivamente sul rivelatore a fibre, seleziona tutti quegli eventi che colpiscono 3 o 4 gruppi di fibre diversi; la seconda, che utilizza sia l'odoscopio H2 che il rivelatore a fibre, richiede che la somma delle loro molteplicità sia pari a 7 o 8.
La logica $NSF = 3, 4$ contribuisce, assieme alla già descritta $H2 = 3, 4$, ad eliminare gli eventi con due sole tracce cariche.
La logica (NSF+NH2=7,8) elimina invece gli eventi con tre particelle cariche nell'apparato; è infatti richiesto che almeno un rivelatore abbia molteplicità 4.
Su queste due logiche è stato effettuato uno studio approfondito poichè su di esse (e sulla logica $KIN_{twobody}$, che vedremo in seguito) è basata la scelta della segmentazione delle fibre.

La segmentazione delle fibre

La segmentazione delle fibre, cioè la suddivisione del numero totale di fibre di ogni strato (430) in un certo numero di gruppi ("bundles") N_b, è stata effettuata cercando di ottimizzare le efficienze e il fattore di reiezione delle logiche $NSF = 3,4$ e $(NSF + NH2) = 7,8$. Si è infatti visto che queste due logiche sono, tra tutte, le più sensibili a tale segmentazione (si è comunque controllato che anche le efficienze delle altre logiche non venissero compromesse).
La scelta di questa segmentazione doveva inoltre tenere conto dei seguenti vincoli, imposti dalle caratteristiche dei dispositivi elettronici utilizzati:

1. Ogni gruppo non poteva essere formato da più di 32 fibre (questo era il numero massimo di canali letto da ogni discriminatore-OR)

2. Il numero di gruppi in cui dividere le fibre doveva essere il più piccolo possibile (compatibilmente con un buon funzionamento delle logiche) e comunque non superiore a 32[6].

La migliore segmentazione ottenuta è riportata in tabella 3.3. Essa, oltre ad ottimizzare le logiche ora discusse, tiene anche conto di alcune esigenze pratiche di costruzione del rivelatore[7].
Dai numeri di tabella 3.3 notiamo che il numero di fibre che appartengono ai vari gruppi non è lo stesso. Al fine di aumentare l'efficienza delle logiche (soprattutto di $NSF + NH2 = 7,8$) è stato necessario fare gruppi più piccoli (circa 14 fibre anzichè 30) nella regione $27° < \vartheta < 42°$.

La logica $SF_{up} \geq 2$

La logica che andiamo ad esaminare richiede che vi siano almeno due gruppi di fibre colpiti ad angoli maggiori di un certo valore θ_0.
Consideriamo infatti la reazione $\eta_c \to \phi\phi$ nel sistema di riferimento del centro di massa. Essendo un decadimento a due corpi, i due mesoni ϕ saranno tra loro opposti. Ciò implica che, se indichiamo con ϑ_{12} e ϑ_{34} il valore medio degli angoli polari di ciascuna delle due coppie di $K^{\pm}$, avremo sempre una delle seguenti condizioni verificata :

[6] Questo è il numero di moduli elettronici necessario per l'intero rivelatore.
[7] Ad esempio, il fatto che le fibre vengano fatte uscire dal rivelatore in parte nella metà superiore e in parte in quella inferiore, implica che, in corrispondenza di questa separazione debba terminare anche un gruppo.

Fibre #	$\theta\,(^\circ)$	*Bundle #*
1 - 30	65.06 - 55.53	1
31 - 58	55.23 - 48.00	2
59 - 86	47.76 - 41.91	3
87 - 100	41.71 - 39.31	4
101 - 114	39.14 - 36.98	5
115 - 128	36.82 - 34.87	6
129 - 142	34.73 - 32.96	7
143 - 156	32.83 - 31.23	8
157 - 170	31.12 - 29.66	9
171 - 182	29.55 - 28.42	10
183 - 194	28.32 - 27.28	11
195 - 224	27.19 - 24.76	12
225 - 253	24.68 - 22.71	13
254 - 283	22.64 - 20.90	14
284 - 312	20.84 - 19.39	15
313 - 342	19.35 - 18.04	16
343 - 371	18.00 - 16.90	17
372 - 401	16.86 - 15.86	18
402 - 430	15.83 - 14.96	19

Tabella 3.3: Segmentazione del rivelatore a fibre: fibre appartenenti ai vari gruppi e loro copertura angolare. Ogni gruppo è l'OR delle fibre appartenenti al cilindro interno ed esterno, indicate nella prima colonna.

$$\vartheta_{12} \; < \; 90^\circ_{cm} < \; \vartheta_{34}$$

$$\vartheta_{34} \; < \; 90^\circ_{cm} < \; \vartheta_{12}$$

O, nel sistema di riferimento del laboratorio:

$$\vartheta_{12}^{lab} \; < \; \vartheta_0 \; < \; \vartheta_{34}^{lab}$$

$$\vartheta_{34}^{lab} \; < \; \vartheta_0 \; < \; \vartheta_{12}^{lab}$$

dove ϑ_0 è l'angolo nel laboratorio che corrisponde a 90° nel centro di massa.
Ciò significa che gli eventi $\phi\phi$ avranno sempre due $K^\pm$, e dunque due bundles colpiti,

ad angoli maggiori di ϑ_0.
All'energia di 2988 MeV ϑ_0 vale circa 30° e il bundle che delimita le due regioni è il numero 9. Un piccolo studio, effettuato variando il bundle che separa le due regioni, ha mostrato comunque che l'efficienza della logica è massima chiedendo due bundles colpiti tra: $bundle\#1 \div bundle\#10$.
Osserviamo inoltre che questa logica, come vedremo, è molto efficace nell'abbattere il fondo, tuttavia, dipendendo ϑ_0 dal valore di E_{cm}, ha anche una efficienza che varia con l'energia. Ciò la rende piuttosto scomoda.

La logica $KIN_{twobody}$

Logica $KIN_{twobody}$ è quella che utilizza al massimo le potenzialità offerte dal rivelatore a fibre.
Questa logica può definirsi una logica di tipo cinematico. Consiste infatti in una matrice di coincidenze, tra gruppi del rivelatore a fibre, sviluppata "ad hoc" sulla cinematica della reazione da selezionare.

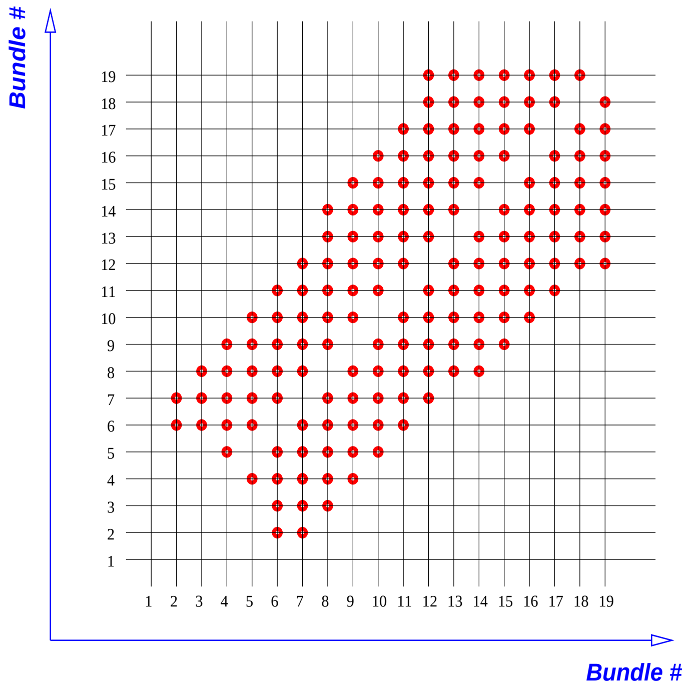


Figura 3.15: Matrice di coincidenze per la logica $KIN_{twobody}$ all'energia della η_c.

Facciamo un esempio per chiarirne il funzionamento.
Supponiamo che venga colpito il gruppo #2 (il #1 è in veto). L'evento sarà accetta-

to solo se almeno uno tra i gruppi 6,7 è stato colpito (vedi fig.3.15). Se invece è il gruppo 3 ad essere colpito, occorrerà, per accettare l'evento, che anche almeno uno dei gruppi 6,7,8 sia colpito etc. . In figura 3.15 è riportata la matrice di coincidenze che realizza questa logica alla energia della η_c. La matrice è ottenuta grazie al grafico 3.9 del paragrafo precedente, che mostra la correlazione tra gli angoli dei $K^{\pm}$ che decadono dalla stessa ϕ.

3.5.4 *Logiche basate sui calorimetri e sull'odoscopio in avanti*

Descriviamo infine le logiche che effettuano la selezione degli eventi in base alle informazioni fornite dall'odoscopio in avanti (FCH) e dai calorimetri: CCAL(centrale) e FCAL(in avanti).
Le logiche sono:

- $\overline{FCAL}$
- $\overline{FCH}$
- $\overline{CCAL\,1:4}$
- $\overline{CCAL\,18:20}$

Le logiche $\overline{FCAL}$ *ed* $\overline{FCH}$

Queste due logiche eliminano tutti quegli eventi che generano particelle ad angoli polari piccoli. Gli OR dei segnali dei due rivelatori vengono inviati come veto al resto della logica. I valori dell'angolo ϑ posti in veto sono:

- $\overline{FCAL}$ $2^\circ < \vartheta < 12^\circ$
- $\overline{FCH}$ $2^\circ < \vartheta < 10^\circ$

Questo taglio ad angoli piccoli viene effettuato poichè la maggior parte delle reazioni di fondo è piccata in avanti; inoltre questa è una regione non coperta dal sistema di tracciamento interno.

le logiche $\overline{CCAL\,1:4}$ *e* $\overline{CCAL\,18:20}$

Le logiche qui descritte pongono in veto, come le precedenti, due regioni polari di scarsa importanza per la reazione $\phi\phi$.
Vengono questa volta scartati gli eventi le cui particelle colpiscono gli anelli $1 \div 4$

($50.4° < \vartheta < 70°$) per la prima e $18 \div 20$ ($10.6° < \vartheta < 14.4°$) per la seconda.
Per quanto riguarda gli anelli 1÷4, questi coprono una zona in cui, come si può osservare dalla distribuzione in ϑ dei $K^{\pm}$ (fig.3.1), ci sono pochi eventi per la reazione $\phi\phi$, dunque di scarsa importanza.

Alcune considerazioni sulle logiche descritte

Nella sezione precedente sono state descritte tutte le logiche prese in esame per il progetto del trigger $\phi\phi$.
Lo studio effettuato, tramite simulazione Monte Carlo, della efficienza per varie reazioni è riferito al comportamento del taglio singolo. Questo studio mostra che il fattore di reiezione[8] della singola logica è in genere piuttosto basso.
Con riferimento alla tabella 3.4, ove sono riassunti efficienze e fattori di reiezione per le varie logiche esaminate, possiamo ad esempio notare che tagli come 2 o più tracce cariche o $\overline{CCAL\,18:20}$ hanno fattori di reiezione poco più grandi di uno.
Questo è il motivo principale che ci obbliga a porre in cascata più tagli, così da aumentare il suddetto fattore; purtroppo questo provoca anche una inevitabile diminuzione dell'efficienza per la reazione che intendiamo selezionare.

3.5.5 *La scelta del trigger $\phi\phi$*

Lo studio per la scelta del trigger $\phi\phi$ è stato organizzato nel modo riportato di seguito.
Per prima cosa, in base ai dati di tabella 3.4, si è stabilito quali di queste logiche avrebbero fatto parte di un "trigger minimo", cioè l'insieme di tutte quelle logiche che faranno senz'altro parte del trigger $\phi\phi$.
A questo primo trigger appartengono: le logiche già esistenti (che non richiedono nuove spese o lavoro per la loro implementazione), le logiche nuove aventi efficienza per la reazione $\phi\phi$ molto alta ($\simeq 100\%$) e, infine, quelle particolarmente importanti, quale ad esempio $NSF = 3,4$ o $NH2 = 3,4$ (per la reiezione degli eventi a due tracce cariche).
Si è deciso per il trigger minimo la seguente struttura:

$$\begin{aligned} Trigger_{min} &= (2h) \times (NH2 = 3,4) \times (NSF = 3,4) \times (H2_{copl}) \times \\ &\times\overline{(H2_{logic})} \times (\overline{SF \geq 55°}) \times (\overline{FCAL}) \times (\overline{FCH}) \times (\overline{CCAL\,1:4}) \\ &\times(\overline{CCAL\,18:20}) \end{aligned}$$

[8]Con fattore di reiezione si intende il rapporto tra il numero totale di eventi e il numero di tali eventi che soddisfa la logica, cioè l'inverso dell'efficienza.

$Efficienza\,(\%)$	$2h$	$NSF = 3,4$	$NH2 = 3,4$	$(NSF + NH2) = 7,8$	$\overline{SF \geq 55°}$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	100	91.6	95.7	79.3	95.6
$\varepsilon_{\overline{\Delta}\Delta}$	83.7	35.7	51.3	10.8	85.9
$\varepsilon_{4\pi}$	86.5	45.5	64.2	24.2	69.4
$\varepsilon_{p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-}$	89.3	46.0	65.8	20.5	84.6
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	88.0	46.5	65.8	23.9	70.7
$\varepsilon_{4\pi2\pi^0}$	88.8	48.4	67.3	24.9	70.5

$Efficienza\,(\%)$	$\overline{FCAL}$	$\overline{FCH}$	$\overline{CCAL\,1:4}$	$\overline{CCAL\,18:20}$	$H2_{copl}$	$H2_{logic}$	$SF_{up} \geq 2$	$KIN_{twobody}$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	100	100	87.0	100	99.9	99.8	88.6	87.9
$\varepsilon_{\overline{\Delta}\Delta}$	31.7	31.8	72.5	67.5	35.5	39.5	39.6	39.5
$\varepsilon_{4\pi}$	72.7	72.7	47.7	80.7	43.9	37.8	51.5	39.2
$\varepsilon_{p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-}$	49.8	49.8	72.0	65.6	45.1	38.4	34.8	49.7
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	62.9	71.8	36.9	72.9	40.0	27.7	52.7	41.1
$\varepsilon_{4\pi2\pi^0}$	54.6	71.5	26.2	64.5	38.7	24.4	53.8	43.1

Tabella 3.4: Tabella riassuntiva di tutte le logiche considerate

I risultati della simulazione di questo trigger sono riportati nella tabella 3.5.

Reazione	*Efficienza* (%)	*Fattoredi Reiezione*	*Rate* (Hz)
$\phi\phi$	75.9	$---$	$---$
$\overline{\Delta}\Delta$	1.26	79.4	740
4π	2.70	37.0	405
$p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-$	1.89	52.9	660
$4\pi\pi^0$	1.10	90.9	1100
$4\pi 2\pi^0$	0.47	212.7	705
Rate totale :			3610

Tabella 3.5: Valori delle efficienze e dei fattori di reiezione per il trigger minimo

Notiamo dai valori di questa tabella che già con il solo trigger minimo si ottiene un notevole incremento dei fattori di reiezione. Questi valori però non sono ancora sufficienti; la frequenza totale degli eventi è infatti pari a circa $3600\,Hz$ contro un valore massimo prefissato di circa $2000\,Hz$. Occorre quindi aggiungere altri tagli per diminuire ulteriormente tale frequenza.
Le logiche che abbiamo a disposizione sono :

$KIN_{twobody}$

$SF_{up} \geq 2$

$(NSF + NH2) = 7, 8$

Sono state considerate alcune combinazioni che hanno, oltre al trigger minimo rispettivamente una, due e tre logiche, scelte tra le quattro sopraelencate. Nella tabella 3.6 sono riportati i valori delle efficienze, del rate totale e del fattore di reiezione[9] per la reazione $\phi\phi$ e per i vari fondi, relativi alle varie combinazioni esaminate.
Facciamo alcune osservazioni sui dati di tabella 3.6.
Notiamo anzitutto che le combinazioni con una sola logica oltre al trigger minimo, hanno una efficienza molto alta per il canale $\phi\phi$ ma un fattore di reiezione ancora troppo basso.
Aggiungendo una logica in cascata si ottiene una reiezione del fondo decisamente migliore ed una efficienza buona. Con tre o più logiche in cascata, oltre al trigger

[9] In questo caso il fattore di reiezione è definito come il rapporto tra il rate che si avrebbe in assenza del trigger in esame e il rate totale con quest'ultimo trigger.

$Efficienza\,(\%)$	$TRMIN$	$\times SF_{up} \geq 2$	$\times (NSF + NH2) = 7,8$	$\times KIN_{twobody}$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	75.9	69.1	66.9	71.7
$\varepsilon_{\overline{\Delta}\Delta}$	1.26	0.59	0.72	1.12
$\varepsilon_{4\pi}$	2.70	1.89	0.47	2.2
$\varepsilon_{p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-}$	1.89	0.75	1.03	1.8
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	1.10	0.69	0.21	0.92
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	0.47	0.32	0.16	0.41
$Fattore\,di$ $reiezione$	87.7	168	172	116
$Rate$ $totale\,(Hz)$	4035	2100	2060	3040

$Efficienza\,(\%)$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (NSF + NH2) = 7,8$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (KIN_{twobody})$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	61.8	66.0
$\varepsilon_{\overline{\Delta}\Delta}$	0.44	0.52
$\varepsilon_{4\pi}$	0.46	1.45
$\varepsilon_{p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-}$	0.56	0.69
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	0.18	0.56
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	0.14	0.28
$Fattore\,di$ $reiezione$	389	181
$Rate$ $totale\,(Hz)$	910	1950

$Efficienza\,(\%)$	$\times (SF_{up} \geq 2) \times (NSF + NH2) = 7,8 \times (KIN_{twobody})$
$\varepsilon_{\phi\phi}$	59.2
$\varepsilon_{\overline{\Delta}\Delta}$	0.42
$\varepsilon_{4\pi}$	0.37
$\varepsilon_{p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-}$	0.54
$\varepsilon_{4\pi\pi^0}$	0.16
$\varepsilon_{4\pi 2\pi^0}$	0.13
$Fattore\,di$ $reiezione$	402
$Rate$ $totale\,(Hz)$	880

Tabella 3.6: Valori delle efficienze, della frequenza totale e del fattore di reiezione per le varie combinazioni.

minimo, l'efficienza sul canale $\phi\phi$ diventa invece troppo bassa.
Una combinazione possibile è[10]:

$$(SF_{up} \geq 2) \times (KIN_{twobody})$$

Dunque in tutte le considerazioni che seguono considereremo, come trigger $\phi\phi$, la seguente combinazione di logiche:

$$\begin{aligned} trigger\ \phi\phi \;=\; & (2h) \times (NH2 = 3,4) \times (NSF = 3,4) \times (H2_{copl}) \\ & \times(\overline{H2_{logic}}) \times (\overline{SF \geq 55^\circ}) \times (\overline{FCAL}) \times (\overline{FCH}) \times (\overline{CCAL\,1:4}) \\ & \times(\overline{CCAL\,18:20}) \times (SF_{up} \geq 2) \times (KIN_{twobody}) \end{aligned}$$

Reazione	*Efficienza* (%)	*Fattore di Reiezione*	*Rate* (Hz)
$\phi\phi$	66.0	$---$	$---$
$\overline{\Delta}\Delta$	0.52	192	305
4π	1.45	69.0	218
$p\pi^+\overline{p}\pi^-$	0.69	144	242
$4\pi\pi^0$	0.56	178	560
$4\pi 2\pi^0$	0.28	357	420
$4\pi 3\pi^0$	0.10	1000	107
6π	0.19	526	44
$6\pi\pi^0$	0.04	2500	27
$6\pi 2\pi^0$	0.04	2500	24
Rate totale			1950

Tabella 3.7: Valori delle efficienze per il trigger $\phi\phi$ all'energia della η_c. Le frequenze degli eventi sono calcolate per una luminosità istantanea di $2.5 \times 10^{31}\ cm^{-2}sec^{-1}$.

Vista l'importanza di questo trigger, in tabella 3.7 vengono riportati in dettaglio i valori di efficienza, fattore di reiezione e rate, degli eventi ottenuti con la nostra simulazione per molte reazioni di fondo.
Alcune di queste reazioni, ad esempio quelle con sei particelle cariche nello stato finale, non sono state prese in considerazione per le precedenti simulazioni in quanto, come si può notare dai rates, non molto importanti.

[10]Vedremo nel prossimo paragrafo che il trigger effettivamente realizzato è un po' diverso da quello qui scelto.

3.6 *Il trigger $\phi\phi$ all'energia della η_c'*

Lo studio fino ad ora effettuato è riferito, come abbiamo detto, alla energia di formazione della risonanza η_c ($2988\,MeV$). Lo scopo principale di questo lavoro è infatti il progetto di un trigger per lo studio di questa risonanza.
Non è comunque da scartare la possibilità di riuscire a studiare, tramite il canale adronico $\phi\phi$, anche la risonanza η_c'; ed è per questo che si cercherà di vedere nel seguito quali sono le modifiche da apportare al trigger $\phi\phi$ affinchè funzioni anche a questo nuovo valore dell'energia.

3.6.1 *Ottimizzazione delle logiche all'energia della η_c'*

Osserviamo per prima cosa che la struttura del trigger, cioè le logiche con cui è formato, la segmentazione delle fibre etc., non potrà essere variata durante la presa dati. Le modifiche si dovranno limitare allora a semplici e veloci riprogrammazioni di alcuni moduli elettronici.
Le logiche che permettono simili miglioramenti sono le seguenti[11]:

- $\overline{SF \geq 55°}$
- $SF_{up} \geq 2$
- $KIN_{twobody}$

Ma vediamo in maggior dettaglio come queste logiche possono essere variate per lavorare alla energia della η_c' (assunta essere $3595\,MeV$).

$\overline{SF \geq 55°}$

La distribuzione in ϑ della reazione $\phi\phi$, all'energia della η_c', è ancora più piccata in avanti di quanto non lo sia alla η_c. Va infatti a zero ad un angolo prossimo a 50° contro i quasi 65° della energia precedente. Questo significa che è possibile porre un taglio più severo in ϑ, mettendo in veto i primi due gruppi di fibre anzichè solo il primo.

$SF_{up} \geq 2$

La logica $SF_{up} \geq 2$ richiede almeno due gruppi di fibre colpiti per $\vartheta > \vartheta_0$ (zona che verrà indicata, per brevità con "up").

[11] Questo è uno dei motivi per cui sono state scelte queste logiche per il trigger $\phi\phi$ alla η_c.

Per questo secondo valore dell'energia si ha un angolo θ_0 di separazione tra zona "up" e zona "down" più piccolo. Rispetto alla η_c la regione *up* sarà perciò più estesa. In questo caso si è visto che l'efficienza della logica è massima chiedendo due gruppi colpiti tra: *bundle*#1 $\div$ *bundle*#12 (alla η_c era: *bundle*#1 $\div$ *bundle*#10).

$KIN_{twobody}$

L'ottimizzazione di questa logica è stata eseguita modificando la matrice di coincidenze, in modo tale da adattarla alla cinematica della reazione $\phi\phi$ per questo secondo valore di energia.
Il funzionamento è lo stesso descritto nel par.3.5.3.

3.6.2 *Il trigger* $\phi\phi$ *all'energia* $E_{cm} = 3595\,MeV$

Reazione	$Efficienza$ (%)	$Fattoredi$ $Reiezione$	*Rate* (Hz)
$\phi\phi$	60.7	$---$	$---$
$\overline{\Delta}\Delta$	0.8	125	650
4π	0.9	111	98
$p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-$	0.4	250	280
$4\pi\pi^0$	0.25	400	105
$4\pi 2\pi^0$	0.09	1111	170
altre			$\simeq 150$
$Rate\ \ totale:$			$\approx$1500

Tabella 3.8: Efficienze e fattori di reiezione per il trigger $\phi\phi$ all'energia dello stato η'_c (assunto essere $E_{cm} = 3595\,MeV$). Le frequenze degli eventi sono calcolate per una luminosità istantanea di $5.0 \times 10^{31}\,cm^{-2}sec^{-1}$.

Dopo avere ottimizzato le logiche abbiamo simulato, infine, il comportamento del trigger $\phi\phi$ all'energia di formazione della η'_c.
I risultati ottenuti sono quelli di tabella3.8
Notiamo da questi dati che, nonostante l'efficienza per la $\phi\phi$ e i coefficienti di reiezione siano più bassi che all'energia di $2990\,MeV$, i valori ottenuti sono comunque buoni. La frequenza degli eventi prevista è minore di quella relativa alla η_c, in quanto le sezioni d'urto, a questa energia, sono generalmente più piccole (vedi tabella3.2).

3.7 La realizzazione del trigger $\phi\phi$

Visto che i risultati ottenuti nella progettazione del trigger $\phi\phi$ sono stati positivi, il trigger è stato realizzato ed implementato nel trigger principale dell'esperimento. Durante la fase di realizzazione sono venuti alla luce alcuni problemi che ci hanno fatto scegliere una forma un po' diversa da quella appena vista.
In questo paragrafo verrà descritta la nuova struttura del trigger, le motivazioni che hanno portato ad essa e la sua realizzazione pratica.

3.7.1 Il trigger $\phi\phi$ per l'esperimento $E835$

Il trigger $\phi\phi$ realizzato per $E835$ è il seguente:

$$\begin{aligned} trigger\ \phi\phi \quad = \quad & (2h) \times (NH2 = 3,4) \times (NSF = 3,4) \times (H2_{copl}) \\ & \times \overline{(H2_{logic})} \times (\overline{SF \geq 55^\circ}) \times \overline{FCAL} \times \overline{FCH} \times \\ & \times (NH2 + NSF = 7,8) \times (KIN_{twobody}) \end{aligned}$$

e differisce da quello scelto nel paragrafo precedente per le seguenti logiche:

Nel trigger minimo mancano le logiche basate sul calorimetro $\overline{CCAL\,1:4}$ *e* $\overline{CCAL\,18:20}$. Queste logiche, che non erano di fondamentale importanza per le prestazioni del trigger[12], non sono state implementate perchè di difficile realizzazione pratica.

La logica $SF_{up} \geq 2$ *è stata sostituita da* $NH2 + NSF = 7,8$: La scelta di effettuare questa sostituzione è dovuta a due motivi. Il primo (e più importante) è che l'efficienza di questa logica dipende dall'energia (vedi par.3.5.3), cosa che invece non succede per $(NH2 + NSF = 7,8)$.
Il secondo motivo, sempre legato comunque al primo, è che, per mantenere una buona efficienza per la reazione $\phi\phi$ avremmo comunque dovuto modificare la logica durante la presa dati (variando il numero di gruppi nella regione "up"). Cosa di non facile realizzazione pratica.

I valori dell'efficienza e del fattore di reiezione per il trigger utilizzato nell'esperimento sono riportati in tabella 3.9. Come si può vedere dall'efficienza e dalla frequenza degli eventi, questo trigger è equivalente a quello scelto originariamente.

[12] Il fattore di reiezione era piuttosto basso.

Reazione	*Efficienza* (%)	*Fattore di Reiezione*	*Rate* (Hz)
$\phi\phi$	65.0	—	—
$\overline{\Delta}\Delta$	1.1	90.9	650
4π	0.72	139	75
$p\,\pi^+\overline{p}\,\pi^-$	1.54	65	525
$4\pi\pi^0$	0.3	333	300
$4\pi 2\pi^0$	0.45	222	360
Rate totale :			1910

Tabella 3.9: Efficienze e fattori di reiezione per il trigger $\phi\phi$ di E835 all'energia dello stato η_c. Le frequenze degli eventi sono calcolate per una luminosità istantanea di $2.5 \times 10^{31}\, cm^{-2} sec^{-1}$.

3.7.2 *Realizzazione delle singole logiche*

Il trigger $\phi\phi$, abbiamo visto, basa la sua selezione sulle informazioni provenienti principalmente dal rivelatore a fibre e dagli odoscopi $H1, H2$.
Le logiche basate sugli odoscopi sono state in gran parte realizzate utilizzando dei moduli elettronici già esistenti. Ad esempio, la logica $NH2 = 3, 4$ è stata ottenuta dalle logiche (già presenti nel trigger e^+e^-):

$$NH2 \geq 3 \qquad\qquad NH2 \geq 5$$

combinandole in questo modo:

$$(NH2 = 3, 4) \ = \ (NH2 \geq 3) \otimes \overline{(NH2 \geq 5)}$$

Le logiche basate sul rivelatore a fibre sono invece state realizzate tutte "ex novo". Per alcune di queste la realizzazione è stata molto semplice.
La logica $NSF = 3, 4$, ad esempio, è stata realizzata inviando i 19 segnali dei *bundle* ad una *Majority* (Mod. LeCroy 4532) che forniva all'uscita una tensione proporzionale al numero di ingressi attivi, dunque al numero di gruppi colpiti.
Questo segnale è poi stato mandato a due discriminatori (Mod. LeCroy 623B) con soglie impostate in modo da fornire i segnali: $NSF \geq 3$ e $NSF \geq 5$. Segnali che sono poi stati combinati come per la logica $NH2 = 3, 4$.
Per quanto riguarda la realizzazione della matrice di coincidenze per la logica $KIN_{twobody}$, è stato utilizzato uno *Universal Logic Module* (Mod. LeCroy ULM2366), il cui funzionamento è basato su un microchip del tipo *Field Programmable Gate Array* (o FPGA), che consente di effettuare un

numero molto elevato di operazioni logiche tra i suoi ingressi, in tempi molto brevi. Inviando a questo dispositivo i 19 segnali dei gruppi di fibre, è stato possibile realizzare tutte le coincidenze richieste dalla logica $KIN_{twobody}$.
Facciamo ora una osservazione circa la logica $NH2 + NSF = 7,8$.
Notiamo anzitutto che la combinazione delle due richieste $NH2 = 3,4$ e $NSF = 3,4$ seleziona già eventi con $NH2 + NSF = 6,7,8$. Dunque aggiungere la richiesta $NH2 + NSF = 7,8$ è equivalente a togliere gli eventi con $NH2 = 3\,, NSF = 3$. E dunque le due richieste:

$$(NH2 = 3,4) * (NSF = 3,4) * (NH2 + NSF = 7,8)$$

$$(NH2 = 3,4) * (NSF = 3,4) * \overline{(NH2 = 3, NSF = 3)}$$

sono equivalenti. La logica implementata nel trigger $\phi\phi$ è la seconda, che risultava più semplice da realizzare.

3.7.3 *Realizzazione della logica finale di trigger*

Come già visto nel cap. 2, le logiche basate sugli odoscopi, sul veto (FCH) e sul calorimetro in avanti (FCAL), sono state combinate per dare la logica intermedia chiamata C_MLU3

$$C\_MLU3 \;=\; (2h) * (COPL) * (\overline{FCH}) * (\overline{FCAL})$$

mentre le logiche di selezione basate sul rivelatore a fibre sono state combinate nella logica intermedia P_MLU1:

$$\begin{aligned} P\_MLU1 \;=\; & \overline{(H2_{logic})} * (H2 = 3,4) * (NSF = 3,4) * (\overline{NSF = 3, H2 = 3}) * (KIN2B) \\ & * \overline{(SF > 55^\circ)} \end{aligned}$$

Le due combinazioni intermedie sono state combinate nella unità logica principale M_MLU3, che rappresenta il nostro trigger $\phi\phi$:

$$trigger\ \phi\phi \;=\; (C\_MLU3) * (P\_MLU1)$$

Capitolo 4

Il trigger di E835 durante la presa dati

Nel capitolo precedente abbiamo seguito le fasi di progettazione ed implementazione del trigger $\phi\phi$.
In questo capitolo verrà descritto il suo funzionamento durante il periodo di presa dati dell'esperimento.
In particolare verranno riportati, per i vari run, i dati relativi alle due caratteristiche più importanti del trigger: l'*efficienza* e la *stabilità*. Verranno inoltre riportati, vista l'importanza di questo canale, anche i dati relativi al trigger e^+e^-.

4.1 *Il trigger* $\phi\phi$

Abbiamo visto nella descrizione della presa dati, alla fine del secondo capitolo, che il numero di run complessivi raccolti da E835, tra ottobre 1996 e settembre 1997, è stato di circa 1600, con $N_{run} = 533$ a $N_{run} = 3346$.
Per descrivere il funzionamento del trigger, divideremo il periodo di presa dati in quattro parti:

1. $N_{run} < 1000$: Ottobre-Dicembre 1996
2. $1000 < N_{run} < 2000$: Gennaio-Marzo 1997
3. $2000 < N_{run} < 3000$: Aprile-Giugno 1997
4. $N_{run} > 3000$: Luglio-Settembre 1997

Per ognuno di questi periodi verranno riportati i dati relativi a stabilità ed efficienza.

4.1.1 *Efficienza del trigger* $\phi\phi$

Nel caso del trigger $\phi\phi$ occorre fare una breve introduzione su cosa si intende per "efficienza".
Di solito, dato un trigger progettato per selezionare un certo tipo di reazione, con efficienza si intende la frazione di eventi che superano questo trigger rispetto al numero totale di eventi di questo tipo processati.
Il metodo comunemente adottato per calcolare questa efficienza consiste nel selezionare un campione di questo tipo di eventi con un trigger meno restrittivo, e vedere in che frazione di essi il trigger è scattato.
Nel caso del trigger $\phi\phi$, data la grande difficoltà di selezione, non è stato possibile misurare l'efficienza su un campione di eventi reali. Si è invece seguito il seguente procedimento. È stato considerato, quale efficienza del trigger il prodotto:

$$\varepsilon_{trig} = \varepsilon_{MC} \cdot \varepsilon_{logics}$$

dove, ε_{MC} è il valore dell'efficienza intrinseca del trigger, calcolato nel capitolo precedente tramite simulazione Monte Carlo; ε_{logics} invece rappresenta l'efficienza della logica hardware ed è il valore che verrà calcolato in questo capitolo.
Osserviamo che, se la simulazione è stata fatta correttamente, il valore così ottenuto dovrebbe differire da quello reale per la sola efficienza dei rivelatori utilizzati dal trigger[1]; cioè, nel nostro caso, degli odoscopi H1,H2 e del rivelatore a fibre (vedremo nel par.4.2.1 che l'inefficienza di $H2$ e del rivelatore a fibre è dell'ordine del percento mentre quella di $H1$ è circa il 7%).
Vediamo allora come è stato ottenuto il valore di ε_{logics}.

Calcolo dell'efficienza della logica hardware

Per calcolare ε_{logics} sono stati utilizzati i dati raccolti durante alcuni run speciali che chiameremo di "Minimum Bias". In questi run i dati venivano selezionati con un trigger la cui unica richiesta era che nel calorimetro centrale fosse stata depositata una quantità di energia superiore ad una certa soglia (per tagliare il rumore elettronico).
Il metodo utilizzato è riportato di seguito.

[1] Le inefficienze che si possono avere sono dovute a due fattori: la particella non viene vista dal rivelatore (perchè attraversa ad esempio un interstizio in cui non c'e' materiale attivo) oppure viene vista dai rivelatori ma la logica hardware del trigger non scatta (ad esempio se il segnale è in ritardo e non fa scattare una coincidenza).

Partendo dalle informazioni relative ai singoli elementi dei rivelatori, registrate grazie a dei TDC, e ricostruendo via software tutte le logiche di selezione del trigger, si vede se, per quell'evento, la logica hardware avrebbe dovuto scattare.
Confrontando poi questo "trigger software", che fornisce il numero di eventi attesi, con quello hardware, cioè con il numero di eventi effettivamente registrati (anche questo grazie ad un TDC), si ottiene il valore dell'efficienza.
Più precisamente, se chiamiamo N_{att} il numero di eventi attesi e N_{mis} quelli effettivamente misurati, avremo:

$$\varepsilon_{logics} = \frac{N_{att} \otimes N_{mis}}{N_{att}}$$

dove col simbolo $\frac{N_{att} \otimes N_{mis}}{N_{att}}$ si intende il numero di eventi effettivamente registrati tra quelli attesi.

4.1.2 *Risultati ottenuti*

I valori di ε_{logics} ottenuti per le singole logiche, per gli stadi intermedi C_MLU3 e P_MLU1, e per il trigger finale sono riportati nelle tabelle 4.2÷4.4 (nelle pagine seguenti).
Ricordo che:

$$trigger_{\phi\phi} = (C\_MLU3) * (P\_MLU1)$$

dove:

$$C\_MLU3 = (2h) * (COPL) * (\overline{FCH}) * (\overline{FCAL})$$

$$P\_MLU1 = \overline{(H2_{logic})} * (H2 = 3, 4) * (\overline{SF = 3, H2 = 3}) * (KIN2B) * (SF = 3, 4) * \overline{(SF > 55^\circ)}$$

I simboli relativi alle singole richieste (o logiche) sono quelli descritti nel cap. 2.

In tabella 4.1 riassumiamo infine, per comodità, i valori ottenuti per ε_{logic} e per l'efficienza finale $\varepsilon_{trig} = \varepsilon_{MC} \cdot \varepsilon_{logic}$, calcolata ricordando che $\varepsilon_{MC} = 0.65$ alla η_c e $\varepsilon_{MC} = 0.6$ alla η_c'.

N_{run}	ε_{logic}	$\varepsilon_{trig}\,(\eta_c)$	$\varepsilon_{trig}\,(\eta_c')$
< 1000	0.47	0.31	0.28
$1000 \div 2000$	0.53	0.34	0.32
$2000 \div 3000$	0.79	0.51	0.47

Tabella 4.1: Tabella riassuntiva dell'efficienza del *trigger* $\phi\phi$ per i vari run

Commenti ai risultati ottenuti

Facciamo ora alcuni commenti sui valori ottenuti per le efficienze.
Anzitutto osserviamo che l'efficienza della logica è piuttosto bassa per $N_{run} < 2000$. Il motivo di tale inefficienza non è ancora stato del tutto chiarito. Una possibile causa potrebbe essere la logica di veto del calorimetro in avanti.
A suggerire questa ipotesi è il fatto che buona parte dell'inefficienza è sparita quando questa logica è stata tolta dal trigger[2].
Un'altra osservazione che occorre fare a questo punto, per giustificare almeno in parte il funzionamento non perfetto del trigger $\phi\phi$, è la seguente.
Sin dai primi mesi di presa dati, il fatto che il rivelatore al silicio non funzionasse lasciava (comprensibilmente) pensare che la ricerca di decadimenti del tipo $\phi\phi \to 4K^{\pm}$ non sarebbe più stata possibile.
Una verifica diretta di tale possibilità, tramite lo sviluppo di una analisi per la selezione di questi eventi, avrebbe richiesto un tempo molto lungo e comunque un lavoro che durante la fase di presa dati non era possibile affrontare (tale analisi ha richiesto al sottoscritto oltre un anno di lavoro a tempo pieno).
Il trigger $\phi\phi$ perse quindi la prima priorità e si decise di demoltiplicarlo di un fattore 10 a partire dal run 1000.
Solo dopo la fine della presa dati, nel corso della analisi descritta in questa tesi ci si rese conto che era comunque possibile estrarre un segnale di $\phi\phi$.

[2]Ciò è avvenuto quando il vecchio calorimetro è stato sostituito con quello nuovo (che non disponeva dell'uscita OR di tutti i suoi elementi), cioè prima del run 2000.

$$N_{run} < 1000$$

Logica	N_{att}	$N_{att} \otimes N_{mis}$	ε_{logic} (%)
Logiche basate sugli odoscopi			
$2h$	264741	258550	97.7
$COPL$	181446	179312	98.8
$H2_{logic}$	294033	292060	99.3
$H2 = 3,4$	141576	139895	98.8
FCH	282778	250180	88.5
Logiche basate sul rivelatore a fibre			
SF=3,4	139131	102506	73.7
SF=3 H2=3	28830	21752	75.4
KIN2B	273832	272676	99.6
Logiche combinate			
C_MLU3	27370	22880	83.6
P_MLU1	2632	1486	56.4
Trigger finale			
$Trigger_{\phi\phi}$	252	117	47.0

Tabella 4.2: EFFICIENZA DEL TRIGGER $\phi\phi$: Efficienze delle singole logiche, delle logiche combinate e del trigger finale per $N_{run} < 1000$.

$$1000 < N_{run} < 2000$$

Logica	N_{att}	$N_{att} \otimes N_{mis}$	ε_{logic} (%)
Logiche basate sugli odoscopi			
$2h$	580305	574521	99.0
$COPL$	410266	407847	99.4
$H2_{logic}$	671441	667632	99.4
$H2 = 3,4$	355645	353408	99.4
FCH	470128	433476	92.2
Logiche basate sul rivelatore a fibre			
SF=3,4	342713	255888	74.7
SF=3 H2=3	71919	53131	73.9
KIN2B	614515	612127	99.6
Logiche combinate			
C_MLU3	124515	107700	86.5
P_MLU1	6103	3864	63.3
Trigger finale			
$Trigger_{\phi\phi}$	1374	724	52.7

Tabella 4.3: EFFICIENZA DEL TRIGGER $\phi\phi$: Efficienze delle singole logiche, delle logiche combinate e del trigger finale per $1000 < N_{run} < 2000$.

$$2000 < N_{run} < 3000$$

Logica	N_{att}	$N_{att} \otimes N_{mis}$	ε_{logic} (%)
Logiche basate sugli odoscopi			
$2h$	822721	816575	99.2
$COPL$	537951	535850	99.6
$H2_{logic}$	884878	878863	99.3
$H2 = 3, 4$	632493	630333	99.6
FCH	593694	568980	95.8
Logiche basate sul rivelatore a fibre			
SF=3,4	456424	380019	83.3
SF=3 H2=3	96325	71251	74.0
KIN2B	300046	297364	99.1
Logiche combinate			
C_MLU3	309323	286061	92.5
P_MLU1	8355	6709	80.3
Trigger finale			
$Trigger_{\phi\phi}$	3587	2820	78.6

Tabella 4.4: EFFICIENZA DEL TRIGGER $\phi\phi$: Efficienze delle singole logiche, delle logiche combinate e del trigger finale per $2000 < N_{run} < 3000$.

4.1.3 *La stabilità del trigger* $\phi\phi$

La stabilità dei vari triggers, durante la presa dati, veniva monitorata attraverso dei dispositivi chiamati "scaler". Questi dispositivi permettevano di registrare, ogni 10 secondi, il numero di eventi che superavano i trigger (grandezza che chiameremo frequenza d'uscita o "rate"). Grazie a questi dati è dunque stato possibile monitorare la variazione dei vari rates in funzione del tempo.
Siccome la frequenza di un trigger è direttamente proporzionale alla luminosità istantanea ($f = \sigma \cdot \mathcal{L}$), il miglior modo per controllare la sua stabilità è riportare il rapporto tra la frequenza e la luminosità, in funzione del tempo.
Osserviamo che un modo equivalente per controllare la stabilità è fare il rapporto tra il numero totale di eventi (N_{tot}) che superano il trigger nel corso dell'intero run e la luminosità integrata totale per lo stesso run (L_{tot}). Da questo rapporto si ottiene il numero medio di eventi per nb^{-1}.
Nei grafici 4.1 $\div$ 4.12, nelle pagine seguenti, sono riportati, in funzione di N_{run}, i valori di N_{tot}/L_{tot}, per il $trigger\,\phi\phi$, per le logiche combinate C_MLU3 e P_MLU1 e per le varie logiche di selezione singole.

Commenti ai grafici

Notiamo anzitutto che, all'interno di ciascun gruppo di run, i vari rates sono abbastanza stabili. Le differenze si hanno tra run ad energie sensibilmente diverse. Ad esempio, in fig. 4.4, il rate del $trigger\,\phi\phi$ aumenta di un fattore 3 passando dall'energia della η'_c, dove il rate vale circa $15\,Hz$, a quella della η_c, dove il rate è invece circa $50\,Hz$.
Tra diversi gruppi di run questi valori sono piuttosto diversi. Ciò è dovuto ad alcuni interventi fatti sul trigger.
Anzitutto a partire dal run 1000 il Trigger$\phi\phi$ è stato demoltiplicato di un fattore 10; dunque il rate è 10 volte più basso (passando da circa $150\,Hz/nb^{-1}$ a $15\,Hz/nb^{-1}$, per run con la stessa energia).
Tra il run 1432 e il run 2006 sono poi state apportate varie modifiche alla logica del trigger. Le più significative sono le seguenti:

- È stata tolta la logica di veto del calorimetro in avanti (come si può notare dalla fig. 4.8 in basso a destra).
- Sono poi state diminuite le soglie nei discriminatori dell'odoscopio $H1$[3] ed

[3]Era infatti stato osservato un calo nel segnale di circa il 30%, dovuto probabilmente al malfunzionamento dell'ultimo stadio di moltiplicazione del fotomoltiplicatore (H1 è l'odoscopio poiù

aumentato il guadagno degli amplificatori dello stesso odoscopio.

- La logica $H2 > 4$ è stata cambiata in $H2 > 5$, per non rischiare di perdere efficienza nel $Trigger\, e^+e^-$.

Come conseguenza di queste modifiche si ha avuto un generale aumento dei rates. Il rate del *trigger* $\phi\phi$ è ad esempio aumentato di un fattore 2-3 a seconda delle energie. Dal run 3028 è infine stata tolta la demoltiplica hardware al trigger e sostituita con una demoltiplica nel trigger di II livello (vedi fig. 4.10).

Nelle pagine seguenti sono riportati i grafici relativi alla stabilità del trigger $\phi\phi$

interno e dunque il rate di interazione è molto alto, dell'ordine $4-5\, MHz$).

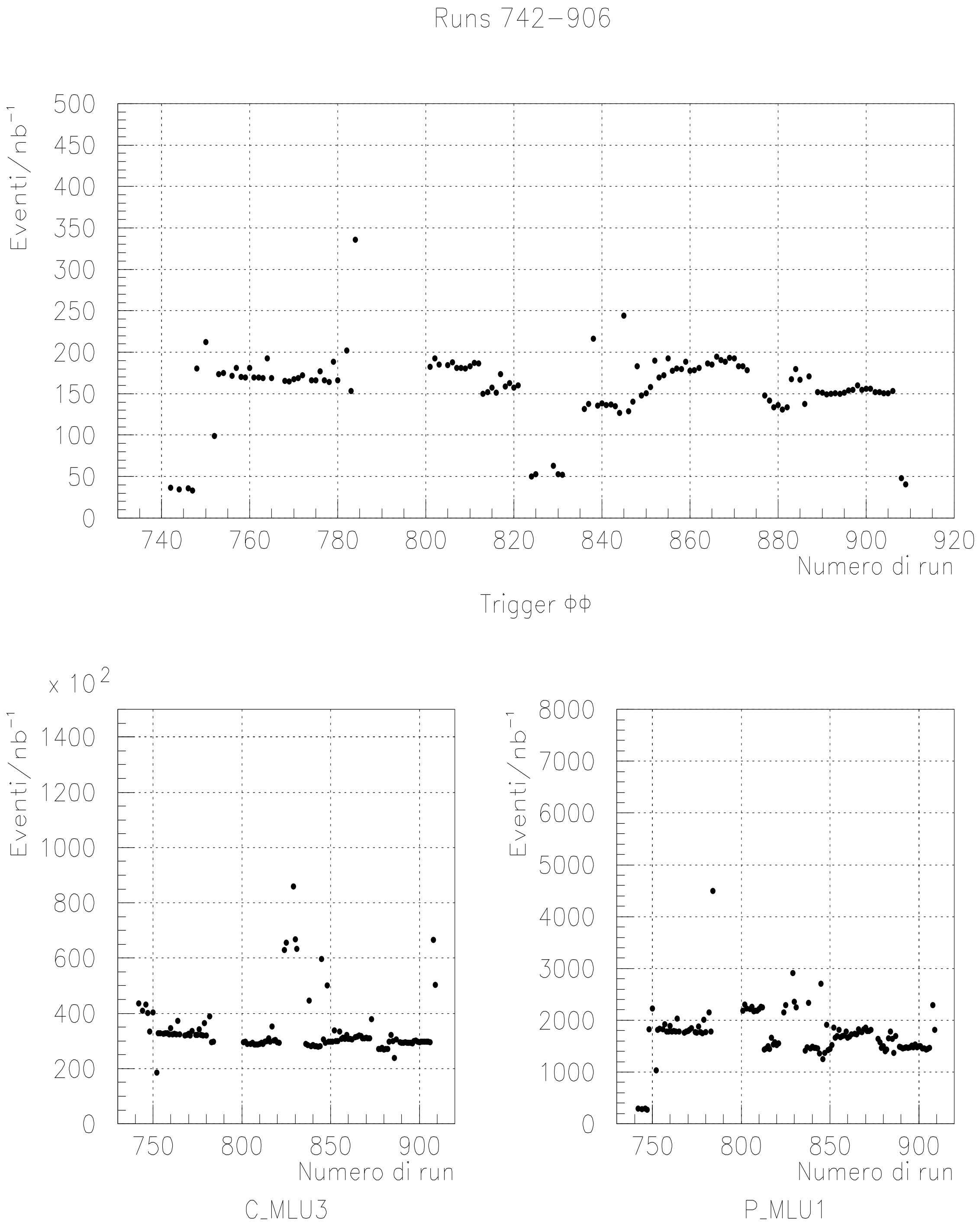


Figura 4.1: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $N_{run} < 1000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per il *trigger* $\phi\phi$ e per le due logiche combinate C_MLU3 e P_MLU1.

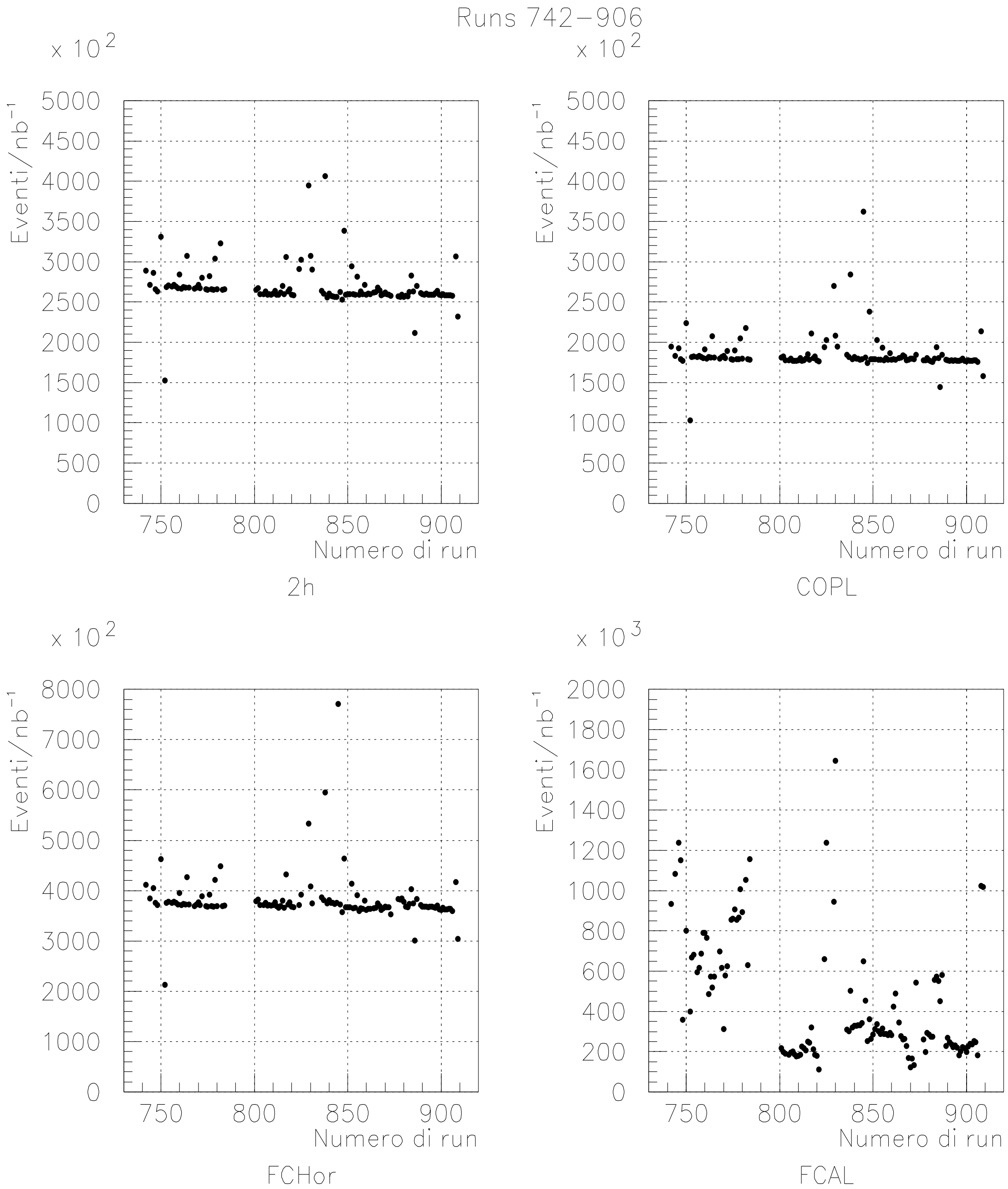


Figura 4.2: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $N_{run} < 1000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche che si combinano per dare C_MLU3.

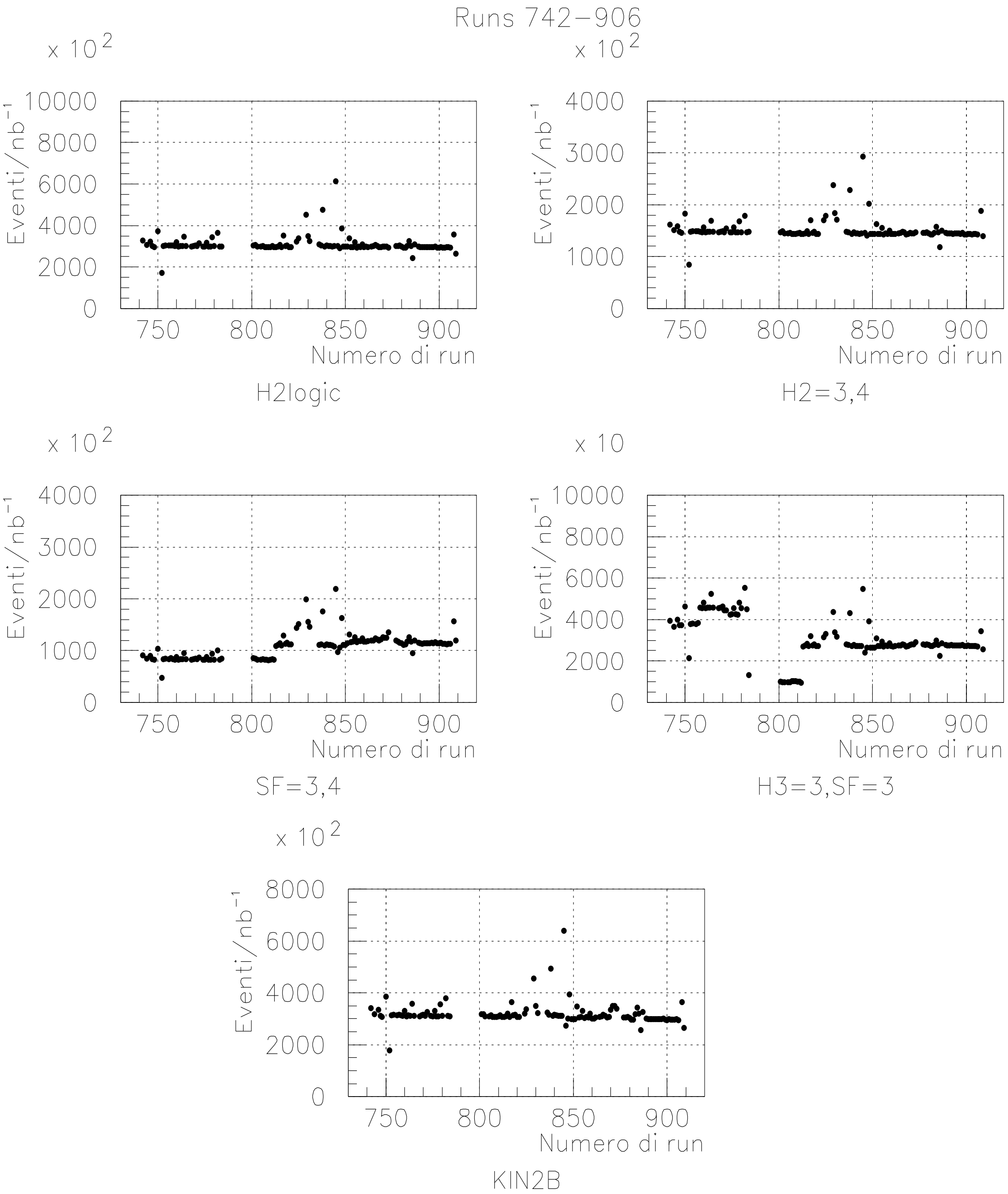


Figura 4.3: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $N_{run} < 1000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche che si combinano per dare P_MLU1.

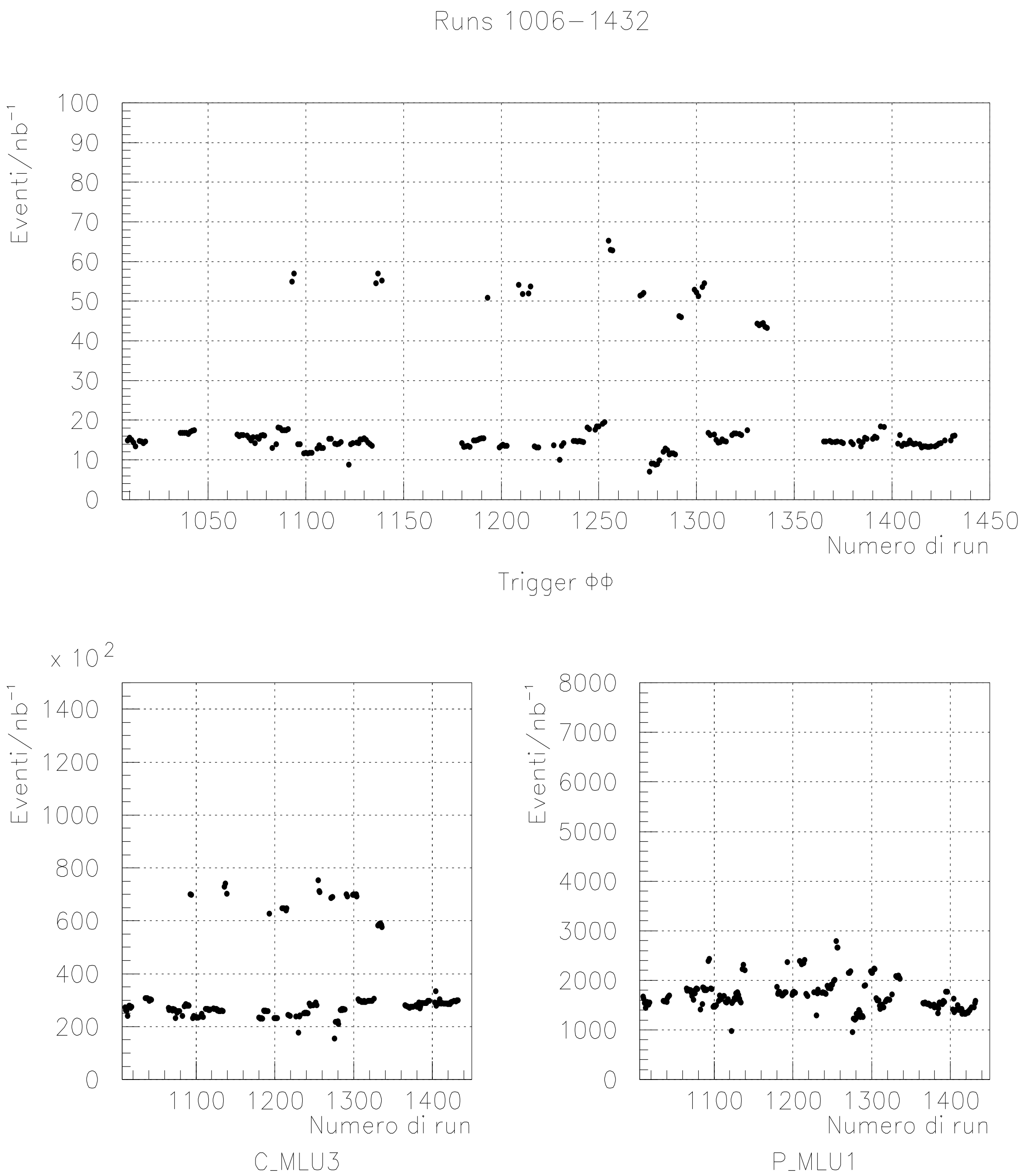


Figura 4.4: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $1000 < N_{run} < 2000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per il *trigger* $\phi\phi$ e per le due logiche combinate C_MLU3 e P_MLU1.

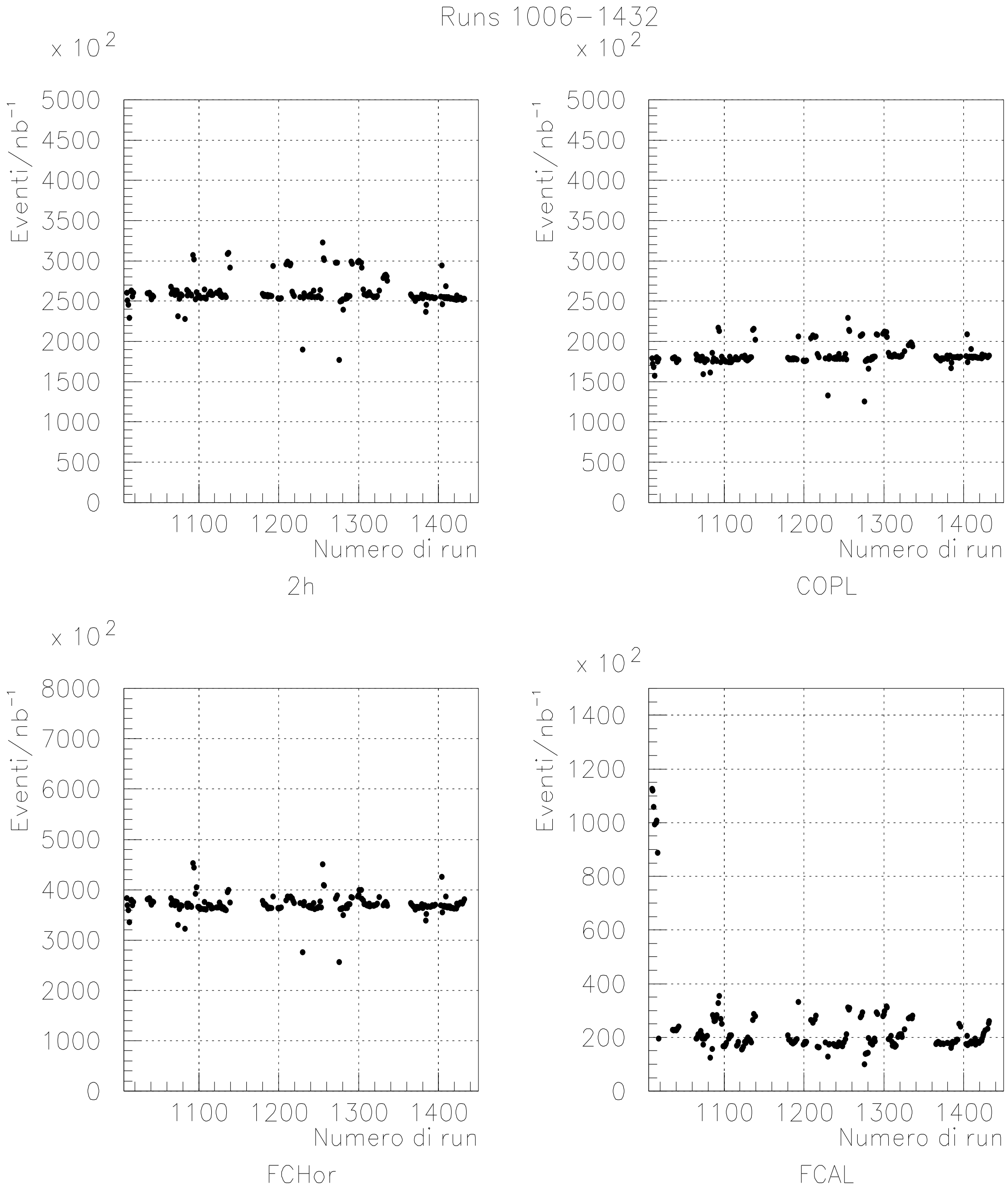


Figura 4.5: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $1000 < N_{run} < 2000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche che si combinano per dare C_MLU3.

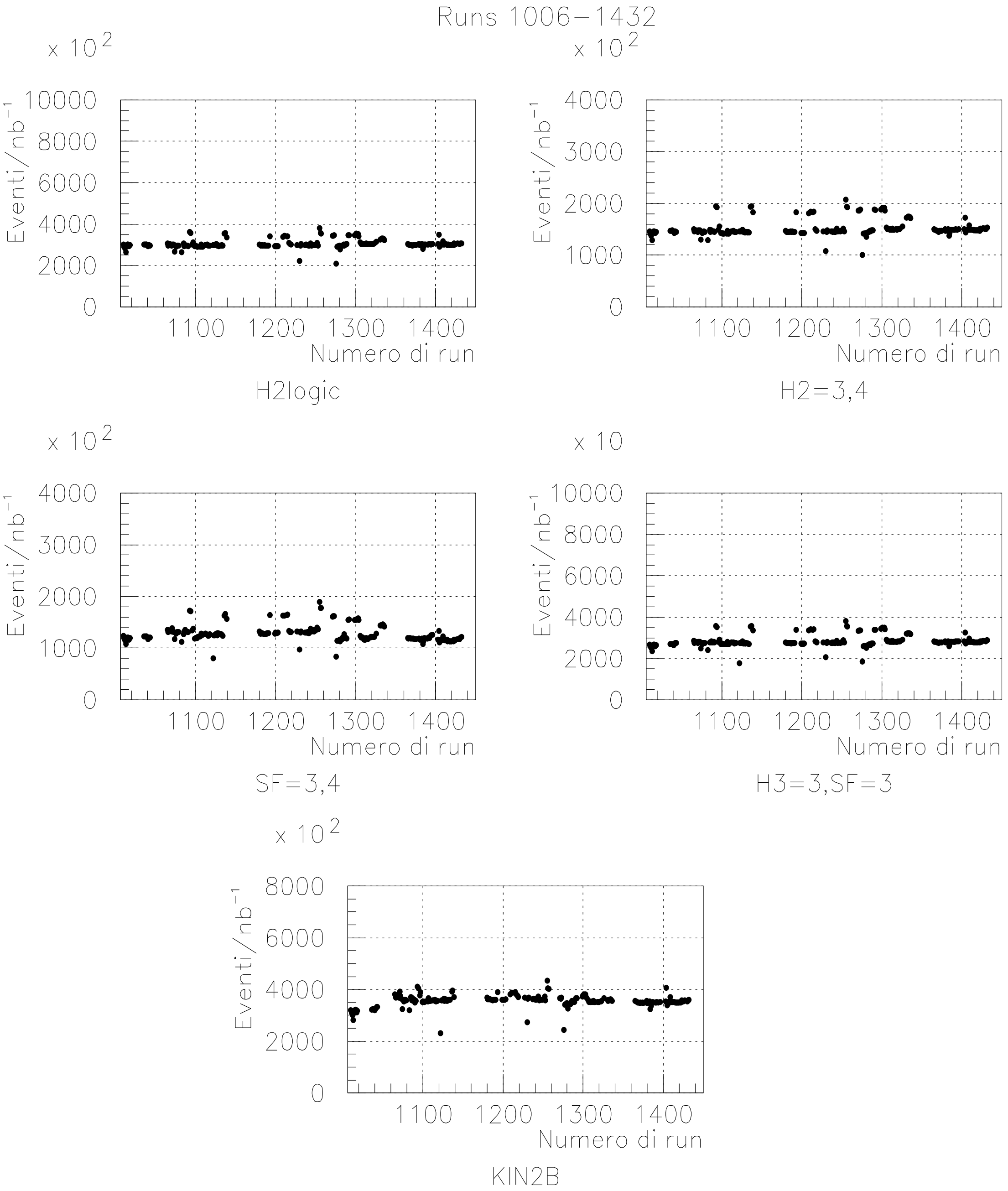


Figura 4.6: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $1000 < N_{run} < 2000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche che si combinano per dare P_MLU1.

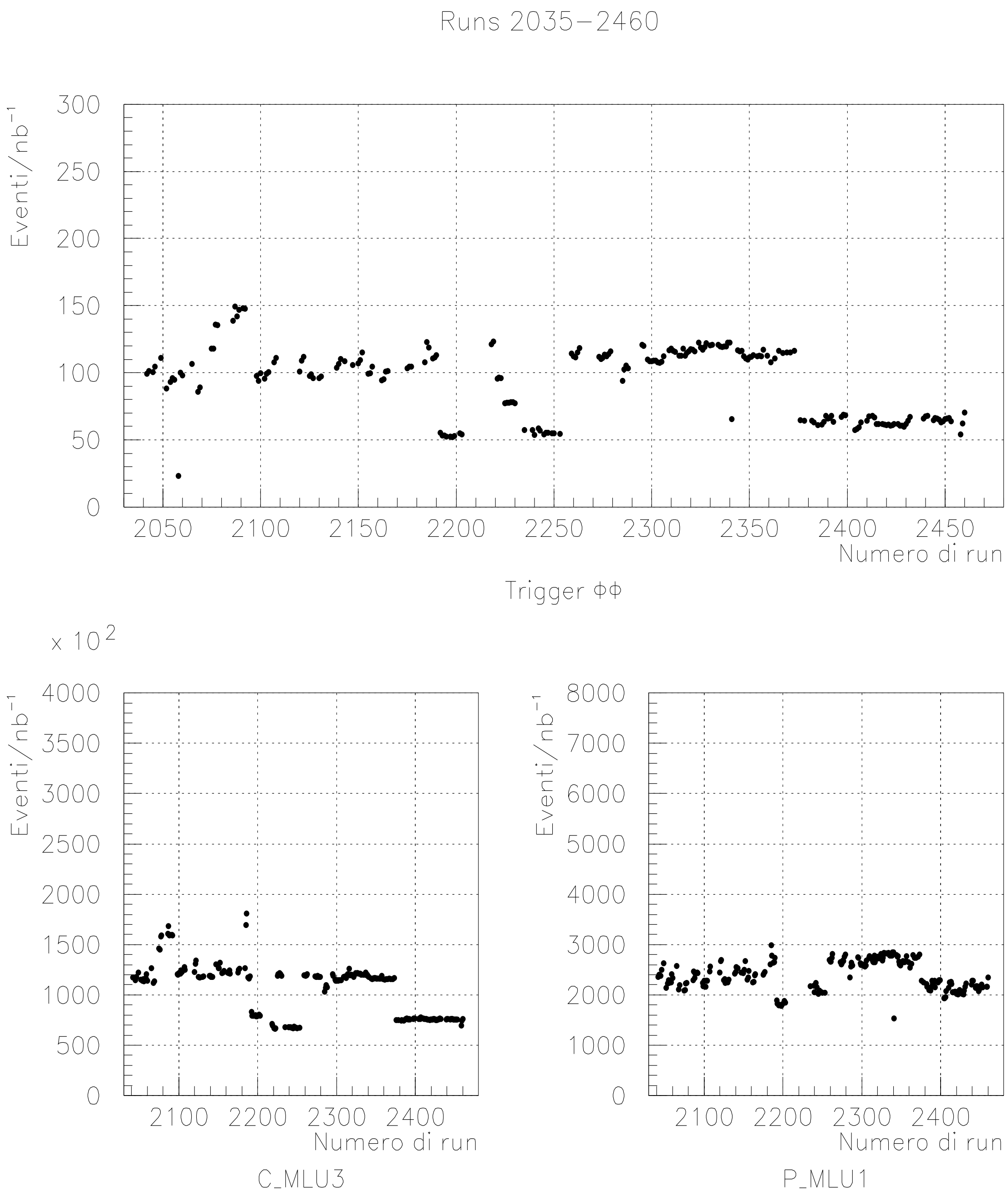


Figura 4.7: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $2000 < N_{run} < 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per il *trigger* $\phi\phi$ e per le due logiche combinate C_MLU3 e P_MLU1.

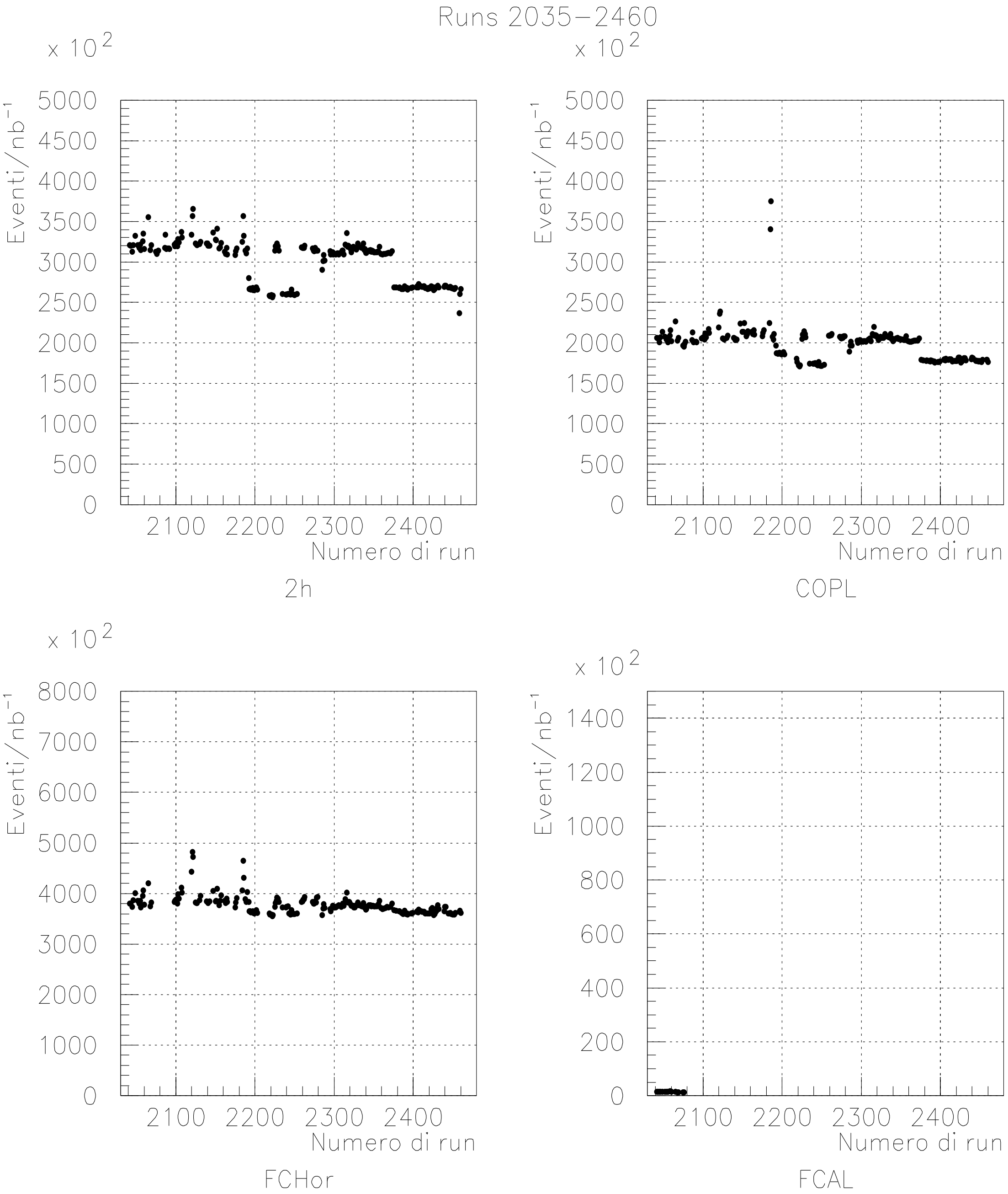


Figura 4.8: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $2000 < N_{run} < 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche che si combinano per dare C_MLU3.

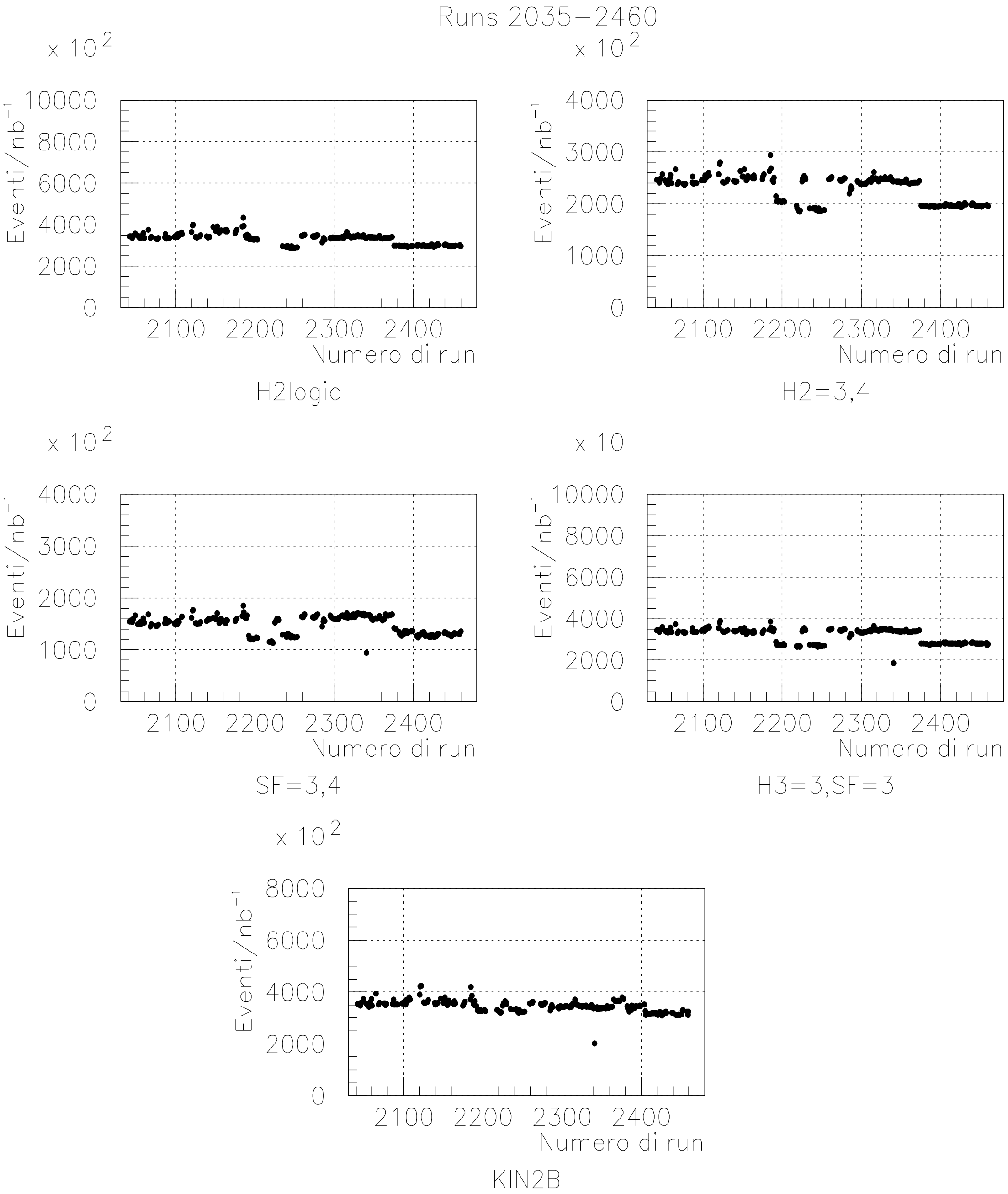


Figura 4.9: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $2000 < N_{run} < 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche che si combinano per dare P_MLU1.

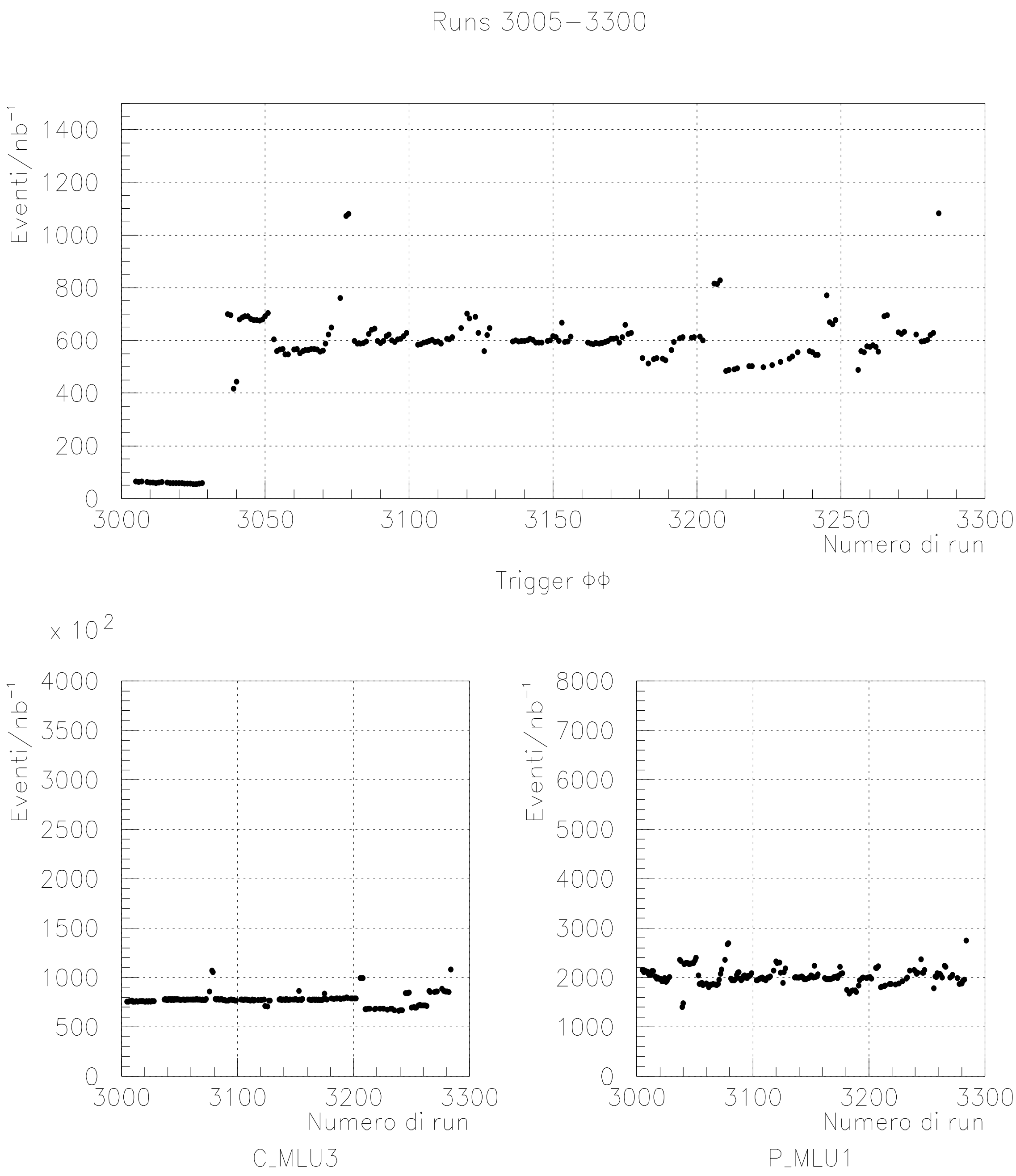


Figura 4.10: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $N_{run} > 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per il *trigger* $\phi\phi$ e per le due logiche combinate C_MLU3 e P_MLU1.

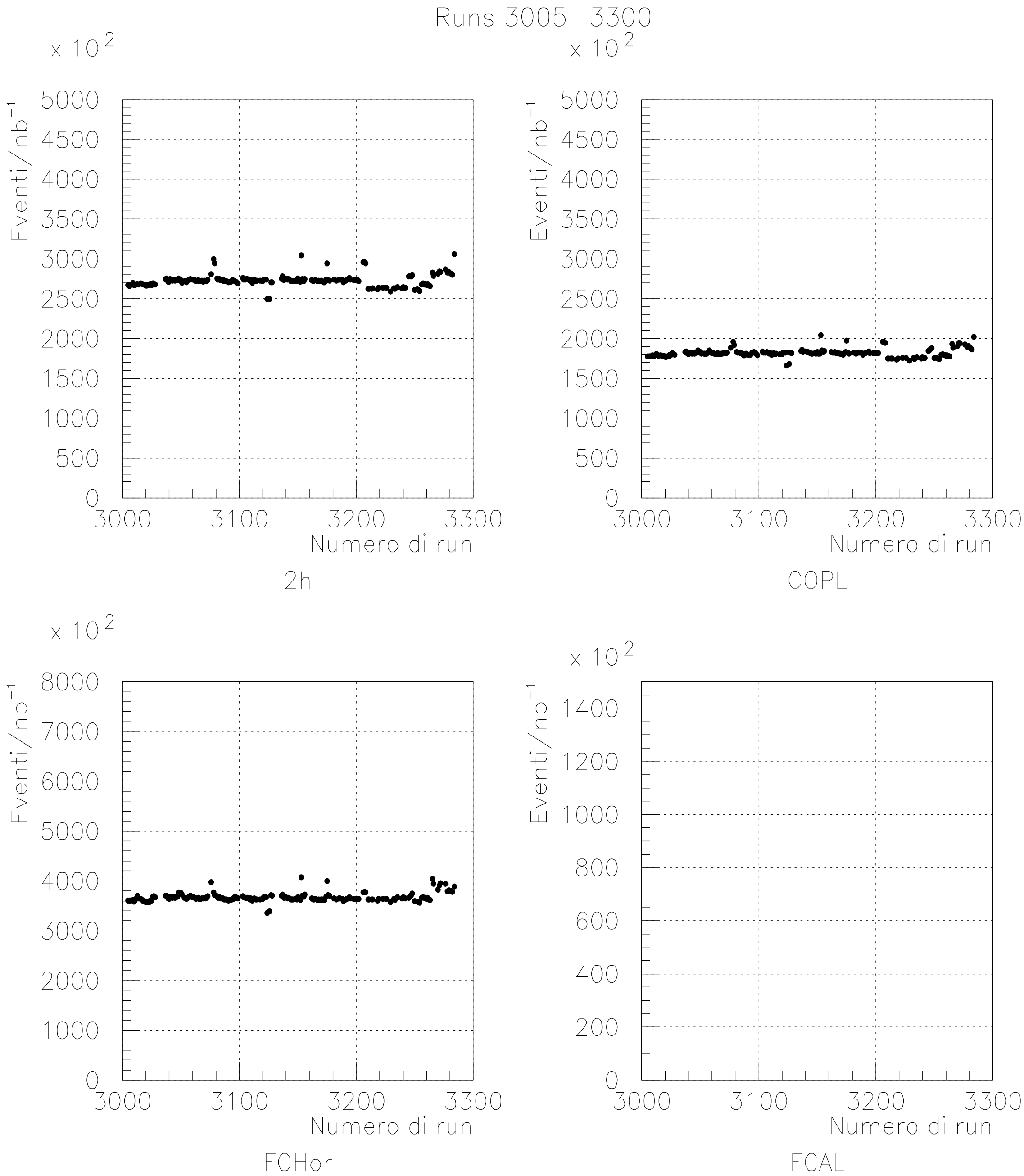


Figura 4.11: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $N_{run} > 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche che si combinano per dare C_MLU3.

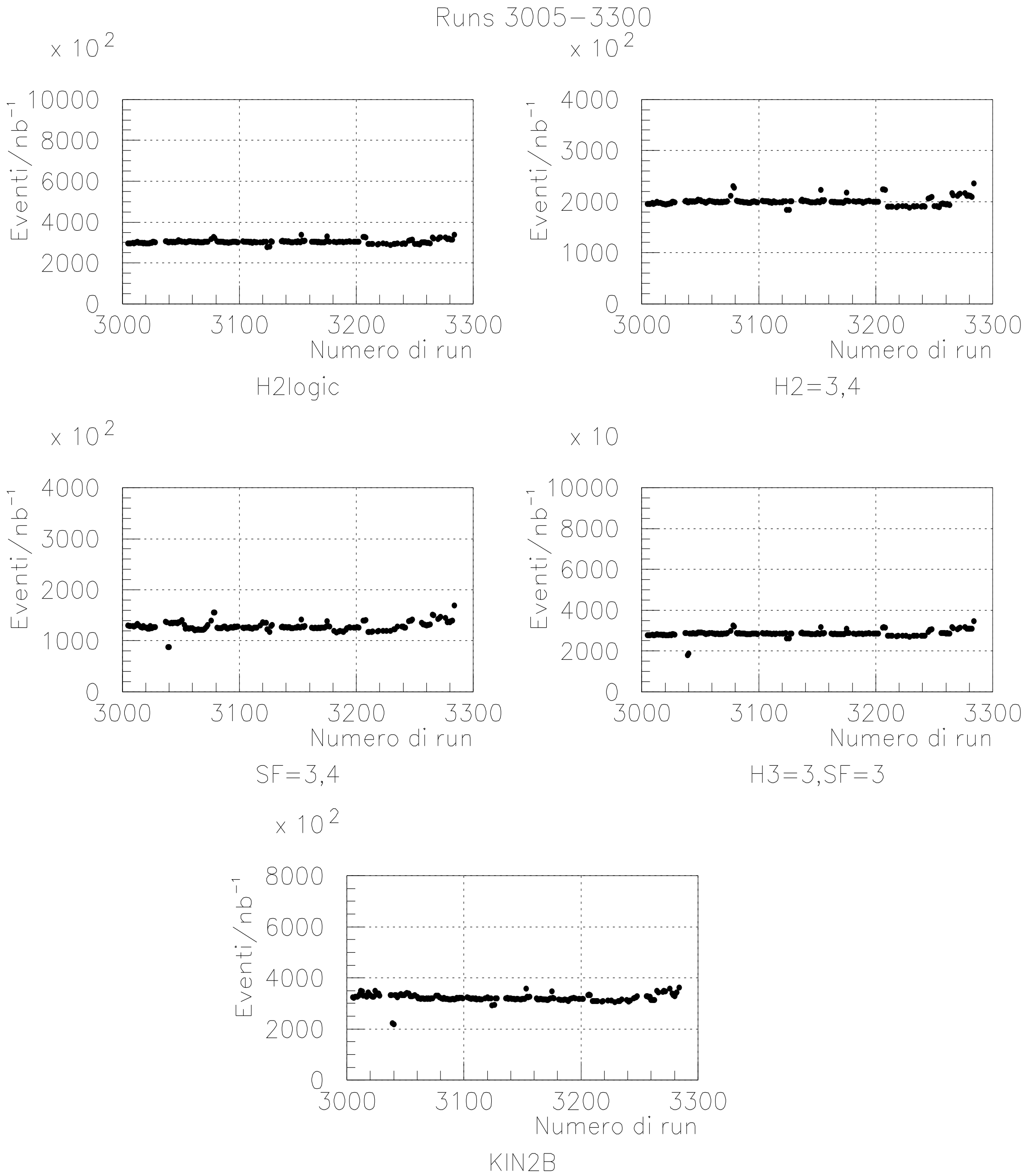


Figura 4.12: STABILITÀ DEL TRIGGER $\phi\phi$ — $N_{run} > 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche che si combinano per dare P_MLU1.

4.2 *Il trigger* e^+e^-

Anche se non strettamente legato all'argomento discusso in questa tesi il funzionamento del trigger e^+e^- è comunque di grande interesse, essendo uno dei trigger principali dell'esperimento.
Verranno quindi discusse in questo paragrafo, in maniera analoga a quanto fatto per il trigger$\phi\phi$, la sua l'efficienza e stabilità.

4.2.1 *Efficienza del trigger* e^+e^-

Per questo trigger l'efficienza è stata ottenuta in modo tradizionale; facendo cioè alcuni run speciali, con un trigger più lasco, al fine di selezionare un campione di eventi e^+e^- su cui valutare il comportamento del trigger.
I dati sono stati presi durante i run: 2034-2037 e 2285-2288, ad una energia di $E_{cm} = 3097\, MeV$ (cioè sul picco della risonanza J/ψ) e la luminosità raccolta è stata di $132.0\, nb^{-1}$ e $328.3\, nb^{-1}$ rispettivamente.
Ma vediamo più in dettaglio il metodo utilizzato.

Il trigger speciale

Ricordo anzitutto che le richieste del trigger e^+e^- sono le seguenti:

$$Trigger\, e^+e^- \;=\; (C\_MLU1) * (PBG3) \,+\, C\_MLU2$$

dove:

$$C\_MLU1 \;=\; (2e) * \overline{(H2 > 4)} \,+\, (1e) * (2h) * (H2 = 2) * (COPL)$$

$$C\_MLU2 \;=\; (2e) * (H2 = 2) * (COPL) * \overline{(FCH)}$$

$PBG3$ è la logica basata sul calorimetro che richiede dei depositi di energia sopra soglia in ottanti opposti.

I simboli che rappresentano le varie richieste sono quelli descritti nel capitolo 2.

Il trigger utilizzato in questi run speciali è invece sostanzialmente il seguente:

$$Special\ Trigger\, e^+e^- \;=\; (1e) * PBG3$$

che, come si può notare è molto meno restrittivo in quanto richiede una sola traccia di elettrone anziche due. Il motivo per cui si è scelto questo trigger è che, richiedendo a livello di trigger una sola traccia di elettrone, si può determinare l'efficienza degli odoscopi e del Čerenkov vedendo se questi hanno dato segnale sull'altra traccia.

La selezione degli eventi

Gli eventi sono stati selezionati richiedendo:

1. Due segnali nel Čerenkov con più di 3 fotoelettroni.

2. Esattamente due clusters nel calorimetro

3. Massa invariante delle due tracce maggiore di $2850\, MeV$

La distribuzione di massa invariante degli eventi selezionati nei run 2034-2037 (senza la richiesta 3) è mostrata in fig. 4.13. Si nota che il campione non presenta tracce di fondo.
Il numero di eventi selezionati è: 1502 per i run 2034-2037 e 4300 per i run 2285-2288.

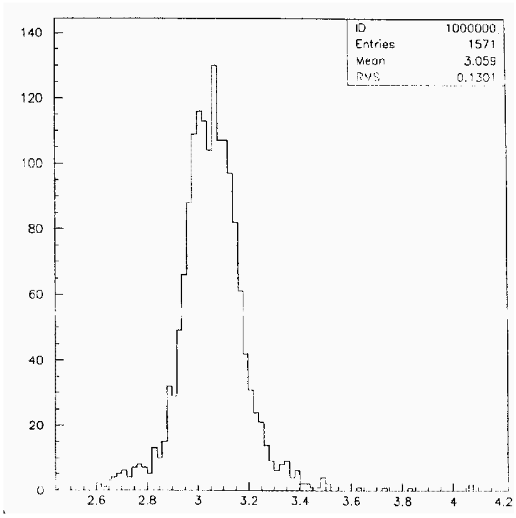


Figura 4.13: Distribuzione di massa invariante per gli eventi e^+e^- selezionati nei run 2034-2037.

Il calcolo dell'efficienza

A partire dai due campioni di dati selezionati si può ottenere, con buona approssimazione[4], il valore dell'efficienza del trigger e^+e^-, facendo il rapporto tra il numero

[4]In realtà, avendo già fatto a livello di trigger la richiesta di "un elettrone" ($1e$), e volendo andare a vedere su questo campione l'efficienza della richiesta "2 elettroni", occorre, per calcolare il valore esatto di tale efficienza, fare un po' di considerazioni di probabilità combinata. I valori riportati tengono già conto di questo fattore.

di eventi in cui il trigger è scattato e il numero totale di eventi selezionati.
I valori ottenuti per i due campioni di dati sono i seguenti:

$$\varepsilon = 0.90 \pm 0.01 \qquad (run\ \ 2034 - 2037)$$

$$\varepsilon = 0.898 \pm 0.005 \qquad (run\ \ 2285 - 2288)$$

Da questi valori dell'efficienza si deduce quindi che il trigger è anche molto stabile.
Dai dati è stato anche possibile ripartire l'inefficienza tra $H1$, $H2$ e logica di trigger.
Si è visto che l'inefficienza è dovuta per il 7% ad $H1$ per il 2% ad $H2$ e per il restante 1% alla logica di trigger.

4.2.2 *Stabilità del trigger* e^+e^-

La stabilità del trigger e^+e^- è stata monitorata allo stesso modo del trigger $\phi\phi$.
È cioè stato controllato, per i vari run, che il rapporto N_{tot}/L_{tot} tra il numero totale di eventi passati dal trigger (durante l'intero run) e la luminosità integrata totale dello stesso run fosse costante.
I valori ottenuti, per le logiche singole, per quelle combinate e per il trigger finale sono riportate nei grafici 4.14÷4.21.

Dai dati di fig. 4.14,4.16, 4.18,4.20 si nota che i rate della logica $PBG3$, e quindi del trigger e^+e^- stesso, che dipende da tale logica, non sono costanti.
Ciò è dovuto al fatto che $PBG3$, ha delle soglie che dipendono dall'energia del fascio.
A parità di energia del fascio, comunque, i rate sono stabili (vedi ad esempio fig. 4.20 dove quasi tutti i run sono ad energie simili).
Osserviamo inoltre che in alcuni casi si notano delle dipendenze dall'energia anche da parte di logiche che invece dovrebbero essere immuni.
Ciò si nota chiaramente, ad esempio, nei grafici 4.18 e 4.19, dove logiche come $2e, COPL$ o $H2 = 2$ mostrano un piccolo "gradino". Le ragioni di questa variazione non sono ancora del tutto chiare, potrebbero essere dovute ad una possibile diversa posizione del fascio per diverse energie. A subire queste piccole variazioni sono infatti le logiche più sensibili alla posizione del fascio; cioè quelle logiche che, in qualche modo, richiedono due particelle opposte in φ.

Nelle pagine che seguono sono riportati i grafici relativi alla stabilità del trigger e^+e^-.

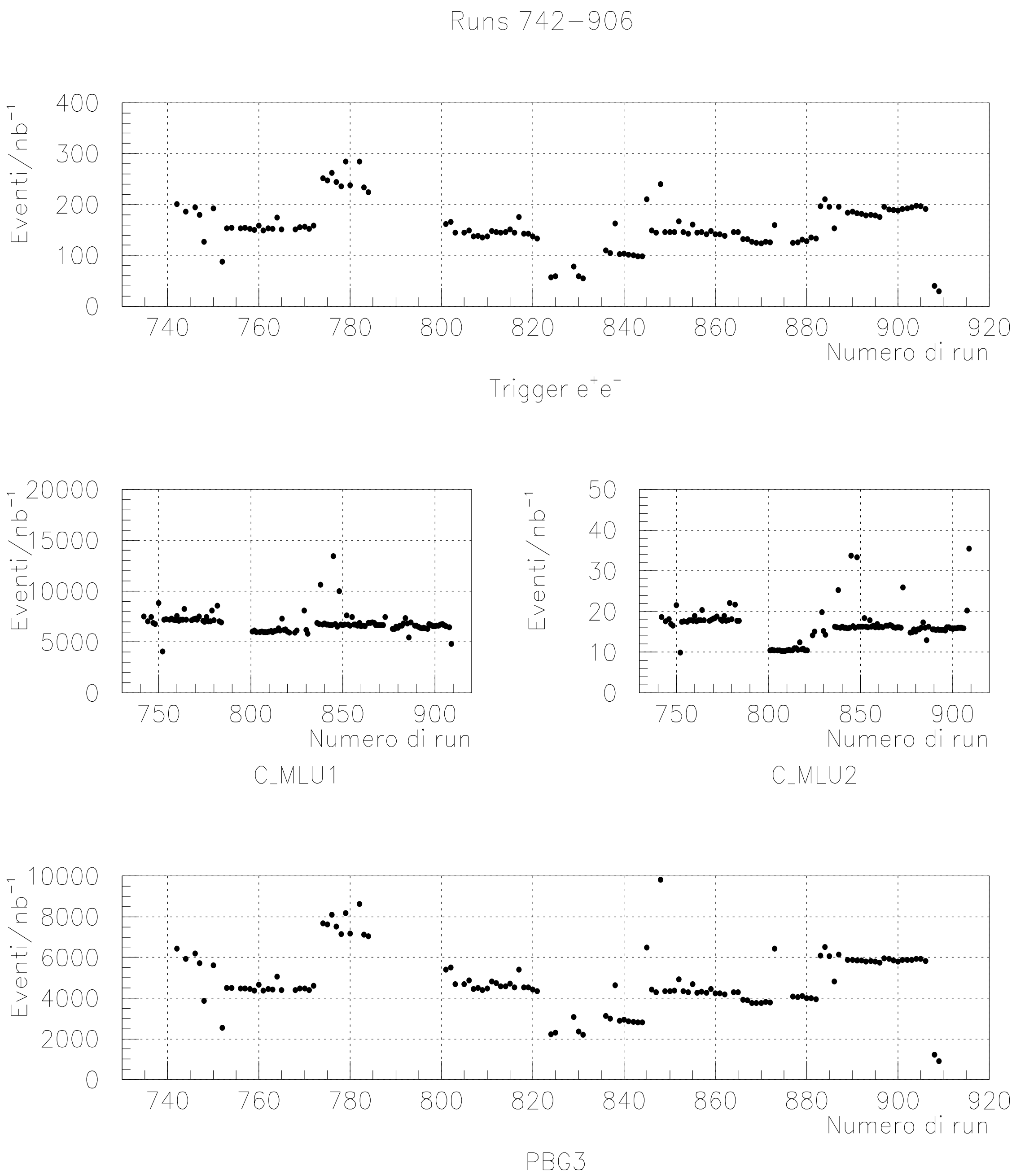


Figura 4.14: STABILITÀ DEL TRIGGER e^+e^- — $N_{run} < 1000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per il *trigger* e^+e^- e per le due logiche combinate C_MLU1 e C_MLU2.

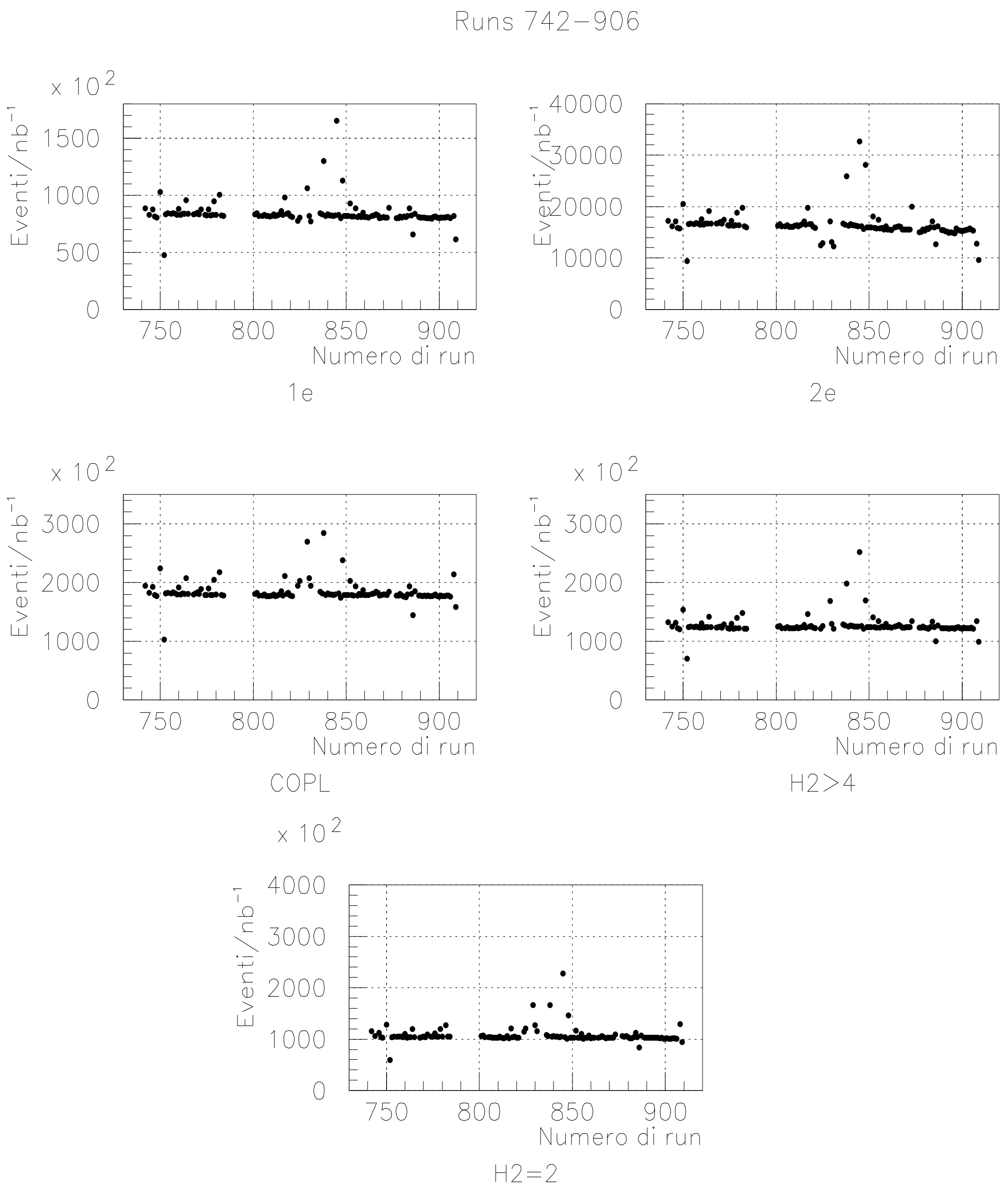


Figura 4.15: STABILITÀ DEL TRIGGER e^+e^- — $N_{run} < 1000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche singole che formano il *trigger* e^+e^-

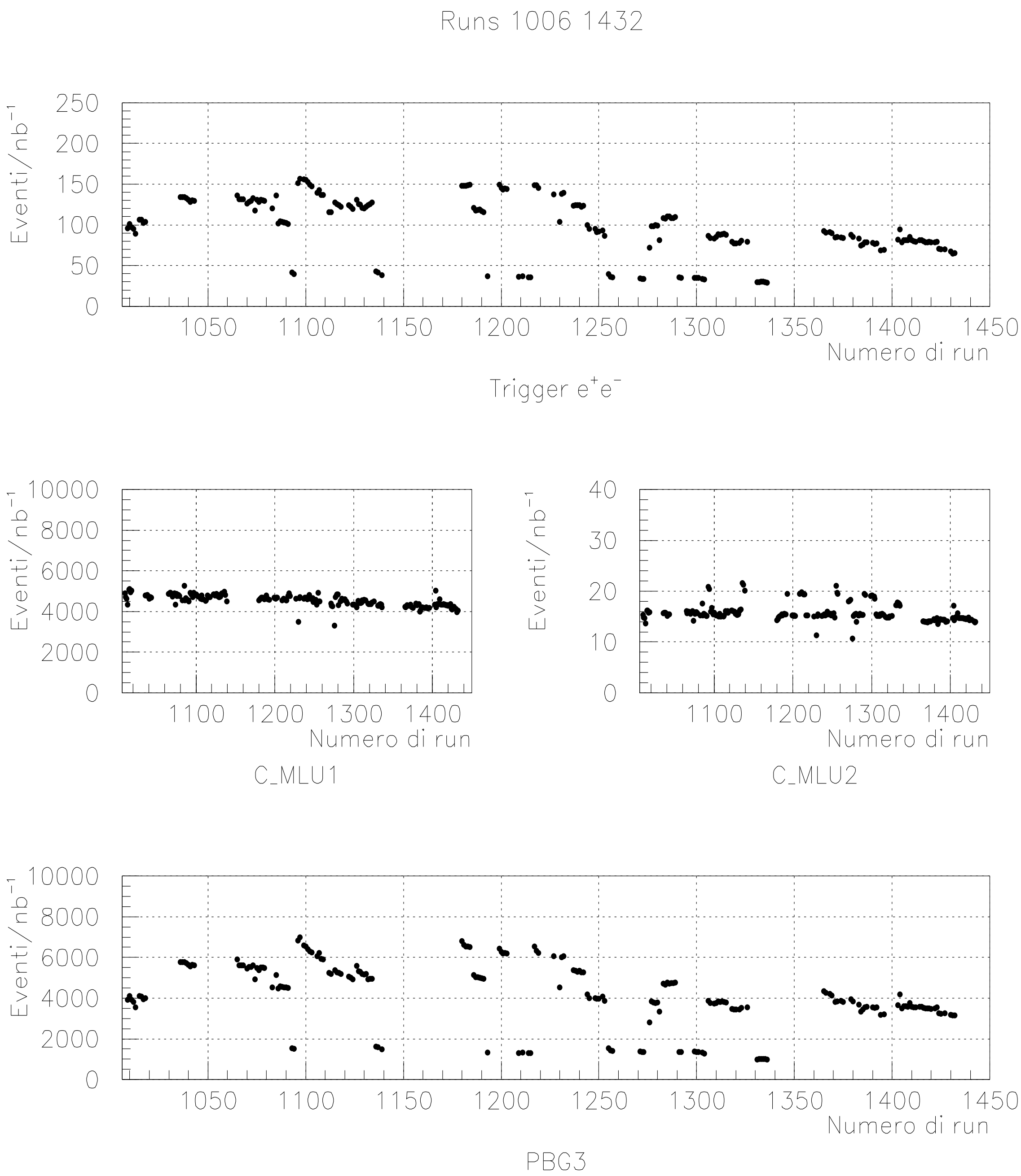


Figura 4.16: STABILITÀ DEL TRIGGER e^+e^- — $1000 < N_{run} < 2000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per il *trigger* e^+e^- e per le due logiche combinate C_MLU1 e C_MLU2.

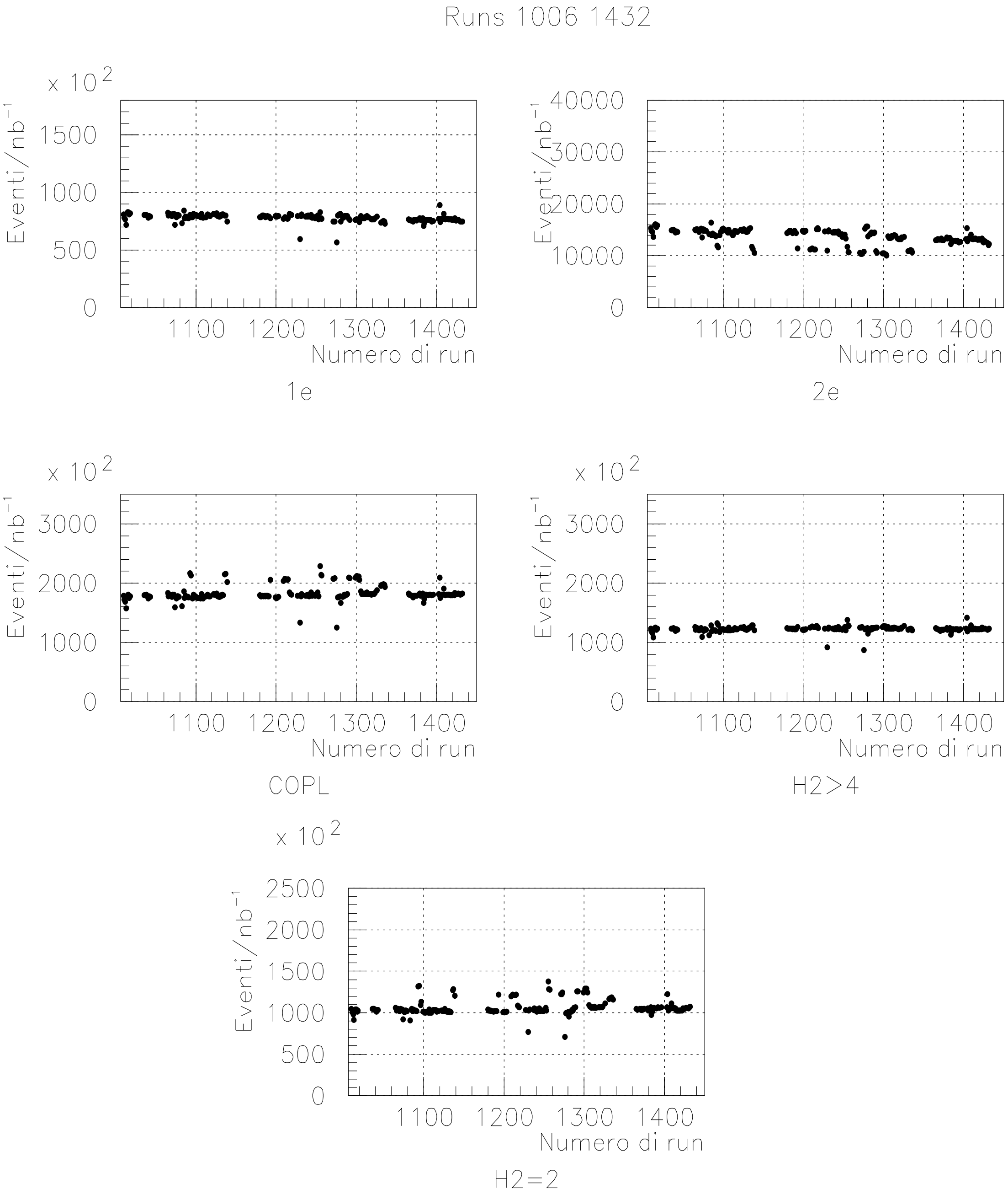


Figura 4.17: STABILITÀ DEL TRIGGER e^+e^- — $1000 < N_{run} < 2000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche singole che formano il *trigger* e^+e^-

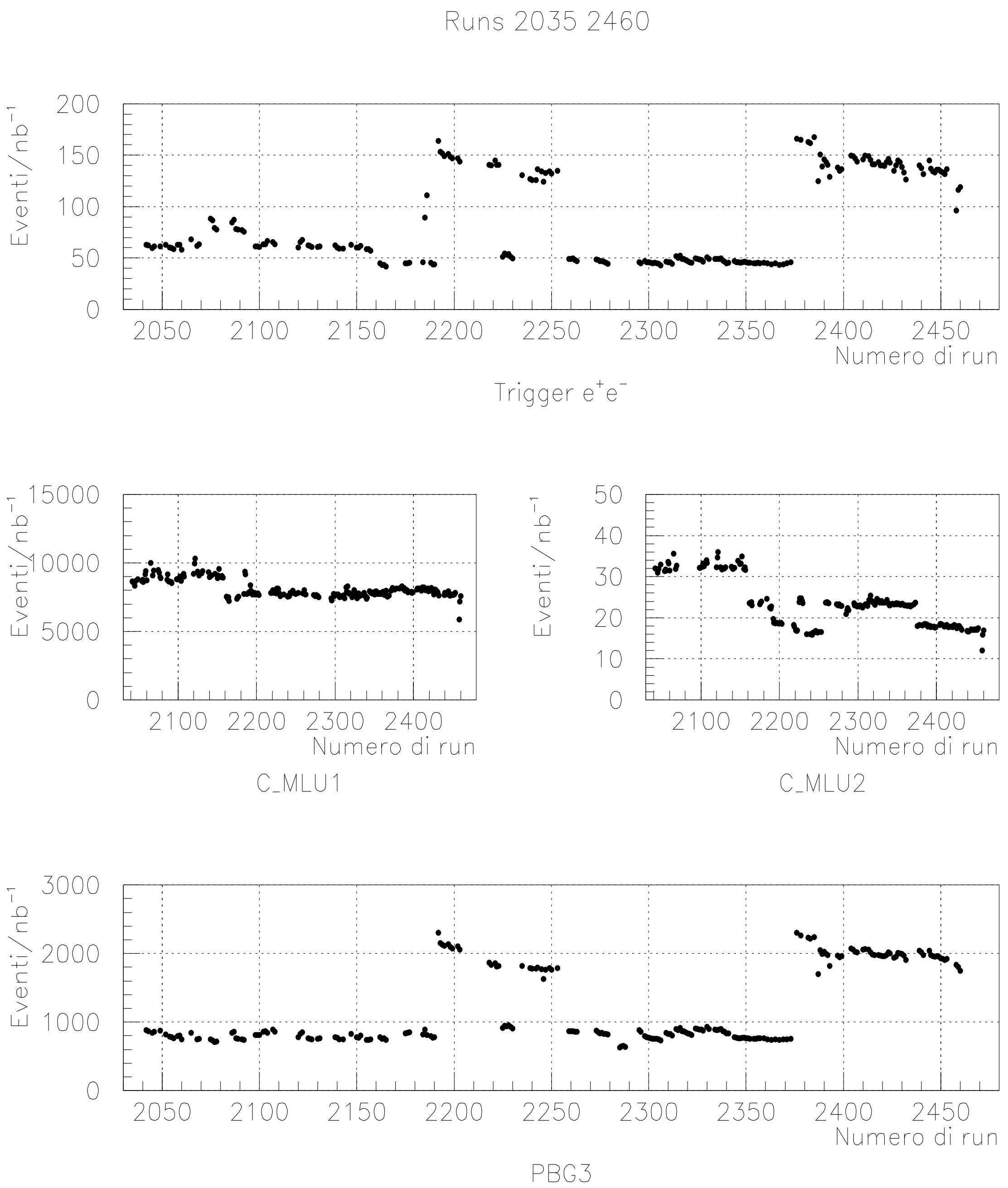


Figura 4.18: STABILITÀ DEL TRIGGER e^+e^- — $2000 < N_{run} < 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per il *trigger* e^+e^- e per le due logiche combinate C_MLU1 e C_MLU2.

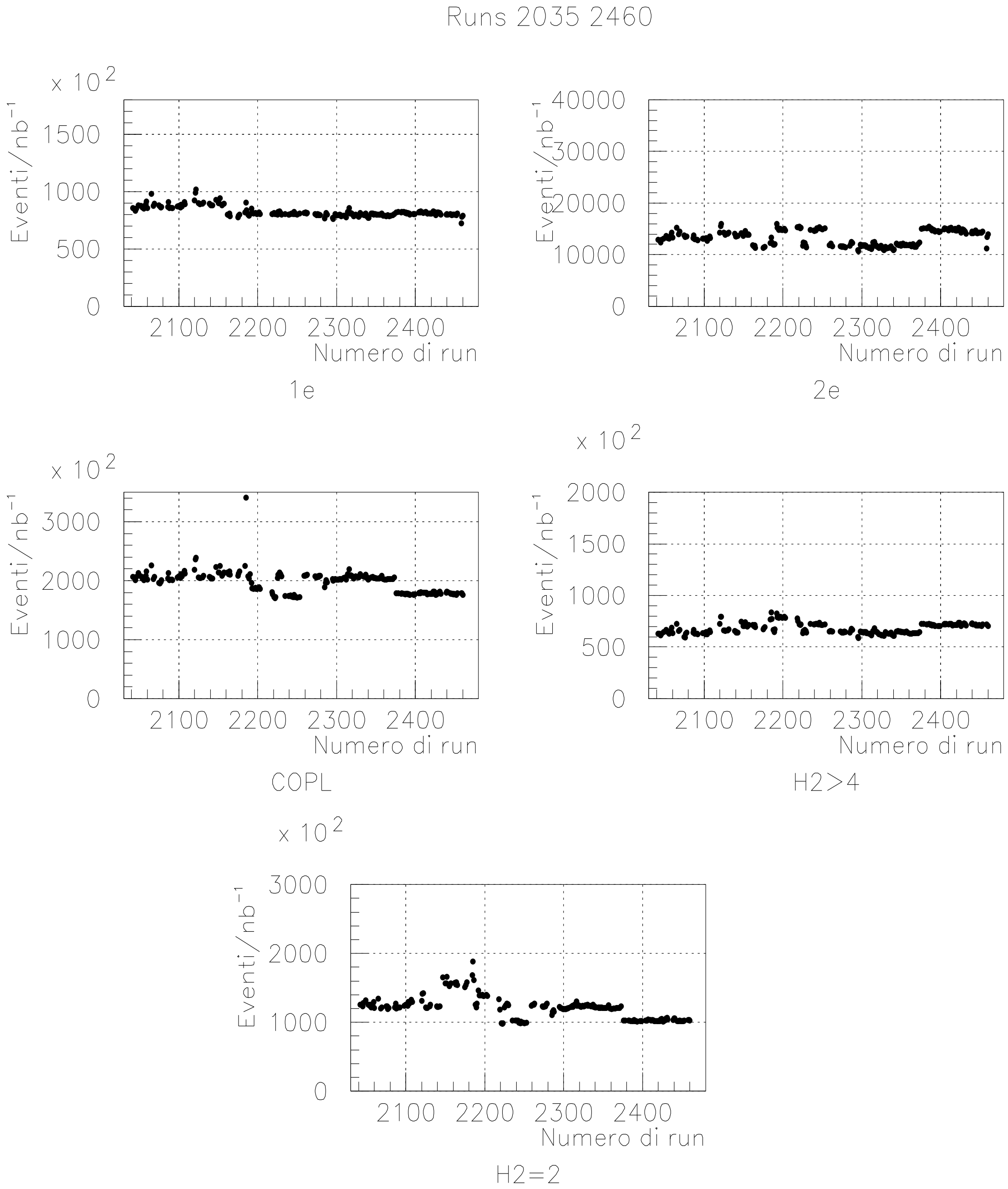


Figura 4.19: STABILITÀ DEL TRIGGER e^+e^- — $2000 < N_{run} < 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche singole che formano il *trigger* e^+e^-

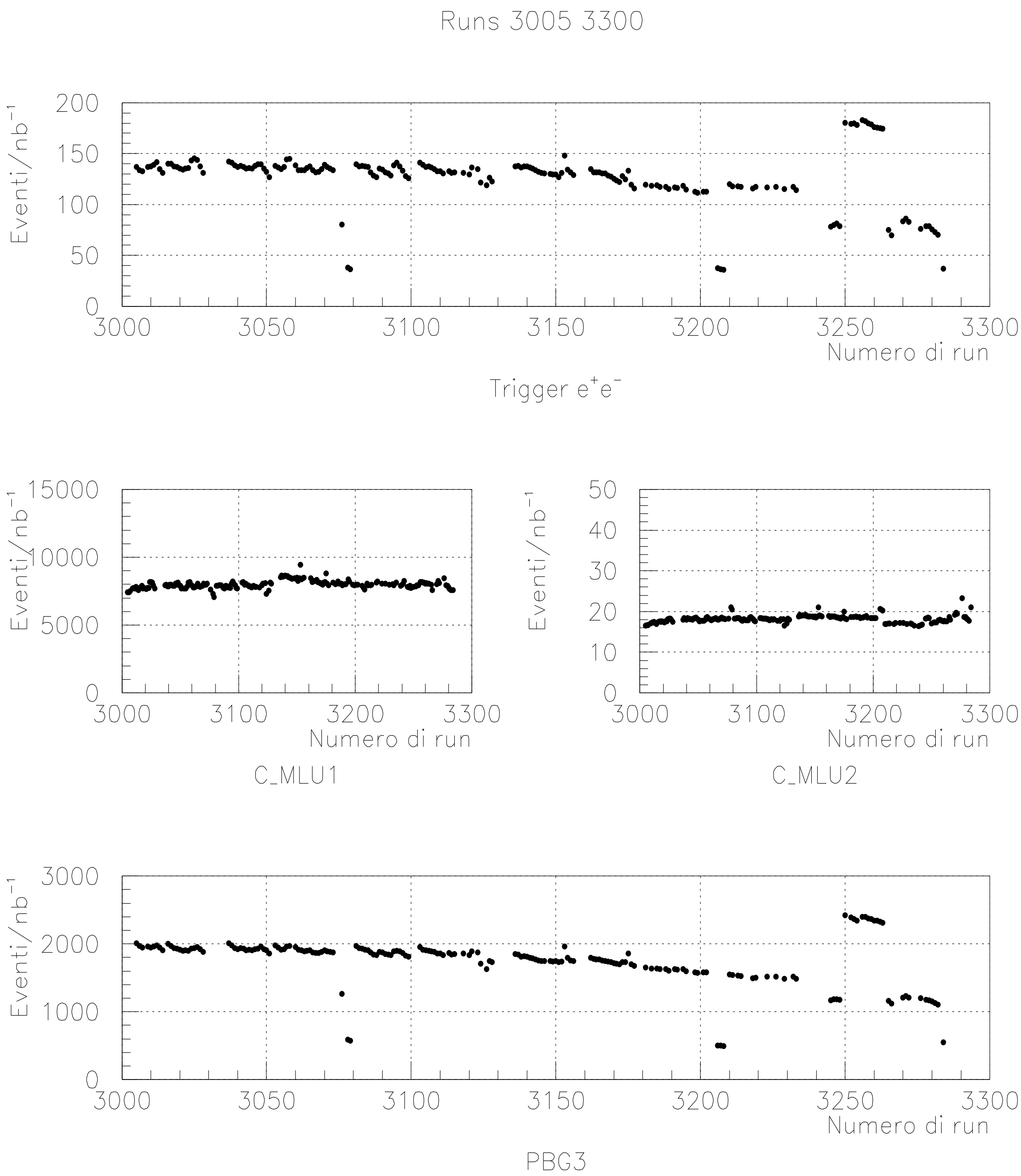


Figura 4.20: STABILITÀ DEL TRIGGER e^+e^- — $2000 < N_{run} < 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per il *trigger* e^+e^- e per le due logiche combinate C_MLU1 e C_MLU2.

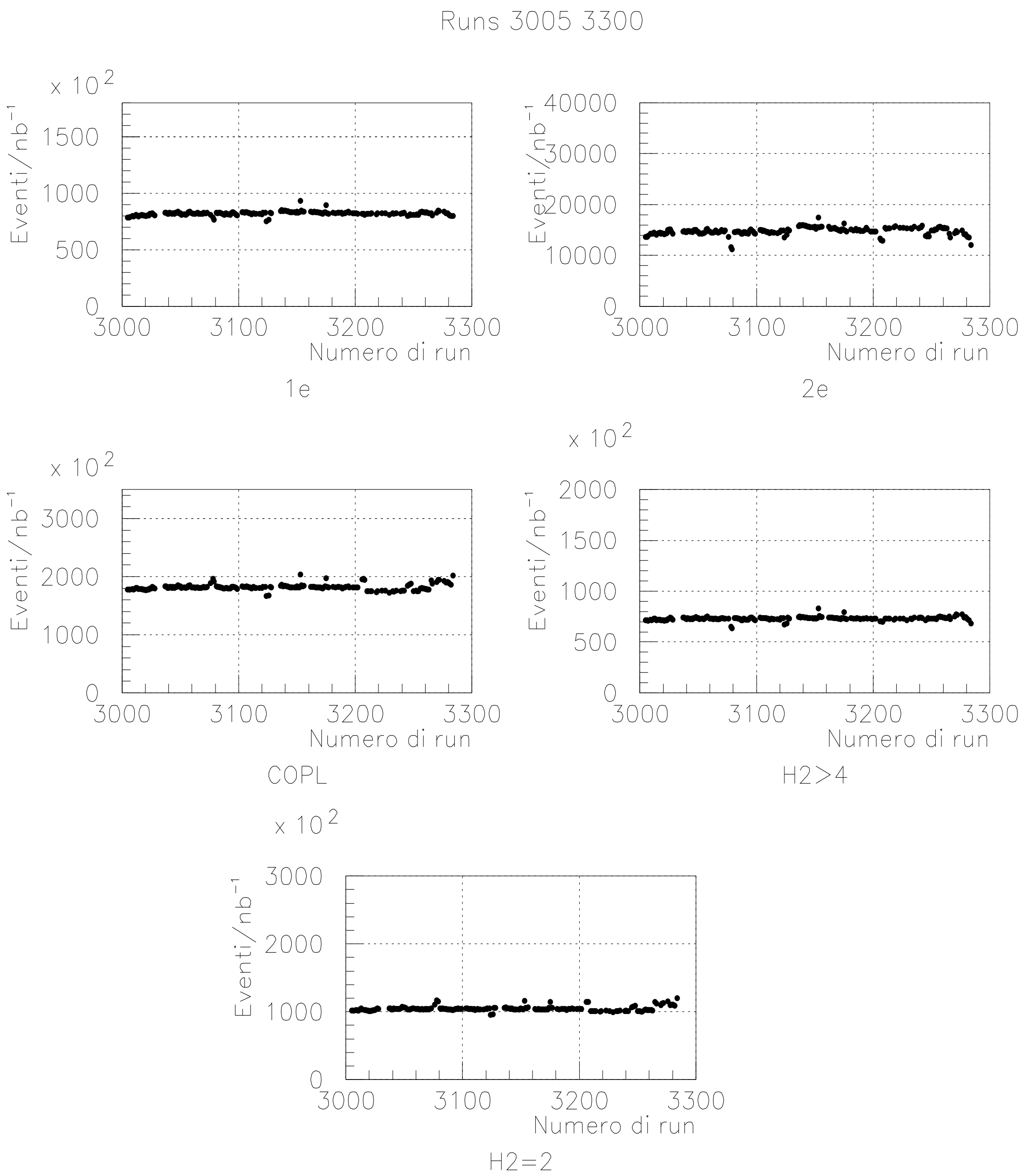


Figura 4.21: STABILITÀ DEL TRIGGER e^+e^- — $2000 < N_{run} < 3000$: Rapporto N_{tot}/L_{tot} per le logiche singole che formano il *trigger* e^+e^-

Capitolo 5

L'analisi dei dati

In questo capitolo verrà descritta l'analisi effettuata sui dati raccolti grazie al trigger $\phi\phi$ alle energie degli stati η_c ed $\eta_c^{'}$.

Verranno descritti in particolare:
I DATI A DISPOSIZIONE E QUELLI EFFETTIVAMENTE ANALIZZATI.

LA RIDUZIONE DEI DATI, cioè una pre-selezione che, come vedremo, è necessario effettuare per ridurre il campione di dati su cui operare la selezione più raffinata.

LA SELEZIONE FINE DEI DATI, effettuata con l'ausilio di un *fit cinematico* che permette di stabilire, per ogni evento, la probabilità di essere del tipo che si intende selezionare.

I RISULTATI ottenuti con questa analisi e il confronto con quelli attesi.

A conclusione di questo capitolo verranno riepilogati, in breve, la storia di questo progetto di studio, le aspettative, i risultati ottenuti e le prospettive per il prossimo periodo di presa dati.

5.1 *Dati raccolti*

In questo lavoro sono stati analizzati i dati relativi a due regioni di E_{cm}. La prima regione corrisponde all'energia dello stato η_c e va da 2900 MeV a 3000 MeV circa. La seconda va da 3580 MeV a 3660 MeV e corrisponde alla regione nella quale è previsto lo stato η_c'.

5.1.1 *Dati raccolti all'energia della risonanza* η_c

E835 ha raccolto dati per una luminosità integrata L di 17.7 pb^{-1} a valori di energia compresi tra 2912.0 MeV e 3025.9 MeV.
Per quanto riguarda lo studio del canale $\phi\phi$, i dati analizzati possono essere suddivisi in tre diverse regioni di energia:

Picco della risonanza: $E_{cm} = (2985.9 \div 2990.0)\,MeV$

Sopra la risonanza: $E_{cm} = (3004.4 \div 3008.7)\,MeV$

Sotto la risonanza: $E_{cm} = (2950.0 \div 2956.7)\,MeV$

(ricordo che i parametri della risonanza η_c misurati da E835 (vedi paragrafo 1.4) sono: $M_{\eta_c} = (2984.8 \pm +1.9)\,MeV$ $\Gamma_{\eta_c} = (13.2^{+3.8}_{-3.2})\,MeV$.
In tabella 5.1 sono riportati, con maggior dettaglio, i dati analizzati alle varie energie.

Picco della η_c		
Numero di run	$E_{cm}\,(MeV)$	$L\,(nb^{-1})$
2162-2165	2990.0	49.91
2188-2190	2987.7	37.07
1093-1094	2987.6	24.96
2139-2141	2986.2	40.06
2344-2356	2985.9	128.20
TOTALE		280.20
Sotto la risonanza		
1136-1139	2950.0	26.16
2175-2177	2950.1	37.34
2098-2100	2950.2	40.61
2309-2312	2955.7	50.28
TOTALE		139.65
Sopra la risonanza		
2298-2301	3004.4	52.54
2120-2131	3008.7	92.93
TOTALE		145.47

Tabella 5.1: Dati analizzati per lo studio del canale $\phi\phi$ all'energia della η_c

Alcune osservazioni sono necessarie a commento della tabella 5.1. Occorre anzitutto sottolineare il fatto che, come è gia stato detto nel paragrafo 4.1.2, il trigger $\phi\phi$, a partire dal run 1000 è stato demoltiplicato di un fattore 10. Di conseguenza lo

stesso fattore di riduzione si ha in tutti i dati raccolti all'energia della η_c.
Siccome poi l'analisi, come vedremo, richiede un tempo piuttosto lungo non tutti i dati raccolti sono stati analizzati. Sono stati processati quasi tutti i dati disponibili sul picco della risonanza[1], ($L = 280.2\, nb^{-1}$), e una quantità analoga ($L = 285.1\, nb^{-1}$) fuori risonanza, divisi circa a metà tra energie superiori ed inferiori al picco della η_c.

5.1.2 *Dati raccolti all'energia della risonanza* η_c'

E835 ha raccolto dati nella regione $3576.1 MeV < E_{cm} < 3660.2 MeV$ a intervalli di circa $5\, MeV$, alla ricerca dello stato η_c', osservato solo dall'esperimento *CRYSTAL BALL*. Per ogni punto sono stati raccolti dati per una luminosità integrata di circa $1.5\, pb^{-1}$, per un totale di $34.3\, pb^{-1}$.
Siccome questa scansione in energia è stata in parte eseguita prima del run 1000 e in parte dopo, i dati raccolti con il trigger $\phi\phi$ sono solo in parte demoltiplicati.
In base alle stime che vedremo nel paragrafo 5.7.1, nei run con trigger demoltiplicato il numero atteso di eventi è dell'ordine dell'unità, troppo basso per essere distinto dal fondo. Sono quindi stati analizzati soltanto run con trigger non demoltiplicato.
In tabella 5.2 sono riassunti i dati analizzati alla ricerca della η_c'.

Numero di run	$E_{cm}\,(MeV)$	$L\,(nb^{-1})$
897-906	3620.6	1273.7
883-896	3629.7	1189.6
846-854	3635.4	971.4
801-812	3644.2	1723.2
Totale		5157.9

Tabella 5.2: Dati analizzati per la ricerca dello stato η_c'

L'analisi dei dati per la ricerca dello stato η_c', a causa del tempo piuttosto lungo richiesto dal processo (vedi paragrafo 5.2.9), è tuttora in corso; in tabella 5.3 sono riportati i run con trigger non demoltiplicato che non sono ancora stati analizzati.
Occorre osservare che anche in questa regione di energia è talvolta capitato che la camera a straw più vicina al fascio fosse spenta (vedi nota 1) e dunque i relativi dati

[1] Dati corispondenti ad una luminosità integrata di $46\, nb^{-1}$, durante i quali la camera a straw interna era spenta, non sono stati utilizzati per questa analisi. Quando la posizione del fascio di antiprotoni non era stabile, la corrente assorbita dalla camera superava in alcuni settori la soglia di sicurezza e dunque si è preferito tenerla spenta. In questi casi non è stato possibile ricostruire le tracce cariche e quindi questi dati sono stati scartati.

Numero di run	$E_{cm}\,(MeV)$	$L\,(nb^{-1})$
813-821	3625.2	1637.3
855-862	3614.9	1538.0
864-873	3604.1	1478.7

Tabella 5.3: Dati non ancora analizzati alla energia della η_c

non sono stati analizzati. Precisamente, i dati non analizzati per questa ragione corrispondono ad una luminosità integrata di 700 nb^{-1}.

5.2 *La pre-selezione dei dati*

Abbiamo già visto nel paragrafo 2.9.4 che gli eventi che superano il trigger $\phi\phi$ di I° livello vengono registrati direttamente su nastro senza ulteriori stadi di selezione [2]. Visto che il trigger di primo livello effettua dei tagli piuttosto larghi (per non rischiare di scartare eventi buoni), la maggior parte dei dati su nastro sarà costituito da eventi di fondo, che potranno essere scartati da una sucessiva analisi.
Siccome poi, durante la fase di sviluppo della strategia da adottare per l'analisi, capita spesso di volere riprocessare tutti i dati, è molto utile averli in forma molto più "compatta" su disco.
Scopo della preselezione è appunto quello di scartare, dall'intero campione dei dati, gli eventi che non soddisfano le caratteristiche tipiche dell'evento $\phi\phi$, e scrivere invece su disco gli eventi che soddisfano tali richieste. In questo modo si riduce il tempo necessario per le sucessive fasi di analisi.
Osserviamo che il numero di eventi processati per questa analisi è circa 60×10^6 alla η_c e circa 80×10^6 alla η_c', e che, con una macchina con una potenza di calcolo corrispondente ad una Alphastation 500/500 MHz, occorrono circa 300 ore (di tempo macchina) per effettuare la sola preselezione a partire dai dati su nastro[3].
Il numero di eventi che supera la preselezione è circa 34000 alla η_c e 16000 alla η_c' e il tempo necessario per effettuare la sucessiva analisi è di circa 3 ore.
Questa preselezione è basata sulle informazioni dei vari rivelatori (opportunamente elaborate grazie al programma di ricostruzione dell'esperimento), come il numero di tracce cariche, il numero di blocchi nel calorimentro centrale (CCAL) e gli angoli

[2] A differenza del trigger e^+e^-, per il trigger $\phi\phi$ non era presente un filtro software (trigger di II° livello) per ridurre ulteriormente il rate di eventi da scrivere su nastro.

[3] Occorre osservare che la lettura da nastro è molto più lenta di quella da disco, una buona parte del tempo è infatti impiegata nel processo di lettura del dato.

θ, φ delle tracce.
Le richieste che gli eventi devono soddisfare per superare questa preselezione sono le seguenti:

- $N_{tracks} = 4$; esattamente 4 tracce cariche
- $N_{CCALblocks} \leq 4$; non più di 4 blocchi di CCAL colpiti per ogni traccia

Richieste sugli angoli delle tracce:

- $\mid \Delta\vartheta_{K1K2} \mid < 25° \otimes \mid \Delta\varphi_{K1K2} \mid < 35° \otimes$
  $\mid \Delta\vartheta_{K3K4} \mid < 25° \otimes \mid \Delta\varphi_{K3K4} \mid < 35°$
- $\mid \Delta\varphi_{K2K3} \mid > 145° \otimes \mid \Delta\varphi_{K2K3} \mid < 215° \otimes$
  $\mid \Delta\varphi_{K4K1} \mid > 145° \otimes \mid \Delta\varphi_{K4K1} \mid < 215°$

dove le quattro tracce sono ordinate in modo da avere gli angoli azimutali crescenti[4]

Richieste di tipo cinematico:

- Gli angoli delle tracce devono essere compatibili con l'ipotesi di $4K^{\pm}$ nello stato finale (vedi par. 5.2.6).
- $\mid M_{K1K2} - M_{\phi} \mid < 200 MeV \otimes \mid M_{K3K4} - M_{\phi} \mid < 200 MeV$; masse invarianti calcolate [5] delle coppie di $K^{\pm}$ devono differire meno di 200 MeV dalla massa della ϕ ($M_{\phi} = 1019.4\, MeV$).

Prima di passare a descrivere con maggior dettaglio le singole richieste di questa preselezione è necessario parlare, brevemente, del significato di *Cluster* nel calorimetro centrale e di *traccia carica.*

5.2.1 *Definizione di "Cluster" di CCAL*

Definiamo cluster l'insieme di tutti i blocchi contigui del calorimetro centrale in cui è stata rilasciata dell'energia durante l'attraversamento di una particella.
Il valore minimo di energia depositata, necessaria per formare un cluster, è selezionabile nel programma di ricostruzione attraverso due valori di soglia. Il primo (E^{min}_{seed})

[4] Così che $K1$ e $K2$ provengono dal decadimento della ϕ con angolo azimutale minore, $K3$ e $K4$ da quella opposta.

[5] Il rivelatore di E835 non misura le energie dei $K^{\pm}$, in seguito verrà descritto il metodo utilizzato per calcolarle.

riguarda il "nucleo" del cluster, cioè il blocco con il maggior deposito di energia; il secondo valore (E_{Tot}^{min}) è invece relativo all'energia totale depositata.
Per questa analisi i valori di soglia scelti sono:

- $E_{seed}^{min} \ = \ 25\,MeV$
- $E_{Tot}^{min} \ = \ 25\,MeV$

Questa scelta è dettata dal fatto che le tracce adroniche, nella maggioranza dei casi, rilasciano energia in un solo blocco del calorimetro e dunque l'energia totale del cluster coincide con quella del suo nucleo.
Questa è una caratteristica tipica di adroni che attraversano un materiale studiato per generare sciami eletromagnetici (come il vetro al Piombo usato per il calorimetro di E835). Nel caso di tracce adroniche il deposito di energia è dovuto principalmente a urti elastici tra la particella e gli atomi del materiale, con conseguente eccitazione degli elettroni più esterni[6]. Al cluster sono associati gli angoli azimutale ϑ e polare φ, nonchè l'energia totale depositata dalla particella. Gli angoli del cluster sono ottenuti calcolando la media pesata degli angoli centrali dei singoli blocchi colpiti, con pesi pari alla quantità di carica rilasciata in ciascuno di essi.
La questione della distanza minima che devono avere due cluster per essere distinti è piuttosto complessa in quanto dipende dalla forma del cluster (sarebbe necessaria tutta una casistica). Diciamo comunque, restringendoci ai casi di interesse per questa tesi, che considereremo due blocchi colpiti come appartenenti a due cluster diversi se c'è almeno un blocco non colpito tra di loro.

5.2.2 *Definizione operativa di "traccia carica"*

Al significato intuitivo del termine (traiettoria percorsa dalla particella all'interno dell'apparato) è associata una definizione operativa in termini di rivelatori in cui la particella ha generato un segnale.
Una particella che attraversa l'apparato di E835 viene riconosciuta come una traccia carica se genera un segnale nei seguenti rivelatori:

1. In almeno due dei tre odoscopi $H1$, $H2$, $H2'$
2. In almeno due dei quattro strati di *Camere a Straw*

[6] In realtà può anche accadere che l'adrone interagisca con un nucleo del materiale e generi particelle direttamente rivelabili dal calorimetro come ad esempio dei fotoni. Questo argomento verrà discusso in maggior dettaglio nel par.5.2.4.

3. In almeno uno dei due strati del *Rivelatore a Fibre Scintillanti*

4. Nel *Calorimetro centrale*

Il processo di ricostruzione della traccia carica è il seguente: prima si definiscono separatamente le tracce in φ (richiedendo 1 e 2) e quelle in ϑ (richiedendo 3), poi le si "associa" col calorimetro centrale, che è l'unico rivelatore che misura entrambi gli angoli.
Diciamo che una traccia ricostruita in ϑ (avente valore ϑ_{track}) ed una ricostruita in φ (con valore φ_{track}) si considerano associate se c'è almeno un cluster di CCAL con $\mid \vartheta_{CCAL} - \vartheta_{track} \mid < \theta_{assoc}$ e $\mid \varphi_{CCAL} - \varphi_{track} \mid < \phi_{assoc}$, dove $\mid \vartheta_{CCAL}$ e $\mid \varphi_{CCAL}$ sono gli angoli polare ed azimutale del cluster.
Gli angoli di associazione calorimetro-traccia, θ_{assoc}, ϕ_{assoc}, sono selezionabili anche loro nel programma di ricostruzione e, per questa analisi, sono stati scelti pari a:

- $\theta_{assoc} \; = \; 70\, mrad$

- $\phi_{assoc} \; = \; 130\, mrad$

Questi valori sono stati scelti considerando una differenza massima tra angolo della traccia carica e angolo del cluster pari ad un blocco del calorimetro.
Originariamente questa associazione doveva essere effettuata utilizzando il *Rivelatore al silicio*; ciò avrebbe reso il sistema di tracciamento interno completamente indipendente dal Calorimetro centrale e fornito così una segnatura più forte alle tracce.
In seguito al mancato funzionamento del suddetto rivelatore, si è dovuti ricorrere al meno adatto calorimetro centrale per svolgere questa funzione.

Dopo questa digressione sulle definizioni di cluster e di traccia carica, passiamo a descrivere e a motivare le varie richieste della preselezione dei dati.

5.2.3 *Richiesta sul numero di tracce:* $N_{tracks} = 4$

La prima condizione della preselezione è costituita dalla richiesta che gli eventi abbiano esattamente 4 tracce cariche ricostruite nell'apparato.
In Fig5.1 è riportato il numero di cluster in CCAL per eventi $\phi\phi \rightarrow 4K^{\pm}$ simulati tramite Monte Carlo assumendo, in via preliminare, che ogni $K^{\pm}$ rilasci energia in un solo blocco del calorimetro[7].

[7] Questa assunzione è stata fatta poichè lo studio della interazione tra i $K^{\pm}$ ed il materiale che costituisce il calorimetro centrale richiede una simulazione complessa (e molto lunga). In questo modo si sovrastima leggermente l'efficienza.

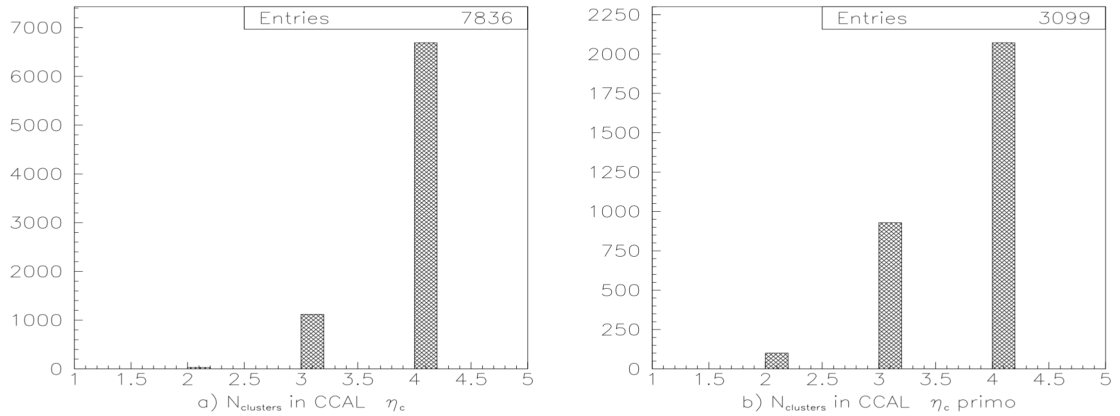


Figura 5.1: Numero di clusters nel Calorimetro centrale per eventi $\phi\phi \to 4K^{\pm}$ Monte Carlo, alle energie degli stati η_c (a) ed η_c' (b).

Si può osservare che la maggior parte degli eventi (circa l'85% alla η_c e il 67% alla η_c') ha angoli di apertura sufficientemente grandi da generare 4 cluster distinti nel Calorimetro. Per questi eventi l'associazione $\vartheta - \varphi$ può essere effettuata senza problemi.

Nel caso di eventi con almeno una coppia di $K^{\pm}$ molto chiusa, tale cioè da colpire un solo blocco o due blocchi adiacenti (che danno origine ad un solo clustr nel calorimetro), l'associazione $\vartheta - \varphi$ delle rispettive tracce non può essere effettuata e dunque rimane una ambiguità irrisolvibile. Per recuperare anche i sudetti eventi occorre tenere conto di tutte le possibili combinazioni $\vartheta - \varphi$, ed effettuare, per ognuna, l'intera analisi. Ciò, oltre ad aumentare notevolmente il tempo di elaborazione, aumenta di molto anche la probabilità di riconoscere erroneamente come evento $\phi\phi \to 4K^{\pm}$ una reazione di fondo.

Si è quindi preferito accettare solo gli eventi con esattamente quattro tracce ricostruite ed associate senza ambiguità dal Calorimetro.

In Fig.5.2 a) e b) sono riportati i valori di $\mid \vartheta_{K1} - \vartheta_{K2} \mid$ vs $\mid \varphi_{K1} - \varphi_{K1} \mid$ ottenuti dal Monte Carlo, rispettivamente prima e dopo avere richiesto esattamente 4 cluster distinti nel calorimentro (in Fig.5.3 sono riportati i grafici relativi alla η_c'). Come si può notare, facendo questa richiesta, si svuota la regione $\mid \vartheta_{K1} - \vartheta_{K2} \mid < 4°$, $\mid \varphi_{K1} - \varphi_{K2} \mid < 10°$ che corrisponde alla distanza minima per avere due cluster distinti.

Dal rapporto tra il numero di eventi del grafico a) e quello b) si può ottenere il valore dell'efficienza di questa richiesta, che risulta:

$$\varepsilon_{4tracks} = 6688/7836 = 85.3\% \qquad (\eta_c)$$

$$\varepsilon_{4tracks} = 2071/3099 = 66.8\% \qquad (\eta_c')$$

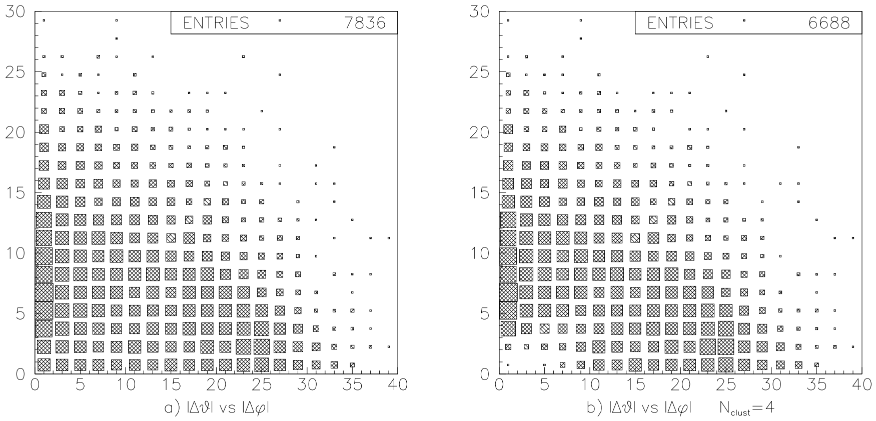


Figura 5.2: $\mid \vartheta_{K1} - \vartheta_{K2} \mid$ vs. $\mid \varphi_{K1} - \varphi_{K2} \mid$ prima (a) e dopo (b) la richiesta sul numero di tracce cariche. Ecm = 2990.0 MeV (η_c).

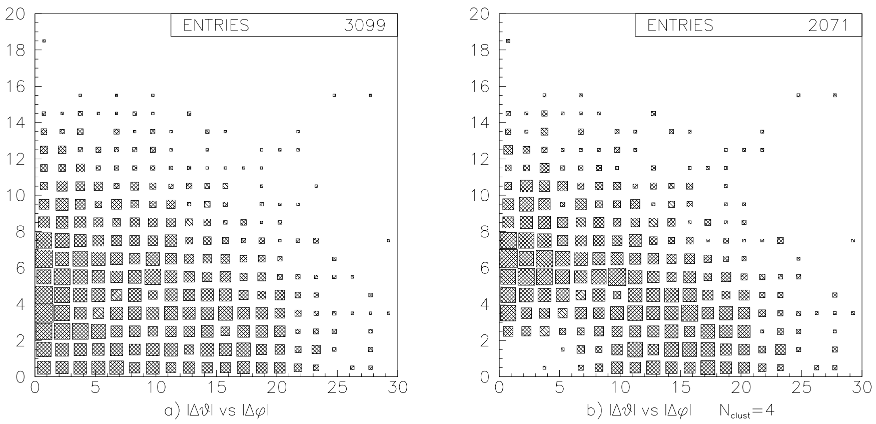


Figura 5.3: $\mid \vartheta_{K1} - \vartheta_{K2} \mid$ vs. $\mid \varphi_{K1} - \varphi_{K2} \mid$ prima (a) e dopo (b) la richiesta sul numero di tracce cariche. Ecm = 3600.0 MeV (η_c').

5.2.4 *Richiesta sul numero di blocchi del calorimetro centrale:* $N_{blocks} \leq 4$

Abbiamo visto nel paragrafo precedente che un adrone che attraversa il calorimetro centrale rilascia energia principalmente sotto forma di eccitazione di atomi del materiale attraversato, in una zona molto limitata attorno alla sua traiettoria. A causa della particolare struttura di tale rivelatore (vedi par.2.6) una traccia adronica può rilasciare energia in 1,2,4 blocchi del Calorimetro a seconda che venga colpito, rispettivamente, un punto interno, il bordo o un angolo del blocco.
Si è quindi richiesto, nella preselezione dei dati, che il cluster associato ad ogni traccia carica non abbia più di 4 blocchi colpiti.
Nella analisi effettuata, si è assunto una efficienza di questa richiesta pari a:

$$\varepsilon_{blocks} = 100\% \quad (\eta_c, \eta_c')$$

Vediamo di giustificare questa assunzione.
Una possibile fonte di inefficienza potrebbe essere la seguente. Potrebbe accadere che un $K^{\pm}$, nell'attraversare il calorimetro centrale, interagisca con il nucleo di un atomo del materiale dando origine a particelle come π^0 che generano sciami e.m.[8] In tal caso il deposito di energia sarebbe molto più esteso di 4 blocchi e il taglio scarterebbe l'evento.
Per tenere conto di questo effetto in maniera precisa occorre simulare, con l'ausilio di un Monte Carlo piuttosto complesso (ad esempio GEANT), il passaggio di un K carico attraverso il Calorimetro centrale e vedere in che percentuale di eventi il $K^{\pm}$ interagisce.
Questa simulazione richiederà tempi lunghi in via preliminare, si è proceduto nel seguente modo.
Sono stati selezionati eventi del tipo $\overline{p}p \to \overline{p}p$ (reazione elastica)[9] e si sono studiati i clusters associati alle tracce di protone. In Fig.5.35 (in appendice) è mostrata la distribuzione del numero di blocchi nel cluster associato al protone per i suddetti eventi. Come si può notare la frazione di eventi con più di 4 blocchi colpiti è del tutto trascurabile.
Assumendo che i K carichi si comportino come i protoni, possiamo stimare un efficienza preliminare del 100% per questa richiesta.

[8] Ad esempio $K^- p \to \Lambda \pi^0$ con conseguente decadimento del π^0: $\pi^0 \to \gamma\gamma$

[9] Nell'appendice verrà descritto più in dettaglio la selezione e l'utilizzo di questi dati

5.2.5 *Richieste sugli angoli delle tracce*

La terza richiesta di questa preselezione è una combinazione di diversi tagli sugli angoli relativi ϑ e φ delle tracce ricostruite.
Questi tagli sono basati sulle caratteristiche cinematiche del tutto particolari della reazione $\phi\phi \rightarrow 4K^{\pm}$, che abbiamo già visto nel Cap.3 e che riassumiamo in alcuni grafici per comodità.
In Fig.(5.4) sono riportate le distribuzioni degli angoli di apertura $\mid \Delta\vartheta \mid$ e $\mid \Delta\varphi \mid$ dei $K^{\pm}$ provenienti dal decadimento di una stessa ϕ, e la *acoplanarità*[10] dei $K^{\pm}$ provenienti da ϕ opposte. Questo per eventi Monte Carlo alle energie della η_c ed η_c' (per brevità sono stati riportati i grafici relativi ad una sola coppia di $K^{\pm}$ ma le considerazioni si ripetono identiche anche per l'altra coppia).
Le frecce indicano i valori degli angoli corrispondenti ai seguenti tagli:

- $\mid \Delta\vartheta_{K1K2} \mid < 25° \otimes \mid \Delta\varphi_{K1K2} \mid < 35°$
- $\mid \Delta\vartheta_{K3K4} \mid < 25° \otimes \mid \Delta\varphi_{K3K4} \mid < 35°$
- $\mid \Delta\varphi_{K2K3} \mid > 145° \otimes \mid \Delta\varphi_{K2K3} \mid < 215°$
- $\mid \Delta\varphi_{K4K1} \mid > 145° \otimes \mid \Delta\varphi_{K4K1} \mid < 215°$

Le efficienze complessive dei tagli sopra indicati sono molto alte. Per la precisione risultano essere:

$$\varepsilon_{ang} = 98.0\% \quad (\eta_c)$$

$$\varepsilon_{ang} = 99.4\% \quad (\eta_c')$$

5.2.6 *Richiesta sulla compatibilità con l'ipotesi di* $4K^{\pm}$ *nello stato finale*

Cominciamo con l'osservare anzitutto che l'apparato di E835, essendo stato progettato per studiare decadimenti e.m., quindi rivelare particelle tipo e^+e^- o γ, è dotato

[10] Con acoplanarità intendiamo di quanto due tracce si discostano dalla perfetta opposizione in φ.

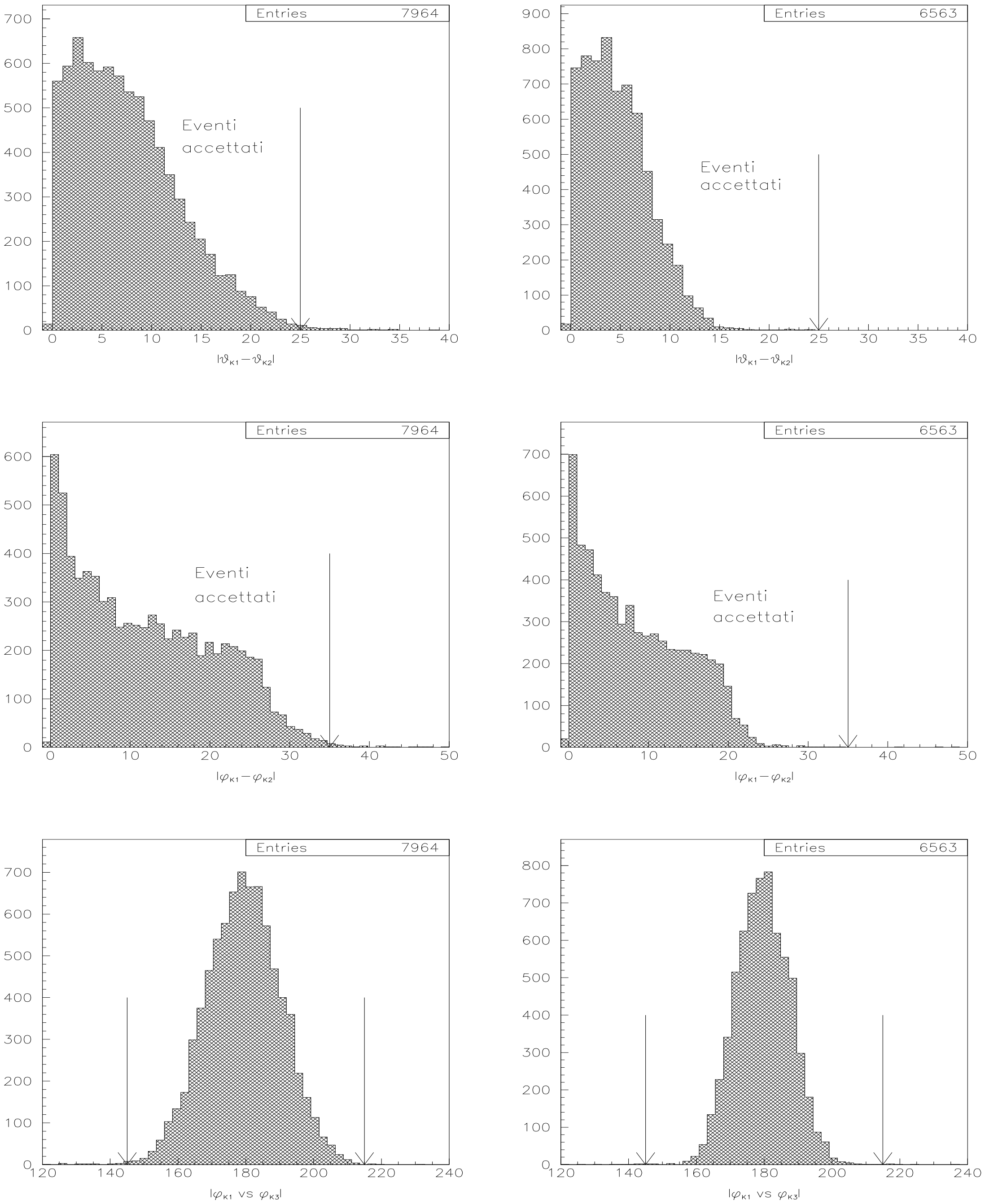


Figura 5.4: CARATTERISTICHE CINEMATICHE E RICHIESTE DELLA PRESELEZIONE: In alto, apertura in ϑ dei $K^{\pm}$ che decadono da una stessa ϕ alle energie della η_c (sinistra) e η_c' (destra). Al centro, apertura in φ dei $K^{\pm}$ che decadono da una stessa ϕ. In basso, acoplanarità dei $K^{\pm}$ che decadono da diverse ϕ

di un calorimetro di tipo e.m. che non può misurare direttamente l'energia di particelle adroniche come i $K^{\pm}$.
Qualora si voglia studiare una reazione con degli adroni nello stato finale, come nel nostro caso, occorre trovare un altro metodo per ottenere i valori delle energie.
Il metodo che è stato utilizzato nel nostro caso è il seguente: nell'ipotesi che le particelle siano dei kaoni, dalla misura degli angoli ϑ e φ delle tracce e dalle 4 equazioni di conservazione del quadri-impulso $(E, \vec{p})$ nel sistema di riferimento del laboratorio, possiamo ricavare i valori dei momenti $p_i \quad i = 1, 4$ delle particelle. Si ha quindi:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{4} p_{xi} &= 0 & (a) \\ \sum_{i=1}^{4} p_{yi} &= 0 & (b) \\ \sum_{i=1}^{4} p_{zi} &= P_{lab} & (c) \\ \sum_{i=1}^{4} E_i &= E_{lab} + m_p & (d) \end{cases} \tag{5.1}$$

dove:

$$\begin{aligned} p_{xi} &= p_i \, sin\vartheta_i \, cos\varphi_i \\ p_{yi} &= p_i \, sin\vartheta_i \, sin\varphi_i \\ p_{zi} &= p_i \, cos\vartheta_i \end{aligned}$$

sono le componenti cartesiane dell'i-esimo K, e inoltre

$$\sqrt{p_i^2 + m_K^2} = E_i \qquad m_K = 493.7 \, MeV$$

Il sistema di equazioni 5.1 è lineare (rispetto le variabili p_i) nelle prime tre equazioni mentre è del secondo ordine nella quarta [11]. Il sistema ammetterà quindi, in generale, due soluzioni a cui corrisponderanno valori "fisici" o non fisici, degli impulsi p_i.
La richiesta che viene affettuata nella preselezione è piuttosto ovvia, ed è che il sistema ammetta almeno una soluzione "fisica", cioè che l'evento sia compatibile

[11] Per risolvere il sistema si utilizzano le prime tre equazioni per esprimere p_1, p_2, p_3 in funzione di p_4 (la scelta è arbitraria), ottenendo una dipendenza del tipo: $p_i = B_i(\vartheta_j, \varphi_j)\, p_4 + C_i(\vartheta_j, \varphi_j) \quad i, j = 1, 3$. Si sostituiscono poi questi valori nella quarta equazione, che ammetterà in generale 2 soluzioni. Notiamo inoltre che non è possibile risolvere analiticamente quest'ultima equazione.

con l'ipotesi di $4K^{\pm}$ nello stato finale.
L'efficienza di questa richiesta è stata ottenuta da eventi Monte Carlo e vale:

$$\varepsilon_{4K} = 82.2\,\% \quad (\eta_c)$$

$$\varepsilon_{4K} = 77.1\,\% \quad (\eta_c')$$

Il motivo per cui circa 1/5 degli eventi non ammette una soluzione fisica è da ricercarsi nella risoluzione finita dell'apparato. La misura degli angoli è infatti affetta da un errore che dipende dalla precisione del rivelatore. In alcuni casi tali errori fanno si che il sistema di equazioni 5.1 non ammetta soluzioni anche se l'evento è del tipo $\phi\phi \to 4K^{\pm}$.

5.2.7 *Richiesta sulle masse invarianti calcolate*

Nel paragrafo presedente abbiamo visto a grandi linee il metodo con cui si calcolano gli impulsi p_i dei $4K^{\pm}$ a partire dagli angoli delle tracce. Da questi valori si possono calcolare facilmente le masse invarianti M_{K1K2} e M_{K3K4} delle due coppie di $K^{\pm}$.
L'ultima richiesta di questa preselezione impone un taglio su tali valori:

$$\mid M_{K1K2} - M_{\phi} \mid < 200 MeV$$

$$\mid M_{K3K4} - M_{\phi} \mid < 200 MeV$$

dove ricordo che $M_{\phi} = 1019.4\, MeV$.
In figura5.5 sono riportati i valori di $\mid M_{K1K2} \mid$ vs $\mid M_{K3K4} \mid$ per eventi Monte Carlo alle energie di 2990 MeV (η_c) e 3600 MeV (regione della η_c').
Occorre osservare che, come è stato detto nel paragrafo precedente, ci sono in generale due soluzioni del sistema di equazioni 5.1, dunque anche due possibili valori per la massa invariante delle coppie dei $K^{\pm}$. Questo taglio richiede che almeno una delle due soluzioni abbia le masse invarianti calcolate entro 200 MeV dalla massa della ϕ. La richiesta è dunque in realtà:

$$\mid M_{K1K2}(1) - M_{\phi} \mid < 200 MeV \otimes \mid M_{K3K4}(1) - M_{\phi} \mid < 200 MeV$$

$$OR$$

$$\mid M_{K1K2}(2) - M_{\phi} \mid < 200 MeV \otimes \mid M_{K3K4}(2) - M_{\phi} \mid < 200 MeV$$

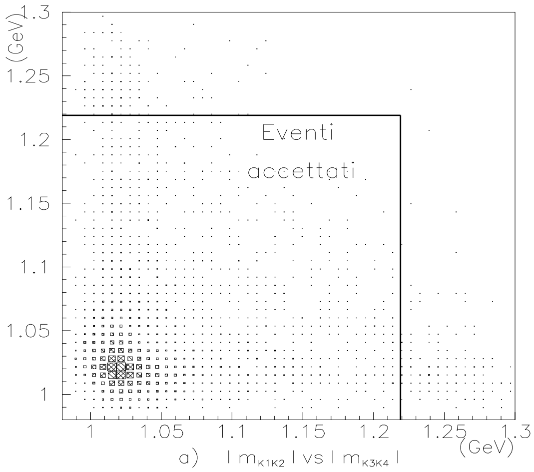


Figura 5.5: Masse invarianti calcolate per eventi Monte Carlo alle energie della η_c (a) ed η_c' (b)

dove il numero entro le parentesi indica la soluzione.
In figura5.5 sono rappresentate i valori relativi ad una sola soluzione: per la maggior parte dei punti che stanno fuori dalla regione degli eventi accettati, l'altra soluzione sta dentro la stessa regione e dunque l'evento supera la selezione. L'efficienza è dunque più alta di quanto possa sembrare dalla figura.
Questa risulta essere:

$$\varepsilon_{inv-mass} = 99.9 \quad (\eta_c)$$

$$\varepsilon_{inv-mass} = 99.8 \quad (\eta_c')$$

5.2.8 *Efficienza complessiva e fattore di riduzione della preselezione*

Dopo avere analizzato singolarmente le varie richieste vediamo l'efficienza complessiva e il fattore di riduzione di questa preselezione.

Efficienza complessiva

Riassumiamo per maggior chiarezza tutte le efficienze in tabella 5.4:

Richiesta	Efficienza (%)	
	η_c	η_c'
$N_{tracks} = 4$	85.3	66.8
$N_{blocks} \leq 4$	100	100
Tagli sugli angoli	98.0	99.4
Ipotesi di $4K^{\pm}$	82.2	77.1
$\mid M_{K^{\pm}} - M_{\phi} \mid < 200\, MeV$	99.9	99.8

Tabella 5.4: Tabella riassuntiva delle efficienze della preselezione

per l'efficienza complessiva dei tagli si ha:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{4tracks} * \varepsilon_{blocks} * \varepsilon_{ang} * \varepsilon_{4K} * \varepsilon_{inv-mass}$$

Queste risultano essere:

$$\varepsilon_{tot} = 68.6\,\% \quad (\eta_c)$$

$$\varepsilon_{tot} = 51.1\,\% \quad (\eta_c')$$

Fattore di riduzione

Con *fattore di riduzione* di una selezione si intende il rapporto tra il numero di eventi processati e il numero di eventi che soddisfano le richieste della selezione. Una selezione è tanto migliore quanto più alto è tale fattore di riduzione (a parità di campione iniziale e di efficienza sul tipo di evento da selezionare) in quanto riduce i tempi necessari per tutte le successive fasi di analisi.
Nella tabella5.5 sono riassunti, il numero di eventi processati, quelli che superano tutti i tagli della preselezione e il fattore di riduzione per i vari run analizzati.
Dai dati di tabella5.5 si può calcolare, per il fattore di riduzione, un valore medio pari a:

$$< R_{\eta_c} >= (1570 \pm 200)$$

$$< R_{\eta_c'} >= (3860 \pm 340)$$

Dati relativi alla η_c

Numero di run	E_{cm} (MeV)	Eventi processati ($\times 10^6$)	Eventi selezionati	$R = N_{proc}/N_{sel}$
2162-2165	2990.0	4.708	2695	1747
2188-2190	2987.7	3.992	2545	1568
1093-1094	2987.6	1.324	995	1331
2139-2141	2986.2	4.083	2524	1618
2344-2356	2985.9	13.68	8307	1646
1136-1139	2950.0	1.362	1178	1156
2175-2177	2950.1	3.773	2414	1563
2098-2100	2950.2	3.864	2234	1730
2309-2312	2955.7	4.623	3090	1496
2298-2301	3004.4	5.468	3502	1561
2120-2131	3008.9	9.452	5023	1882

Dati relativi alla η_c'

Numero di run	E_{cm} (MeV)	Eventi processati ($\times 10^6$)	Eventi selezionati	$R = N_{proc}/N_{sel}$
0801-0812	3644.2	30.68	1752	17509*
0846-0854	3635.4	14.76	3761	3924
0883-0896	3629.7	17.67	4884	3617
0897-0906	3620.6	19.07	5426	3515

(*)In questi run il trigger aveva una efficienza più bassa di circa un fattore 4

Tabella 5.5: Tabella riassuntiva degli eventi processati, che superano tutti i tagli della preselezione, e dei fattori di riduzione per i vari run alla η_c ed η_c'

5.2.9 *Stima dei tempi richiesti dalla preselezione dei dati*

L'analisi del canale $\phi\phi \rightarrow 4K^{\pm}$, oggetto di questo lavoro, è stata effettuata utilizzando i calcolatori dell'esperimento, non si sono cioè utilizzate le grandi *farms* [12] disponibili a Fermilab.
Questo perchè, essendo una analisi piuttosto nuova, non ha avuto fino all'ultimo, una struttura stabile e definitiva; caratteristica indispensabile per utilizzare le Farms di Fermilab.
Visto il risultato positivo ottenuto e in previsione di eventuali richieste per l'utilizzo dei suddetti calcolatori, riportiamo i tempi macchina (CPU time) richiesti dalla preselezione e le caratteristiche del calcolatore utilizzato.

Dati relativi alla η_c

Il tempo complessivamente richiesto per la preselezione dei dati alle energie dello stato η_c è stato di 93.6 ore di CPU time. Un evento è stato processato, in media, in un tempo pari a 5.98 $msec$ e il numero totale di eventi processati è 56.326 $\times$ 10^6 corrispondente ad una luminosità integrata di 565.3 nb^{-1}.

Dati relativi alla η'_c

Per questi dati il tempo richiesto per la preselezione è stato di 200.9 ore di CPU time, il tempo medio per l'analisi del singolo evento è stato 8.80 $msec$ ed il numero totale di eventi processati è stato di 82.175 $\times$ 10^6, per una luminosità integrata totale pari a 5153 nb^{-1}.

Caratteristiche del calcolatore

Il calcolatore utilizzato per effettuare gran parte dell'analisi è una Alphastation 500, processore (singolo) Alpha 21164 fatto lavorare ad una frequenza di clock di 500 MHz ed equipaggiata con 512 MB di RAM.

[12] Con "Farm" si intende un gruppo di Workstations, generalmente di tipo RISC (Reduced Instruction Set Computer), collegate tra loro, che forniscono una potenza di calcolo molto più elevata di un normale computer in quanto consentono di dividere il lavoro tra più CPUs.

5.3 *La selezione fine dei dati*

I dati che superano la preselezione sono costituiti da eventi che hanno tutte le caratteristiche cinematiche tipiche dell'evento $\phi\phi \to 4K^{\pm}$.
Tuttavia il numero di tali candidati è, come abbiamo visto, dell'ordine 60 $eventi/nb^{-1}$ alla η_c (circa 34000 eventi / 565.3 nb^{-1}) e 3.1 $eventi/nb^{-1}$ alla η_c' (circa 16000 eventi / 5153 nb^{-1}), mentre il numero di eventi che ci aspettiamo, in base alle stime per le sezioni d'urto, è di circa 2 $eventi/nb^{-1}$ e 0.25 $eventi/nb^{-1}$ rispettivamente. Ciò significa che la maggior parte di questi eventi, pur avendo superato tutte le richieste della preselezione, sarà costituita da reazioni di fondo che simulano un evento $\phi\phi$.
Le reazioni che maggiormente contribuiscono al fondo per il trigger $\phi\phi$ di primo livello sono, in ordine di importanza (vedi par.3.2.2):

Energia della η_c	Energia della η_c'
$\overline{p}p \to 4\pi^{\pm}\,\pi^0$	$\overline{p}p \to \overline{\Delta}\Delta \to \overline{p}\pi^-\,p\pi^+$
$\overline{p}p \to 4\pi^{\pm}\,2\pi^0$	$\overline{p}p \to \overline{p}\pi^-\,p\pi^+$
$\overline{p}p \to \overline{\Delta}\Delta \to \overline{p}\pi^-\,p\pi^+$	$\overline{p}p \to 4\pi^{\pm}\,2\pi^0$
$\overline{p}p \to \overline{p}\pi^-\,p\pi^+$	$\overline{p}p \to 4\pi^{\pm}\,\pi^0$
$\overline{p}p \to 4\pi^{\pm}$	$\overline{p}p \to 4\pi^{\pm}$

Per quanto riguarda gli eventi che superano la preselezione ci aspettiamo che lo scenario sia cambiato.
La richiesta di avere esattamente quattro tracce cariche nell'apparato infatti abbatte notevolmente le reazioni del tipo $\overline{p}p \to 4\pi^{\pm}\,n\pi^0$ $(n = 1, 2)$, mentre la richiesta sul numero di blocchi colpiti nel calorimetro abbatte notevolmente le reazioni con un antiprotone nello stato finale. Questa particella infatti, nella maggior parte dei casi, genera nel calorimetro clusters con più di 4 blocchi (vedi Appendice).
Ci aspettiamo inoltre che reazioni con sezioni d'urto piccole, come $\overline{p}p \to 2\pi^{\pm}\,2K^{\pm}$, che non erano state prese in considerazione nella simulazione del trigger di primo livello a causa dell'esiguo contributo al rate, vengano ora a costituire un possibile fondo per il nostro campione di dati.
Le reazioni che sopravviveranno ai tagli della preselezione saranno principalmente:

$$\overline{p}p \to 4\pi^{\pm}$$

$$\overline{p}p \to 2\pi^{\pm}\,2K^{\pm}$$

oltre naturalmente alla reazione non risonante:

$$\overline{p}p \;\rightarrow\; 4K^{\pm}$$

Una delle maggiori difficoltà di questa analisi sta nel riuscire a distinguere tra segnale e fondo potendo contare esclusivamente su informazioni di tipo cinematico (essenzialmente gli angoli delle tracce).
Per poter effettuare una migliore selezione degli eventi è dunque necessario ricorrere a metodi di analisi più raffinati rispetto alle sole richieste basate sui rivelatori.
Uno di questi strumenti è il *Fit cinematico*.

5.3.1 *Il fit cinematico*

Con procedimento di *fit* si intende, in generale, un metodo per ottenere la probabilità che dei dati soddisfino una certa ipotesi.
Un *fit cinematico* è un particolare tipo di fit in cui l'ipotesi da testare è la cinematica di una certa reazione. Fornisce cioè la probabilità che i dati misurati per un certo evento (come gli angoli e le energie delle particelle finali) siano compatibili con la cinematica della reazione ipotizzata.
Nel nostro caso, ad esempio, vogliamo selezionare eventi del tipo:

$$\overline{p}p \;\rightarrow\; \eta_c \;\rightarrow\; \phi\phi \;\rightarrow\; 4K^{\pm}$$

Il fit cinematico dovrà fornire perciò la probabilità, per ogni evento, che i valori misurati degli angoli ϑ, φ delle tracce siano compatibili con la cinematica di tale reazione. Ma vediamo più in dettaglio il metodo utilizzato. Siano:

$\overline{\eta}$	Vettore delle N variabili misurate
$\overline{y}$	Vettore delle misure di $\overline{\eta}$
$V(\overline{y})$	Matrice di covarianza
$\overline{\xi}$	Vettore delle M variabili non misurate

siano inoltre:

$$\overline{g}(\overline{\eta}, \overline{\xi}) = 0$$

K equazioni (vincoli) che dipendono dalla reazione ipotizzata e che contengono tutte le informazioni cinematiche.
Il metodo utilizzato, detto del *minimo* χ^2, consiste nel trovare il valore delle variabili $\overline{\eta}$ (incognite) che minimizza il χ^2, con le ulteriori condizioni imposte dai vincoli g_k.
In notazione matriciale:

$$\begin{cases} \chi^2(\overline{\eta}) \;=\; (\overline{y} \,-\, \overline{\eta})^T\, V^{-1}\, (\overline{y} \,-\, \overline{\eta}) \;=\; minimo \\ \\ \overline{g}(\overline{\eta}, \overline{\xi}) \;=\; 0 \end{cases} \tag{5.2}$$

dove $(\overline{y} - \overline{\eta})^T$ è il trasposto di $(\overline{y} - \overline{\eta})$ e V^{-1} è l'inversa della matrice di covarianza. Una volta minimizzato, dal valore ottenuto per χ^2_{min} si potrà calcolare la probabilità che l'evento soddisfi la cinematica ipotizzata, con l'ausilio di opportune distribuzioni:

$$F_\nu(\alpha) \;=\; P_\nu(\chi^2 > \alpha) \qquad \nu \;=\; numero\ effettivo\ di\ vincoli^{13}$$

Tali distribuzioni danno la probabilità di ottenere un χ^2 maggiore di un generico valore α . Perciò, se ad esempio $F_\nu(\chi^2_{min}) = 95\%$, è molto probabile che l'evento sia del tipo ipotizzato.

La minimizzazione del χ^2: Il metodo dei moltiplicatori di Lagrange

Il problema che sta alla base di un fit cinematico è dunque la ricerca di un punto di minimo della funzione $\chi^2(\overline{\eta})$ sull'ipersuperficie definita dalle K equazioni di vincolo. Il metodo comunemente utilizzato per risolvere questo problema di minimo vincolato è il *Metodo dei moltiplicatori di Lagrange*, che si basa sul seguente teorema:
Data una funzione $f(x_1, .., x_N)$ continua e derivabile e dati K vincoli $g_k(x_1, .., x_N) = 0$ $k = 1, K$, se il punto $\overline{x_0}$ è di minimo o di massimo per la funzione f, allora esiste un solo insieme di parametri $\{\lambda_1, .., \lambda_K\}$ tale che

$$\frac{\partial f}{\partial x_i} \,+\, \sum_{j=1}^{K} \lambda_j \,\frac{\partial g_j}{\partial x_i} \;=\; 0 \qquad i = 1, N$$

o, in forma più compatta:

$$\nabla_x f \,+\, \overline{\lambda} \cdot \nabla_x \overline{g} \;=\; 0 \qquad \Longrightarrow \qquad \nabla_x(f \,+\, \overline{\lambda} \cdot \overline{g}) \;=\; 0^{\ 14} \tag{5.3}$$

[13] Nell'ipotesi di avere K vincoli e M variabili non misurate, il numero effettivo di vincoli sarà ν = K - M .

[14] Nel caso più immediato di una funzione di tre variabili con un solo vincolo, l'asserzione del teorema equivale a dire che, nei punti di minimo e di massimo per la funzione f, il suo gradiente ∇f è ortogonale alla superficie definita dal vincolo g .

Nel nostro caso è dunque possibile trovare il punto di minimo del χ_2 tenendo già conto dei vincoli, aggiungendo K parametri λ_k (i moltiplicatori di Lagrange) e minimizzando la funzione:

$$\chi^2(\overline{\eta}, \overline{\lambda}, \overline{\xi}) \; = \; \frac{1}{2}(\overline{y} \, - \, \overline{\eta})^T \, V^{-1} \, (\overline{y} \, - \, \overline{\eta}) \; + \; \overline{\lambda} \cdot \overline{g}$$

cioè richiedendo:

$$\nabla \, [\; \frac{1}{2}(\overline{y} \, - \, \overline{\eta})^T \, V^{-1} \, (\overline{y} \, - \, \overline{\eta}) \; + \; \overline{\lambda} \cdot \overline{g} \;] \; = \; 0$$

dove il gradiente è esteso a tutte le variabili in gioco: $\overline{\eta}$, $\overline{\xi}$, $\overline{\lambda}$.
Ciò equivale al sistema di equazioni:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_\eta \, \chi^2 \; = \; \overline{0} \\ \\ \nabla_\xi \, \chi^2 \; = \; \overline{0} \\ \\ \nabla_\lambda \, \chi^2 \; = \; \overline{0} \end{array} \right. \Longrightarrow \left\{ \begin{array}{ll} V^{-1} \, (\overline{y} \, - \, \overline{\eta}) \; + \; G_\eta^T \cdot \overline{\lambda} \; = \; \overline{0} & \qquad (a) \\ \\ G_\xi^T \cdot \overline{\lambda} \; = \; \overline{0} & \qquad (b) \\ \\ \overline{g} \, (\overline{\eta}, \overline{\xi}) \; = \; \overline{0} & \qquad (c) \end{array} \right. \tag{5.4}$$

dove:

$$(G_\eta)_{ij} \; = \; \frac{\partial g_i}{\partial \eta_j} \quad ; \quad (G_\xi)_{ij} \; = \; \frac{\partial g_i}{\partial \xi_j}$$

In generale questo sistema di equazioni è non lineare[15] nelle variabili in gioco e la soluzione è ottenuta per iterazioni successive come descritto di seguito.
Supponiamo che $\overline{\eta}^\nu$, $\overline{\xi}^\nu$, $\overline{\lambda}^\nu$ siano i valori delle variabili ottenuti dalla ν-esima iterazione. Sviluppiamo le equazioni di vincolo in serie di Taylor attorno a tale punto, tenendo solo i termini al primo ordine:

$$g^\nu \; + \; G_\eta^\nu \, (\overline{\eta}^{\nu+1} \, - \, \overline{\eta}^\nu) \; + \; G_\xi^\nu \, (\overline{\xi}^{\nu+1} \, - \, \overline{\xi}^\nu) \; = \; \overline{0} \tag{5.5}$$

Questa equazione, assieme alle eq. 5.4(a) e 5.4(b) , permette di esprimere le variabili $\overline{\eta}^{\,\nu+1}$, $\overline{\xi}^{\,\nu+1}$, $\overline{\lambda}^{\,\nu+1}$ in funzione dei valori relativi alla ν-esima iterazione.

[15] Le equazioni che impongono la conservazione dell'energia-impulso delle particelle (che chiaramente fanno sempre parte dei vincoli di un sistema cinematico) formano ad esempio un sistema non lineare.

Con un po' di calcoli si ottengono le seguenti espressioni:

$$\begin{cases} \overline{\xi}^{\,\nu+1} = \overline{\xi}^{\,\nu} - (F_\xi^T \, S^{-1} \, F_\xi)^{-1} \, F_\xi^T \, S^{-1} \, \overline{r} \\ \overline{\lambda}^{\,\nu+1} = S^{-1} \, [\overline{r} + F_\xi \, (\overline{\xi}^{\,\nu+1} - \overline{\xi}^{\,\nu})] \\ \overline{\eta}^{\,\nu+1} = \overline{y} - V \, F_\eta^T \, \overline{\lambda}^{\,\nu+1} \end{cases} \tag{5.6}$$

dove:

$$\overline{r} = \overline{g}^{\,\nu} + F_\eta^{\,\nu} (\overline{y} - \overline{\eta}^{\nu}) \qquad ; \qquad S = F_\eta^{\,\nu} V \, F_\eta^{\,\nu\,T}$$

Una volta ottenuti i valori delle variabili per la $(\nu+1)$-esima iterazione si calcola il valore di $\chi^2(\nu+1)$. Se il suo valore è molto vicino a quello precedente, $\chi^2(\nu)$, significa che il minimo è stato raggiunto e il processo di iterazione può terminare[16]. Se invece i due valori sono ancora molto diversi si ripete il processo descritto prendendo come valori di partenza: $\overline{\eta}^{\,\nu+1}$, $\overline{\xi}^{\,\nu+1}$, $\overline{\lambda}^{\,\nu+1}$.

È opportuno osservare, a commento di quanto detto sopra, che il numero di iterazioni necessarie al processo per convergere dipenderà fortemente dal punto iniziale, cioè dai valori $\overline{\eta}^{\,0}$, $\overline{\xi}^{\,0}$, $\overline{\lambda}^{\,0}$ assegnati inizialmente alle variabili.
Se questi valori sono troppo distanti dal punto di minimo assoluto di χ^2 può accadere che il processo converga ad un minimo locale anzichè quello assoluto oppure che l'iterazione cominci ad oscillare attorno al minimo senza mai convergere.
Le scelte comunemente adottate per ottimizzare il processo di convergenza sono le seguenti:

- Alle variabili $\overline{\eta}$ si assegnano i valori misurati $\overline{y}$.
- Alle variabili non misurate $\overline{\xi}$ vengono assegnati i valori ricavati grazie alle equazioni di vincolo, a partire dalle misure $\overline{y}$.
- Il valore iniziale assegnato ai parametri $\overline{\lambda}$ è di solito $\overline{0}$.

Il fit cinematico per la reazione $\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$

Dopo avere descritto in generale il funzionamento di un fit cinematico passiamo ad applicarlo alla reazione $\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$.

[16]Di solito l'iterazione ha termine quando $\frac{|\chi^2(\nu+1) - \chi^2(\nu)|}{\chi^2(\nu)} < 5\%$.

Nel nostro caso le variabili misurate sono gli 8 angoli delle tracce:

$$y_1 \div y_4 \;=\; \vartheta_1 \div \vartheta_4 \qquad\qquad y_5 \div y_8 \;=\; \varphi_1 \div \varphi_4$$

mentre le variabili non misurate sono le 4 energie dei $K^{\pm}$:

$$\xi_1 \div \xi_4 \;=\; E_1 \div E_4$$

Si assume inoltre che le misure siano scorrelate e dunque che la matrice di covarianza V (8×8) sia diagonale:

$$V_{ij} \;=\; \sigma^2_{y_i} \quad i \;=\; j \qquad\qquad V_{ij} \;=\; 0 \quad i \neq j$$

Le equazioni di vincolo sono 6: le quattro equazioni di conservazione e due richieste sulla massa invariante dei $K^{\pm}$:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{4} p_{xi} \;=\; 0 & (a) \\ \sum_{i=1}^{4} p_{yi} \;=\; 0 & (b) \\ \sum_{i=1}^{4} p_{zi} \;=\; P_{lab} & (c) \\ \sum_{i=1}^{4} E_i \;=\; E_{lab} + m_p & (d) \\ (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \;=\; M^2_{\phi} & (e) \\ (E_3 + E_4)^2 - (\vec{p}_3 + \vec{p}_4)^2 \;=\; M^2_{\phi} & (f) \end{cases} \tag{5.7}$$

In sintesi, per questa reazione si ha (seguendo la notazione del paragrafo precedente): N=8, M=4, K=6. Il numero di vincoli effettivi è dunque $(K - M) = 2$ e perciò questo fit cinematico si dirà “a 2 Constraints” o semplicemente 2C.

Il funzionamento del fit è stato descritto nel paragrafo precedente. A partire dai valori iniziali $\overline{\eta}^{\,0}$, $\overline{\xi}^{\,0}$, $\overline{\lambda}^{\,0}$, si calcolano i 18 valori relativi alla approssimazione successiva grazie alle relazioni 5.6. Il processo di iterazione termina quando

$$\frac{\mid \chi^2(\nu+1) - \chi^2(\nu) \mid}{\chi^2(\nu)} \leq 1\%$$

I valori iniziali per le variabili $\overline{\eta}$, $\overline{\lambda}$, $\overline{\xi}$ sono, rispettivamente, gli 8 valori misurati degli angoli ϑ, φ dei 4 $K^{\pm}$, $\overline{0}$, e le energie dei $K^{\pm}$ ottenute dalle equazioni 5.7 (a,b,c,d).
Riguardo ai valori iniziali $\overline{\xi_0}$ occorre ricordare che il sistema di equazioni 5.7 (a,b,c,d) ammette in generale 2 soluzioni fisiche, quindi 2 possibili insiemi di tali valori.
In tale caso il processo di iterazione viene eseguito due volte e, dei due valori di χ^2_{min} ottenuti, quello minore sarà preso come χ^2 dell'evento.
Osserviamo infine che il fit cinematico non tiene conto del fatto che il mesone ϕ ha una sua larghezza naturale ($\Gamma_\phi \,=\, 4.43\, MeV$).

5.3.2 *Test per il fit cinematico*

La routine utilizzata per eseguire il fit cinematico è una versione, adattata ai dati di E835, del fit utilizzato dall'esperimento R704 (al Cern) per fare lo stesso tipo di analisi
Il funzionamento corretto della routine di fit è stato verificato in due modi:

- tramite Monte Carlo
- selezionando eventi del tipo $\quad \overline{p}p \rightarrow \overline{\Delta}\Delta \rightarrow \overline{p}\,\pi^-\,p\,\pi^+$

Il primo metodo utilizzato (il M.C.) è molto comodo per controllare, anche quantitativamente, il funzionamento della routine. Permette infatti di verificare il comportamento del fit su un numero arbitrario di eventi liberi da fondo.
Questo è particolarmente utile nel caso (come il nostro) in cui la reazione da selezionare ha una sezione d'urto piccola e non è (quasi) mai stata studiata in precedenza.

Il secondo metodo è stato pensato per verificare il funzionamento del fit su dati reali, quindi in condizioni più realistiche (fondo, risoluzione finita delle misure etc...) rispetto al Monte Carlo. È stata scelta la reazione sopra per due motivi. Il primo è che, come si può notare da un confronto diretto, la cinematica delle due reazioni è molto simile:

$$\overline{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K^{\pm}$$

$$\overline{p}p \rightarrow \overline{\Delta}\Delta \rightarrow \overline{p}\,\pi^-\,p\,\pi^+$$

dunque la routine del fit $\phi\phi$ potrà essere usata per selezionare eventi $\overline{\Delta}\Delta$ cambiando praticamente solo i valori delle masse ($M_K \rightarrow M_p \;\; o \;\; M_\pi$ e $M_\phi \rightarrow M_\Delta$).

Il secondo motivo è che questa reazione ha una sezione d'urto molto grande ($\sigma_{\overline{\Delta}\Delta} = 2.35\,mb$ alla η_c, un fattore 10^5 più grande rispetto $\sigma_{\phi\phi}$) e dunque il segnale sarà chiaramente visibile grazie all'elevato numero di eventi.
Questo secondo metodo è stato utilizzato per verificare solo qualitativamente il fit.

5.3.3 *Distinzione del segnale dal fondo col metodo della variazione di* M_ϕ

Prima di passare a illustrare più in dettaglio i suddetti test, occorre descrivere il metodo utilizzato in questo lavoro per distinguere il segnale dal fondo, in un generico campione di dati (si applica in particolare per gli eventi $\phi\phi$, ma va bene anche per eventi $\overline{\Delta}\Delta$ o MC).
Questo metodo è stato utilizzato in quanto l'apparato sperimentale di E835 non distingue tra diversi tipi di adroni. Ciò significa che non è possibile distinguere eventi a 4 tracce cariche come:

$$\begin{aligned} \overline{p}p &\rightarrow \overline{\Delta}\Delta \rightarrow \overline{p}\pi^- p\pi^+ \\ \overline{p}p &\rightarrow \overline{p}\pi^- p\pi^+ \\ \overline{p}p &\rightarrow 4\pi^\pm \\ \overline{p}p &\rightarrow 2\pi^\pm\, 2K^\pm \end{aligned}$$

da eventi tipo

$$\overline{p}p \rightarrow \eta_c \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K^\pm$$

basandosi direttamente sulle informazioni provenienti dal rivelatore.
Il metodo sviluppato è allora il seguente.
Si varia nelle equazioni di vincolo 5.7(e,f) il valore di M_ϕ, cioè della massa invariante imposta alle due coppie di $K^\pm$, da $999.0\,MeV$ a $1059.0\,MeV$, ad intervalli ΔM di $5\,MeV$.
Per ogni valore di $M'_\phi = M_\phi + n \cdot \Delta M \quad n = -4 \div 8$, si applica il fit cinematico al campione di dati, ottenendo una distribuzione di probabilità $P(\chi^2, M'_\phi)$ che dipenderà, oltre che dal χ^2, anche da M'_ϕ.
Fissato poi un certo valore α a cui effettuare il taglio sulla probabilità di χ^2, si contano quanti eventi superano questo taglio in funzione di M'_ϕ.
Ci si aspetta che, per $M'_\phi = M_\phi$ ($\Delta M = 0$), superino il taglio sia gli eventi $\phi\phi$ veri che un certo numero di eventi di fondo (che accidentalmente simulano un evento $\phi\phi$).
Per $M'_\phi \neq M_\phi$ (*o* $\Delta M \neq 0$) invece, soltanto gli eventi di fondo passeranno il taglio.
Dalla differenza tra il numero di eventi ottenuti per $M'_\phi = M_\phi$ e il numero medio di eventi per $M'_\phi \neq M_\phi$, si ottiene il numero di eventi $\phi\phi$ veri. In figura 5.6 è riportato un grafico esplicativo di questo metodo.

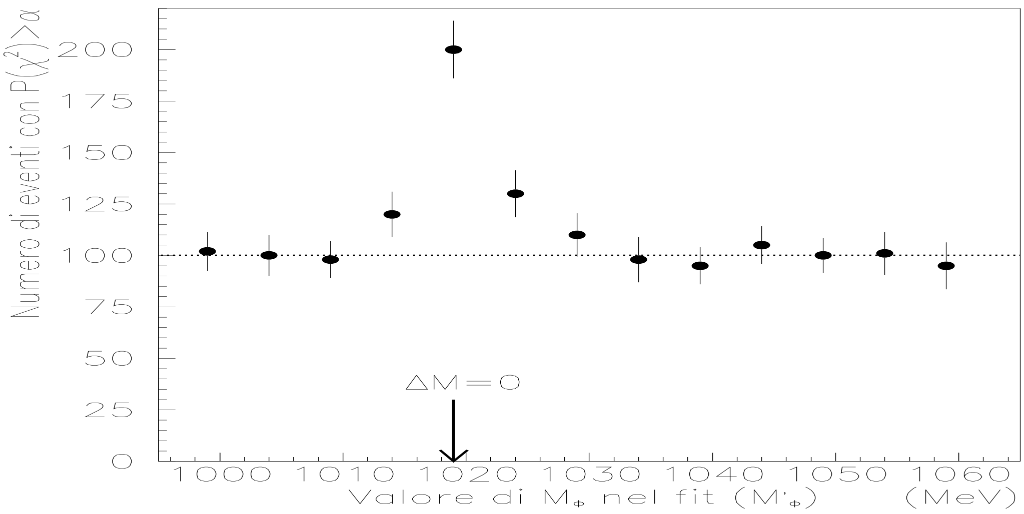


Figura 5.6: Esempio illustrativo del metodo della variazione di M_ϕ per trovare il numero di eventi $\phi\phi$ veri rispetto al fondo. In questo caso il numero di eventi per $M'_\phi = M_\phi$ è 200, il livello del fondo è circa 100 dunque si hanno 100 eventi $\phi\phi$ veri.

5.3.4 *Il Monte Carlo utilizzato per il test del fit*

Per controllare il funzionamento corretto del fit è stato utilizzato un Monte Carlo, sviluppato appositamente per questo scopo, che genera gli angoli ϑ^{lab}, φ^{lab} e le energie E^{lab} dei $4K^\pm$, provenienti dalla reazione

$$\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^\pm$$

Le sue caratteristiche principali sono le seguenti

- Le grandezze $\vartheta_i^{lab}, \varphi_i^{lab}, E_i^{lab}$ $i = 1, 4$ sono generate supponendo che i decadimenti $\eta_c \to \phi\phi$ e $\phi \to K^+K^-$ abbiano una distribuzione isotropa nei sitemi di riferimento del centro di massa della η_c e della ϕ rispettivamente.

- Le tracce possono essere generate, sia tenendo conto della larghezza naturale del mesone ϕ, che trascurandola; nel qual caso si assume $M_\phi = 1019.4\,MeV$.

- Si può tenere conto della risoluzione reale dell'apparato e del vertice non puntiforme aggiungendo agli angoli generati un errore distribuito come una Gaussiana di larghezza pari a quella ottenuta con dati reali (Vedi Appendice).

5.3.5 *Test del fit cinematico tramite Monte Carlo*

La verifica del corretto funzionamento del fit, tramite eventi Monte Carlo può essere divisa in due parti:
Nella prima parte sono stati generati circa 17000 eventi ideali; eventi cioè con $M_\phi = 1019.4\,MeV$ (si è trascurata la larghezza naturale della particella) e in cui non si è aggiunto alcun errore sugli angoli delle tracce (si è dunque assunto un risoluzione infinita per il rivelatore e un vertice di interazione puntiforme).
In questo modo è stato controllato, in primo luogo, che i valori calcolati per le energie dei $K^\pm$ e per le masse invarianti ricostruite (assumendo di non conoscerle) siano corrette, cioè uguali a quelle generate dal Monte Carlo (vedi fig.5.7).
In secondo luogo è stato verificato che il fit, su questo campione ideale di dati, dia i risultati attesi: distribuzione di χ^2 con il giusto andamento per un fit 2C e distribuzione di $P(\chi^2)$ piatta tra 0 e 1 (vedi fig5.8).
È stato poi applicato il metodo della variazione di M_ϕ per verificare che la distribuzione ottenuta sia, in forma, uguale a quella generata (vedi fig.5.9).
Nella seconda parte è stato generato lo stesso numero di eventi, caratterizzati però da una distribuzione di M_ϕ che tiene conto della larghezza naturale della particella[17].
È stato applicato, anche in questo caso, il metodo della variazione di M_ϕ al campione di dati ed è stato verificato che le distribuzioni ottenute siano uguali (in forma) a quelle generate (è stato cioè controllato che abbiano lo stesso valore centrale e la stessa larghezza, vedi fig.5.10).
Come si può osservare dai grafici il comportamento del fit su eventi Monte Carlo è molto buono. In particolare notiamo che le distribuzioni di eventi, ottenute applicando il fit al campione di dati (esattamente allo stesso modo in cui verrà applicato ai dati reali), riproducono molto bene le distribuzioni di M_ϕ generate, in entrambi i casi esaminati.
Questo indica che l'intero sistema di selezione si comporta correttamente e che non ci sono dipendenze dal valore di M_ϕ (caratteristica questa molto importante per il metodo della variazione di M_ϕ).

[17]La distribuzione generata è del tipo: $K\frac{\Gamma^2}{(M_\phi-1019.4)^2+\Gamma^2/4}$ dove K è una costante di normalizzazione e $\Gamma = 4.43\,MeV$ è la larghezza naturale della particella.

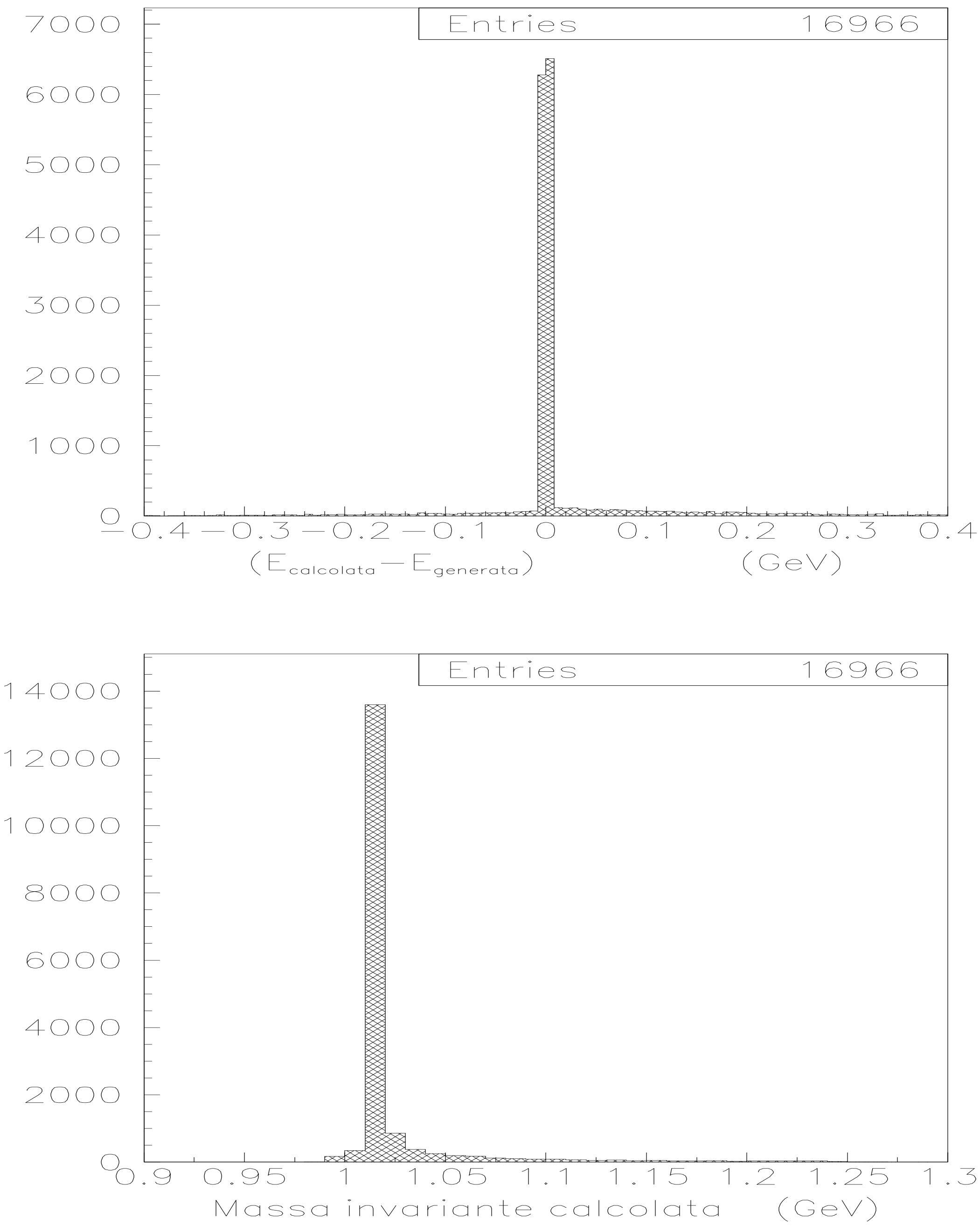


Figura 5.7: TEST DEL FIT CINEMATICO TRAMITE MONTE CARLO: confronto tra valori generati e calcolati, per le energie dei $K^{\pm}$ (in alto). In basso è riportata la massa invariante calcolata delle due coppie di K .

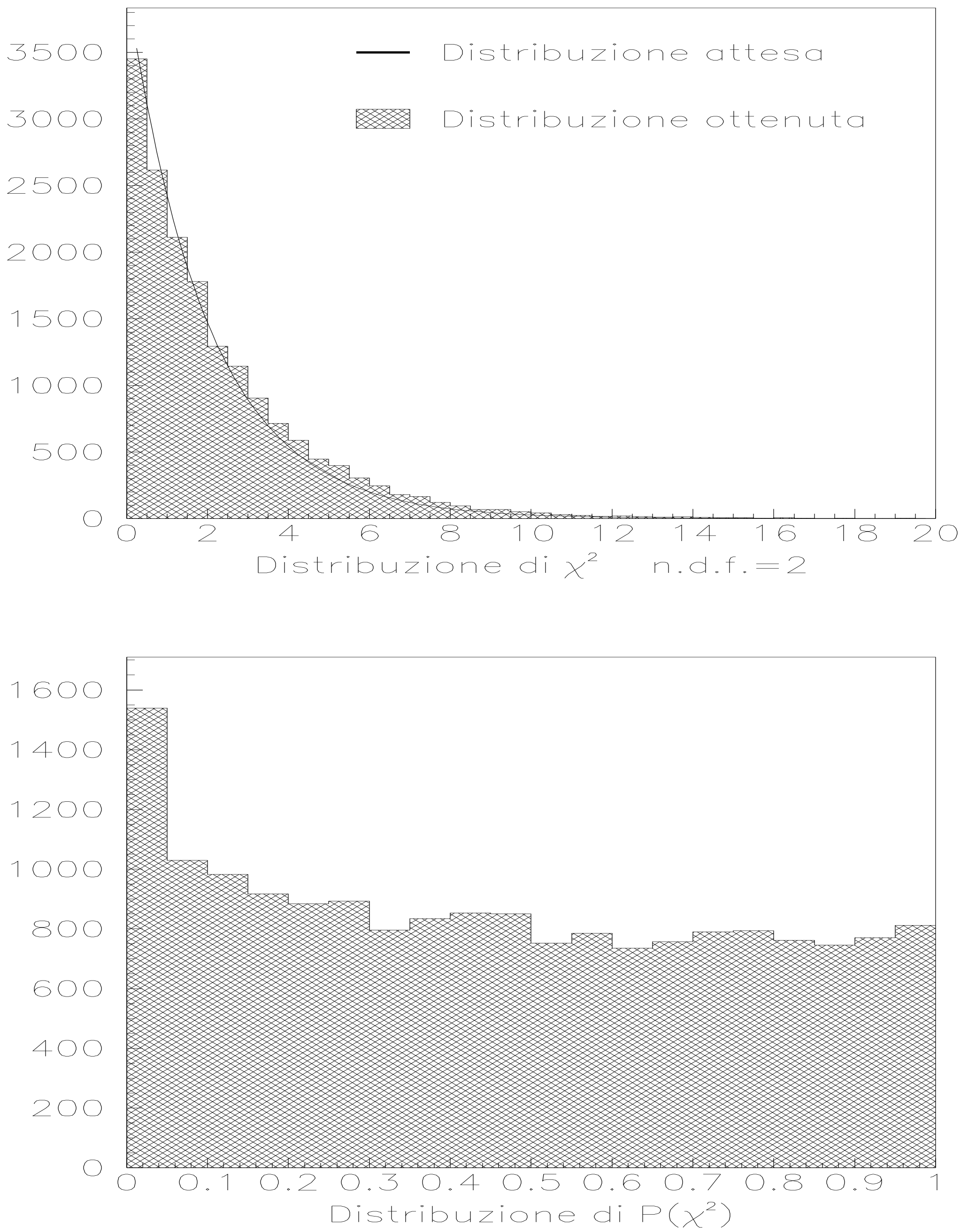


Figura 5.8: TEST DEL FIT CINEMATICO TRAMITE MONTE CARLO: distribuzioni di χ^2 (sopra) e $P(\chi^2)$ (sotto) per un campione ideale di dati, nella figura in alto è anche riportata la distribuzione attesa per un fit 2C.

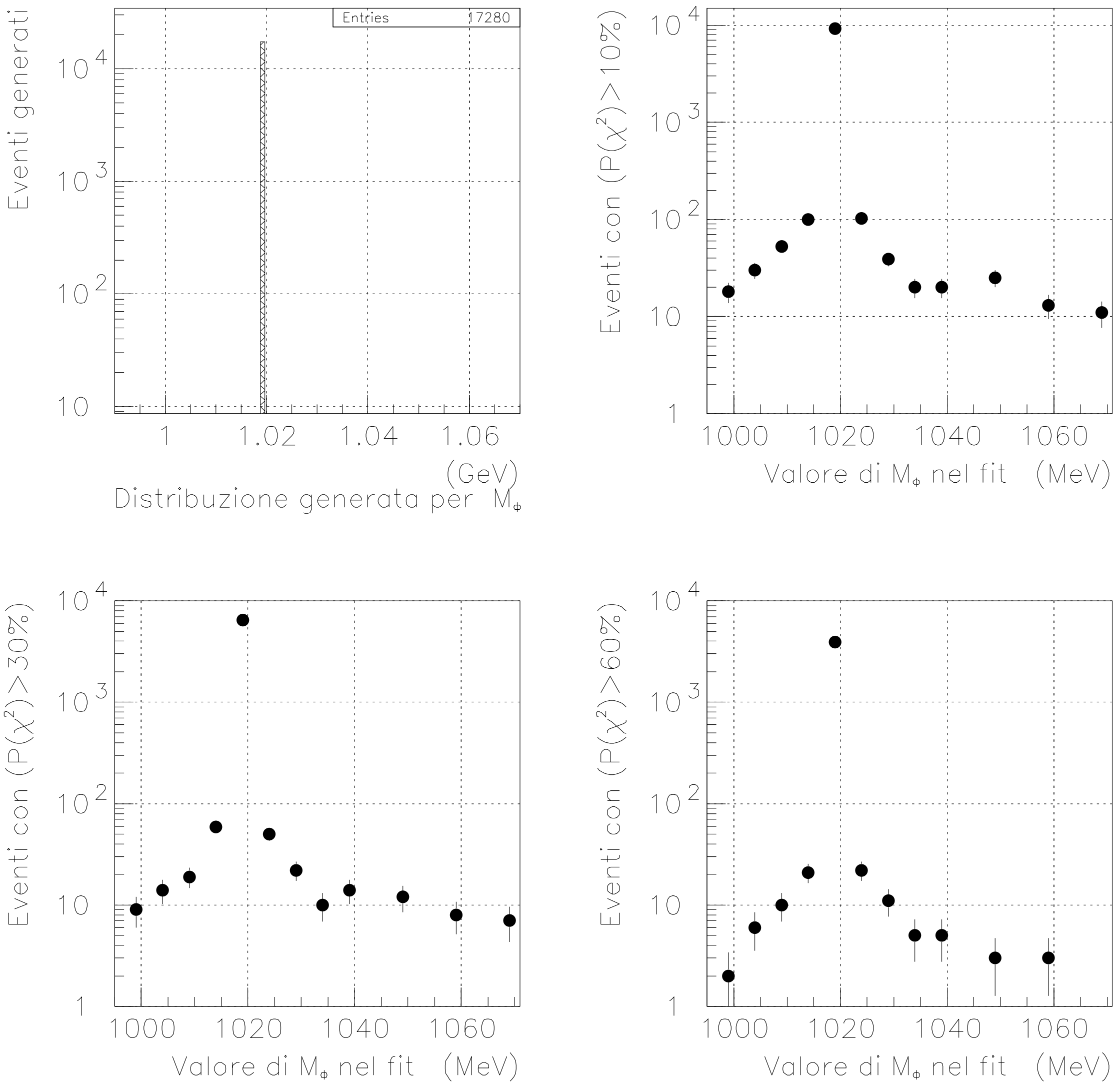


Figura 5.9: TEST DEL FIT CINEMATICO TRAMITE MONTE CARLO: applicazione del metodo della variazione di M_ϕ al campione ideale di dati. Confronto tra la distribuzione generata per M_ϕ e quella ottenuta con il suddetto metodo, per 3 diversi tagli sulla probabilità di χ^2.

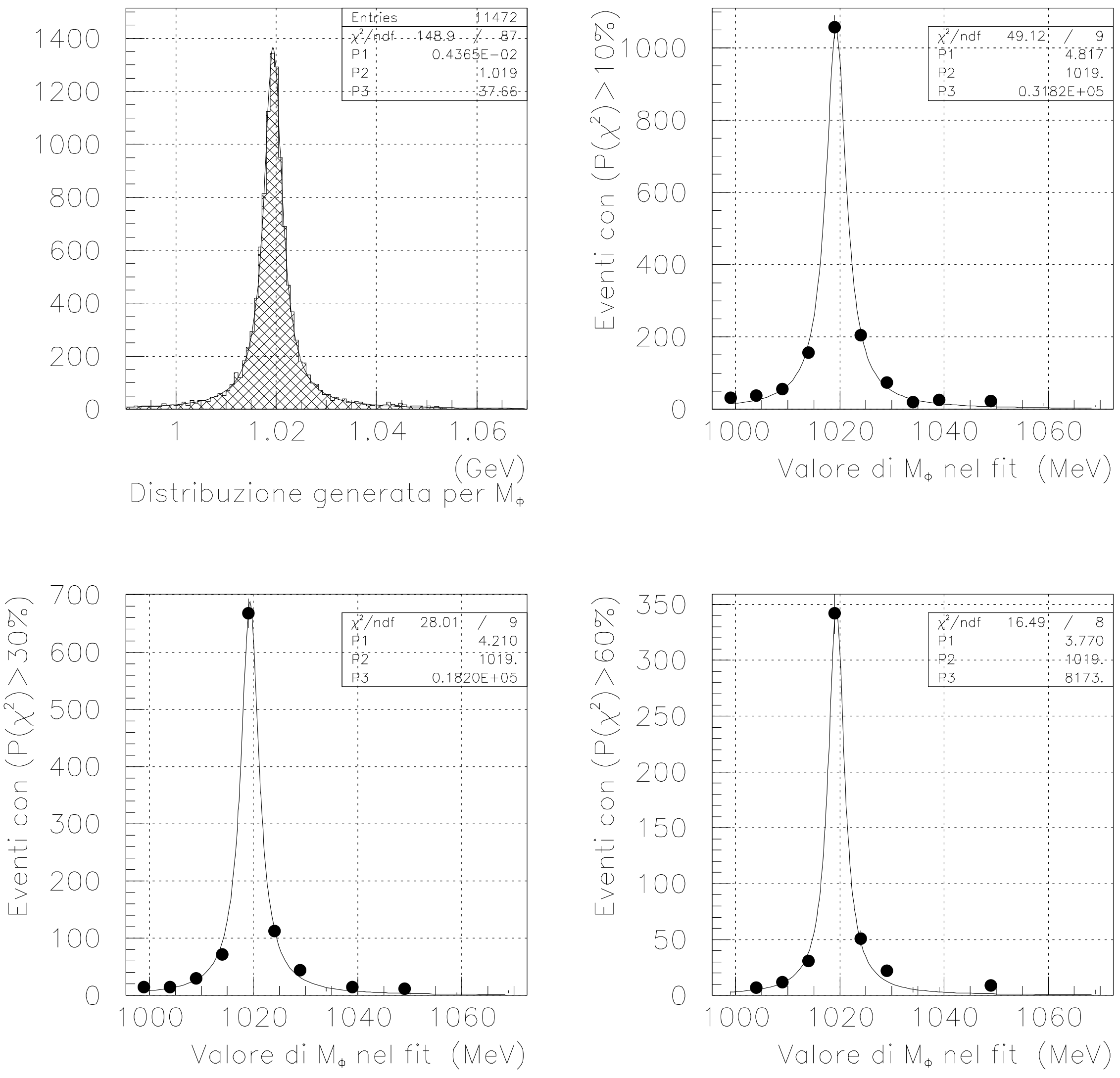


Figura 5.10: TEST DEL FIT CINEMATICO TRAMITE MONTE CARLO: confronto tra la distribuzione generata per M_ϕ (tenendo conto della larghezza naturale del mesone ϕ) e quella ottenuta con il metodo della variazione di M_ϕ, per 3 diversi tagli sulla probabilità di χ^2.

5.3.6 *Test del fit cinematico con eventi* $\overline{p}p \to \overline{\Delta}\Delta \to \overline{p}\pi^- p\pi^+$

Abbiamo visto che il fit si comporta correttamente su un campione di eventi $\phi\phi$ libero da fondo e non affetto dagli errori di misura dovuti alla risoluzione finita del rivelatore. Vediamo ora come si comporta su un campione di dati reali.
La procedura seguita per selezionare questo tipo di eventi è uguale a quella per eventi $\phi\phi$.
Viene effettuata una prima selezione atta a ridurre il numero di eventi su cui applicare il fit. Il campione selezionato viene poi sottoposto al fit cinematico e, applicando il metodo della variazione di M_Δ (in questo caso) si vede se il numero di eventi selezionati è massimo in corrispondenza del giusto valore per M_Δ ($1232\,MeV$).
Occorre osservare che in questo caso, visto che la larghezza naturale di questa risonanza ($\Gamma_\Delta \simeq 120\,MeV$) è molto maggiore di quella della ϕ ($\Gamma_\phi = 4.43\,MeV$), il valore di M_Δ verrà spostato a intervalli di $50\,MeV$ anzichè $5\,MeV$.
La routine di fit utilizzata, infine, differisce da quella per la selezione di eventi $\phi\phi$ per i soli valori delle masse: ($M_K \to M_p$ *o* M_π e $M_\phi \to M_\Delta$).

La preselezione degli eventi $\overline{\Delta}\Delta$

Le richieste effettuate dalla preselezione per questo tipo di eventi sono le seguenti:

1. esattamente 4 tracce cariche
2. almeno 3 tracce con meno di 3 blocchi colpiti nel calorimetro
3. masse invarianti ricostruite entro $400\,MeV$ dal valore atteso

Osserviamo che in questo caso il protone e il pione, provenienti dal decadimento della Δ, non sono angolarmente molto chiusi (come succedeva per i $K^\pm$). Non è dunque possibile individuare, dai soli angoli, le tracce che provengono dalla stessa Δ. Il calcolo della massa invariante è perciò stato effettuato su tutte le possibili combinazioni e l'evento è stato accettato se almeno una ha soddisfatto le richieste riportate sopra.
Sono stati analizzati i dati relativi a due valori di energia: $2990.0\,MeV$ e $2950.0\,MeV$, per una luminosità integrata pari a $13.2\,nb^{-1}$ e $12.7\,nb^{-1}$ rispettivamente.

L'analisi fine dei dati

Il numero di eventi che ha superato la selezione preliminare è 3028 per $E_{cm} = 2990.0\,MeV$ e 2666 per $E_{cm} = 2950.0\,MeV$.

Entrambi i campioni di eventi sono stati poi sottoposti al fit cinematico, e i risultati del metodo della variazione di M_{Δ}, con taglio a $P(\chi^2) > 0.2$, sono riportati in fig.5.11 e 5.12.
Da questi grafici si nota un chiaro segnale di eventi $\overline{\Delta}\Delta$ su entrambi i campioni; il numero di tali eventi è di circa 130 per $E_{cm} = 2990.0\,MeV$ e circa 100 per $E_{cm} = 2950.0\,MeV$.
Come era già stato osservato, questo test serve a controllare, qualitativamente la capacità del fit di selezionare eventi reali. Per un test quantitativo occorrerebbe calcolare con precisione (tramite Monte Carlo) le efficienze di tutti i tagli effettuati; cosa che richiede un tempi lunghi.
Abbiamo quindi controllato, in via preliminare, che il fit cinematico sia stato in grado di estrarre da entrambi i campioni, un segnale $\overline{\Delta}\Delta$.

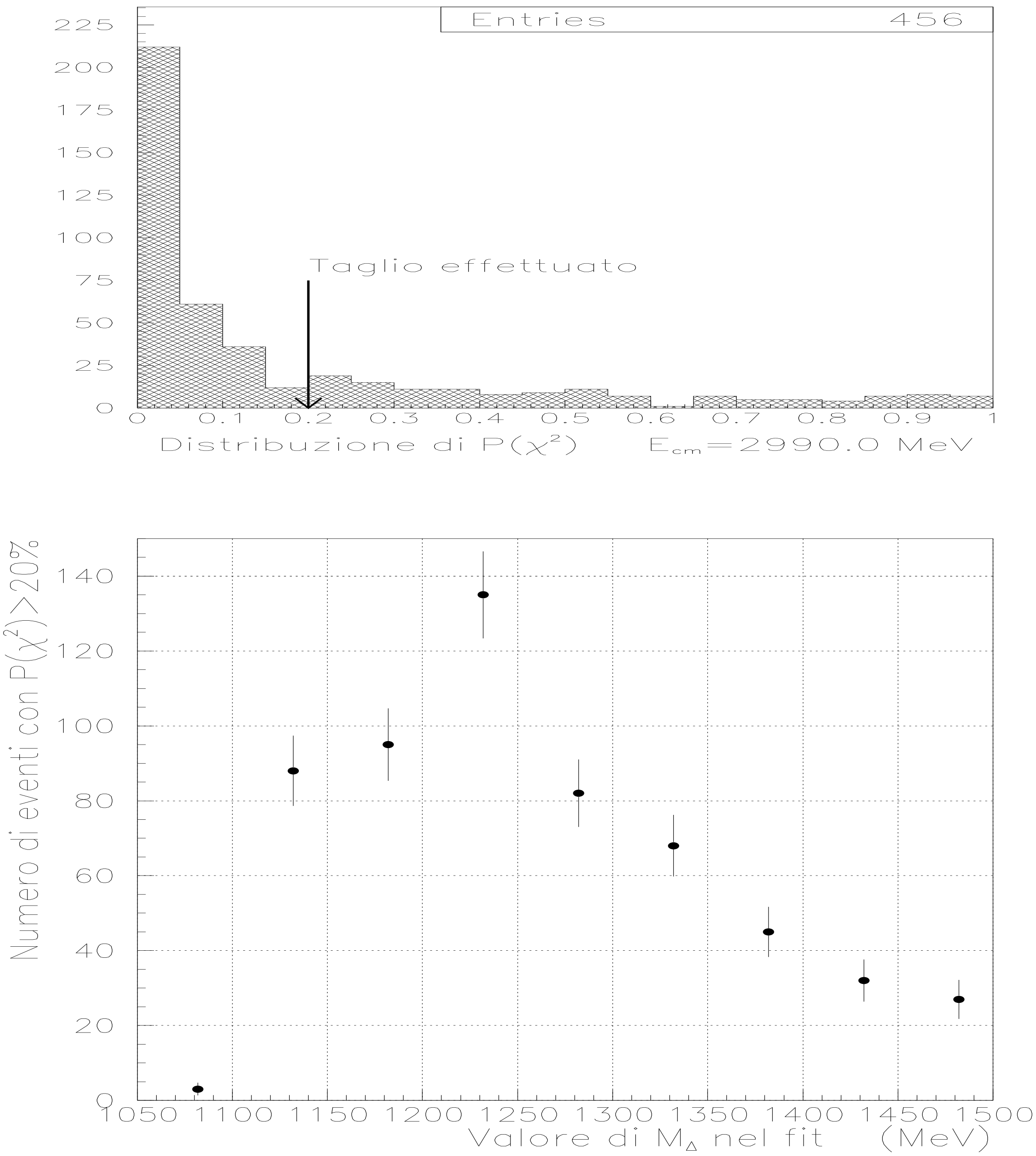


Figura 5.11: TEST DEL FIT CON EVENTI $\overline{p}p \rightarrow \overline{\Delta}\Delta \rightarrow \overline{p}\pi^- p\pi^+$: Distribuzione di $P(\chi^2)$ (in alto) e risultati del metodo della variazione di M_Δ per $E_{cm} = 2990.0\, MeV$. Il taglio al 20% è stato scelto poichè questo è il punto in cui la distribuzione di $P(\chi^2)$ comincia ad essere piatta.

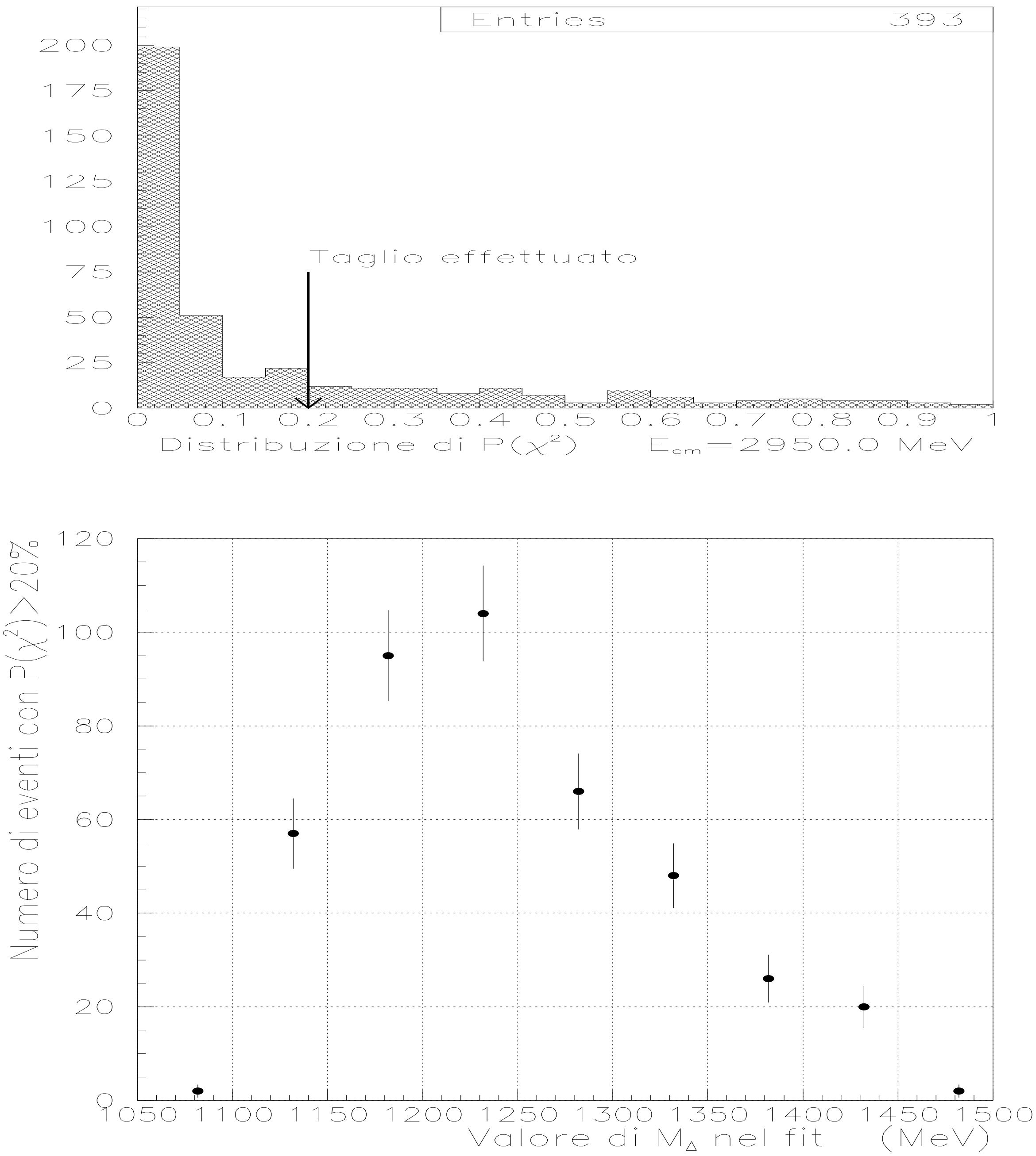


Figura 5.12: TEST DEL FIT CON EVENTI $\overline{p}p \to \overline{\Delta}\Delta \to p\pi^+\overline{p}\pi^-$: Distribuzione di $P(\chi^2)$ (in alto) e risultati del metodo della variazione di M_Δ per $E_{cm} = 2950.0\,MeV$. Il taglio al 20% è stato scelto poichè questo è il punto in cui la distribuzione di $P(\chi^2)$ comincia ad essere piatta.

5.4 *Calcolo dell'efficienza del fit cinematico*

Ora che è stato verificato che il fit cinematico funziona correttamente, sia su eventi ideali generati tramite Monte Carlo, che su eventi reali dell'esperimento, passiamo a calcolare l'efficienza del taglio effettuato su $P(\chi^2)$.
L'efficienza di questa richiesta può essere ottenuta dallo stesso Monte Carlo utilizzato per testare il fit, in cui però le tracce vengono generate nelle condizioni più simili possibili alla realtà; tenendo conto cioè sia della larghezza naturale della ϕ che della risoluzione non infinita del rivelatore.
Il fatto che gli angoli delle tracce vengano misurati con un certo errore porta inevitabilmente a delle inefficienze maggiori rispetto al caso ideale (come era per il Monte Carlo). Un evento vero che viene misurato con un grande errore sugli angoli può infatti non essere riconosciuto dal fit. Oppure, un evento di fondo, se misurato con una grande indeterminazione, ha una maggiore probabilità di essere scambiato per un evento $\phi\phi$ vero.
È dunque importante conoscere e simulare nel Monte Carlo le risoluzioni reali del rivelatore.
Le risoluzioni reali del nostro apparato, utilizzate in questo lavoro, sono state ottenute selezionando un campione di eventi della reazione elastica

$$\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$$

Questa reazione è particolarmente adatta a questo scopo per varie ragioni.
Anzitutto ha una grande sezione d'urto ($\sigma \simeq 20\,mb$ alla η_c) e dunque consente di avere dei campioni molto puliti di tali eventi.
In secondo luogo è una reazione a due corpi in cui le particelle iniziali sono uguali a quelle finali; la relazione tra gli angoli delle due particelle è dunque particolarmente semplice e consente di determinare la risoluzione dell'apparato confrontando gli angoli misurati con quelli attesi dalla cinematica [18].
Sono dunque state determinate le risoluzioni in ϑ e φ del rivelatore, in funzione degli angoli, e sono state inserite nel Monte Carlo, in modo tale che le tracce vengano generate con un errore distribuito come quello dei dati reali.
Per quanto riguarda gli errori da inserire nel fit cinematico, sono stati ottenuti facendo un fit agli errori di un campione di dati reali.
Per vedere se tali errori sono stimati correttamente vediamo, in fig.5.13, la distribuzione di $P(\chi^2)$. Se la stima è corretta, da un certo valore in poi, la distribuzione dovrà essere piatta.

[18] Una descrizione più dettagliate del calcolo delle risoluzioni in ϑ e φ del rivelatore (e più in

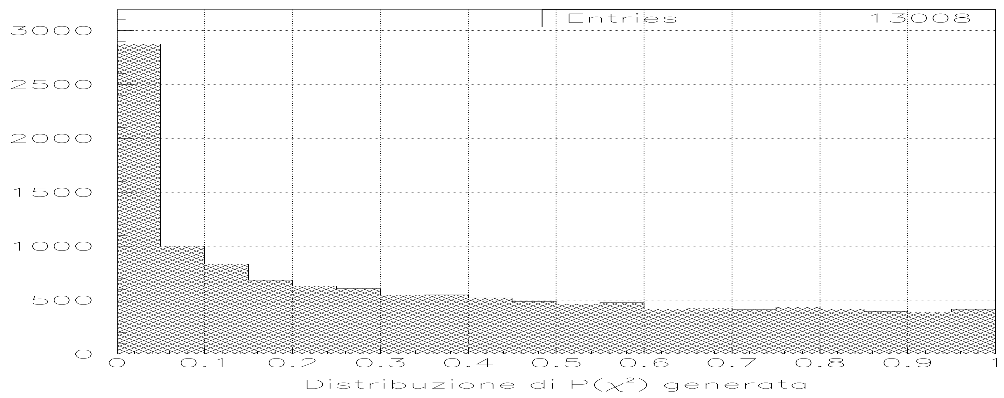


Figura 5.13: Distribuzione di $P(\chi^2)$ per eventi Monte Carlo con risoluzione angolare ed errori sugli angoli pari a quelli reali.

Come si può osservare dalla figura, la distribuzione è piatta per $P(\chi^2) > 0.2 \div 0.3$; dunque gli errori sono stati stimati correttamente e si può procedere a determinare l'efficienza del taglio sul fit.
Il procedimento è molto semplice. Noto il numero N_{tot} di eventi generati[19], si contano quanti eventi N_α superano il taglio: $P(\chi^2) > \alpha, \quad \alpha = 0.1, 0.2, ...0.9$, e dal rapporto N_α/N_{tot} si ottiene l'efficienza.
I valori ottenuti sono riportati in tabella5.6.

5.5 *Probabilità di decadimento dei* $K^\pm$

Un altro fattore che va preso in considerazione per il calcolo dell'efficienza dell'analisi è la probabilità che almeno un K decada ($K^\pm \to \mu^\pm \nu \overline{\nu}$) prima di raggiungere il calorimetro centrale.
In tal caso infatti il cluster nel calorimetro sarà, in generale, spostato rispetto alla direzione iniziale del K e l'evento non potrà dunque essere riconosciuto come $\phi\phi$.
Il calcolo di tale probabilità è stato eseguito con l'ausilio del Monte Carlo come segue.
Per ogni traccia, caratterizzata dall'impulso p_K e dagli angoli ϑ_K e φ_K, si è preso,

generale, dell'utilizzo di tali dati in questo lavoro) verrà data in appendice.

[19]È necessaria a questo punto una precisazione. Per come è scritto il fit, agli eventi che sono incompatibili con l'ipotesi di $4K^\pm$ nello stato finale, viene assegnato $P(\chi^2) = 0$. Siccome si è già tenuto conto dell'efficienza di questa richiesta nella preselezione, occorre ora considerare soltanto gli eventi che soddisfano tale ipotesi (altrimenti si conterebbe due volte $\varepsilon_{4K^\pm}$).

α	N_{α}	$\varepsilon(\alpha) = N_{\alpha}/N_{tot}$
0.1	9131	0.702
0.2	7610	0.585
0.3	6370	0.490
0.4	5273	0.405
0.5	4263	0.328
0.6	3319	0.255
0.7	2472	0.190
0.8	1623	0.125
0.9	808	0.062

Tabella 5.6: Efficienza del taglio sulla probabilità di χ^2, $P(\chi^2) > \alpha$, per α da 0.1 a 0.9. Il numero totale di eventi generati è 13008 .

come probabilità che il K non decada fino alla distanza x tra il vertice (supposto essere puntiforme) e la superficie frontale del blocco (corrispondente a quegli angoli):

$$P_K(x) \; = \; e^{-(x/x_0)}$$

dove x_0 è la distanza media di decadimento del K nel sistema di riferimento del laboratorio:

$$x_0 \; = \; v_{lab} \cdot t_{lab} \; = \; \frac{p_K}{m_K}\, c\, \tau$$

e la costante $c\,\tau$ per i $K^{\pm}$ vale $3.7\,m$.
La probabilità che nessun $K^{\pm}$ decada prima di raggiungere il calorimetro centrale è ottenuta dal prodotto delle probabilità singole, supposte essere indipendenti.

$$[1 \; - \; P_{Kdecay}] \; = \; \prod_{i=1}^{4} P_{Ki}$$

Le distribuzioni ottenute per questa probabilità all'energia della η_c e della η'_c sono riportate in fig.5.14 (notiamo che $[1 \; - \; P_{Kdecay}]$ sta ad indicare "probabilità di non decadimento dei K").
Osserviamo che in tutte le considerazioni che seguono verrà preso, quale probabilità che tutti i K raggiungano il Calorimetro, il valore centrale delle distribuzioni. Dunque:

$$[1 \; - \; P_{Kdecay}] \; = \; 48\% \quad (\eta_c)$$

$$[1 \ - \ P_{Kdecay}] \ = \ 59\% \quad (\eta_c')$$

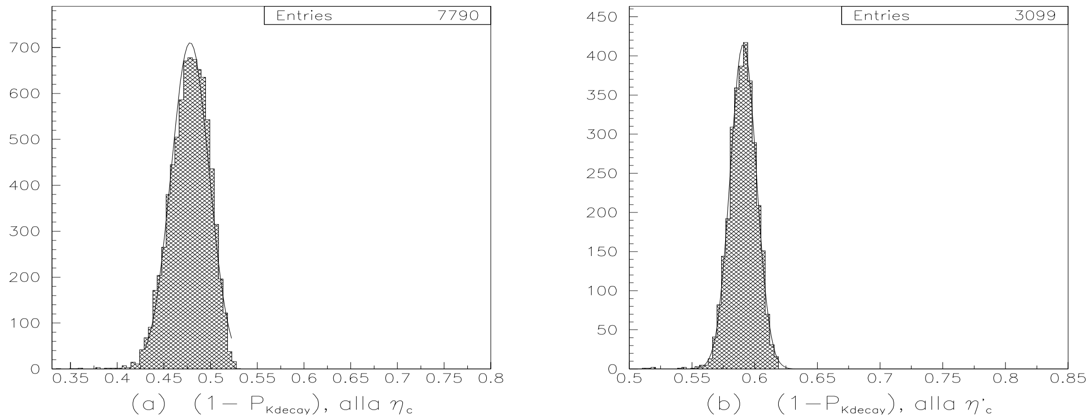


Figura 5.14: Distribuzione della probabilità che nessun K decada prima di raggiungere il calorimetro centrale alle energie della η_c (a) e η_c' (b)

5.6 *Analisi dei dati all'energia dello stato* η_c

Dopo avere visto le richieste e le efficienze della preselezione e avere verificato il corretto funzionamento del fit cinematico, passiamo a vedere i risultati dell'analisi effettuata sul campione di dati alla energia dello stato η_c.

5.6.1 *Il campione di dati e il metodo di analisi*

Nel paragrafo 5.2 abbiamo visto che il numero di eventi che supera la preselezione è circa 17000, relativo ad una luminosità integrata di $280.2\,nb^{-1}$, per energie corrispondenti al picco della risonanza ($2986 \div 2990\,MeV$) e circa 17500, relativo ad una luminosità integrata di $285.1\,nb^{-1}$, per le energie fuori dal picco.
Il metodo utilizzato per estrarre da tali dati gli eventi del tipo

$$\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$$

è quello della variazione di M_ϕ.
In fig.5.15 è riportata la distribuzione di $P(\chi^2)$ per questi dati. Si nota che tale distribuzione comincia a diventare piatta per $P(\chi^2) > 0.3$ circa, dunque nel metodo

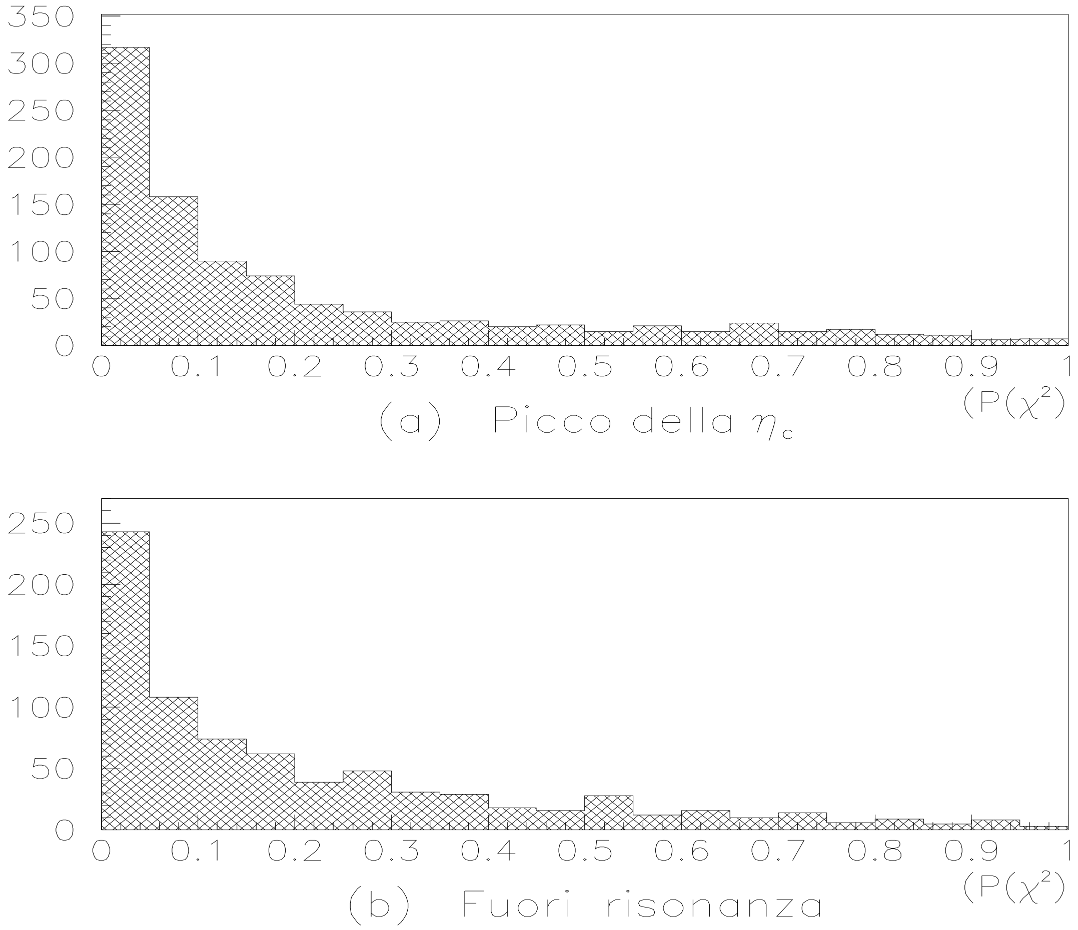


Figura 5.15: ANALISI DEI DATI ALLA η_c: Distribuzione di $P(\chi^2)$ per i dati relativi al picco della risonanza (in alto) e fuori risonanza (in basso)

della variazione di M_ϕ si conteranno solo gli eventi che hanno una probabilità di χ^2 non inferiore a tale valore.

Più in dettaglio, verrà applicato il metodo della variazione di M_ϕ per i tre tagli:

$$P(\chi^2) > 0.4 \qquad\qquad P(\chi^2) > 0.5 \qquad\qquad P(\chi^2) > 0.6$$

e, per ognuno, verrà contato il numero di eventi $\phi\phi$.

Da ogni numero N_α $\alpha = 0.4, 0.5, 0.6$ di eventi $\phi\phi$ così ottenuti, verrà calcolato il corrispondente valore della sezione d'urto dalla formula:

$$\sigma_\alpha = \frac{N_\alpha}{\varepsilon_\alpha \cdot \int \mathcal{L} dt}$$

e, se i tre valori saranno tra loro consistenti, verranno combinati in uno solo (il numero medio, ad esempio) che sarà il valore misurato per la sezione d'urto $\sigma_{\phi\phi}$.

5.6.2 *Calcolo del numero di eventi $\phi\phi$*

Nelle figure 5.18-5.23, in fondo al paragrafo, sono riportati i risultati ottenuti applicando il metodo della variazione di M_ϕ ai campioni di dati descritti sopra. Sono anche riportati i risultati relativi alle energie sopra-sotto il picco, separate.
Da questi grafici si nota un chiaro segnale di eventi $\phi\phi$ nei dati relativi al picco della η_c, mentre non c'e' evidenza di segnale in quelli fuori dalla risonanza.
Ma vediamo di quantificare il numero di eventi osservato.
Il numero di eventi $\phi\phi$ veri è dato dalla differenza tra il numero di eventi per $\Delta M_\phi = 0$ ($N_{\Delta M=0}$) e il livello di fondo N_{bkg}, cioè il numero medio di eventi per $\Delta M_\phi \neq 0$[20].
Il numero $N_{\Delta M=0}$ è fornito direttamente dai grafici; per ottenere invece il livello di fondo da sottrarre, procediamo come segue:

1. Troviamo la retta che meglio interpola i dati fuori dal picco della ϕ, cioè fuori dalla regione $(1009.4 \div 1029.4\, MeV)$[21].

2. Da questa retta, che rappresenta il livello di fondo in funzione di ΔM, troviamo il numero di eventi da sottrarre per $\Delta M = 0$.

3. Dal fit otteniamo poi l'errore su questo numero.

I risultati ottenuti per i tre grafici relativi al picco della η_c, 5.18, 5.20, 5.22 sono riassunti in tabella5.7.
I grafici di fig. 5.19, 5.21, 5.23 riportano il numero di eventi selezionati relativi alle energie superiori ed inferiori a quelle della risonanza; è evidente l'assenza di segnale.

Facciamo alcune osservazioni su come sono stati ottenuti gli errori sui numeri di tabella 5.7.

[20] D'ora in poi verrà omesso l'indice $_\phi$ in ΔM_ϕ

[21] Togliamo una regione di $\pm 10\, MeV$ (5 punti), invece del solo punto a $1019.4\, MeV$ perchè, a causa degli errori di misura sugli angoli, un certo numero di veri eventi $\phi\phi$ verrà osservato anche in questi punti vicini.

Taglio su $P(\chi^2)$	$N_{\Delta M=0}$	N_{bkg}	$N_{\phi\phi}$
$P(\chi^2) > 0.4$	179 ± 13	146 ± 8	33 ± 15
$P(\chi^2) > 0.5$	132 ± 11	105 ± 7	27 ± 13
$P(\chi^2) > 0.6$	98 ± 10	71 ± 4	27 ± 11

Tabella 5.7: Numero di eventi per $\Delta M = 0$, livello di fondo da sottrarre e numero risultante di eventi $\phi\phi$, per i tre tagli su $P(\chi^2)$.

L'errore su $N_{(\Delta M=0)}$ è stato preso semplicemente pari alla radice del numero di eventi:

$$\sigma_{N_{(\Delta M=0)}} \; = \; \sqrt{N_{(\Delta M=0)}}$$

Quello sul livello di fondo è invece stato ottenuto dal fit ai dati; supponendo infatti per ogni $N_{(\Delta M \neq 0)}$ una distribuzione normale di larghezza σN_{bkg}, dal principio di massima verosimiglianza si ottiene:

$$\sigma_{N_{bkg}} \; = \; \sqrt{\frac{1}{\nu \, - \, 2} \sum_{i=1}^{\nu} [N_{(\Delta M_i)} \; - \; R(\Delta M_i)]^2}$$

dove ν è il numero di punti su cui è stato fatto il fit (nel nostro caso 7, visto che sono stati tolti quelli corrispondenti al picco della ϕ) e $R(\Delta Mi)$ è il valore dell'ordinata della retta per l'i-esimo ΔM. Se q ed m sono, rispettivamente, il termine noto e il coefficiente angolare della retta che meglio interpola i dati, si ha:

$$R(\Delta M_i) \; = \; m \cdot \Delta M_i \; + \; q$$

L'errore sul numero di eventi $\phi\phi$ è, infine, la somma in quadratura dei singoli errori:

$$\sigma_{N_{\phi\phi}} \; = \; \sqrt{(\sigma N_{(\Delta M=0)})^2 \; + \; (\sigma N_{bkg})^2}$$

5.6.3 *Efficienze complessive e calcolo della sezione d'urto misurata*

Dal numero $N_{\phi\phi}$ di eventi $\phi\phi$ riportato in tabella 5.7 occorre calcolare, per ogni valore del taglio su $P(\chi^2)$, il numero $N_{\phi\phi}^{corr}$ di eventi corretto per l'inefficienza dell'analisi e, da questo, il valore della sezione d'urto misurata.
Vediamo allora di riassumere tutte le efficienze viste finora ed eventuali altri fattori che entrano in gioco (come l'accettanza del rivelatore vista nel cap.3).

Efficienza complessiva dell'analisi

I fattori che contribuiscono all'inefficienza complessiva sono i seguenti:

1. ε_{trig}: Efficienza del trigger
2. ε_{pres}: Efficienza della preselezione
3. ε_{fit}: Efficienza del fit
4. $acc_{\phi\phi}$: Accettanza del rivelatore
5. $[1 - P_{kdecay}]$: Probabilità dei $K^{\pm}$ di raggiungere CCAL

I relativi valori, calcolati in parte nel capitolo 3 (ε_{trig}, $acc_{\phi\phi}$) e in parte in questo capitolo (ε_{pres}, ε_{fit}, $[1 - P_{kdecay}]$) sono:

$$
\begin{array}{lll}
\varepsilon_{trig}: & & 0.51 \\[2ex]
\varepsilon_{pres}: & & 0.69 \\[2ex]
 & P(\chi^2) > 0.4 & 0.40 \\
\varepsilon_{fit}: & P(\chi^2) > 0.5 & 0.33 \\
 & P(\chi^2) > 0.6 & 0.26 \\[2ex]
acc_{\phi\phi}: & & 0.58 \\[2ex]
[1 - P_{kdecay}]: & & 0.48
\end{array}
$$

E dunque l'efficienza complessiva dell'analisi, data dal prodotto dei fattori sopra, per i tre diversi tagli sulla probabilità di χ^2 nel fit vale:

$$
\boxed{
\begin{array}{lcll}
\varepsilon_{tot} & = & 0.039 & (P(\chi^2) > 0.4) \\[2ex]
\varepsilon_{tot} & = & 0.032 & (P(\chi^2) > 0.5) \\[2ex]
\varepsilon_{tot} & = & 0.025 & (P(\chi^2) > 0.6)
\end{array}
}
$$

Calcolo della sezione d'urto misurata

Dal numero $N_{\phi\phi}$ di eventi di tabella 5.7 e dalle efficienze ottenute sopra calcoliamo il valore della sezione d'urto misurata dalla relazione:

$$\sigma_{meas} = \frac{N_{\phi\phi}}{\varepsilon_{tot} \int \mathcal{L}\, dt}$$

Il valore della luminosità integrata $\int \mathcal{L}\, dt$ vale $280.2\, nb^{-1}$, per le energie del picco della η_c dunque otteniamo:

$$\sigma_{meas} = \frac{33 \pm 15}{0.039 \cdot 280.2} = 3.0 \pm 1.4\, nb \qquad (P(\chi^2) > 0.4)$$

$$\sigma_{meas} = \frac{27 \pm 13}{0.032 \cdot 280.2} = 3.0 \pm 1.4\, nb \qquad (P(\chi^2) > 0.5)$$

$$\sigma_{meas} = \frac{27 \pm 11}{0.025 \cdot 280.2} = 3.9 \pm 1.6\, nb \qquad (P(\chi^2) > 0.6)$$

Come si può osservare i tre valori sopra sono del tutto compatibili e dunque veranno combinati calcolando il valore medio:

$$\boxed{\sigma_{meas} = 3.3 \pm 1.5\, nb}$$

Osserviamo che l'errore sulla media è stato preso pari alla media degli errori, e non la somma in quadratura (in tal caso sarebbe stato $\pm\, 0.85\, nb$), in quanto i tre errori non sono tra loro indipendenti.

5.6.4 *Confronto tra dati reali e dati Monte Carlo*

Dai dati di figura5.22 si nota che, nei dati misurati, la larghezza del mesone ϕ è maggiore di quella reale ($\Gamma_\phi = 4.43\, MeV$). Ciò può essere spiegato nel seguente modo.
A causa delle imprecisioni nelle misure degli angoli, alcuni eventi $\phi\phi$ veri vengono visti anche per $\Delta M = \pm 5\, MeV$ e $\Delta M = \pm 10 MeV$, anzichè nel solo punto

$\Delta M = 0$ [22].
In fig.5.24 e 5.25 sono stati confrontati i dati reali con quelli ottenuti dal Monte Carlo, dove è stato tenuto conto, sia della risoluzione del rivelatore che della larghezza naturale della ϕ.
I dati in fig.5.25 sono stati interpolati con una Breit Wigner sovrapposta ad una retta:

$$f_{fit} \; = \; B.W.(\Gamma, M_0, K) \;\; + \;\; m \cdot \Delta M \; + \; q$$

dove i 5 parametri ($\Gamma(p1)$, $M_0(p2)$, $K(p3)$, $q(p4)$, $m(p5)$) sono stati lasciati tutti liberi di variare (K è una costante di normalizzazione).
Dai suddetti grafici osserviamo che il parametro che qui più ci interessa, la larghezza della $B.W.$, vale 11.76 MeV per i dati reali e 8.27 MeV per i dati Monte Carlo.
Considerando che nei dati Monte Carlo gli eventi generati sono tutti eventi $\phi\phi$ mentre nei dati sono presenti anche gli eventi di fondo (che anzi sono più numerosi degli eventi veri), possiamo dire che questo risultato è soddisfacente.

5.6.5 *Sezione d'urto attesa*

Vediamo ora di confrontare il nostro risultato con la sezione d'urto attesa dalla *Breit-Wigner* e con quella misurata dall'esperimento $R704$.

Breit-Wigner

La sezione d'urto attesa per la reazione

$$\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi$$

può essere calcolata dalla formula di Breit-Wigner:

$$\sigma_{BW} \; = \; \frac{2J+1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \, \frac{\pi}{k^2} \, \frac{B_{in} \, B_{out} \, \Gamma^2}{(E \; - \; M_R)^2 \; + \Gamma^2/4}$$

Prendendo come rapporto di decadimentoi i valori ottenuti dal Particle Data Group [7]:

$$B.R.(\eta_c \to \overline{p}p) \; = \; (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3} \qquad\qquad B.R.(\eta_c \to \phi\phi) \; = \; (7.1 \pm 2.8) \times 10^{-3}$$

[22] Essendo $\Gamma_\phi = 4.43\, MeV$, a $\pm 5 MeV$ ci si aspetta, da una distribuzione ideale, il 20% degli eventi visti sul picco (circa 6 nel nostro caso), e per $\pm 10 MeV$ soltanto il 5% (meno di 2).
Il numero di eventi veri misurato per questi valori è invece di circa 15 eventi a $\pm 5\, MeV$ e 9 eventi a $\pm 10\, MeV$.

si ottiene, per la sezione d'urto risonante il valore:

$$\sigma_{(\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi)} \; = \; (7.7 \pm 3.7)\, nb$$

Considerando poi che $B.R.(\phi \to K^+K^-) = (0.49 \pm 0.006)$, si ottiene per la sezione d'urto finale (in $4K^\pm$, cioè quella che va direttamente confrontata con il nostro risultato):

$$\sigma_{(\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^\pm)} \; = \; (7.7 \pm 3.7)\,(0.49 \pm 0.006)^2 \; = \; (1.85 \pm 0.9)\, nb$$

Sezione d'urto misurata dall'esperimento R704

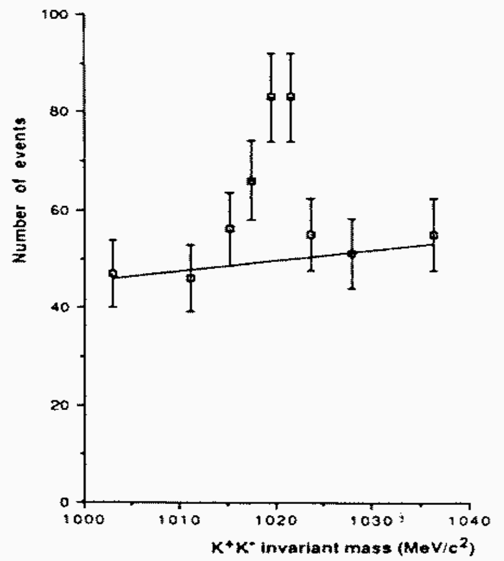


Fig. 3. Number of fitting (CL > 0.3) events as a function of the K^+K^- invariant mass. The line is the result of a straight-line fit to the first and last two points.

Figura 5.16: Risultato del metodo della variazione di M_ϕ ottenuto dall'esperimento R704.

L'esperimento R704 al Cern [21] è uno dei pochi esperimenti che ha studiato lo stesso decadimento esaminato in questa tesi (soltanto all'energia della η_c). È quindi interessante confrontare i loro risultati con quelli ottenuti in questo lavoro.
Il loro metodo di analisi è analogo: prima viene effettuata una preselezione dei dati e, sul campione selezionato, si applica il metodo della variazione di M_ϕ (anche il loro

apparato non era in grado di distiguere tra diversi tipi di adroni).
Il numero di eventi selezionati, relativo ad una luminosità integrata pari a $497\,nb^{-1}$, è 9913 e il risultato ottenuto col metodo della variazione di M_ϕ, con taglio a $P(\chi^2) > 0.3$, è riportato in fig.5.16.
Il numero di eventi per $\Delta M = 0$ è (83 ± 9.1), il livello di fondo è di (49.7 ± 3.5) eventi (anche questo calcolato con un fit ai dati fuori dal picco della ϕ), e dunque il numero di eventi $\phi\phi$ da loro ottenuto risulta: (33.3 ± 9.7).
Con un'efficienza complessiva dell'analisi $\varepsilon_{tot} = 0.011$, il valore della sezione d'urto ottenuta risulta:

$$\sigma_{R704} = (6.0 \pm 2.0)\,nb$$

5.6.6 *Commento al risultato*

Il valore della sezione d'urto $\sigma_{(\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^\pm)}$ ottenuto in questo lavoro, come si può notare dal confronto diretto dei valori e dalla fig.5.17, è compatibile sia con il valore che ci si aspetta dalla Breit-Wigner che con il valore misurato in precedenza da $R704$.

$$\begin{aligned} \sigma_{\phi\phi} &= (3.3 \pm 1.5)\,nb && \text{(E835)} \\ \sigma_{\phi\phi} &= (1.85 \pm 0.9)\,nb && \text{(B.W.)} \\ \sigma_{\phi\phi} &= (6.0 \pm 2.0)\,nb && \text{(R704)} \end{aligned}$$

Facciamo, a commento del risultato ottenuto, alcune osservazioni.
In questa analisi alla η_c abbiamo cercato, nei dati raccolti da E835 per energie da $2950.0\,MeV$ a $3008.7\,MeV$, eventi con $4K^\pm$ nello stato finale, provenienti dal decadimento: $\phi\phi \to 4K^\pm$.
Il campione di eventi selezionato poteva contenere sia il contributo risonante, cioè eventi del tipo:

$$\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^\pm$$

che quello non risonante (o continuo):

$$\overline{p}p \to \phi\phi \to 4K^\pm$$

Il fatto che ci sia un chiaro segnale $\phi\phi$ sui dati relativi al picco della η_c e non su quelli fuori risonanza (né sopra né sotto la risonanza), indica che il contributo non

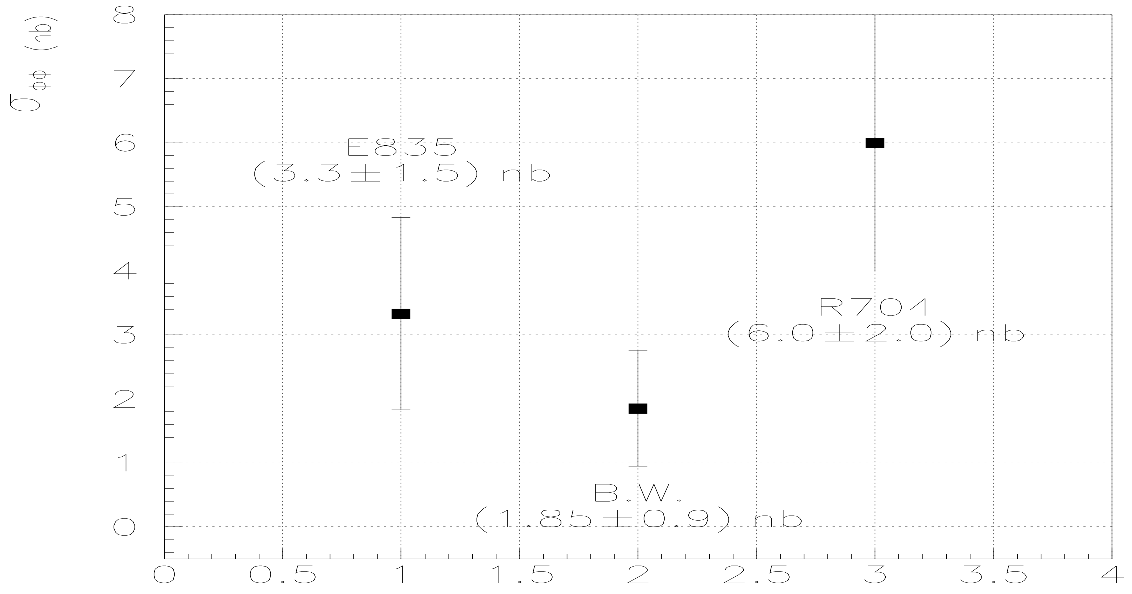


Figura 5.17: Confronto tra i valori della sezione d'urto ottenuti da E835, dall Breit-Wigner e d R704 .

risonante è molto minore rispetto al contributo risonante.
Questa conclusione è ulteriormente rafforzata dal fatto che la sezione d'urto misurata è compatibile col valore ottenuto dalla B.W. , che permette di calcolare il solo contributo risonante.
Per quanto riguarda poi il valore ottenuto da R704, anch'esso compatibile con il nostro risultato, è stato misurato nell'intervallo di energie: $(2964.0 \div 3024)\, MeV$, senza però effettuare una analisi separata sulla risonanza e fuori risonanza. Dunque anche il risultato di R704 può essere compatibile con l'ipotesi del solo contributo risonante[23]

[23] L'esperimento R704 ha raccolto, sulla risonanza, una quantità di dati corrispondente ad una luminosità integrata di circa $290\, nb^{-1}$. La quantità di dati raccolti fuori risonanza corrisponde una luminosità integrata di circa $200\, nb^{-1}$ (divisi circa a metà tra energie superiori ed inferiori alla risonanza). Per potere affermare con certezza che il loro risultato è compatibile col nostro accorrerebbe sapere quanti eventi sono stati ottenuti in ognuna delle tre regioni energetiche.

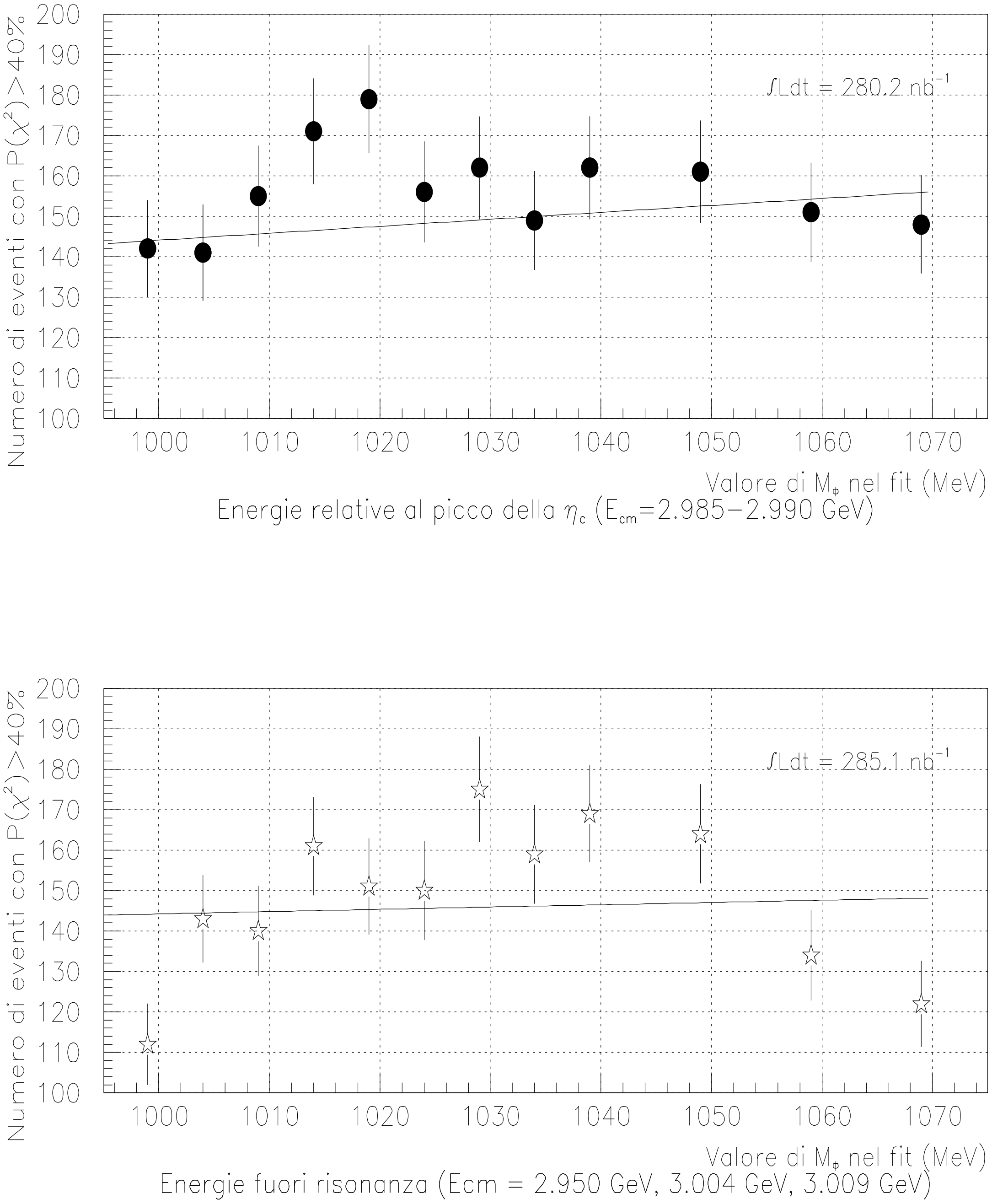
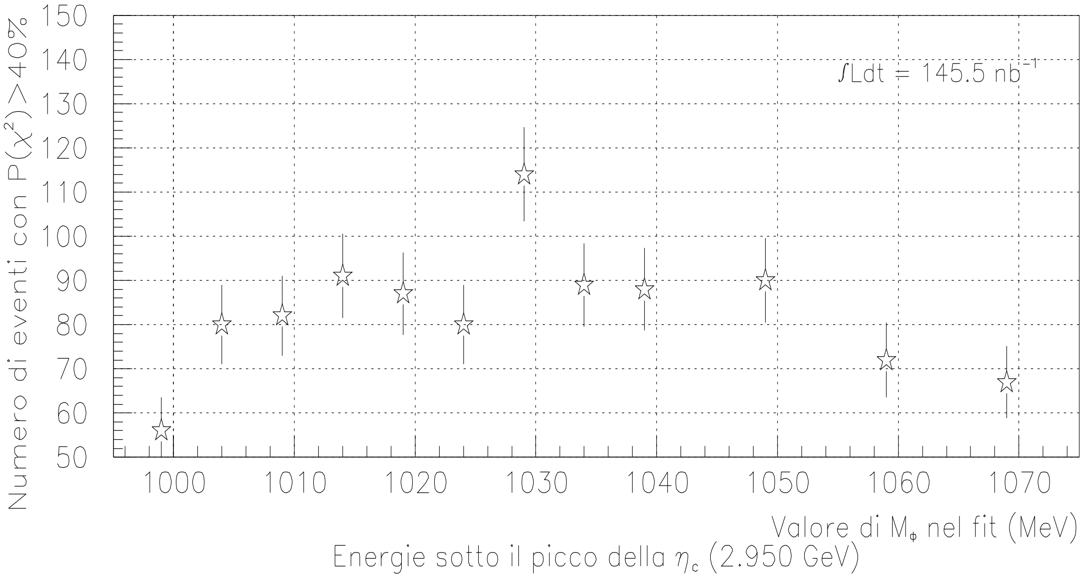


Figura 5.18: ANALISI DEI DATI ALLA η_c: Risultati del metodo della variazione di M_ϕ per $P(\chi^2) > 0.4$.



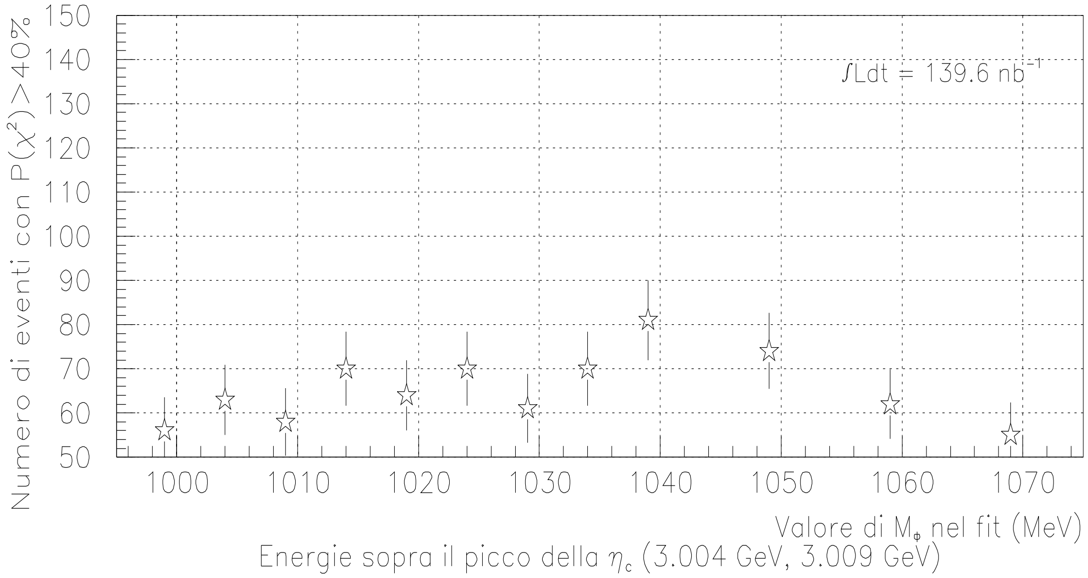


Figura 5.19: ANALISI DEI DATI ALLA η_c: Risultati del metodo della variazione di M_ϕ per $P(\chi^2) > 0.4$ applicato separatamente alle energie sopra e sotto la risonanza

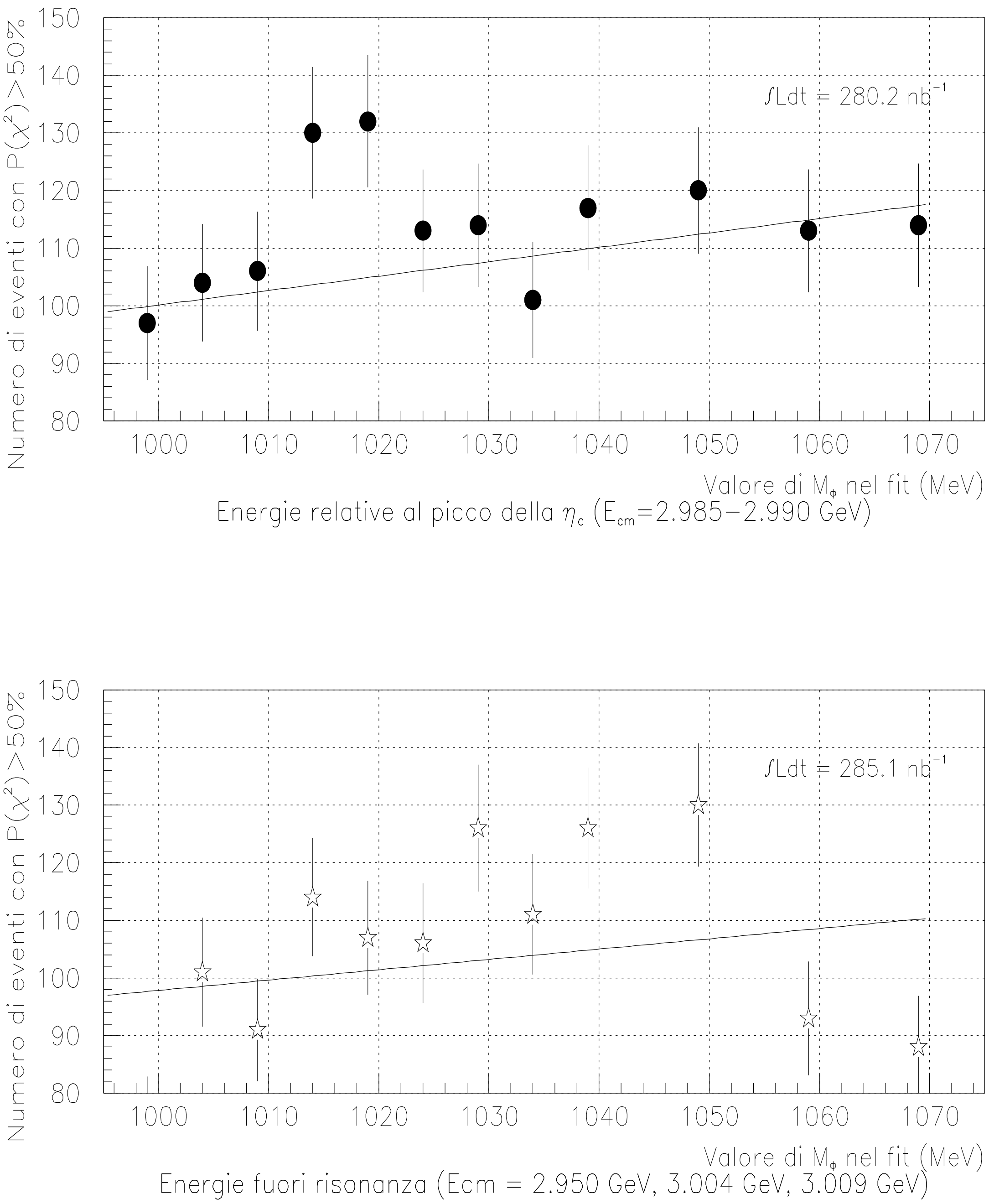
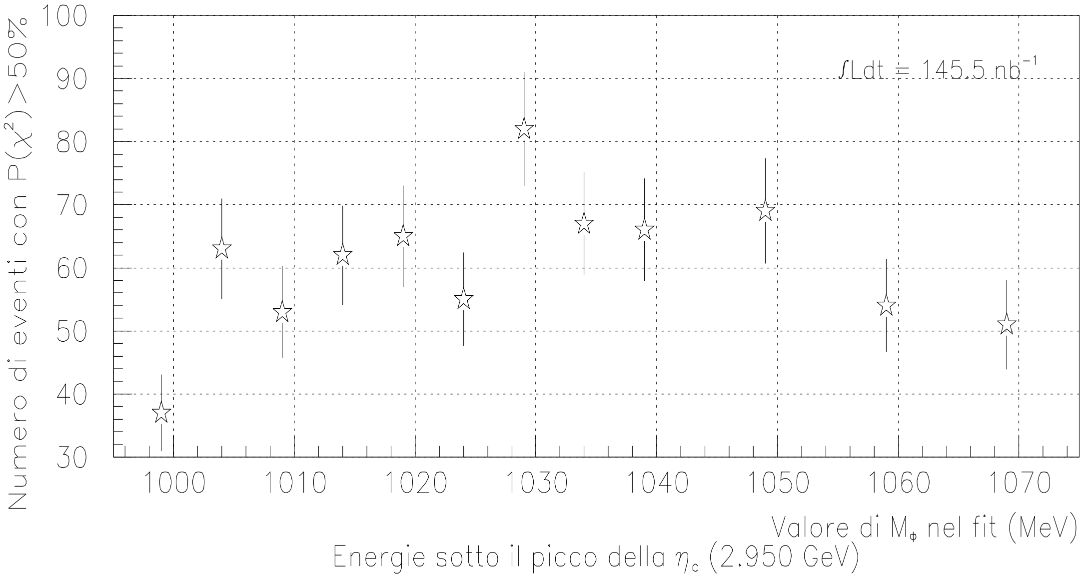


Figura 5.20: ANALISI DEI DATI ALLA η_c: Risultati del metodo della variazione di M_ϕ per $P(\chi^2) > 0.5$.



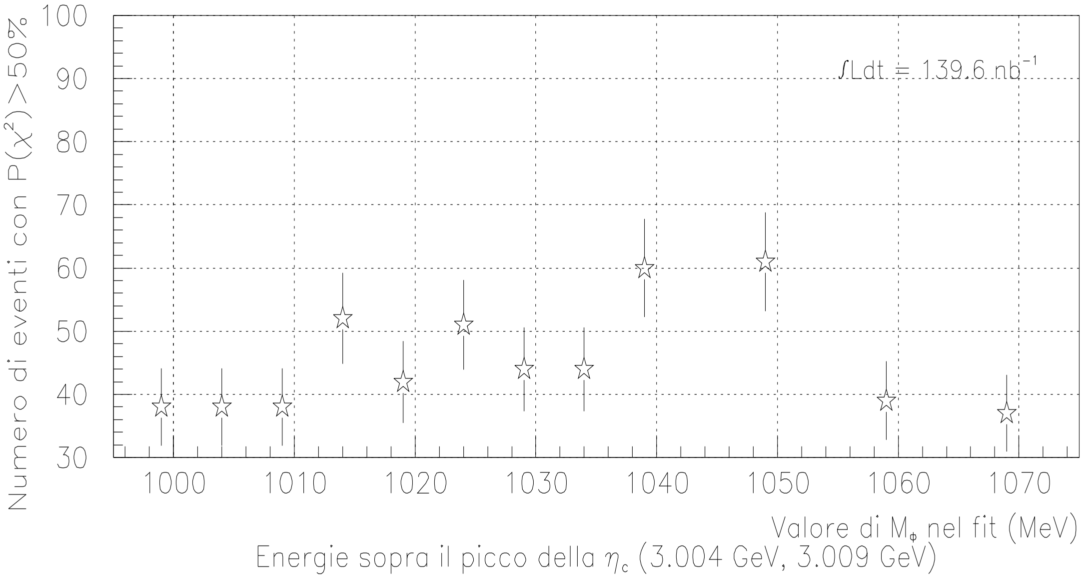
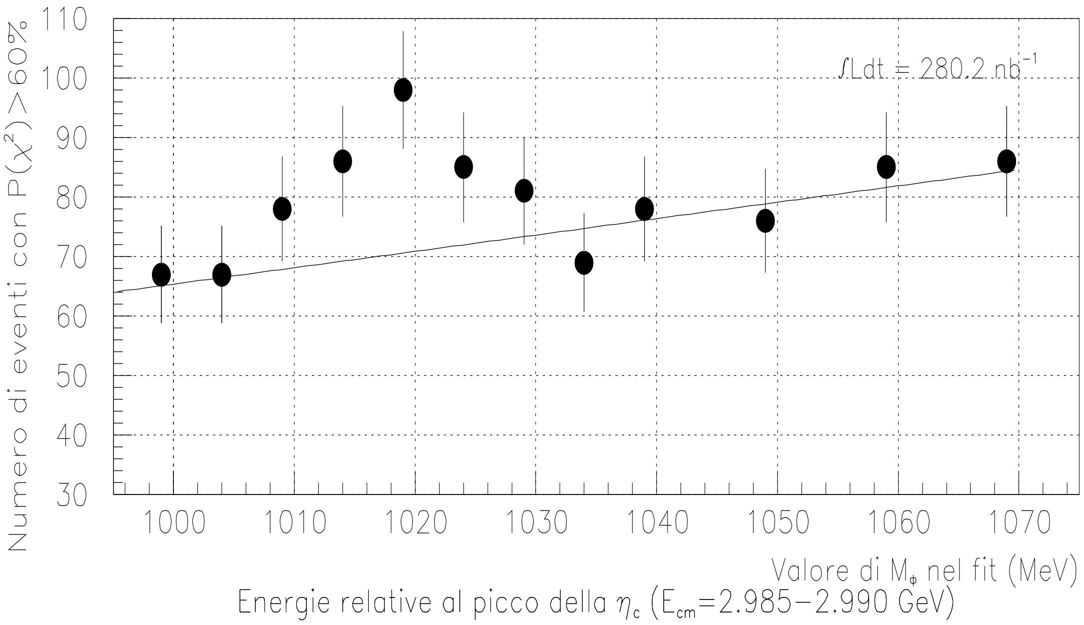


Figura 5.21: ANALISI DEI DATI ALLA η_c: Risultati del metodo della variazione di M_ϕ per $P(\chi^2) > 0.5$ applicato separatamente alle energie sopra e sotto la risonanza



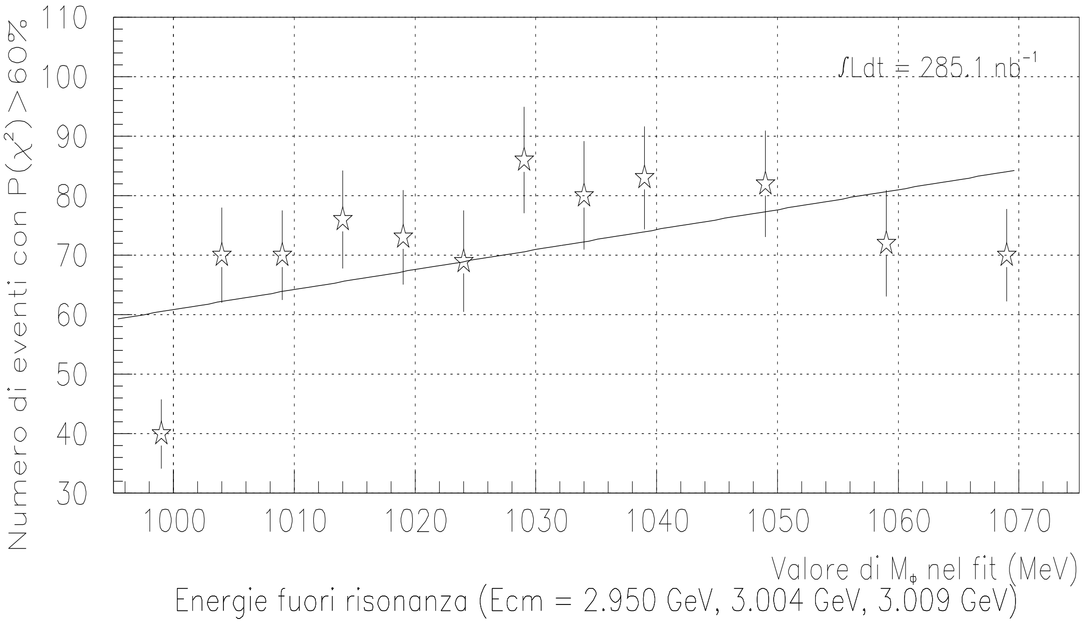
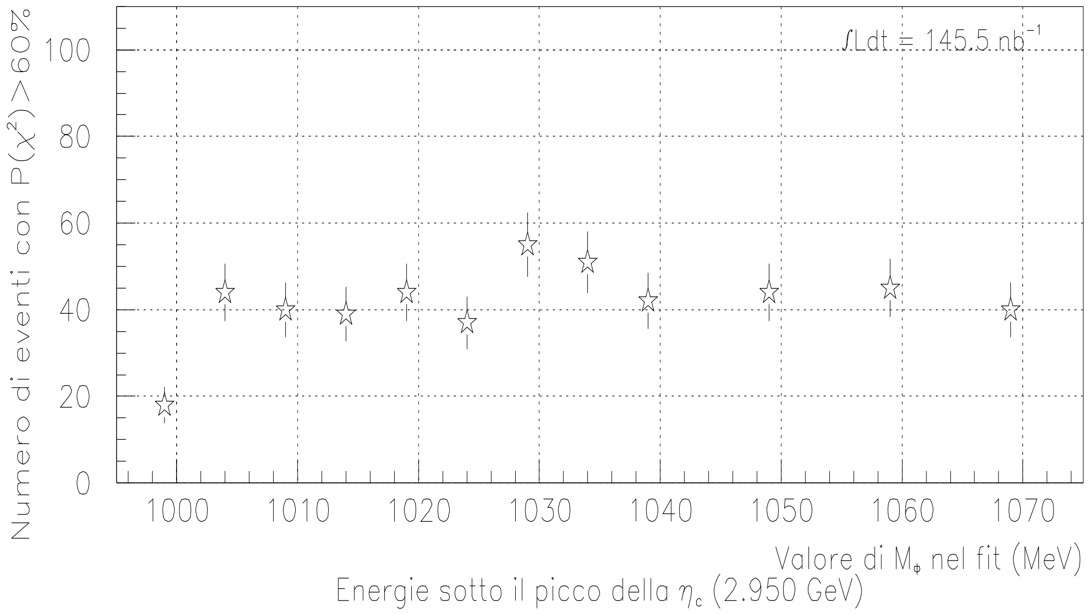


Figura 5.22: ANALISI DEI DATI ALLA η_c:Risultati del metodo della variazione di M_ϕ per $P(\chi^2) > 0.6$.



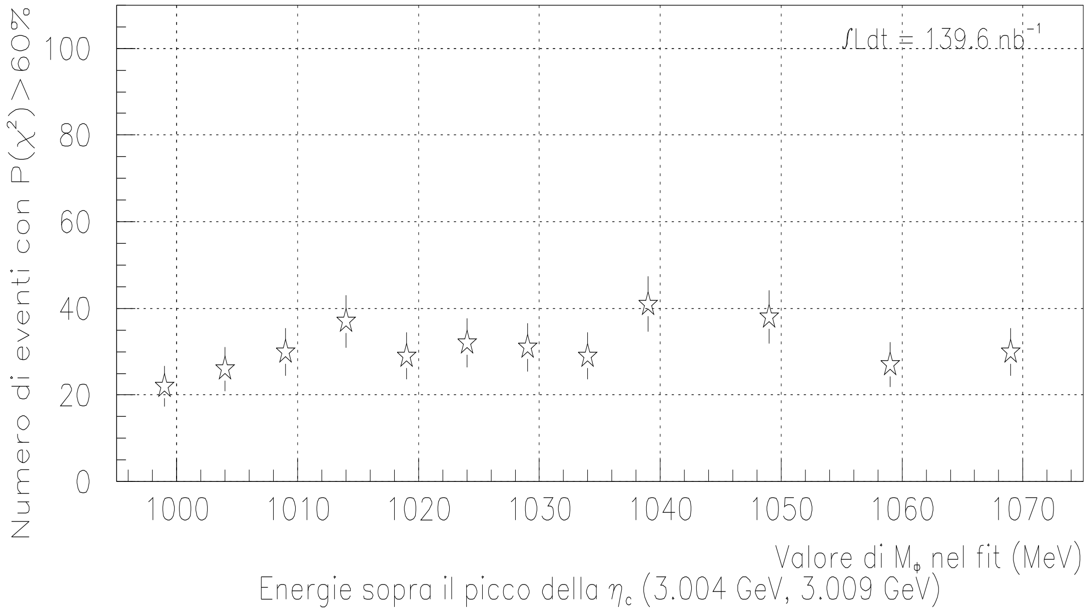


Figura 5.23: ANALISI DEI DATI ALLA η_c: Risultati del metodo della variazione di M_ϕ per $P(\chi^2) > 0.6$ applicato separatamente alle energie sopra e sotto la risonanza

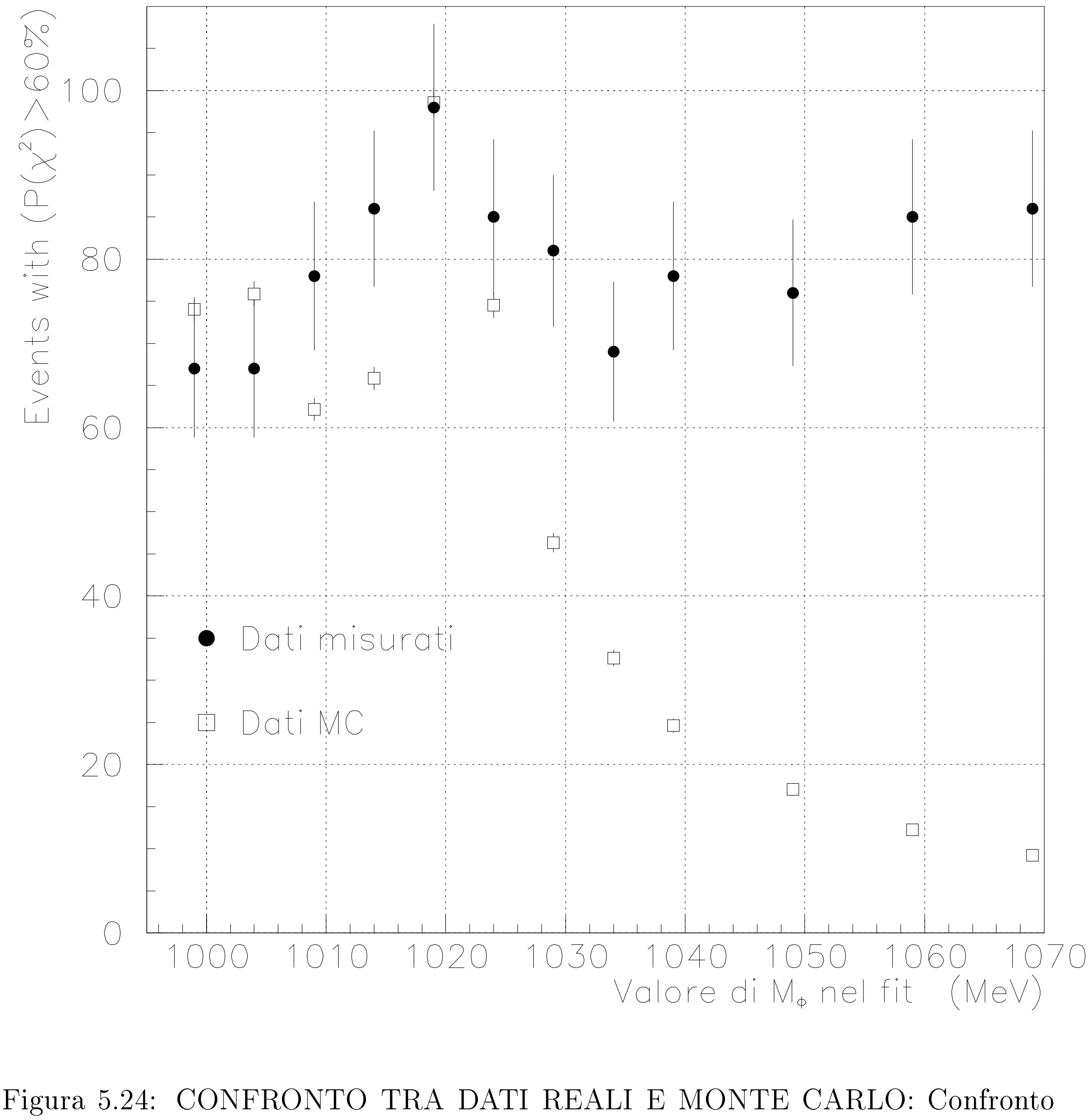
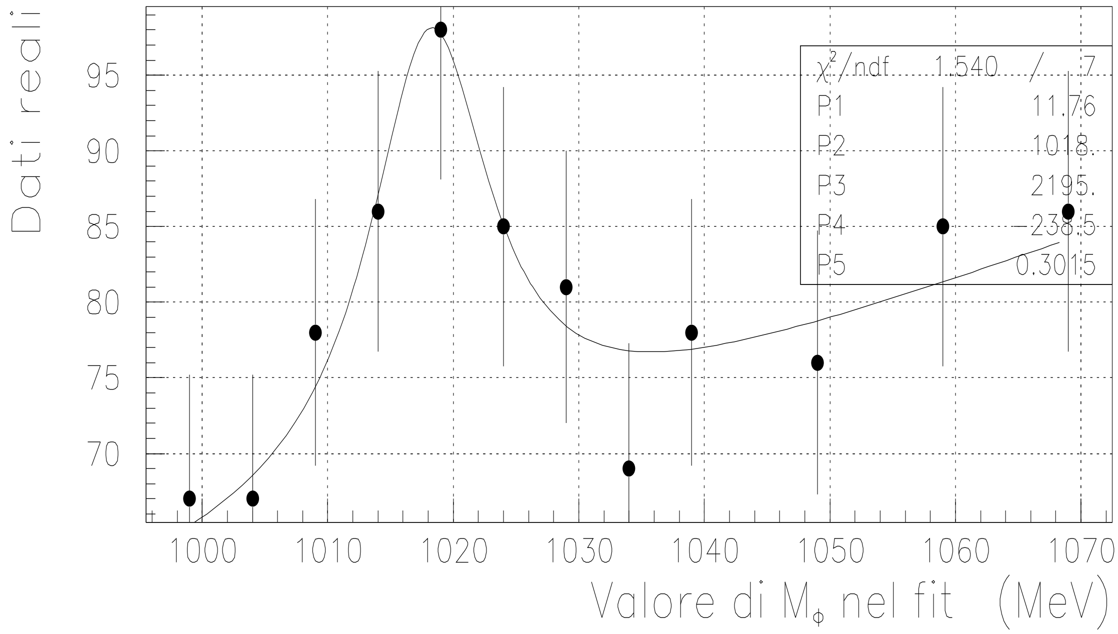


Figura 5.24: CONFRONTO TRA DATI REALI E MONTE CARLO: Confronto diretto tra i dati reali ottenuti per $P(\chi^2) > 0.6$ e quelli Monte Carlo per lo stesso taglio su $P(\chi^2)$. I dati Monte Carlo sono stati normalizzati in modo che per $\Delta M = 0$ si abbia lo stesso numero di eventi.



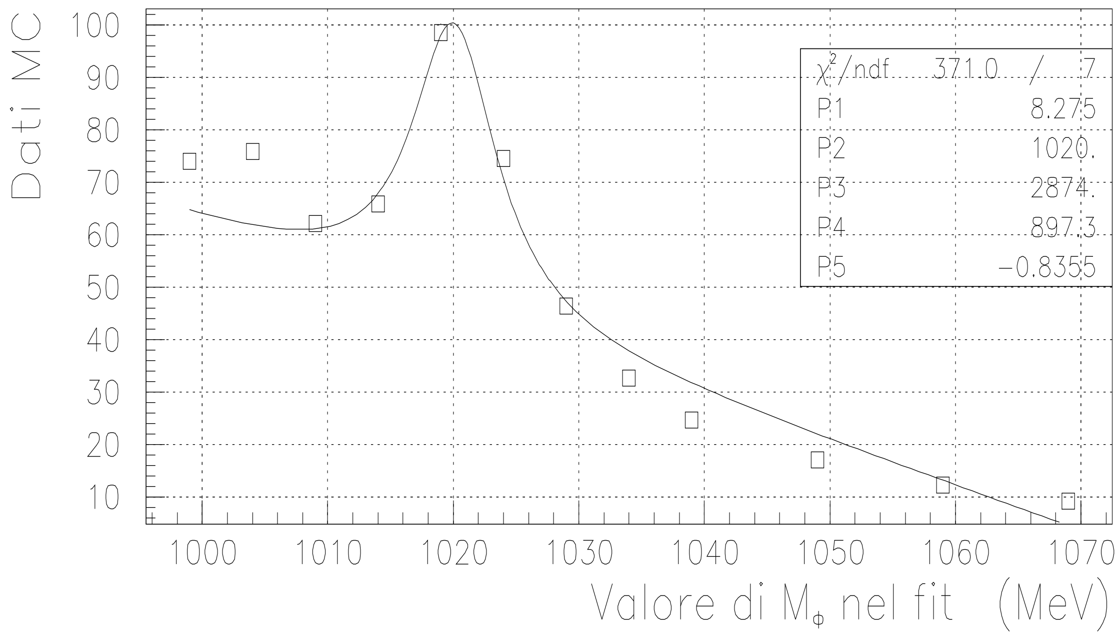


Figura 5.25: CONFRONTO TRA DATI REALI E MONTE CARLO: Fit eseguito su entrambi i campioni di dati per confrontare le due larghezze della B.W.

5.7 *Analisi dei dati nella regione energetica della η'_c*

Visto il risultato positivo ottenuto all'energia della η_c, sono stati analizzati anche quattro punti in energia nella regione $(3620 \div 3644)\ MeV$, alla ricerca della risonanza η'_c. Questo stato del charmonio, lo ricordo, è stato osservato dal solo esperimento $CRYSTALBALL$ e necessita di una conferma.
Il metodo di analisi è quello già descritto per la η_c. Per ogni punto in energia si effettua la preselezione e, sugli eventi selezionati, si applica il metodo della variazione di M_ϕ con i tre tagli: $P(\chi^2) > 0.4$, $P(\chi^2) > 0.5$, $P(\chi^2) > 0.6$.
I dati analizzati e il numero di eventi che, per ogni punto di energia, supera la preselezione, sono riportati in tabella5.8.

E_{cm} (MeV)	$\int \mathcal{L}\, dt$ (nb^{-1})	N_{events}
3620.6	1273.7	1752
3629.7	1189.6	3761
3635.4	971.4	4884
3644.2	1723.2	5426

Tabella 5.8: Dati analizzati e numero di eventi che superano la preselezione per quattro punti in energia alla η'_c.

Questi valori di energia sono stati scelti perchè i dati sono stati raccolti con il trigger $\phi\phi$ non demoltiplicato. Vedremo infatti dalle stime per la sezione d'urto che, per i run con trigger demoltiplicato, non c'è speranza di vedere alcun segnale.

5.7.1 *Stima della sezione d'urto e del numero di eventi attesi*

Prima di passare a vedere i risultati ottenuti, vediamo di stimare il valore della sezione d'urto attesa e quindi il numero di eventi che ci aspettiamo.
Anticipiamo che siccome i parametri di questa risonanza non sono noti e, in particolare, è la prima volta in assoluto che la si cerca nel canale $\phi\phi \to 4K^\pm$, la stima per $\sigma_{(\overline{p}p \to \eta'_c \to \phi\phi \to 4K^\pm)}$ è soltanto indicativa.

Stima della sezione d'urto

Calcoliamo il valore atteso per la sezione d'urto dalla *Breit-Wigner*.
Se facciamo la seguente ipotesi per il decadimento in $\phi\phi$:

$$B.R.(\eta'_c \to \phi\phi) \;=\; B.R.(\eta_c \to \phi\phi) \;=\; (7.1 \pm 2.8) \times 10^{-3}$$

e assumiamo per il processo di formazione una dipendenza del tipo [24] :

$$B.R.(\overline{p}p \to \overline{c}c) \propto M_{res}^{-8}$$

si ha:[24]

$$B.R.(\eta'_c \to \overline{p}p) \;=\; \left(\frac{M_{\eta_c}}{M_{\eta'_c}}\right)^8 \cdot B.R.(\eta_c \to \overline{p}p) \;=\; (2.4 \div 2.9) \times 10^{-4}$$

otteniamo il seguente intervallo di valori per la sezione d'urto:

$$\sigma_{(\overline{p}p \to \eta'_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm})} \;=\; (0.22 \div 0.27)\, nb$$

Numero di eventi attesi

Per ottenere il numero di eventi che ci aspettiamo di trovare, occorre calcolare l'efficienza totale dell'analisi per questo intervallo di energie.
Come per la η_c riassumiamo qui sotto tutti i fattori che intervengono e facciamo poi il prodotto (separato per i tre diversi tagli su $P(\chi^2)$).

ε_{trig} :		0.3
ε_{pres} :		0.51
ε_{fit} :	$P(\chi^2) > 0.4$	0.40
	$P(\chi^2) > 0.5$	0.33
	$P(\chi^2) > 0.6$	0.26
$acc_{\phi\phi}$:		0.49
$[1 - P_{kdecay}]$:		0.59

[24]Per questo calcolo i due valori corrispondono rispettivamente a $M_{\eta'_c} = 3660\, MeV$ e $M_{\eta'_c} = 3570\, MeV$, cioè gli estremi dell'intervallo di energia in cui è stata cercata la risonanza.

L'efficienza complessiva dell'analisi risulta:

$$\varepsilon_{tot} = 0.018 \qquad (P(\chi^2) > 0.4)$$

$$\varepsilon_{tot} = 0.015 \qquad (P(\chi^2) > 0.5)$$

$$\varepsilon_{tot} = 0.012 \qquad (P(\chi^2) > 0.6)$$

Il numero di eventi attesi per sarà dato in generale da:

$$N_{exp} = \sigma_{(\overline{p}p \to \eta'_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm})} \cdot \int \mathcal{L}\, dt \cdot \varepsilon_{tot}$$

e, con le efficienze calcolate e $\int \mathcal{L}\, dt = 1000\, nb^{-1}$ si ottiene:

$$N_{exp} = (4 \div 5) \text{ eventi}/pb^{-1} \qquad (P(\chi^2) > 0.4)$$

$$N_{exp} = (3 \div 4) \text{ eventi}/pb^{-1} \qquad (P(\chi^2) > 0.5)$$

$$N_{exp} = (2.5 \div 3) \text{ eventi}/pb^{-1} \qquad (P(\chi^2) > 0.6)$$

Dal numero di eventi calcolato è chiaro che sarà molto difficile riuscire a distinguere un eventuale segnale, a meno che il livello di fondo sia molto basso.
Infatti, considerando che per ogni punto in energia sono stati presi dati per una luminosità integrata di circa $1.5\, pb^{-1}$ ci aspettiamo, nel migliore dei casi, circa 7 eventi.
Il fatto che il numero atteso di eventi attesi sia cosi basso è dovuto a vari fattori concomitanti. Anzitutto il valore della sezione d'urto è circa otto volte più basso rispetto al corrispondente valore alla η_c (circa $0.25\, nb$ alla η'_c contro i quasi $2\, nb$ alla η_c).
In secondo luogo l'efficienza del trigger $\phi\phi$, ottimizzato per lavorare nella regione della η_c, ha una efficienza piuttosto bassa (solo il 30%) [25].
Infine, l'efficienza della preselezione e l'accettanza sono più basse, rispetto alla η_c, del 40% circa (sul valore combinato); e questo viene solo in parte compensato dalla minore probabilità di decadimento dei $K^{\pm}$.

[25] Osserviamo che questa efficienza di trigger cosi bassa è dovuta anche ad una efficienza della logica hardware più bassa del previsto di circa un fattore 2. Le cause non sono ancora del tutto chiare.

5.7.2 *Risultati ottenuti e studio del livello di fondo*

Nelle fig.5.26-5.29 sono riportati i risultati ottenuti applicando il metodo della variazione di M_ϕ ai quattro punti in energia studiati. Da questi grafici si può notare che, come ci aspettavamo, non c'è evidenza di segnale $\phi\phi$ (occorre tuttavia osservare che effettivamente noi non sappiamo dove sia la risonanza).
I grafici ottenuti sono comunque interessanti perchè permettono di determinare il livello di fondo nei campioni di dati. Dal numero medio di eventi di fondo possiamo infatti stabilire di quanto deve essere migliorata l'efficienza per potere distinguere un eventuale segnale da tale fondo.

Studio del livello di fondo

Energia (MeV)	$\int L\,dt$ (pb^{-1})	$< N_{bkg} >$ $(Eventi)$	$< N_{bkg} > / \int \mathcal{L}\,dt$ $(Eventi/pb^{-1})$
3620.6	1.27	98.6 $(P(\chi^2) > 0.4)$	77.6
		72.9 $(P(\chi^2) > 0.5)$	57.4
		50.0 $(P(\chi^2) > 0.6)$	39.4
3629.7	1.19	91.2 $(P(\chi^2) > 0.4)$	76.6
		66.3 $(P(\chi^2) > 0.5)$	55.7
		45.6 $(P(\chi^2) > 0.6)$	38.3
3635.4	0.971	73.3 $(P(\chi^2) > 0.4)$	75.6
		52.6 $(P(\chi^2) > 0.5)$	54.2
		35.1 $(P(\chi^2) > 0.6)$	36.1
3644.2*	1.72	38.7 $(P(\chi^2) > 0.4)$	22.5
		28.6 $(P(\chi^2) > 0.5)$	16.6
		18.6 $(P(\chi^2) > 0.6)$	10.8

(*)Per questa energia il trigger aveva una efficienza più bassa di circa un fattore 4

Tabella 5.9: Tabella riassuntiva del numero medio di eventi di fondo nei dati alla η'_c

Il metodo seguito per determinare il numero medio di eventi di fondo nei dati analizzati è molto semplice. I dati dei vari campioni (in tutto 12: 4 energie $\times$ 3 tagli su $P(\chi^2)$) sono stati interpolati con delle rette del tipo: $y = Costante$.
Il valore ottenuto per questa costante, che rappresenta appunto il livello medio del fondo, è stato diviso per la luminosità integrata ottenendo così il livello medio per unità di luminosità.
I risultati ottenuti sono riassunti in tabella 5.9. Ne deduciamo che il livello di fondo

nei nostri dati è di circa 40 eventi per $(P(\chi^2) > 0.6)$, 55 eventi per $(P(\chi^2) > 0.5)$ e 75 eventi per $(P(\chi^2) > 0.4)$.

5.8 *Prospettive future per questa l'analisi*

Vediamo, in vista del prossimo periodo di presa dati (che dovrebbe essere di alcuni mesi tra il 1999 e il 2000), di calcolare di quanto occorre aumentare l'efficienza di rivelazione per potere distinguere dal fondo i decadimenti in due mesoni ϕ della η_c', e indichiamo un algoritmo che potrebbe essere utilizzato per migliorare questa analisi.

Supponiamo di volere vedere un segnale a 2σ dal fondo. Ciò significa, riferendosi ai dati di tabella 5.9, che dovremo vedere circa $N_{\phi\phi} = 13,\ 15,\ 17$ eventi rispettivamente (è stato assunto $\sigma_{bkg} = \sqrt{N_{bkg}}$).
Nel caso del taglio $(P(\chi^2) > 0.5)$, ad esempio, ciò significa che, per vedere 15 eventi su una luminosità di $1\,pb$, l'efficienza complessiva dell'analisi dovrà essere:

$$\varepsilon_{tot} = \frac{N_{\phi\phi}}{\sigma_{\phi\phi} \cdot \int \mathcal{L}\, dt} = \frac{15}{0.25 \cdot 1000.} = 0.06$$

(ora, lo ricordo, questa efficienza vale 0.015). Considerando che

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{pres} \cdot \varepsilon_{fit} \cdot acc_{\phi\phi} \cdot [1 - P_{K decay}]$$

e che $acc_{\phi\phi} \cdot \varepsilon_{fit}$ non possono essere migliorati[26], per riuscire a vedere un segnale $\phi\phi$ alla η_c' a 2σ dal fondo, occorre fare in modo che:

$$\varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{pres} \cdot [1 - P_{K decay}] = \frac{\varepsilon_{tot}}{acc_{\phi\phi} \cdot \varepsilon_{fit}} = \frac{0.06}{0.49 \cdot 0.33} = 0.37$$

Vediamo cosa può essere fatto per migliore l'analisi e se tale risultato è raggiungibile.
L'efficienza di trigger può essere migliorata di un fattore 2, passando così da $\varepsilon_{trig} = 0.3$ a $\varepsilon_{trig} = 0.6$.
Supponendo poi di rendere l'analisi indipendente dal calorimetro, ad esempio ricostruendo le tracce col solo sistema di tracciamento interno, la probabilità che tutti i K vengano rivelati prima di decadere, passerebbe dal 59% attuale all'89% (dato ottenuto dal Monte Carlo).
Dunque,in tal caso, l'efficienza della preselezione dovrebbe essere:

$$\varepsilon_{pres} = \frac{0.37}{0.6 \cdot 0.89} = 0.69$$

[26] In realtà ε_{fit} può essere migliorato aumentando la precisione di misura degli angoli. Per essere conservativi assumiamo che non cambi.

Ora, abbiamo visto nel par.5.2 che le richieste meno efficienti della preselezione sono: la richiesta sul numero di tracce cariche ($\varepsilon_{4tracks} = 0.67$) e la richiesta di compatibilità con l'ipotesi $\phi\phi$ ($\varepsilon_{4K^{\pm}} = 0.77$).
Supponendo che l'efficienza sulla richiesta di compatibilità $\phi\phi$ non cambi (in realtà anche qui vale la stessa considerazione fatta nella nota 26), il valore dell'efficienza sul numero di tracce ricostruite dovrà essere:

$$\varepsilon_{4tracks} = \frac{0.69}{0.77} = 0.9$$

Questo valore, nell'ipotesi di utilizzare il solo tracciamento interno, può essere abbastanza realistico.
Possiamo dunque concludere che, a patto di riuscire a disaccoppiare l'analisi dal calorimetro centrale, potremo riuscire a distinguere, a 2σ dal fondo, un segnale del tipo

$$\overline{p}p \to \eta_c' \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$$

È possibile inoltre migliorare l'analisi con lo sviluppo di un algoritmo, che chiameremo "K-weight", che distingue i Kaoni da altri tipi di adroni in base alla energia depositata nei vari rivelatori[27].
Infatti, anche se nel singolo rivelatore la quantità di energia depositata da diversi adroni è molto simile, possiamo sperare, combinando le informazioni di più rivelatori, di ottenere una buona indicazione sulla probabilità delle tracce ricostruite di essere dei Kaoni.
Questa strada è comunque molto impegnativa. Occorre infatti simulare in modo molto preciso (con l'aiuto di un Monte Carlo, ad esempio GEANT) il passaggio delle varie particelle attraverso i rivelatori.
In alternativa occorre selezionare un campione di eventi noti (ad esempio $\overline{p}p \to \overline{\Delta}\Delta \to \overline{p}\pi^- p\pi^+$ e utilizzare questo campione per studiare il comportamento dei rivelatori con tali adroni.

[27]In E835 un simile algoritmo è già stato sviluppato per gli elettroni.

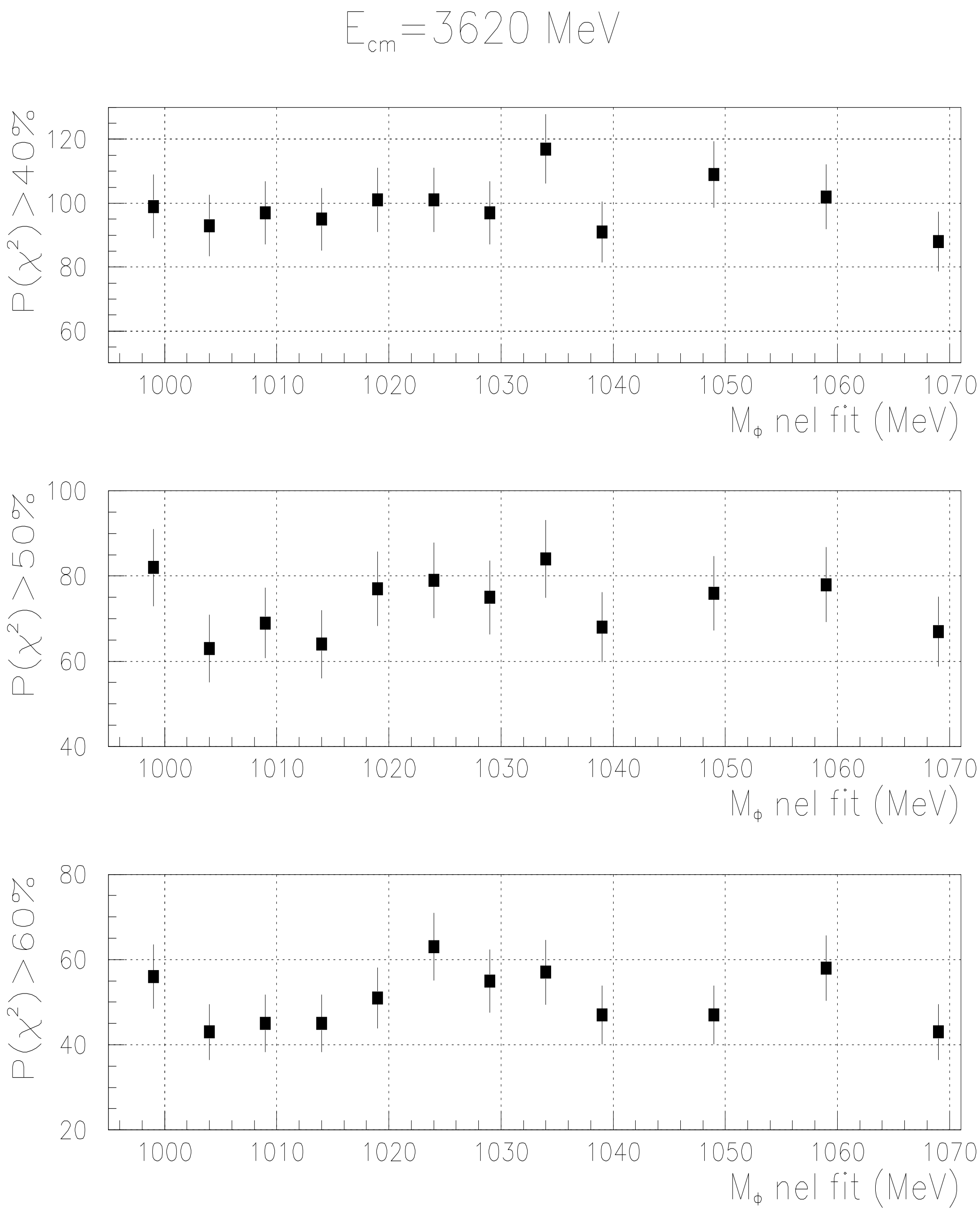


Figura 5.26: ANALISI DEI DATI ALLA η_c': Risultato del metodo della variazione di M_ϕ per $E_{cm} = 3620.6\,MeV$

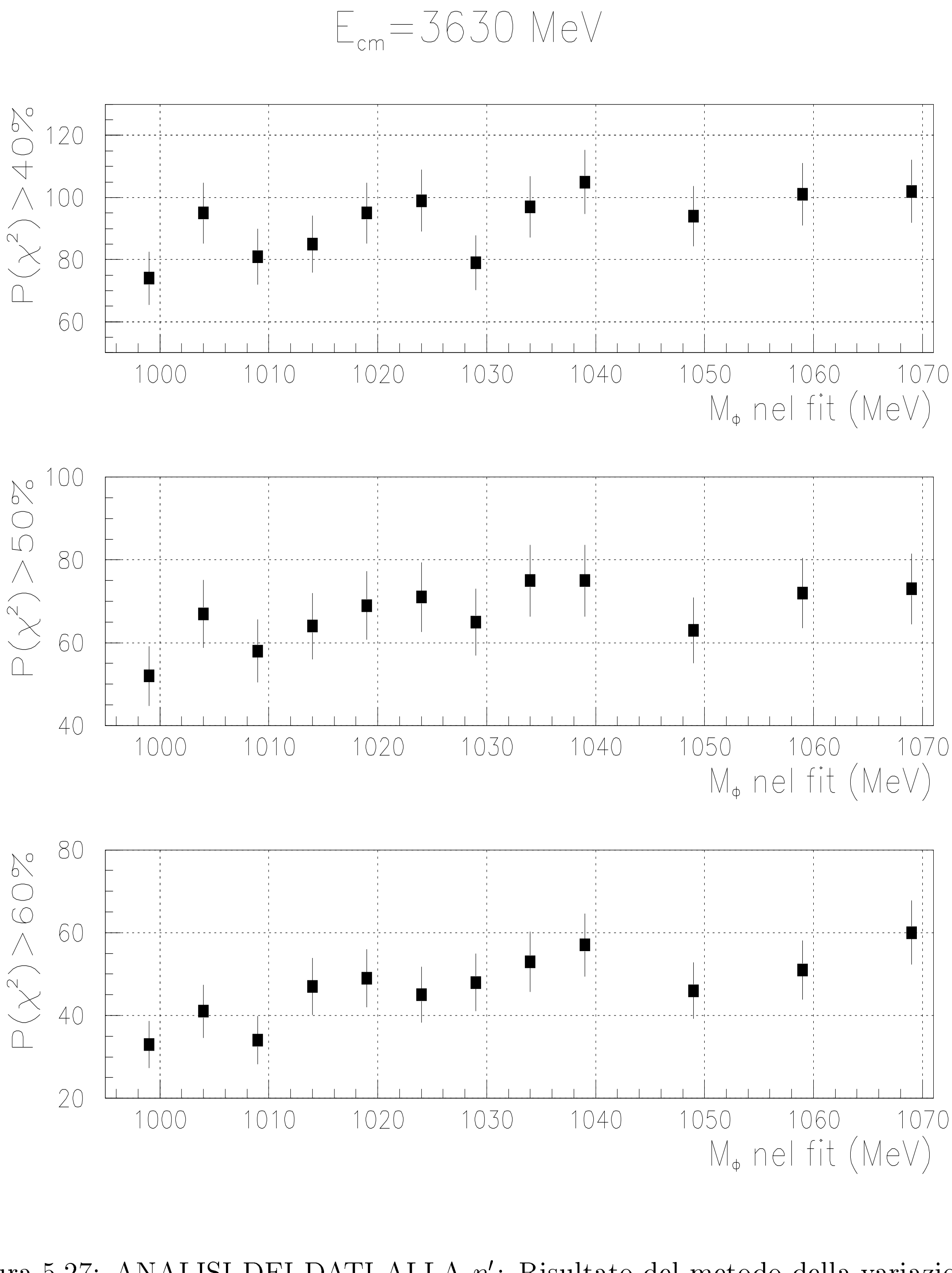


Figura 5.27: ANALISI DEI DATI ALLA η_c': Risultato del metodo della variazione di M_ϕ per $E_{cm} = 3629.7\, MeV$

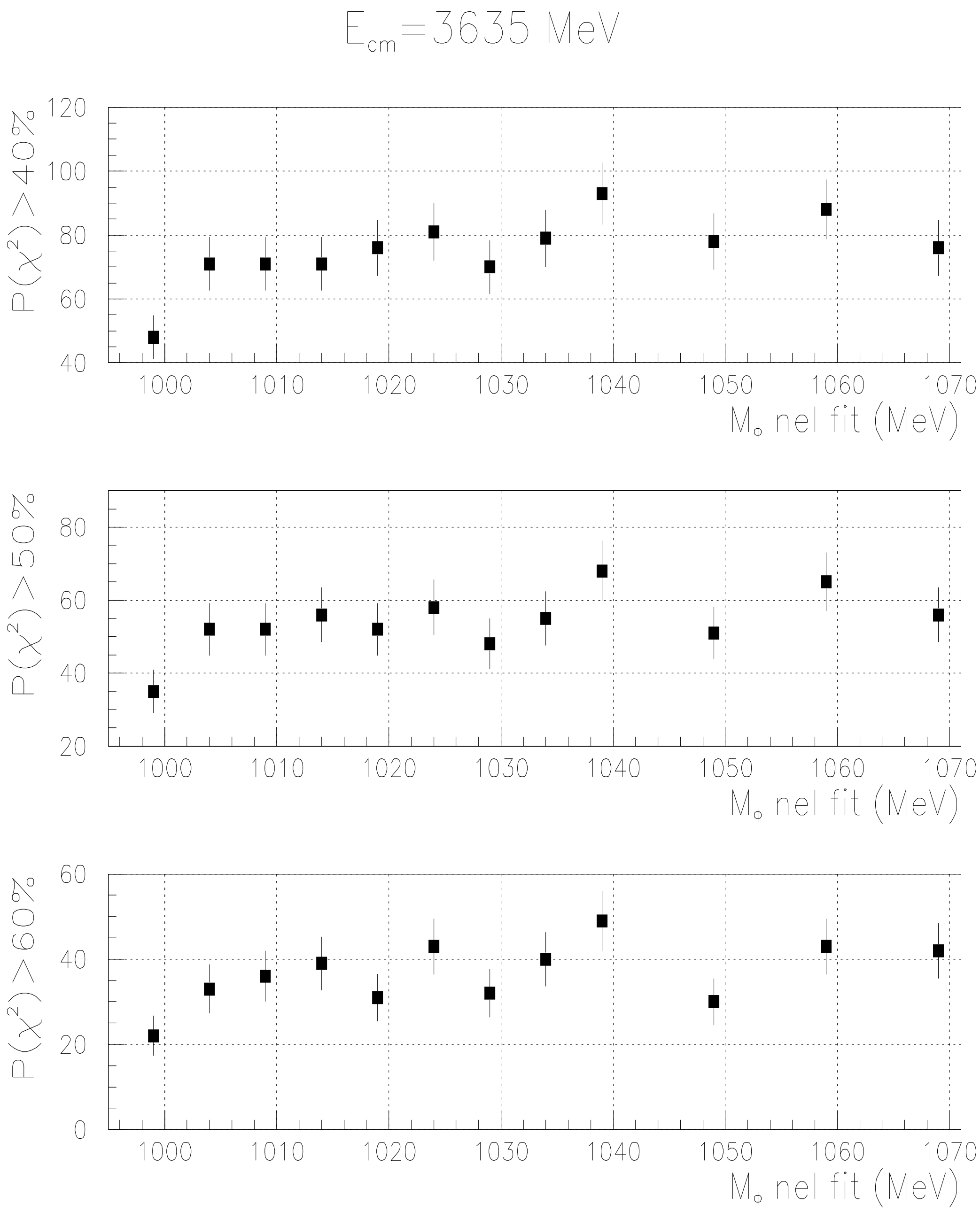


Figura 5.28: ANALISI DEI DATI ALLA η_c': Risultato del metodo della variazione di M_ϕ per $E_{cm} = 3635.4\,MeV$

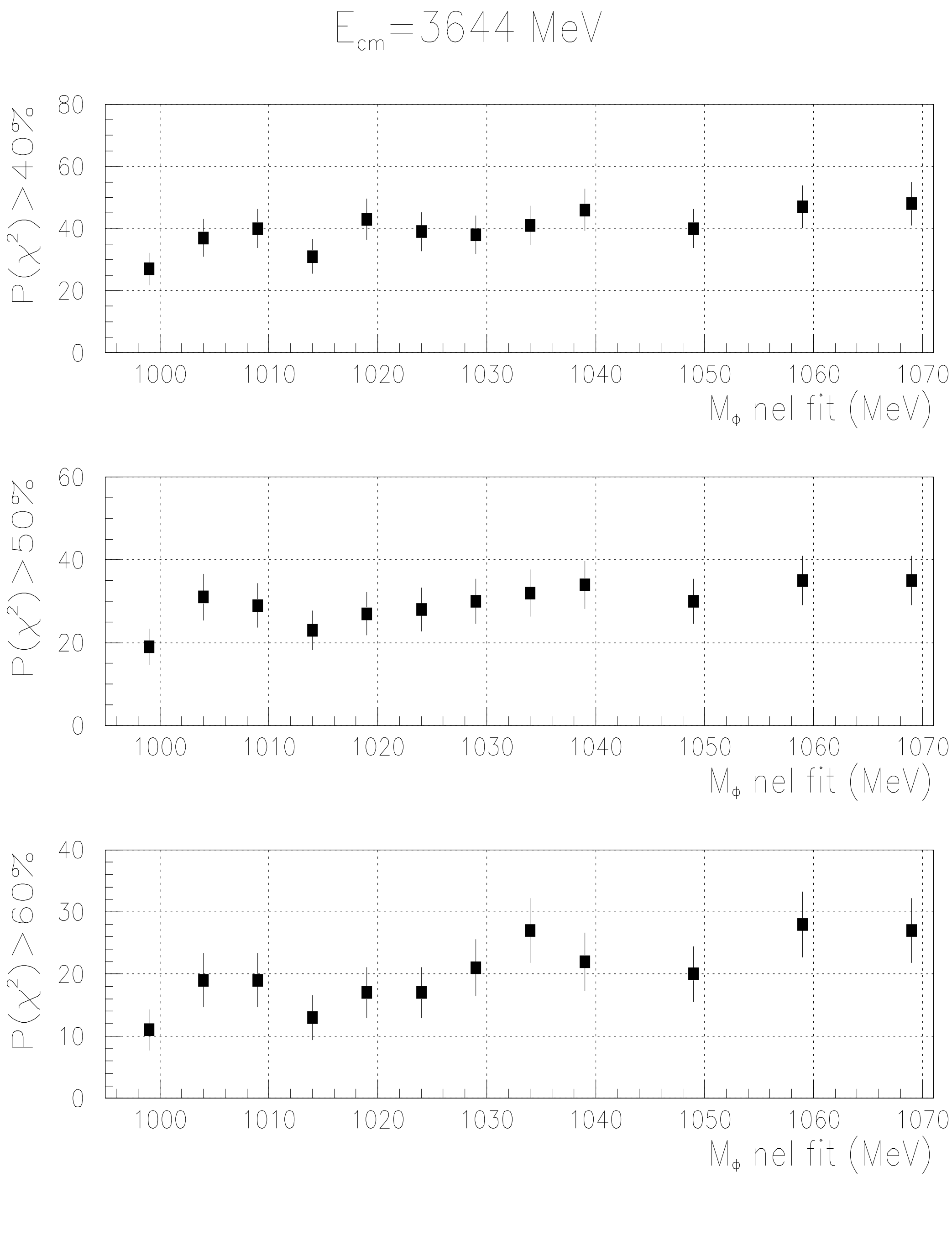


Figura 5.29: ANALISI DEI DATI ALLA η_c': Risultato del metodo della variazione di M_ϕ per $E_{cm} = 3644.2\,MeV$

Conclusioni

Facciamo un breve riepilogo delle motivazioni e dei risultati di questo lavoro, volto a studiare i decadimenti in due mesoni ϕ dello stato η_c e alla ricerca, nello stesso canale, del mesone η'_c.

Il decadimento in due mesoni ϕ può essere un valido canale di studio degli stati η_c ed η'_c del Charmonio, alternativo al decadimento in due fotoni.
L'esperimento E760, seguito poi da E835, mostrò infatti che lo studio del decadimento $\eta_c \to \gamma\gamma$ non era così semplice per la presenza di un fondo costituito principalmente da eventi del tipo $\overline{p}p \to \pi^0\pi^0$ e $\overline{p}p \to \pi^0\gamma$. Sarebbe stato dunque molto utile avere un secondo canale, indipendente dal $\gamma\gamma$, che confermasse le misure.
Il decadimento in $\phi\phi$ era un ottimo candidato in quanto poteva essere rivelato grazie al solo sistema di tracciamento interno. Sarebbe stato dunque largamente indipendente dal $\gamma\gamma$, studiato tramite il calorimetro centrale.
Il problema maggiore di questo canale era un rapporto segnale/fondo molto sfavorevole. Consideriamo infatti che questa reazione ha una sezione d'urto $\sigma_{(\overline{p}p\to\eta_c\to\phi\phi\to4K^{\pm})}$ dell'ordine di $2\,nb$ e deve essere riconosciuta rispetto ad un fondo non risonante la cui sezione d'urto è circa $70\,mb$.
La cinematica della reazione, tuttavia, era talmente particolare che lasciava sperare di potere distinguere questi eventi anche rispetto ad un fondo così elevato.
Nel 1995 ho effettuato uno studio, basato su simulazioni Monte Carlo, per vedere la fattibilità di un trigger topologico che abbattesse il più possibile il fondo mantenendo tuttavia un efficienza accettabile sul segnale.
I risultati ottenuti sono stati soddisfacenti. Questo trigger poteva ridurre il fondo di circa un fattore 250, riducendo la frequenza di uscita a meno di $2000\,Hz$ e mantenendo un efficienza del 65% sul segnale. Lo stesso trigger poi (leggermente modificato) aveva una efficienza del 60% ed una frequenza di eventi di circa $1500\,Hz$ anche all'energia dello stato η'_c.
Si è deciso quindi di realizzare il trigger ed implementarlo in quello principale di E835.

L'analisi dei dati raccolti grazie a questo trigger è stata oggetto di questo lavoro di tesi.
Questa analisi è stata strutturata in due fasi. Nella prima fase ho effettuato una preselezione, atta a ridurre il campione di eventi da sottoporre alla successiva analisi più raffinata.
Nella seconda fase ho eseguito la selezione fine degli eventi, effettuata con l'ausilio di un fit cinematico opportunamente sviluppato.
Per lo stato η_c, i dati analizzati sono stati divisi in tre regioni energetiche. La prima regione corrisponde all'energia della risonanza, $E_{cm} = (2985 \div 2990)\, MeV$. Le altre due si trovano ad energie superiori, $E_{cm} = (3004 \div 3009)\, MeV$, ed inferiori, $E_{cm} = (2.950 \div 2.957)\, MeV$, a quella della risonanza.
Il valore della sezione d'urto ottenuto per la prima regione è:

$$\sigma_{\phi\phi} \;=\; (3.3 \pm 1.5)\; nb$$

mentre non si è osservato alcun decadimento in due mesoni ϕ nelle altre due regioni.
Questo risultato avvalora l'ipotesi che i due mesoni ϕ provengano effettivamente dal decadimento dello stato η_c del charmonio e che il fondo non risonante sia nullo (o comunque molto minore del segnale risonante).
Il valore ottenuto per la sezione d'urto è compatibile sia con il valore previsto dalla *Breit-Wigner* per il processo $\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K^{\pm}$:

$$\sigma_{BW} \;=\; (1.85 \pm 0.9)\; nb$$

che con il valore misurato in precedenza dall'esperimento R704:

$$\sigma_{\phi\phi} \;=\; (6.0 \pm 2.0)\; nb^{28}$$

Per la ricerca dello stato η_c' sono stati analizzati i quattro valori di energia: $3620\, MeV$, $3630\, MeV$, $3635\, MeV$, $3644\, MeV$. In nessuno di questi punti si è avuto evidenza di decadimento in due mesoni ϕ. Per questi valori di energia l'osservazione di tali decadimenti è, tuttavia, al limite delle possibilità dell'apparato.

[28] Osserviamo comunque che R704 non ha effettuato analisi separate per le energie alla risonanza e fuori risonanza.

Appendice

Utilizzo dei dati $\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$ nell'analisi $\phi\phi$

Durante la presa dati di E835 sono stati presi alcuni "run speciali" ($N_{run} = 2225 \div 2228$) con un trigger che selezionava essenzialmente le reazioni con 2 adroni nello stato finale.
Questi run speciali, acquisiti per vedere l'efficienza del trigger per la selezione del canale $\overline{p}p$ elastico, sono in realtà utilissimi anche per controllare le efficienze dell'intero apparato.
Da questi dati è infatti possibile estrarre un campione molto pulito di eventi $\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$, particolarmente adatti al calcolo della risoluzione angolare.
Questi eventi sono poi anche stati utilizzati per studiare le dimensioni dei cluster nel calorimetro, generati da tracce di protone e di antiprotone.

La selezione degli eventi

Le richieste che sono state effettuate per selezionare il campione di eventi $\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$ variano a seconda dell'uso che si vuol fare dei dati. Si tratta delle seguenti condizioni:

1. Esattamente 2 tracce cariche ricostruite dal sistema di tracciamento interno.

2. $|$Acinematica$| < 20\,mrad$ $\quad$ $|$Acoplanarità$| < 20\,mrad$

Con *acinematica* intendiamo la differenza tra l'angolo ϑ_{meas} di una traccia e l'angolo ϑ_{att} atteso per la stessa traccia in base alla cinematica a due corpi, mentre con *acoplanarità* si intende di quanto si discostano le due tracce, dalla perfetta opposizione nell'angolo azimutale φ (acoplanarità$= (|\ \varphi_1 - \varphi_2\ |\ - \pi)$).
Notiamo inoltre che le tracce su cui si effettua il taglio sono quelle ricostruite dal solo sistema di tracciamento interno (il calorimetro è stato utilizzato solo per l'associazione $\vartheta - \varphi$ di tali tracce). Il motivo di questa scelta è che vogliamo utilizzare

questi dati anche per studiare il calorimetro; dunque, per non influire sul risultato, occorre ridurre al minimo le richieste fatte su questo rivelatore a livello di selezione.
In fig.5.30 sono mostrate, in senso orario, le distribuzioni dell'acinematica quando si effettuano le richieste sul numero di tracce e sull'acoplanarità, dell'acoplanarità se si fa la richiesta sul numero di tracce e sull'acinematica e, infine, entrambe queste grandezza se si effettua la sola richiesta sul numero di tracce.
Come si può notare dalle figure il campione di eventi così ottenuto è praticamente libero da fondo.

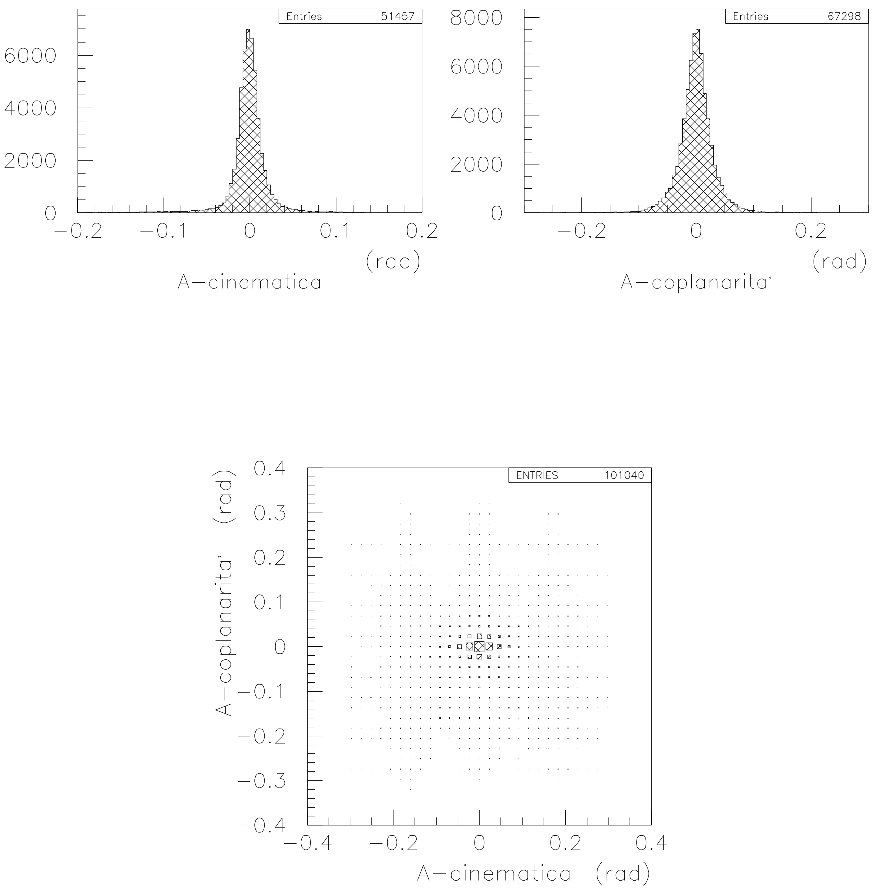


Figura 5.30: Distribuzioni di Acinematica e Acoplanarità per il campione di eventi $\overline{p}p \to \overline{p}p$.

Misura della risoluzione angolare in ϑ

Il primo impiego degli eventi $\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$, selezionati come descritto nel paragrafo precedente, è stato il calcolo della risoluzione angolare. Cominciamo col descrivere la misura della risoluzione in ϑ.
Per effettuare questa misura le richieste che sono state effettuate sono le seguenti:

1. Esattamente 2 tracce cariche ricostruite dal sistema di tracciamento interno.

2. |Acoplanarità|$< 20\, mrad$

È stata cioè rilasciata, ovviamente, la richiesta sull'acinematica.
Il metodo per ottenere la risoluzione è quello già accennato in precedenza. Per ogni evento si calcola la differenza tra l'angolo misurato della prima traccia $\vartheta 1_{meas}$ e quello atteso in base alla cinematica ($\vartheta 1_{att}$), a partire dall'angolo misurato per la seconda traccia $\vartheta 2_{meas}$.
Per la reazione $\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$ si può vedere che la relazione tra gli angoli polari $\vartheta 1$ e $\vartheta 2$ delle due tracce è:

$$tan(\vartheta_1) \cdot tan(\vartheta_2) \;=\; \frac{1}{\gamma^2} \tag{5.8}$$

Questa relazione permette, a partire dal valore misurato $\vartheta 2_{meas}$, di ottenere quello atteso per la prima traccia:

$$\vartheta 1_{att} \;=\; atan\,[\frac{1}{\gamma^2 \cdot tan(\vartheta 2_{meas})}] \tag{5.9}$$

e dunque l'acinematica (che per brevità indicherò con $\Delta\vartheta$) potrà essere ottenuta dalla formula:

$$\Delta\vartheta \;=\; \vartheta 1_{meas} - \vartheta 1_{att} \;=\; \vartheta 1_{meas} \;-\; atan\,[\frac{1}{\gamma^2 \cdot tan(\vartheta 2_{meas})}] \tag{5.10}$$

Vediamo ora quale è il legame tra $\Delta\vartheta$ e la risoluzione.

Se indichiamo con $\sigma(\vartheta)$ la risoluzione (che dipende dall'angolo) e con $\vartheta 1$ e $\vartheta 2$ il valore medio degli angoli avremo:

$$\vartheta 1_{meas} \;=\; \vartheta 1 \,\pm\, \sigma(\vartheta) \qquad ; \qquad \vartheta 2_{meas} \;=\; \vartheta 2 \,\pm\, \sigma(\vartheta)$$

Potremo dunque scrivere:

$$\Delta\vartheta \;=\; \vartheta 1_{meas} \;-\; \vartheta 1_{att} \;=\; [\vartheta 1 \,\pm\, \sigma(\vartheta)] \;-\; [\vartheta 1 \,\pm\, \varepsilon(\vartheta 1_{att})] \tag{5.11}$$

dove $\varepsilon(\vartheta 1_{att})$ è l'imprecisione su $\vartheta 1_{att}$ dovuta all'errore sulla misura di $\vartheta 2_{meas}$.
Dall'equazione 5.9 e dalle regole di propagazione degli errori si può esprimere $\varepsilon(\vartheta 1_{att})$ in funzione di $\sigma(\vartheta)$. Dopo un po' di calcoli si ottiene la relazione:

$$\varepsilon(\vartheta 1_{att}) \; = \; \frac{1}{\gamma^2 \, sin^2(\vartheta 2_{meas}) \; + \; \frac{1}{\gamma^2} \, cos^2(\vartheta 2_{meas})} \; \cdot \; \sigma(\vartheta) \tag{5.12}$$

da questa relazione e dall'equazione 5.11 otterremo, infine, il legame tra $\sigma(\vartheta)$ e $\Delta\vartheta$:

$$\Delta\vartheta \; = \; \sqrt{1 \; - \; \left[\frac{1}{\gamma^2 \, sin^2(\vartheta 2_{meas}) \; + \; \frac{1}{\gamma^2} \, cos^2(\vartheta 2_{meas})}\right]^2} \cdot \sigma(\vartheta) \tag{5.13}$$

da cui si può ricavare $\sigma(\vartheta)$.

Dopo questa digressione su come ottenere la risoluzione a partire dall'acoplanarità, vediamo come quest'ultima è stata ottenuta dai dati.
Visto che la risoluzione dipende dall'angolo, $\Delta\vartheta$ è stata calcolata separatamente per i 6 intervalli di ϑ_{lab} (espresso in radianti)[29]:

1. $\vartheta_{lab} < 0.30$
2. $0.30 < \vartheta_{lab} < 0.36$
3. $0.36 < \vartheta_{lab} < 0.47$
4. $0.47 < \vartheta_{lab} < 0.61$
5. $0.61 < \vartheta_{lab} < 0.80$
6. $\vartheta_{lab} > 0.80$

Questi intervalli sono stati scelti in modo da avere, in ognuno, un numero comparabile di eventi.
In fig.5.31 sono riportate le distribuzioni di $\Delta\vartheta$ per ognuno dei 6 intervalli descritti. Queste distribuzioni sono state interpolate con una gaussiana la cui deviazione standard è stata presa come valore di $\Delta\vartheta$ per quell'intervallo.
Dai valori di $\Delta\vartheta$ così ottenuti e dall'equazione 5.13 sono poi stati calcolati i corrispondenti valori per $\sigma(\vartheta)$.
In fig.5.33 (in alto) riportiamo i valori ottenuti in funzione di ϑ; la curva che li interpola è di tipo polinomiale e rappresenta analiticamente la nostra risoluzione in funzione dell'angolo.

[29]Ricordo che la copertura angolare in ϑ del sistema di tracciamento interno va da 15° a 65° o, in radianti, da $0.26\,rad$ a $1.13\,rad$.

Misura della risoluzione angolare in φ

Per il calcolo della risoluzione angolare in φ il metodo seguito è quello già descritto per la risoluzione in ϑ.
In questo caso gli eventi sono stati selezionati richiedendo:

1. Esattamente 2 tracce cariche ricostruite dal sistema di tracciamento interno.

2. $|$Acinematica$|< 20\, mrad$

rilasciando cioè la richiesta sull'acoplanarità, che servirà appunto per determinare la risoluzione.
Il legame tra acoplanarità $\Delta\varphi$ e risoluzione $\sigma(\varphi)$ è, in questo caso, molto più semplice. Infatti, essendo:

$$\Delta\varphi \; = \; (|\; \varphi 1 \; - \; \varphi 2 \; | \; - \pi)$$

otterremo, con ragionamento analogo al caso in ϑ:

$$\Delta\varphi \; = \; \sqrt{2} \cdot \sigma(\varphi) \quad \Rightarrow \quad \sigma(\varphi) \; = \; \frac{\Delta\varphi}{\sqrt{2}} \tag{5.14}$$

La regione azimutale coperta dal rivelatore ($2\pi\, rad$) è stata divisa in 16 parti uguali; per ognuna è stato ottenuto il valore di $\Delta\varphi$ e di $\sigma(\varphi)$ nel modo già descritto per $\sigma(\vartheta)$.
Le distribuzioni ottenute sono riportate nella figura 5.32 mentre i valori ottenuti per la risoluzione, interpolati in questo caso da una retta, sono riportati in fig.5.33 (in basso).
Facciamo ora alcune osservazioni sui valori ottenuti.
Notiamo anzitutto che la risoluzione in φ mostra un gradino in corrispondenza di $\varphi = (2 \div 2.5)\, rad$ e $\varphi = (5 \div 5.5)\, rad$. Questo è dovuto ad un settore rumoroso della *camera a straw*, il rivelatore che misura l'angolo φ.
Per come è stata ottenuta la risoluzione, inoltre, i valori che corrispondono a regioni opposte in φ sono identici. Questo è una conseguenza del fatto che $\Delta\varphi = ((|\; \varphi 1 \; - \; \varphi 2 \; | \; - \pi)$ è invariante per scambio $\varphi 1 \leftrightarrow \varphi 2$.
In fig. 5.32 sono dunque riportati solo 8 distribuzioni, essendo le altre identiche.

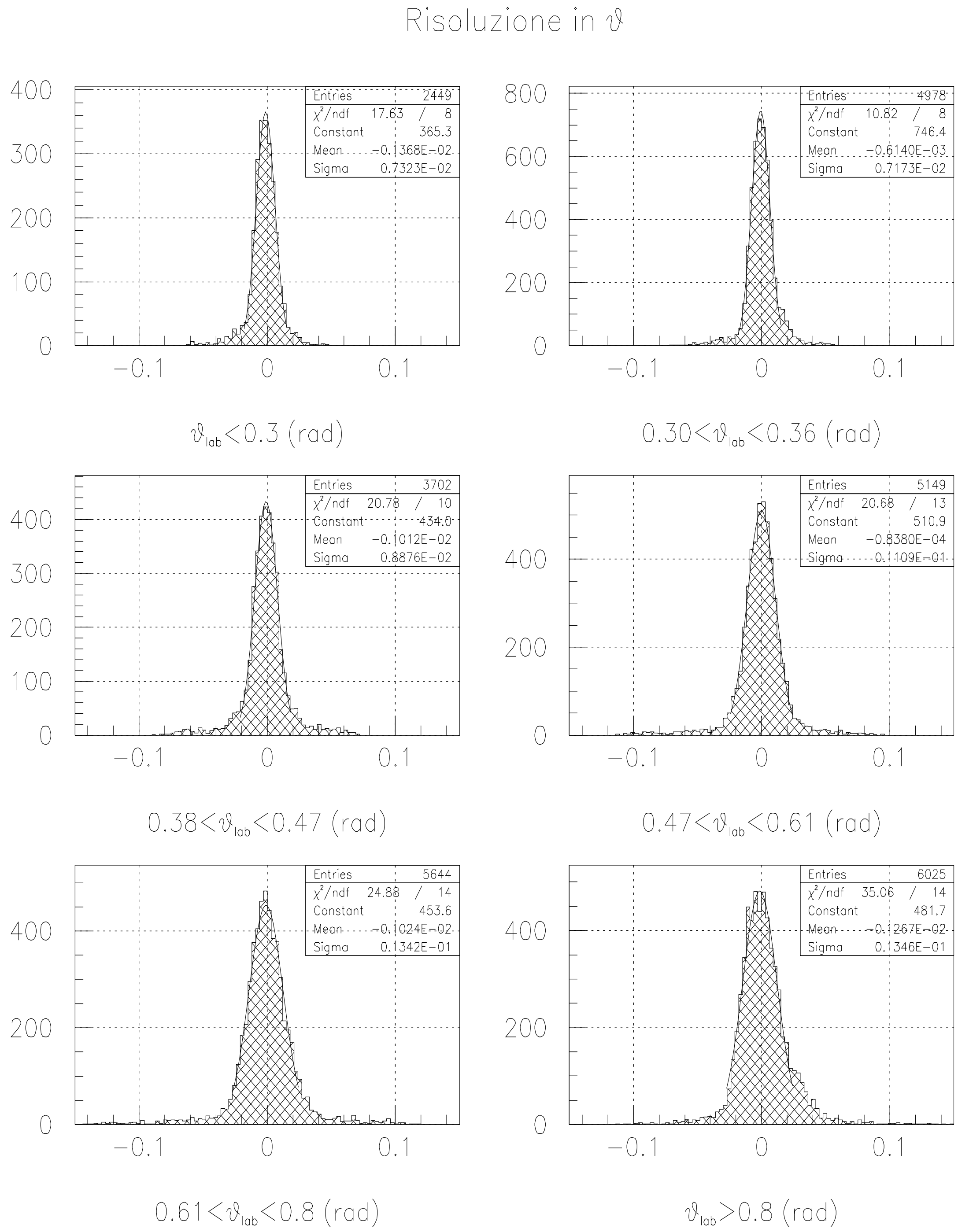


Figura 5.31: Distribuzioni dell'acinematica in 6 regioni polari per il calcolo della risoluzione in ϑ.

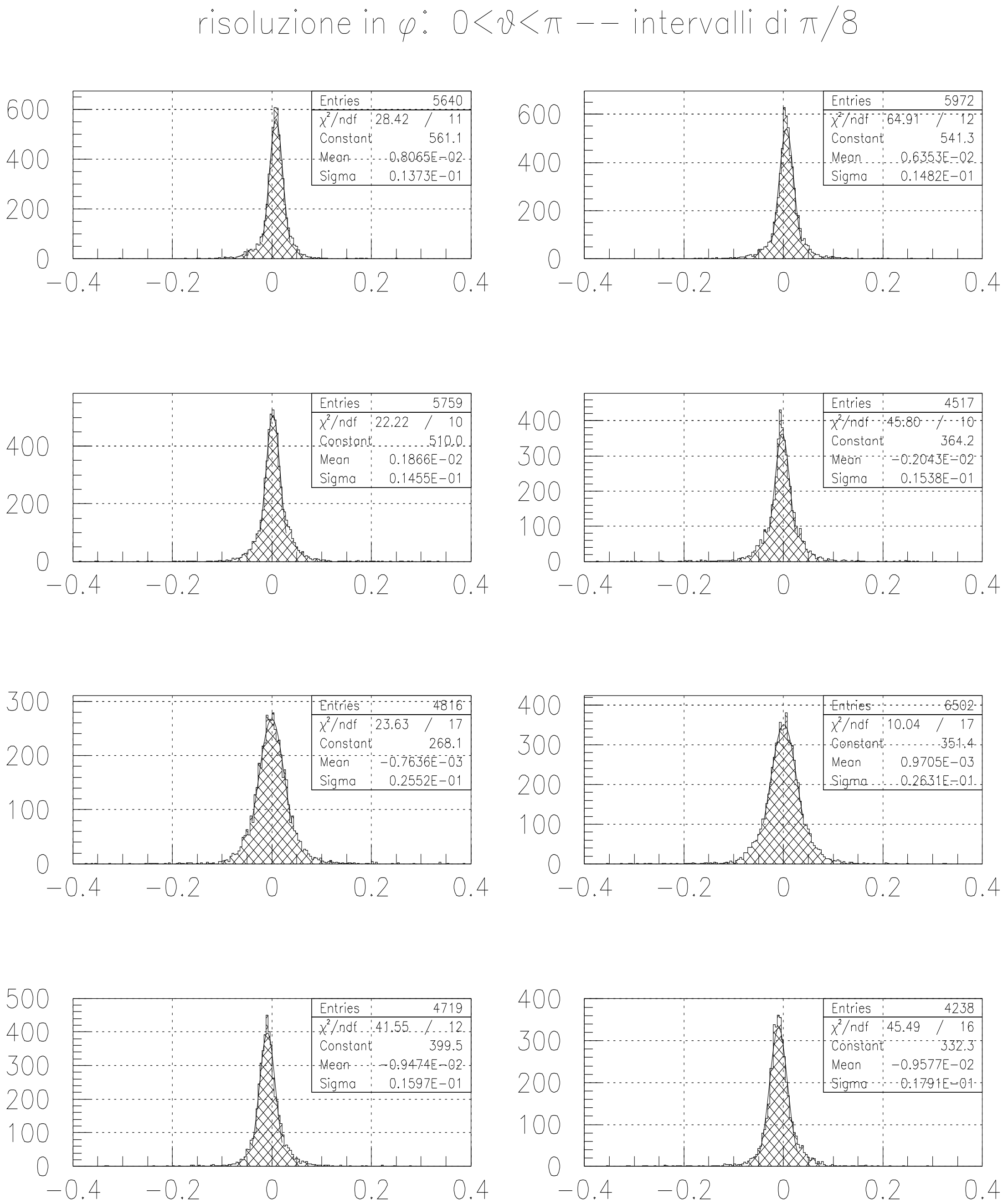
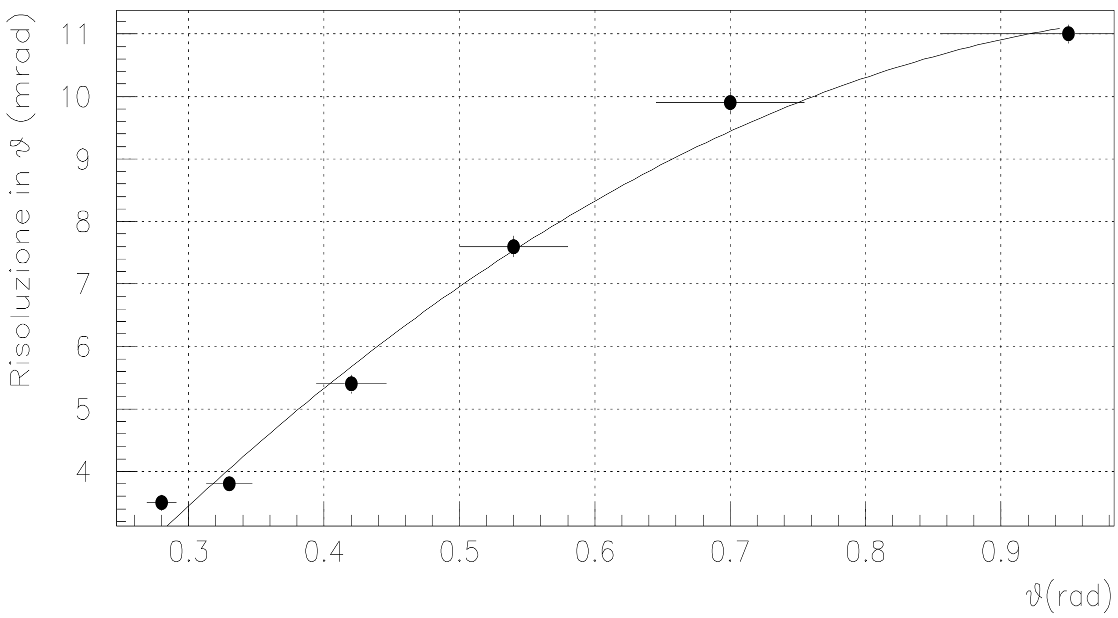


Figura 5.32: Distribuzioni dell'acoplanarità per le prime 8 regioni polari per il calcolo della risoluzione in φ.



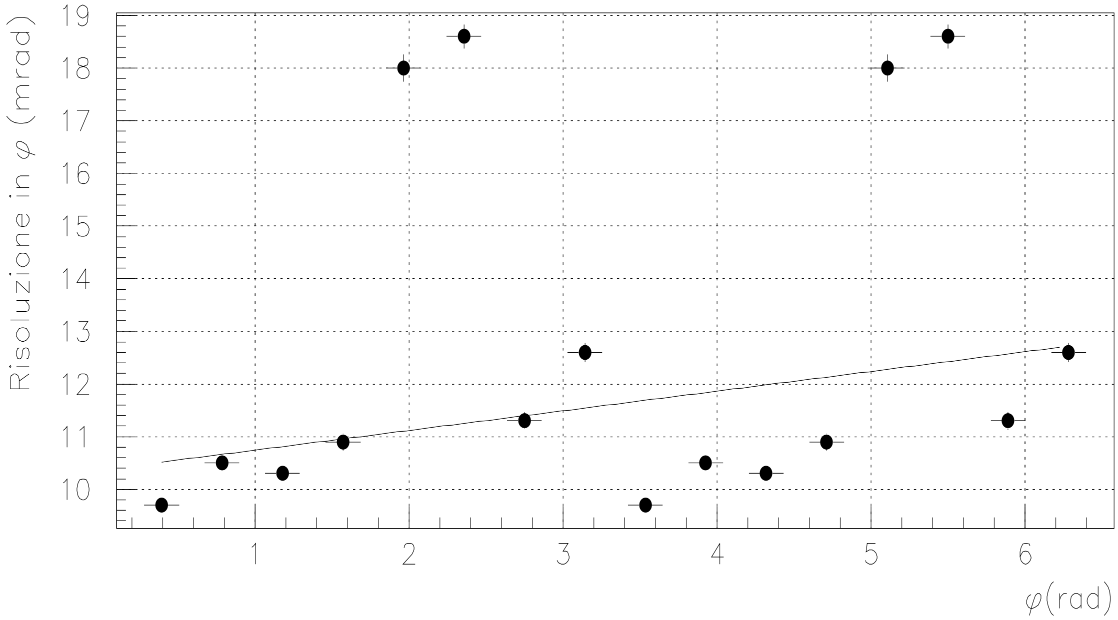


Figura 5.33: Risoluzioni in ϑ e φ ottenute con eventi $\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$.

Studio dei cluster del calorimetro

Il secondo utilizzo che si è fatto degli eventi $\overline{p}p$ elastici è stato per studiare i cluster del calorimetro associati a tracce di protone e di antiprotone.
Ciò , abbiamo visto, è stato molto utile per determinare le efficienze di alcuni tagli fatti in questa analisi.
Il campione di eventi è stato selezionato richiedendo tutte le tre condizioni viste in precedenza, quella sul numero di tracce e le due richieste $\Delta\vartheta \; < 20 \; mrad$ e $\Delta\varphi \; < 20 \; mrad$.
Grazie a questo campione di dati è stato possibile vedere il numero di blocchi del calorimetro che una traccia di protone, o di antiprotone, colpisce. Vediamo come.
Dalla figura 5.34, che riporta la sezione d'urto differenziale per l'antiprotone in funzione di $cos\,\vartheta_{cm}$, si deduce che questa particella va prevalentemente ad angoli piccoli (cioè a $cos\,\vartheta_{cm} \simeq 1$) e dunque il protone andrà prevalentemente ad angoli grandi.
Ciò permette di distinguere il protone dall'antiprotone e dunque di studiare separatamente il loro comportamento.

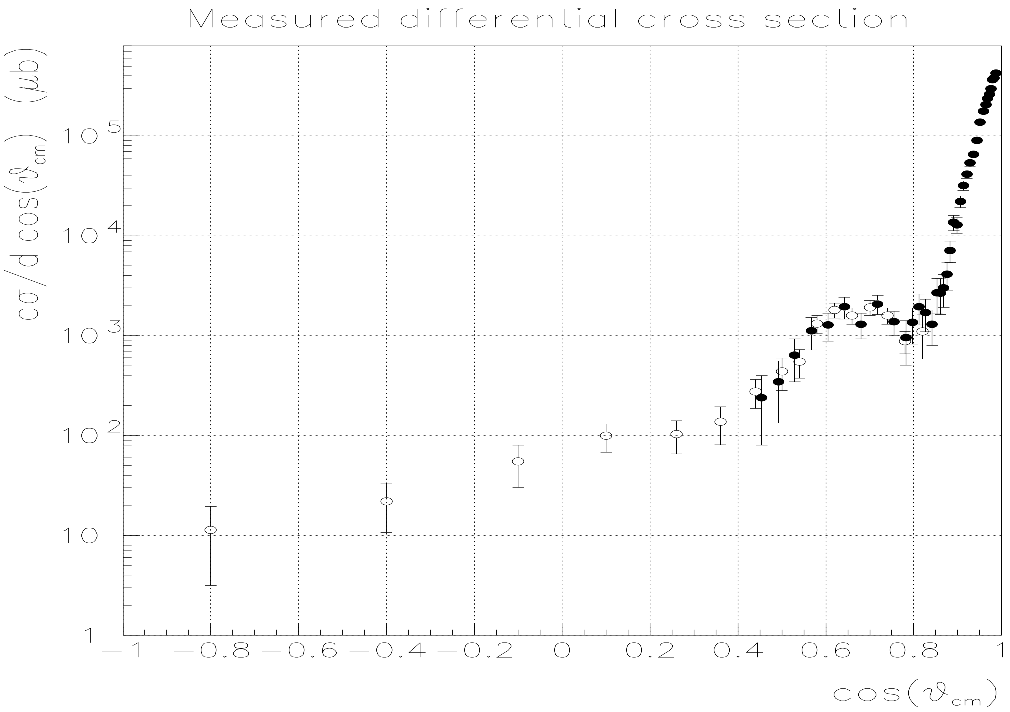
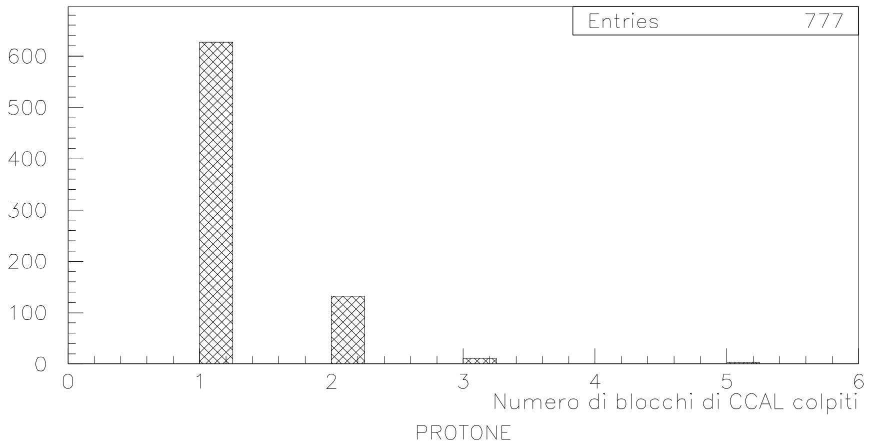


Figura 5.34: Sezione d'urto differenziale per la reazione $\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$.

In fig. 5.35 è riportata la distribuzione del numero di blocchi colpiti nel calorimetro per il protone (in alto) e per l'antiprotone (in basso), per eventi con il protone a $\vartheta > 0.9\,rad$ ($cos\vartheta_{cm} < -0.7$) e l'antiprotone a $\vartheta < 0.3$ ($cos\vartheta_{cm} > 0.7$) [30].
Come si può notare il numero di blocchi colpiti dal protone è sempre inferiore a 4, mentre l'antiprotone ha una distribuzione un po' più complessa.
Per quest'ultimo la distribuzione può essere vista come la somma di due componenti; quando interagisce col materiale rilascia energia in 7–8 blocchi (in media), mentre quando non interagisce si comporta come il protone, depositando energia in non più di 3 blocchi.



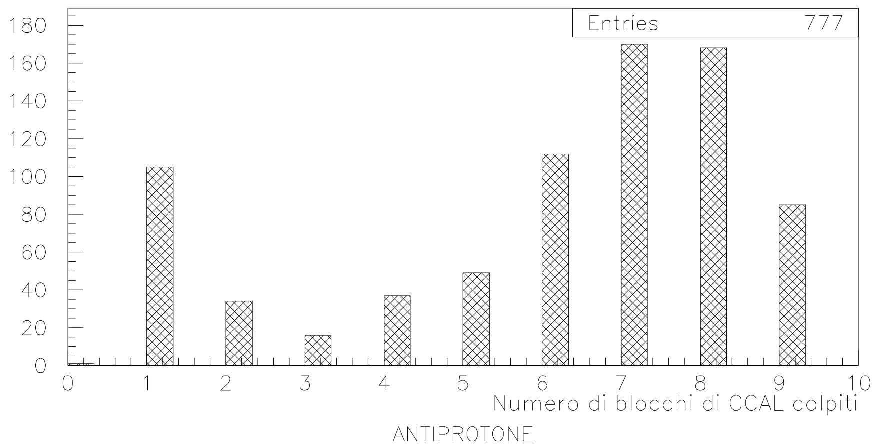


Figura 5.35: Numero di blocchi di CCAL colpiti da protoni (in alto) e da antiprotoni (in basso), per eventi $\overline{p}p \rightarrow \overline{p}p$.

[30]Per i dati così ottenuti la probabilità di scambiare p con $\overline{p}$ è dell'ordine dello 0.5%.

Bibliografia

[1] J.E.Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1406(1974)

[2] J.J.Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1404(1974)

[3] T.A.Armstrong et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 2337(1992)

[4] C.Edwards et al., Phys. Rev. Lett. **48**, 70(1982)

[5] W.Kwong et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37**, 325(1987)

[6] T.A.Armstrong et al., Phys. Rev. Lett.**68**, 1468(1992)

[7] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. **C3**, 580(1998)

[8] E.Eichten et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 369(1975)
E.Eichten et al., Phys. Rev. **D17**, 3090(1978)

[9] J.L.Richardson, Phys. Lett. **B82**, 272(1979)

[10] A.Martin, Phys. Lett. **B93**, 338(1990)

[11] P.Dalpiaz, *Proceeding of the first LEAR workshop*, Karlsruhe, Germania (1979), a cura di H.poth .

[12] C.Baglin et al., Phys. Lett. **B171**, 135(1986)
C.Baglin et al., Cern-EP, Internal Report 85-01(1985)

[13] T.A. Armstrong et al., Phys. Rev. **D47**, 772(1993)

[14] R, Partridge et al., Phys. Rev. Lett. **45**, 1150(1980)
J.E. Geiser et al., Phys. Rev. **D34**, 771(1986)

[15] T.A. Armstrong et al., Phys. Rev. **D52**, 9(1995)

[16] D.Allspach et al. Nucl. Instr, and Meth. **A410**, 195(1998)

[17] M.Ambrogiani et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. **44**, 460(1997)

[18] M. Atac et al., Nucl. Inst. and Meth. **A320**, 155(1992)
M. Atac et al., Nucl. Inst. and Meth. **A314**, 56(1992)

[19] M.Ambrogiani et al., *"Results from the E835 Cylindrical Scintillating-Fiber Tracker"*, Proceeding del Workshop "SCI-FI 97", Notre Dame, novembre 1997.

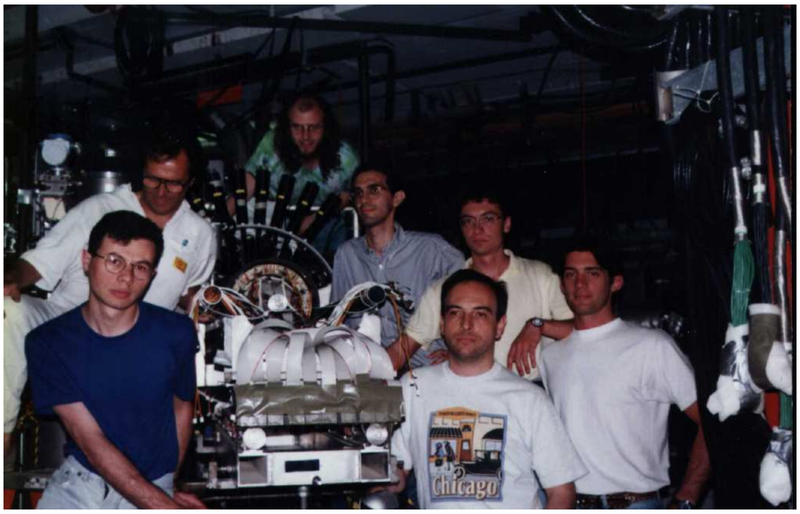
[20] W.R.Leo *Tecniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag

[21] C.Baglin et al., Phys. Lett. **B231**, 557(1989)

[22] V.Flaminio et al., *"Compilation of cross-section III: p and $\bar{p}$ induced reactions"*, CERN-HERA 84-01 (1984)

[23] J.Davidson et al., Phys. Rev. **D9**, 77(1974)

[24] S.J.Brodsky e G.Lepage, Phys. Rev. **D22**, 2157(1980)
S.J.Brodsky e G.Lepage, Phys. Rev. **D24**, 2848(1981)



Vorrei cogliere questa occasione per ringraziare tutte le persone che, in questi tre anni di dottorato, mi hanno seguito e mi hanno dato l'occasione di vivere una esperienza unica.
Vorrei ringraziare sentitamente il Prof. Roberto Calabrese per essermi stato sempre vicino, per la fiducia che mi ha dimostrato e per avermi guidato con grande capacità e sicurezza.
Ringrazio il Dott. Diego Bettoni per avermi aiutato in molte occasioni con pazienza e capacità.
Un grazie alla Dott.ssa Eleonora Luppi per la sua disponibilità (e mi scuso per non avere trovato, purtroppo, una foto in cui fosse presente).
Ringrazio poi il mitico Bombo (Dott. Roberto Mussa) per avermi dato sempre fiducia; grazie anche per le sue lezioni di vita ... qualche volta un po' noiose.
Ringrazio il prof. Pietro Dalpiaz per avermi dato l'opportunità di vivere questa esperienza molto bella e formativa.
Vorrei ringraziare anche il prof. Giovanni Borreani, la Prof.ssa Rosanna Cester, il Dott. Flavio Marchetto il prof. Ezio Menichetti e la Dott.ssa Nadia Pastrone, dell'Università di Torino, per avermi dato molti consigli preziosi per l'analisi.
Un ringraziamento particolare va poi ai colleghi americani. Ringrazio Stephen Pordes per il grande sostegno che ci ha dato, Keith Gollwitzer per la proverbiale professionalità, Giorgos Zioulas per la bravura e la simpatia.
Ringrazio anche i tecnici elettronici e meccanici della sezione INFN di Ferrara che hanno collaborato alla costruzione ed istallazione del rivelatore: Stefano Chiozzi, Luciano Milano, Gabriele Bonora.
Ringrazio infine tutti i ragazzi che hanno condiviso con me, durante questi anni al

Fermilab, momenti molto belli e intensi (in qualche caso anche un po' difficili). Vorrei ricordare Giulio Stancari, Marta Ambrogiani, Michelle Thompson (ora Sig.ra Stancari), Mauro Bombonati, Davide Bonsi, Sergio Frabetti, Luca Tomassetti, Laura Rossetto, Paolo Rumerio, Gabriele Garzoglio, Giovanni Lasio, Enrico Robutti, Federico Bertini, Stefano Bagnasco, Sheng Jin ... e tutti coloro che in questo momento mi sfuggono, ma che non ho dimenticato.