Indice

Introduzione

Fin dalla sua scoperta, nel 1974, il charmonio destó grosso interesse nei fisici, proponendosi come campo di test della teoria che sembra la strada migliore per spiegare l'interazione forte: la QCD.

Il charmonio si puó infatti considerare "l'atomo di idrogeno" della forza nucleare, essendo lo studio dei suoi livelli energetici semplificato dal fatto che lo si puó considerare in prima approssimazione un sistema non relativistico, e quindi applicare correzioni per effetti come l'accoppiamento spin-orbita, o spin-spin al secondo ordine.

Dal punto di vista sperimentale, la sua produzione si limitó all'inizio all'annichilazione elettrone-positrone per scambio di un fotone virtuale. Questo metodo non rendeva peró direttamente accessibili tutti i livelli del charmonio, ma solo quelli i cui numeri quantici corrispondevano con quelli del fotone. Le misure degli altri stati, osservabili solo mediante decadimenti radiativi, erano imprecise o mancavano del tutto.

La strada migliore si riveló essere la formazione del $c\overline{c}$ in annichilazioni protone-antiprotone. La natura composita delle particelle coinvolte rendeva possibile la formazione di tutti gli stati. In realtá lo sfavorevole rapporto segnale-rumore (la sezione d'urto non risonante $p\overline{p}$ in adroni é di circa 70 mbarn, mentre quella in $c\overline{c}$ é al massimo 1 μbarn) non ha reso possibile questa via fino all'avvento del raffreddamento stocastico. Tale tecnica rese possibile controllare grossi fasci di antiprotoni con un momento molto ben definito. Fu utilizzata da R704 al Cern e poi ripresa a Fermilab da una serie di esperimenti (E760,E835,E835') volti a misurare con miglior precisione le varie risonanze corrispondenti agli stati del charmonio.

In particolare nell'esperimento E760 si scoprí uno stato, corrispondente al livello $^1P_1$, la cui presenza non é stata piú rilevata in E835, e la cui riconferma é uno dei maggiori obbiettivi di questo secondo run, E835'.

In questa tesi si parlerá appunto del decadimento di questo stato in quattro kaoni e un fotone e in particolare si tratteranno i seguenti argomenti:

Capitolo 1. Si introduce la fisica del charmonio partendo dal modello a quarks, con cenni di QCD e previsioni teoriche per lo stato $^1P_1$.

Capitolo 2. In questo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale di E835, le modifiche per E835' e vengono riassunte le motivazioni che hanno portato a questo secondo run.

Capitolo 3. Viene descritto il sistema di trigger di primo e secondo livello, con particolare attenzione alle logiche implementate per il canale $\phi\phi$, e al filtro per il canale $\phi\phi\gamma$, a cui ho lavorato direttamente.

Capitolo 4. In questo capitolo viene riportato lo studio effettuato per riconoscere eventi del tipo

$h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow \phi\phi\gamma \longrightarrow 2k^+2k^-\gamma$

e le prospettive future per quest'analisi.

Capitolo 1

Charmonio: la teoria

1.1 Introduzione: il modello a quarks e le simmetrie di sapore e di colore

All'inizio degli anni '70, i fisici erano alle prese con un gran numero di risonanze adroniche, classificate come stati legati di tre costituenti elementari: i quarks u, d, s.

Vari metodi di combinazione dei quarks erano stati studiati per spiegare tutte le particelle allora conosciute: il tentativo più riuscito, e più famoso, contempla l'uso di una simmetria SU(3), ed è dovuto a Gell-Mann e Neèman. Nell'ambito di questo modello teorico i numeri quantici di ogni adrone sono ottenuti con combinazioni di $q\overline{q}$ per i mesoni, e di qqq per i barioni (q=u,s,d).

1.1.1 Il modello a quarks

Gell-Mann (e indipendentemente Zweig) ordinò gli adroni allora conosciuti in multipletti caratterizzati da diversi valori di spin (J) e parità (P). A parità di stranezza si nota che la massa delle particelle costituenti il multipletto differisce solo di qualche MeV. Tale concetto è chiaramente illustrato nella figura 1.1, che mostra un decupletto con $J^P = 3/2^+$ rappresentato nel piano S (stranezza) - I_3 (terza componente di isospin).

Le ipotesi del modello a quarks sono essenzialmente tre:

- gli adroni non sono particelle elementari, ma sono costituiti da combinazioni di tre particelle di Dirac (i quarks), i quali possono trovarsi in tre diversi stati di sapore: *up*(u), *down*(d), e *strange*(s);

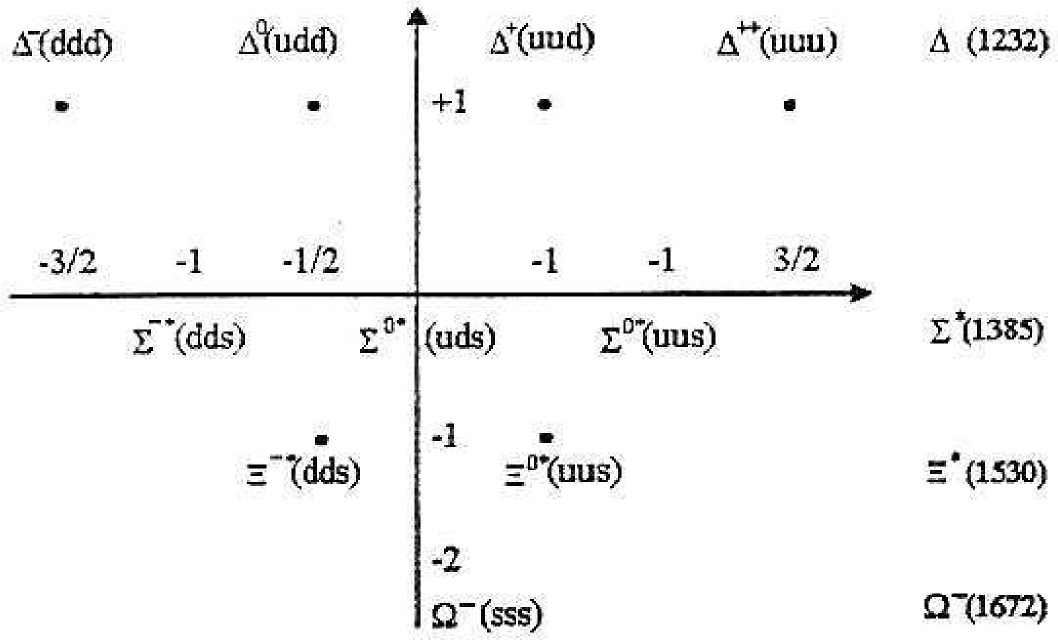


Figura 1.1: Decupletto di barioni con $J^P = 3/2^+$

- i barioni sono stati legati di tre quark qqq;
- i mesoni sono stati legati $q\overline{q}$;
- i quarks componenti gli adroni si trovano in uno stato di momento angolare orbitale L=0;

I primi due quark (u e d) formano un doppietto di isospin, mantre il quark s forma un singoletto di isospin e ha per convenzione stranezza -1. Da queste ipotesi segue direttamente che ogni quark ha numero barionico

$B_q = 1/3$

$B_{\overline{q}}$ = -1/3

avendo ricordato che per i barioni è B=1, per gli antibarioni B=-1 e per i mesoni B=0.

Se poi utilizziamo la formula di Gell-Mann e Nishijima, che esprime la carica di un adrone in termini di numero barionico, stranezza e isospin,

$$Q/e = I_3 + \frac{S+B}{2} \tag{1.1}$$

otteniamo
$Q_u/e = 2/3$
$Q_d/e = -1/3$
$Q_s/e = -1/3$
All'interno di questo modello, per esempio, il protone è formato dai quarks uud, il neutrone da udd, il pione positivo π^+ da $u\overline{d}$, e così via. È facile verificare che se utilizziamo la carica e il numero barionico appena trovati ritroviamo correttamente i numeri quantici degli adroni in questione.

Per la massa il discorso è invece più delicato, in quanto per ora non si sono ancora osservati quarks liberi. Gell-Mann attribuì allora a ciascun quark una frazione della massa dell'adrone che costituisce. Così per esempio partendo dal protone e dal neutrone, e assumendo che u e d abbiano la stessa massa, si ottiene
$m_u \simeq m_d \simeq 300 MeV$
Se poi, come ho già accennato all'inizio del paragrafo, si tiene conto del fatto che particelle con diversa stranezza hanno masse diverse, e che tale diversità dipende dal diverso valore di S (vedi fig. 1.1), si ha
$m_s \simeq 500 MeV$
Si osservò sperimentalmente che il sapore era conservato dalle interazioni forti (e anche da quelle elettromagnetiche).

1.1.2 La simmetria SU(3) di sapore

Se vogliamo ricostruire il modello a quarks di Gell-Mann usando la teoria dei gruppi possiamo usare una simmetria SU(3).

Partiamo dalla rappresentazione fondamentale, che é costituita dai tre sapori u,d e s. Quella coniugata é costituita dai tre antiquarks $\overline{u}$,$\overline{d}$ e $\overline{s}$. Componendole otterremo le rappresentazioni irriducibili di dimensione maggiore, corrispondenti ai vari multipletti citati nel paragrafo precedente.

I mesoni, per esempio, sono stati legati $q\overline{q}$, ovvero formati da un fermione e un antifermione, e come tali avranno paritá negativa e potranno esistere in due stati di spin (S=0,1).

Dal prodotto della rappresentazione fondamentale e della coniugata si ha:
$3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1$
I mesoni saranno quindi raggruppabili in un ottetto e in un singoletto con spin uguale a 0 a due altri multipletti dello stesso tipo con spin 1 (vedi fig. 1.2). Tali particelle furono effettivamente osservate.

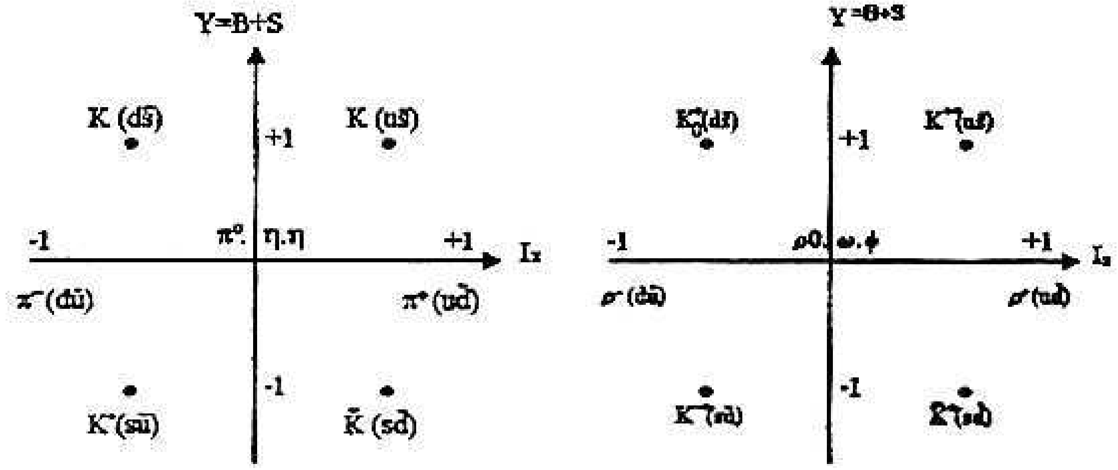


Figura 1.2: I due ottetti di mesoni

Per i barioni invece il discorso é un po' piú complicato, in quanto composti da tre quarks, ognuno dei quali si puó trovare in tre diversi stati di sapore e due di spin.

Partiamo dunque dall'autofunzione associata a un barione. Questa può essere scritta come il prodotto di tre fattori:

$\alpha(L, l, M, m) \times \beta(s_1, s_2, s_3) \times \gamma(q_1, q_2, q_3)$

α rappresenta la parte spaziale, e L è il momento angolare del sistema di due dei tre quark nel loro centro di massa mentre l quello del terzo quark calcolato rispetto al centro di massa degli altri due. Se facciamo l'ipotesi che i multipletti siano stati fondamentali con l=L=0, la funzione d'onda spaziale sarà totalmente simmetrica.

β descrive i possibili stati di spin. Combinando tre particelle con S=1/2 si ottengono:

- 4 stati simmetrici con S=3/2
- 2 stati mistosimmetrici con S=1/2
- 2 stati mistoantisimmetrici con S=1/2

γ é invece la funzione d'onda di sapore. Come sappiamo un barione é una combinazione qqq, se quindi facciamo il prodotto di tre rappresentazioni fondamentali di SU(3) otteniamo:

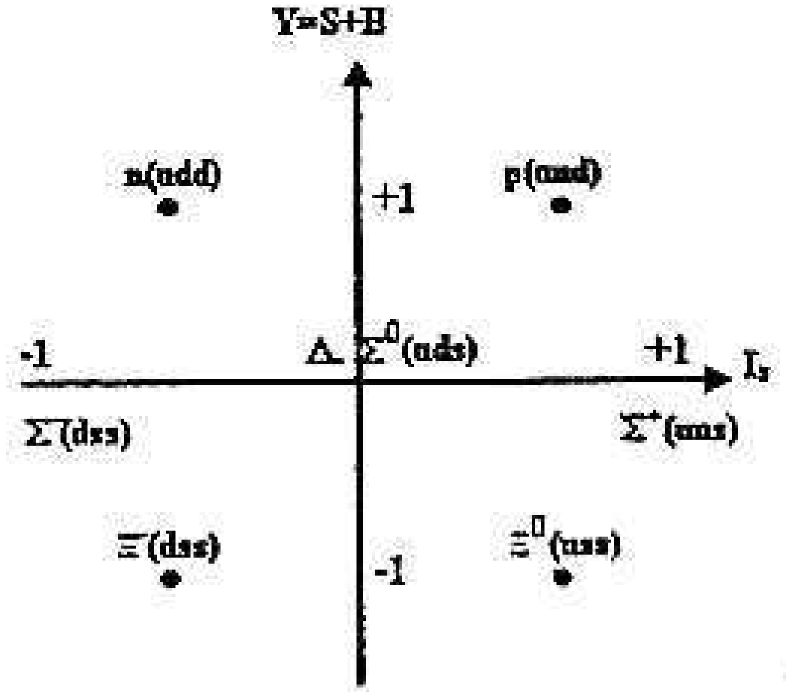


Figura 1.3: Ottetto di barioni con spin 1/2

$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_s \oplus 8_{ms} \oplus 8_{ma} \oplus 1_a$

dove s sta per simmetrico, ms per misto simmetrico, ma per misto antisimmetrico e a per antisimmetrico.

Combinando questi 27 stati di sapore con gli 8 di spin otteniamo 216 stati di cui gli unici osservati sono il decupletto di spin 3/2 e l'ottetto di spin 1/2.

Il decupletto era mostrato nella fig. 1.1, mentre l'ottetto é rappresentato in figura 1.3.

1.1.3 La simmetria SU(3) di colore

La simmetria SU(3) di sapore spiegava dunque gli adroni presenti in natura, ma apparve presto inadeguata in quanto conteneva una contraddizione che rese necessario il passaggio a un nuovo modo di pensare. Il problema sorgeva infatti con il decupletto di spin 3/2: sia la parte di spin che quella di sapore sono simmetriche, e, poiché nelle ipotesi fatte anche la parte spaziale é simmetrica, ci si ritrova con una funzione d'onda totale simmetrica, in palese contrasto con la statistica di Fermi-Dirac, secondo cui lo stato di tre fermioni identici (i tre quarks) dovrebbe essere antisimmetrico.

Per superare lo scoglio si pensó allora di aggiungere un nuovo grado di libertá per i quarks, che rendesse la funzione d'onda antisimmetrica. Questo nuovo numero quantico fu chiamato colore, e l'analogia permette una spiegazione folkloristica di come i quarks si combinano realmente in natura.

Ogni sapore di quark puó essere in uno dei tre possibili stati di colore *rosso* (R), *verde* (G) o *blu* (B). Gli antiquarks possono invece essere negli stati di colore complementari *ciano* ($\overline{R}$), *magenta* ($\overline{G}$) e *giallo* ($\overline{B}$).

Continuando l'analogia, allora, un mesone, ossia uno stato $q\overline{q}$, sará bianco, in quanto dato dalla composizione di un colore e del suo complementare. Anche un barione, come stato qqq, non avrá colore, essendo costituito da una combinazione dei tre colori fondamentali. Gli adroni composti sono quindi dei singoletti di colore. Quest'ultima ipotesi spiega inoltre perché gli stati qqq,$\overline{qqq}$, e $q\overline{q}$ sono le uniche combinazioni di quarks presenti in natura, e perché per esempio non si trovano stati qq o $\overline{qq}$.

Allora la parte di colore della funzione d'onda degli adroni sará

$$\frac{R\overline{R} + B\overline{B} + G\overline{G}}{\sqrt{3}}$$

per i mesoni e

$$\frac{RGB - RBG - GRB + GBR - BGR + BRG}{\sqrt{6}}$$

per i barioni.

1.2 La QCD e quarkonia

L'importanza dell'ipotesi dell'esistenza del colore risultó subito evidente: essa provocó infatti la nascita di una teoria di gauge che sembra tuttora la strada migliore da cui partire per comprendere le interazioni forti:la QCD.

La QCD spiega infatti sia la cosiddetta libertá asintotica, ossia il fatto che a piccole distanze i quarks possano essere considerati liberi (il che giustifica il modello a partoni), che la schiavitú infrarossa, ma non spiega l'esistenza in natura di solo singoletti di colore.

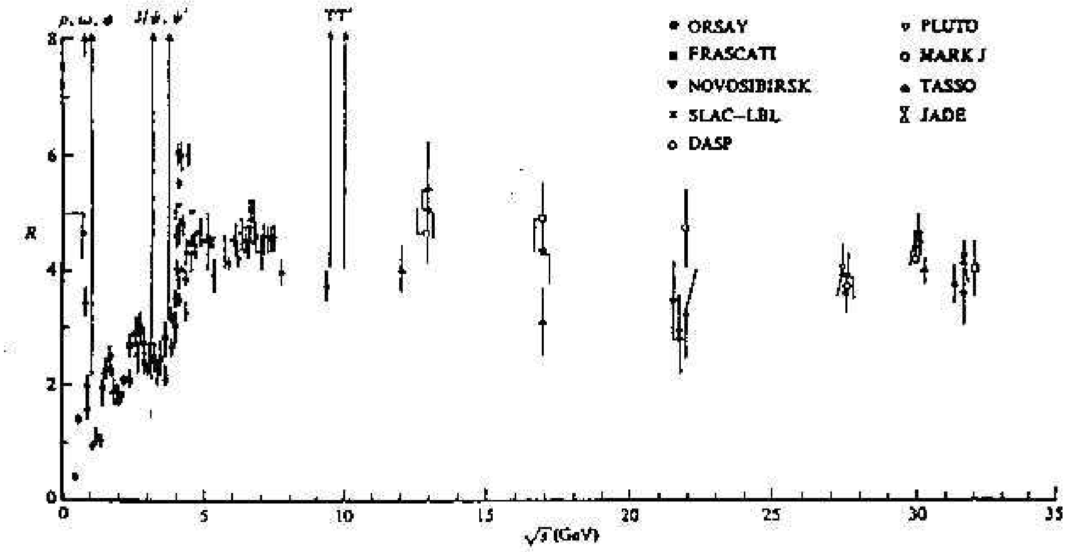


Figura 1.4: R in funzione dell'energia nel centro di massa

1.2.1 Alla scoperta di nuovi sapori

La piú evidente conferma sperimentale dell'esistenza del colore é data dalla misura di R, ossia il rapporto tra le sezioni d'urto di

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

Il denominatore é infatti pari a uno in unitá di carica dell'elettrone (é la carica del muone al quadrato) mentre il numeratore, se consideriamo il colore, é dato da

$$C \sum_{sapori} z_q^2 \tag{1.2}$$

dove z_q è la carica in unità di e dei quark di diverso sapore e C é dovuto al fatto che la sezione d'urto in adroni è la somma di tanti processi analoghi quanti sono gli stati di colore.

In figura 1.4 e' mostrato l'andamento di R in funzione dell'energia nel centro di massa.

Si nota subito la presenza di risonanze e il fatto che R aumenti comunque con l'energia. Ció é spiegato con la presenza di nuovi quarks e la conseguente formazione di stati legati $q\overline{q}$.

Lo studio delle interazioni deboli aveva inoltre portato all'ipotesi dell'esistenza di altre tre particelle di Dirac, oltre a u,d e s, tutte osservate. Sono il *charm*(c), il *bottom*(b), e il *top*(t).

Le caratteristiche dei tre nuovi quarks sono:

$Q_c/e = 2/3$; $m_c \simeq 1.5GeV$

$Q_b/e = -1/3$; $m_b \simeq 4.3GeV$

$Q_t/e = 2/3$; $m_t \simeq 180GeV$

Con questi valori di carica si vede che, sotto la soglia di produzione del π^0, non c'é produzione di adroni; poi, fino all'energia corrispondente a K^+K^-,

$$R = C((2/3)^2 + (-1/3)^2) = 5/9C$$

quindi, fino a circa 3 GeV,

$$R = C((2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2) = 2/3C$$

oltre la quale diventa

$$R = C((2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2 + (2/3)^2) + 1 = 10/9C + 1$$

dove il fattore 1 é dovuto al fatto che si é raggiunta la soglia di produzione del leptone τ, di carica 1.

Dalla misura sperimentale di R si vede che C é proprio uguale a 3. Inoltre l'andamento risonante di R era prevedibile teoricamente. Infatti l'annichilazione di elettrone e positrone in un fotone con numeri quantici $J^{PC} = 1^{--}$, e con adroni nello stato finale, non poteva portare che a un mesone vettoriale con gli stessi numeri quantici del fotone. All'epoca si conoscevano gia' particelle di questo tipo (ρ, ω, ϕ). Lo studio di R doveva quindi portare necessariamente alla scoperta di nuove risonanze, la prima delle quali sará il charmonio, di cui si parlerá diffusamente piú avanti.

Tali stati vengono comunemente detti *quarkonia*. L'analisi dello spettro di queste particelle sará dunque un importante campo di prova per le teorie che cercano di descrivere l'interazione forte, prima tra tutte la Cromodinamica Quantistica (QCD).

1.2.2 Cenni di QCD: la lagrangiana d'interazione

Riprendiamo ora la simmetria SU(3) di cui avevamo discusso nei precedenti paragrafi, e cerchiamo di costruire una teoria di gauge per l'interazione forte in analogia alla QED. Abbiamo dunque sei sapori di quarks, ognuno dei quali puó stare in tre possibili stati di colore. Essi sono l'analogo dell'elettrone, per esempio, e la carica di colore é l'analogo della carica elettrica.

La simmetria di invarianza della QED, U(1), ha un solo generatore, che corrisponde a un solo vettore dell'interazione, il fotone. Invece SU(3) ha otto generatori, corrispondenti a otto bosoni vettoriali che mediano il campo: i *gluoni*. Poiché i gluoni sono colorati, come i quarks, non ci aspettiamo di trovarne liberi in natura, ma la loro esistenza é stata provata in numerosi modi.

É importante capire che i gluoni non hanno sapore, al contrario dei quarks, e quindi questo numero quantico non e' influenzato dalla lagrangiana di QCD.

Per ricostruire quest'ultima partiamo quindi dalla lagrangiana di Dirac

$$L_D = \overline{q_i(x)}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)q_i(x) \tag{1.3}$$

in cui q é il campo spinoriale dei quarks e l'indice i si riferisce al colore.

Tale lagrangiana é evidentemente invariante per trasformazioni di gauge globali. Per avere invarianza di gauge locale, ossia se vogliamo che la lagrangiana non cambi per trasformazioni dei campi del tipo

$$q_i(x) \longrightarrow q_i(x)' = U(\theta)q_i(x) \tag{1.4}$$

dove
$U = e^{-i\theta(x)L}$

in cui L sono matrici 3×3 rappresentanti gli otto generatori del gruppo, e θ(x) sono arbitrarie funzioni dello spazio-tempo, dobbiamo introdurre otto campi vettoriali W che saranno l'analogo del fotone, e costruire una derivata covariante come in QED:

$$D_\mu = \partial_\mu + \sum_{a=1}^{8} igL_a W_\mu^a \tag{1.5}$$

in cui g é la costante di accoppiamento.

Sempre in analogia alla QED chiediamo che la derivata covariante trasformi come

$$D_\mu \longrightarrow D'_\mu = U(\theta)\partial_\mu q_i(x) + [\partial_\mu U(\theta)]q_i(x) \tag{1.6}$$

Si dimostra che la nuova lagrangiana diventa

$$L_D = \overline{q}_i(x)(\gamma_\mu \partial^\mu - m)q_i(x) - g(\overline{q}_i(x)\gamma_\mu L_A q_i(x))W_a^\mu - 1/4 F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.7)$$

dove il primo termine descrive la corrente fermionica, il secondo l'interazione del campo gluonico W con i quark q, mentre il terzo, della forma

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\nu G_\mu^a + \partial_\mu G_\nu^a + g f_{kij} G_\mu^i G_\nu^j \quad (1.8)$$

rappresenta il campo gluonico, ed é l'analogo del tensore $F_{\mu\nu}$ della QED.

Nella (1.8) f_{kij} sono le costanti di struttura di SU(3), che stabiliscono le regole di commutazione tra i generatori L del gruppo

$[L_i, L_j] = i f_{ijk} L_k$

Notiamo che, come in elettrodinamica, non compare nella lagrangiana alcun termine di massa, ma che in QCD compaiono termini di interazioni tra i gluoni. Questo perché, mentre il fotone é elettricamente neutro, i gluoni sono portatori di carica (ossia sono colorati) e quindi interagiscono tra di loro.

1.3 Il charmonio

1.3.1 La scoperta

Nel novembre del 1974 due gruppi scoprirono indipendentemente una nuova particella. La prima collaborazione lavorava a Brookhaven, e vide una risonanza, che chiamarono J, nella reazione

$p + Be \longrightarrow e^+ + e^- + X$

La J aveva una massa di circa 3.1 GeV, e larghezza pressoché nulla [1]. Il secondo gruppo, che operava a SLAC, misuró un picco molto stretto nella sezione d'urto

$e^+ + e^- \longrightarrow adroni$

e diede nome ψ alla nuova particella [2].

Le caratteristiche della risonanza erano:

$E = (3.105 \pm 0.003)$ GeV

$\Gamma \leq 1.3$ MeV

La J/ψ, come venne da allora chiamata, fu quasi subito interpretata come stato legato $c\overline{c}$, dove c è un nuovo quark, il charm, la cui esistenza era già

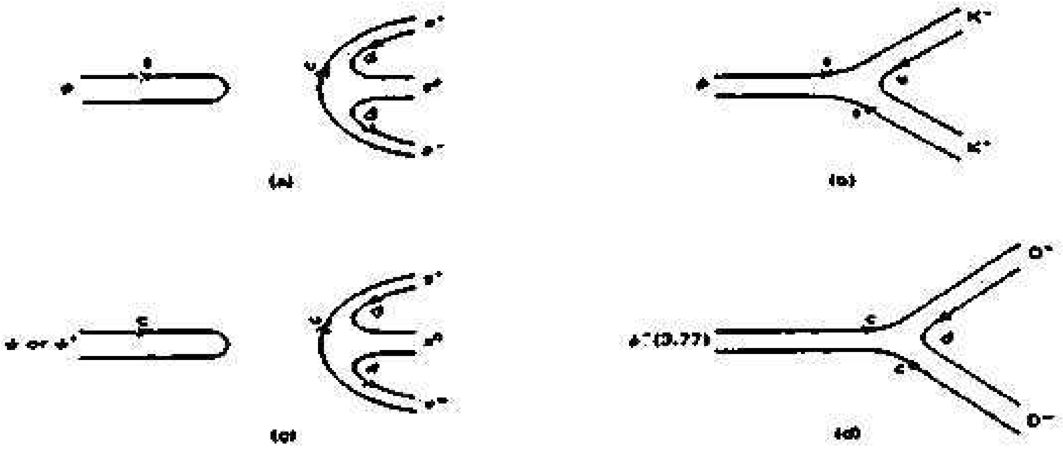


Figura 1.5: La regola di OZI: i decadimenti (a) e (c) sono soppressi perché le linee dei quarks degli stati iniziali e finali non sono connesse, lo sono invece quelle dei decadimenti (b) e (d), che non sono soppressi.

stata predetta da Glashow, Iliopoulos e Maiani nel 1970, all'interno della loro teoria di gauge per le interazioni deboli [5].

Come si può subito notare, la peculiarità di questa particella è la sua lunga vita media, infatti la risonanza è molto stretta se confrontata con la tipica larghezza delle interazioni forti.

Questo fatto è spiegabile con la regola di OZI, che dice che i decadimenti forti sono soppressi se le linee dei quarks del diagramma che descrive la reazione sono sconnesse (vedi fig.1.5).

Non ci volle molto per scoprire tutta una serie di risonanze, che vennero interpretate come livelli eccitati del charmonio, di cui la J/ψ costituiva lo stato fondamentale. Nella fig. 1.5 é mostrato lo spettro del charmonio, e nella seguente tabella sono riportati i valori delle masse e delle larghezze degli stati attualmente osservati.

Come si vede dalla tabella, manca all'appello lo stato h_c ($^1P_1$). Esso é stato osservato solamente dall'esperimento E760, e la sua riconferma é proprio lo scopo principale di E835'.

1.3.2 Il metodo sperimentale

Esistono essenzialmente tre metodi per lo studio del charmonio.

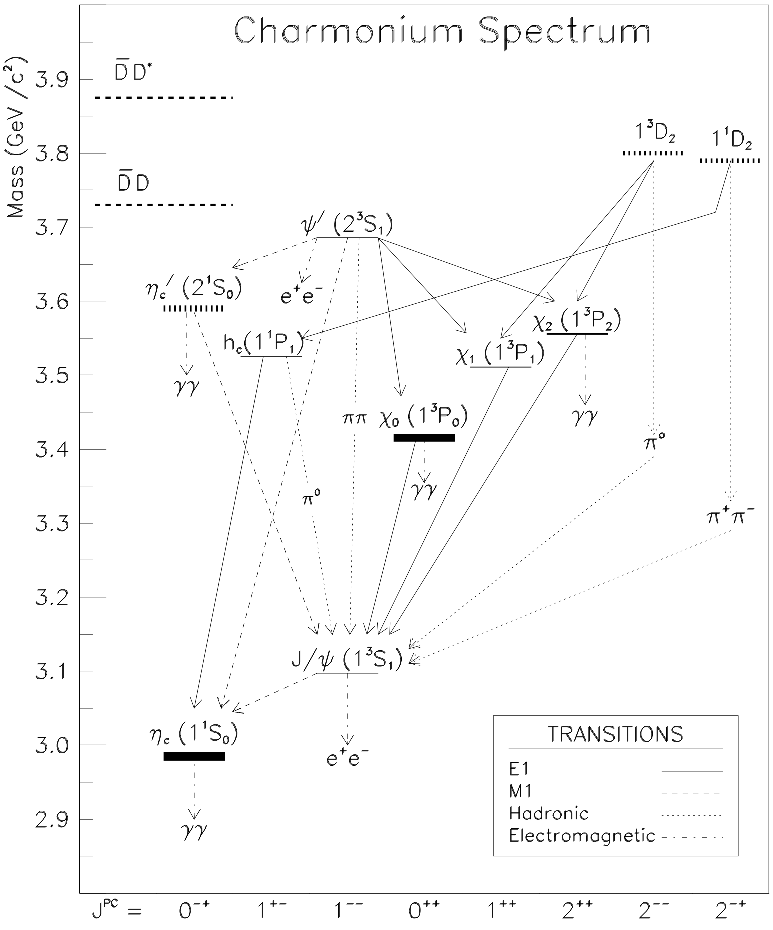


Figura 1.6: Spettro del Charmonio

Stato	massa (MeV)	Γ (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)
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)

Il primo consiste nella produzione tramite annichilazione elettrone-positrone per scambio di un fotone virtuale, ed é quello che ha portato alla sua scoperta. Fu usato da MARK I, II, III e da Crystal Ball (tutti a Slac). La grossa limitazione di questo sistema é che solo gli stati con numeri quantici pari a quelli del fotone ($J^{PC} = 1^{--}$) sono direttamente accessibili, e quindi le loro caratteristiche misurabili con precisione soddisfacente. Gli altri stati sono raggiungibili solo tramite decadimenti radiativi, e quindi venivano studiati con difficoltá.

Nel 1979 fu dunque proposta una seconda tecnica, che permetteva di accedere a tutti i livelli del charmonio direttamente. Se ne utilizzava la formazione attraverso l'annichilazione coerente di quark-antiquark nel processo di annichilazione protone-antiprotone. Tale metodo fu adottato per la prima volta nel 1984 da R704 al Cern, e poi ripreso da E760 e E835 (entrambi a Fermilab). Tali esperimenti hanno migliorato la precisione delle misure delle caratteristiche dei livelli del charmonio e in un caso (E760) hanno scoperto una nuova risonanza: lo stato h_c.

Il terzo metodo, piú moderno, consiste nella formazione via annichilazione elettrone-positrone con scambio di due fotoni. Tale tecnica rende possibile l'osservazione diretta di tutti gli stati, e ha il vantaggio, rispetto alla formazione con adroni, di un piú favorevole rapporto segnale/rumore.

1.3.3 I potenziali

Si puó considerare il charmonio "l'atomo di idrogeno delle interazioni forti", essendo un sistema in prima approssimazione non relativistico, a cui apportare in seconda approssimazione correzioni per accoppiamenti di tipo spin-orbita.

Con questo spirito possiamo pensare di risolvere l'equazione di Schroedinger per il sistema $c\overline{c}$ imponendo che dipenda solo dalla distanza r dei due quarks, chiedendo peró che il potenziale contenga sia la libertá asintotica che la schiavitú infrarossa.

Allora per piccole distanze i quarks si possono considerare liberi e sará

$$V(r) \propto \frac{\alpha_s}{r} \quad r \to 0 \tag{1.9}$$

poiché diminuisce la costante d'accoppiamento α_s.

Invece a grandi distanze la forza forte deve crescere per non permettere l'esistenza di quarks liberi e il potenziale sará del tipo

$$V(r) \propto r \quad r \to \infty \tag{1.10}$$

Uno dei potenziali piú usati é quello di Cornell

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{r} + \frac{r}{a^2} \tag{1.11}$$

in cui il secondo termine é stato calcolato utilizzando l'approssimazione di valenza nella QCD su reticolo. Tale metodo consiste nel discretizzare lo spazio tempo e nel risolvere numericamente le equazioni del moto, imponendo che riproducano i risultati del continuo. Questa forma di potenziale é molto usata perché contiene in sé il confinamento, sebbene trascuri la creazione di coppie $q\overline{q}$.

Ovviamente per descrivere il charmonio é ora necessario introdurre dei termini di accoppiamento di tipo spin-orbita. Ricordiamo innanzitutto che a piccole distanze l'interazione é mediata da un vettore (gluone) mentre a grandi distanze da uno scalare (combinazione di piú gluoni). Quindi il potenziale é del tipo

$$V(r) = V_s(r) + V_v(r) \tag{1.12}$$

per trasformazioni di Lorentz.

Sotto queste ipotesi e fermandoci all'ordine $(\frac{v}{c})^2$ si puó dimostrare che [8]

$$H = H_0 + H_{SI} + H_{SS} + H_{SL} + H_T \tag{1.13}$$

in cui:

- H_0 è la parte imperturbata formata da un termine cinetico e dal potenziale V(r)

- H_{SI} é la correzione relativistica indipendente dallo spin

- $$H_{SS} = \frac{2}{3m^2}\overrightarrow{S_1} \cdot \overrightarrow{S_2}\nabla^2 V_v(r) \tag{1.14}$$

  è il termine di interazione tra gli spin dei quark. É responsabile della separazione dei livelli energetici di singoletto e di tripletto (*struttura iperfine*)

- $$H_{SL} = \frac{1}{2m^2 r}\overrightarrow{L} \cdot (\overrightarrow{S_1} + \overrightarrow{S_2})(3\frac{dV_v}{dr} - \frac{dV_s}{dr}) \tag{1.15}$$

  è l'hamiltoniana di spin orbita; rimuove la degenerazione tra stati con lo stesso spin e momento angolare totale diverso (*struttura fine*)

- $$H_T = \frac{S_{12}}{12m_1 m_2}(\frac{1}{r}\frac{dV_v}{dr} - \frac{d^2V_v}{dr^2}) \tag{1.16}$$

  è il potenziale tensoriale; è espresso unicamente in funzione di V_v ed è responsabile della sovrapposizione tra gli stati S e D. L'operatore :

  $$S_{12} = 2[3(\overrightarrow{S} \cdot \overrightarrow{r}^2 - \overrightarrow{S^2})] \tag{1.17}$$

  ha elementi di matrice non nulli solo per $L \neq 0$.

1.3.4 Lo stato $\mathbf{h}_c$

La riconferma dell'esistenza dello stato ${}^1P_1$ é importante per due motivi. Innanzitutto é l'unico stato con n=1 non ancora osservato con certezza, ma soprattutto il confronto della sua massa con quella del centro di gravitá del tripletto ${}^3P$

$$m_{cog} = \frac{\sum_j (2j+1)m_\chi}{\sum_j (2j+1)} \tag{1.18}$$

aiuterebbe a capire meglio la natura dell'interazione quark-antiquark.

Per spiegare quest'ultima affermazione ricordiamo dalla (1.13) che la massa di un generico stato é

$$M = M_0 + M_{SI} + M_{SS} + M_{SL} + M_T \tag{1.19}$$

e riscriviamo le (1.14-1.16) come

$$H_{SS} = V_{SS}\overrightarrow{S_1} \cdot \overrightarrow{S_2} = \frac{1}{2}V_{SS}[S(S+1) - \frac{3}{2}] \tag{1.20}$$

$$H_{SL} = V_{SL}\overrightarrow{L} \cdot \overrightarrow{S} = \frac{1}{2}V_{SL}[J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)] \tag{1.21}$$

$$H_T = V_T T_{12} \tag{1.22}$$

diventa per J=1,L=1 e S=0

$$M_{h_c} = M_0 + M_{SI} - \frac{3}{4}V_{SS} \tag{1.23}$$

essendo H_{SS} l'unico elemento di matrice dipendente dallo spin diverso da 0. Invece per il tripletto ^3P

$$M_{\chi_0} = M_0 + M_{SI} - 2V_{SL} - \frac{1}{3}V_T + \frac{1}{4}V_{SS} \tag{1.24}$$

$$M_{\chi_1} = M_0 + M_{SI} - V_{SL} + \frac{1}{6}V_T + \frac{1}{4}V_{SS} \tag{1.25}$$

$$M_{\chi_2} = M_0 + M_{SI} + V_{SL} - \frac{1}{30}V_T + \frac{1}{4}V_{SS} \tag{1.26}$$

da cui, invertendo le (1.23-1.26), si ottiene

$$M_0 + M_{SI} = \frac{3}{4}M_{cog} + \frac{1}{4}M_{h_c} \tag{1.27}$$

$$V_{SS} = M_{cog} - M_{h_c} \tag{1.28}$$

mentre V_T e V_{SL} dipendono solo dalle masse del tripletto ^3P Risulta quindi evidente l'importanza di conoscere con precisione le masse suddette per verificare la nostra comprensione dell'interazione forte.

Capitolo 2

L'esperimento E835' a Fermilab

2.1 Da E760 a E835'

2.1.1 L'esperimento E760

L'esperimento E760 si proponeva di determinare con più precisione gli stati del charmonio già identificati da R704, forte di un'accettanza geometrica tre volte piú ampia, di un fascio cinque volte piú intenso, e di una risoluzione energetica tre volte maggiore.

In particolare si cercó di

- misurare con precisione massa, larghezza e rapporti di decadimento degli stati J/ψ, ψ', η_c, $\chi_{0,1,2}$;
- identificare gli stati η_c' e $^1P_1$;

A causa dell'elevato fondo adronico [14] l'apparato sperimentale era disegnato per rilevare i canali di decadimento elettromagnetici, ossia con fotoni e/o elettroni nello stato finale, e fu studiata una sola reazione con adroni [1]:

$p\overline{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow 4k$

che era distinguibile dal fondo per le sue particolari caratteristiche cinematiche, che verranno ulteriormente approfondite nei capitoli successivi, quando si studierá la reazione

$h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow 4k + \gamma$

[1] L'importanza dello studio di questa reazione deriva dal fatto che é OZI forbidden, in quanto i quarks strani che compongono i k finali non sono presenti nello stato iniziale

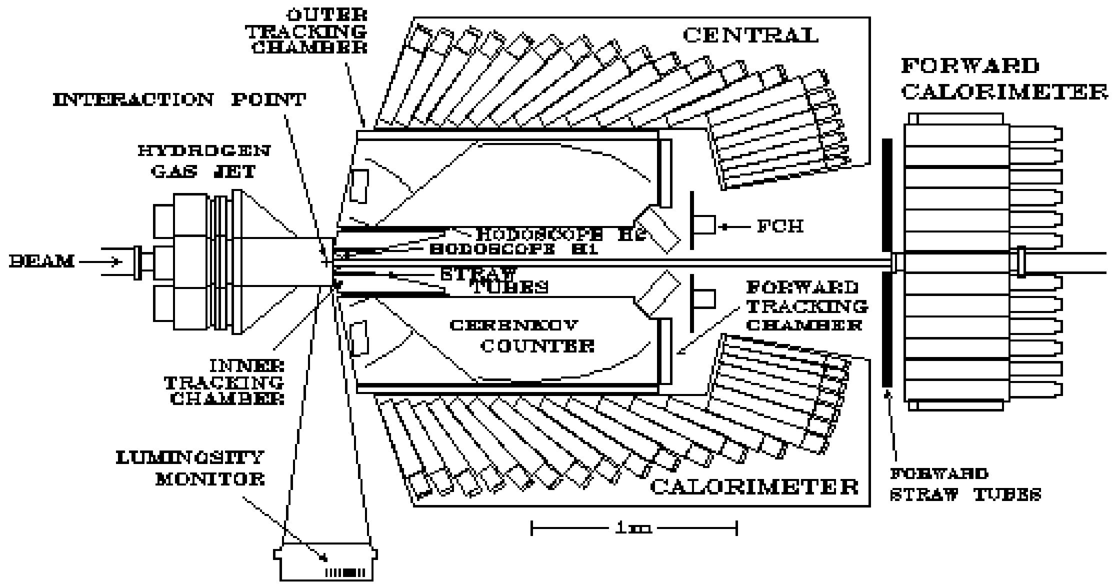


Figura 2.1: L'apparato sperimentale di E760

Nella tabella 2.1 sono riportati i valori misurati da E760 per alcune risonanze (il primo errore é statistico, il secondo sistematico)

Risonanza	**massa (MeV)**	**Γ (MeV)**
J/ψ	(3096.87±0.03±0.03)	(0.099±0.012±0.006)
ψ'	3686.0 (input)	(0.306±0.036±0.016)
χ_1	(3510.53±0.04±0.12)	(0.88±0.11±0.08)
χ_2	(3556.15±0.07±0.12)	(1.98±0.17±0.07)

Tabella 2.1: Parametri misurati nell'esperimento E760

Inoltre E760 ha osservato per la prima volta lo stato h_c , cercandolo nei canali

$h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow\ 3\gamma$

$h_c \longrightarrow J/\psi\pi^0$

$h_c \longrightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$

Lo si vide solo nel secondo canale e si misuró una massa

M=(3526±0.15±0.2) MeV e si diede un limite superiore alla larghezza ($\Gamma \leq$ 1.1 MeV).

In figura 2.2 é riportato il grafico della massa invariante e^+ e^- in funzione dell'energia nel centro di massa. L'area colorata in nero appartiene agli eventi identificati come $J/\psi\pi^0$.

In figura 2.3 é invece riportata la sezione d'urto nel centro di massa al variare dell'energia misurata sia da E760 (a) che da R704 (b), nella zona del centro di gravitá.

2.1.2 L'esperimento E835

Forte degli importanti risultati sperimentali ottenuti da E760, E835 si propose di migliorare le misure di massa e larghezza di η_c,χ_0,χ_1, e χ_2, di identificare gli stati η_c' e h_c, e di effettuare una scansione in energia al di sopra di 3.7 GeV alla ricerca degli stati D.

Nella tabella 2.2 sono riportate le reazioni studiate da E835 e gli intervalli di energia.

REAZIONE	**ENERGIA(MeV)**
$\eta_c \longrightarrow \gamma\gamma$	2911 $\div$ 3096
$J/\psi \longrightarrow e^+e^-$	3096.2 $\div$ 3096.98
$\chi_0 \longrightarrow \gamma\gamma$	3406 $\div$ 3494
$\chi_0 \longrightarrow J/\psi\gamma$	3406 $\div$ 3494
$\chi_0 \longrightarrow \pi^0\pi^0$	3406 $\div$ 3494
$\chi_1 \longrightarrow J/\psi\gamma$	3508 $\div$ 3513
$\chi_2 \longrightarrow J/\psi\gamma$	3544 $\div$ 3558
$\chi_2 \longrightarrow \gamma\gamma$	3544 $\div$ 3558
$h_c \longrightarrow \eta_c\gamma$	3524 $\div$ 3535
$h_c \longrightarrow J/\psi\pi^0$	3524 $\div$ 3535
$h_c \longrightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$	3524 $\div$ 3535
$h_c \longrightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$	3524 $\div$ 3535
$\eta_c' \longrightarrow \gamma\gamma$	3576 $\div$ 3660
$\psi' \longrightarrow e^+e^-$	3685 $\div$ 3687
$\psi' \longrightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$	3685 $\div$ 3687
$\psi' \longrightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$	3685 $\div$ 3687

Tabella 2.2: Reazioni studiate dall'esperimento E835

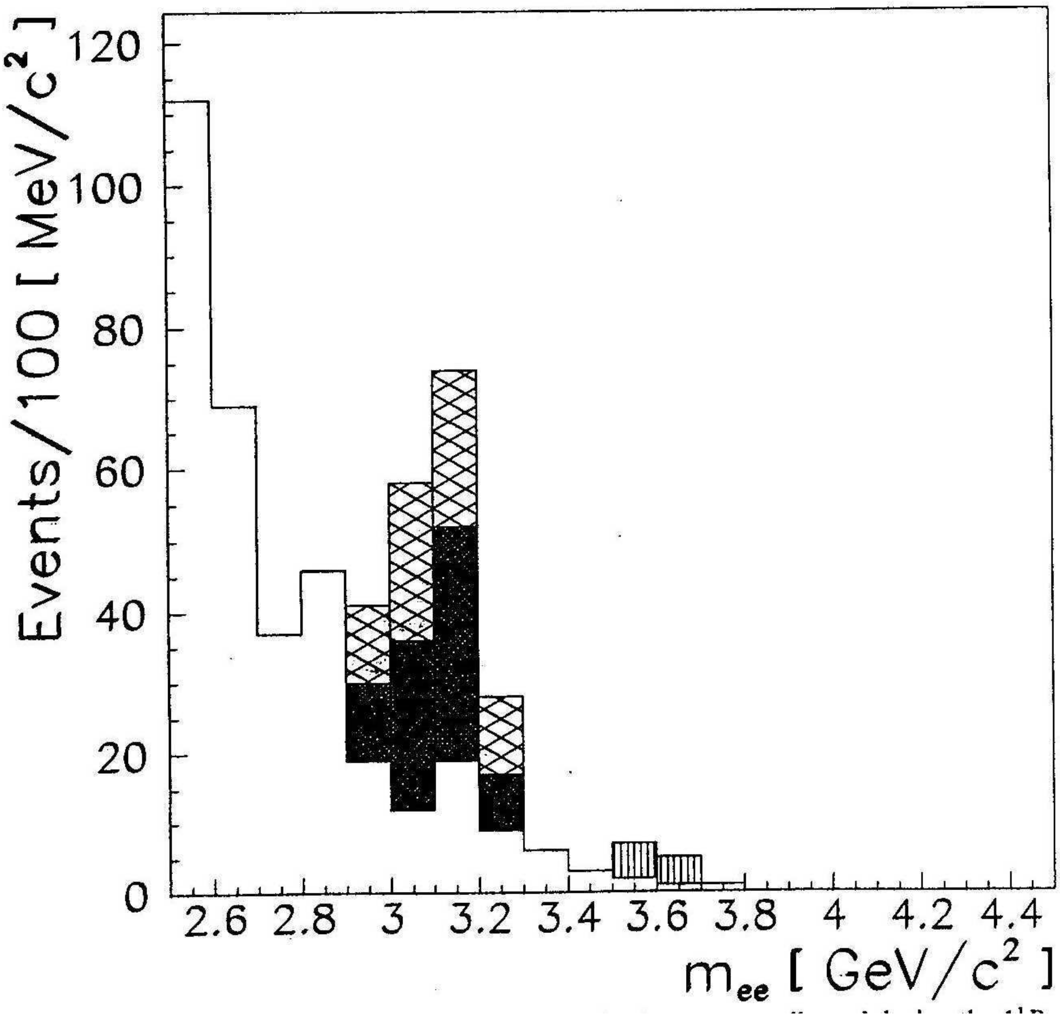


Figura 2.2: Massa invariante e^+ e^- in funzione dell'energia nel centro di massa. L'area colorata in nero appartiene a eventi identificati come $J/\psi\pi^0$, quella con striscie diagonali a eventi $J/\psi\gamma$ (interpretabili come una coda delle vicine risonanze χ_1 e χ_2), e quella con striscie verticali a eventi $p\overline{p} \longrightarrow e^+ e^-$.

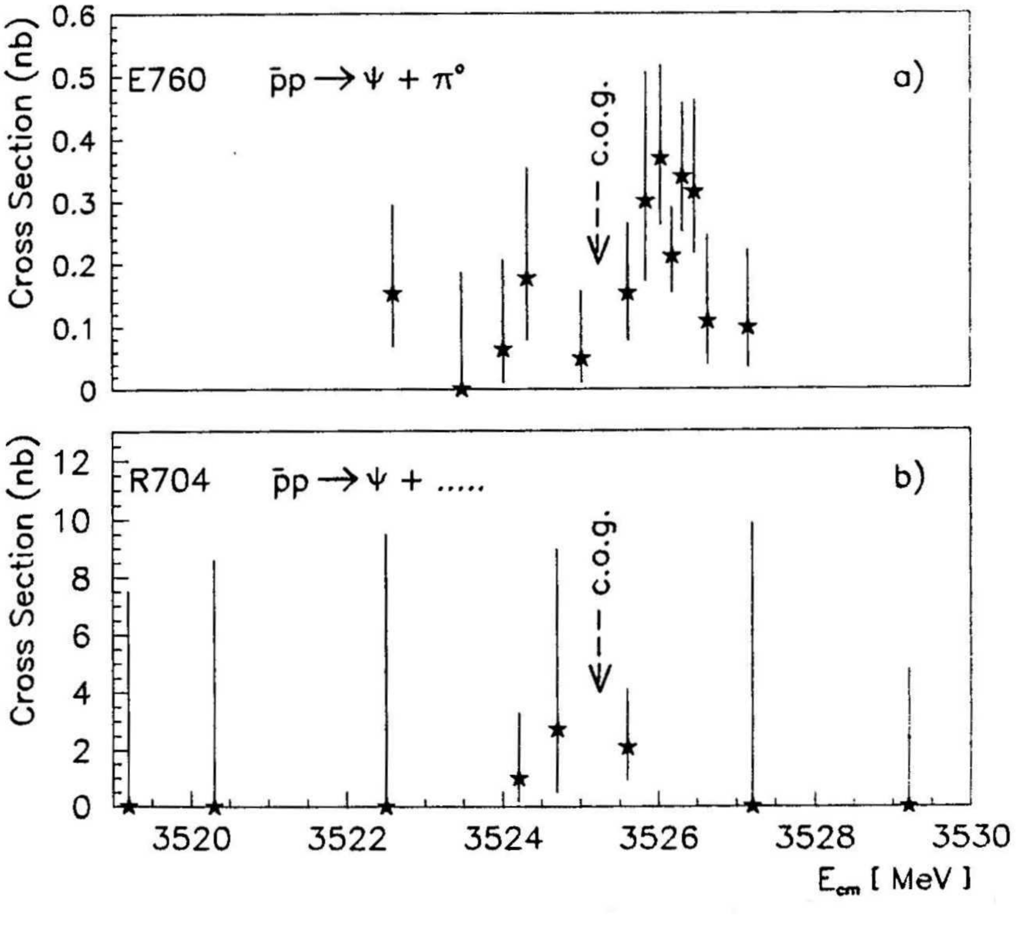


Figura 2.3: Andamento della sezione d'urto al variare dell'energia nel centro di massa per eventi $J/\psi\pi^0$, ottenuta dai dati di E760 (a) e R704 (b). I valori sono corretti per le accettanze geometriche e le efficienze in modo da permettere il confronto diretto.

Purtroppo solo lo studio della risonanza η_c é stato completato con risultati soddisfacenti. La maggior causa d'insuccesso fu l'instabilitá del fascio e l'errore con cui si conosceva l'energia degli antiprotoni, dovuto principalmente al non perfetto funzionamento dei Beam Position Monitor (BPM). Come verrá spiegato piú avanti la conoscenza di quest'ultima variabile é di fondamentale importanza per avere misure con una buona precisione.

Inoltre l'energia di formazione della χ_0 era molto vicina all'energia di transizione dell'acceleratore, dove il fascio diviene molto instabile. Di conseguenza, il nuovo run doveva avere misure molto piú precise dell'energia nel centro di massa, richiesta fondamentale per lo studio di risonanze strette come lo stato $^1P_1$. Inoltre Il reticolo della macchina é stato modificato per quest'ultima presa dati in modo che l'energia di formazione di tutti gli stati del charmonio si trovi sempre al di sopra di quella di transizione.

Per separare il segnale dal fondo é anche necessario raccogliere sufficienti dati, e questo significa poter contare su una buona luminositá istantanea. Per aumentare quest'ultima si puó giocare sull'intensitá del fascio e sulla densitá del bersaglio. Uno dei piú grossi miglioramenti da E760 a E835 é stata appunto la stabilitá della densitá del bersaglio di protoni, e per E835' la si é ulteriormente migliorata.

Per E835' é stato inoltre sostituito il rivelatore a silici, il cui compito era quello di provvedere una misura contemporanea di θ e ϕ, e quindi necessario per il tracciamento, ma che purtoppo non ha mai funzionato, con un nuovo rivelatore a fibre, che in grado di migliorare la risoluzione in θ.

Nella tabella 2.3 sono riportate le richieste per il fascio e la luminositá per E835' [13].

Gli obbiettivi di E835' sono dunque

- misurare con precisione il rapporto di decadimento dello stato χ_0 in due fotoni;
- identificare lo stato $^1P_1$.

2.2 L'apparato sperimentale di E835'

2.2.1 Il metodo sperimentale

La tecnica sperimentale di E835' é la stessa giá adottata in precedenza dai suoi predecessori, E760 e E835.

Risonanza	Lum. Int. (pb^{-1})	Fascio
χ_0	20	
h_c	200	errore di 50 KeV sull'energia

Tabella 2.3: Richieste per l'esperimento E835'

Si parte cioé da un fascio di antiprotoni con energia fissata, superiore all'energia dello stato che si vuole osservare. L'energia viene poi diminuita a piccoli passi (scan) e per ogni punto si registra il numero di eventi. I parametri della risonanza vengono quindi estratti dalla curva di eccitazione. Quest'ultima é data dalla convoluzione della sezione d'urto di Breit-Wigner con la funzione della distribuzione in energia del fascio

$$\sigma(E_{CM}) = \int_0^\infty \sigma_{BW}(E)\; G(E - E_{CM})dE \tag{2.1}$$

dove

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{4\pi}{k^2}\frac{(2J+1)}{(2S_a+1)(2S_b+1)}B_{in}B_{fin}\frac{\Gamma^2/4}{(E-W)^2+\Gamma^2/4} \tag{2.2}$$

essendo k il trimomento degli antiprotoni, J lo spin della risonanza, Γ la larghezza, W la massa, S lo spin delle particelle dello stato iniziale, e B sono i rapporti di decadimento nello stato iniziale e finale.

Risulta quindi evidente come sia necessario conoscere con precisione le caratteristiche della distribuzione in energia degli antiprotoni. L'energia media del fascio nel sistema del laboratoio é

$$E_{\overline{p}} = \frac{m_p c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{2.3}$$

dove, se f é la frequenza di rivoluzione del fascio e L la lunghezza, dell'orbita possiamo sostituire

$$\beta c = fL \tag{2.4}$$

Quindi l'errore sull'energia é dato da

$$\Delta E_{\overline{p}} = m_p c^2 \beta^2 \gamma^3 \sqrt{\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta f}{f}} \tag{2.5}$$

Poiché l'errore sulla misura della frequenza é molto piccolo (Δf/f vale circa 2 10^{-7}) l'incertezza sull'energia é dovuta principalmente all'incertezza con cui si conosce l'orbita.

Con un rapido calcolo si vede che per avere un'errore sull'energia inferiore ai 100 KeV é necessario conoscere la lunghezza dell'orbita a meno di 1 mm. Poiché ció non é possibile con metodi geometrici, si ricorre a un metodo alternativo. Sappiamo infatti che l'energia degli antiprotoni é legata alla massa della risonanza dalla relazione

$$E_{\overline{p}} = \frac{{M_R}^2}{2m_p} - m_p \tag{2.6}$$

e quindi

$$\Delta E_{\overline{p}} = \frac{M_R}{m_p} \Delta M_R \tag{2.7}$$

Dall'analisi della curva di eccitazione di una risonanza la cui massa é conosciuta con precisione (si usa la ψ ' in quanto ha una larghezza di soli 90 KeV) si estrapola dunque l'errore sull'energia degli antiprotoni e da questo si ricava la misura dell'orbita di riferimento L_0 con incertezza inferiore al millimetro. A questo punto la lunghezza dell'orbita a energie diverse viene fatta utilizzando 48 Beam Position Monitor, disposti lungo tutto il percorso del fascio, che misurano la differenza ΔL dall'orbita di riferimento.

2.2.2 Il fascio di antiprotoni

L'anello principale di Fermilab é il Tevatron, un collider per protoni-antiprotoni a magneti superconduttori in grado di accelerare ogni singolo fascio a un'energia di 1 TeV.

Poiché E835 non necessita di energie cosí alte non opera sul Tevatron, bensí sull'accumulatore di antiprotoni, che viene appunto utilizzato per accumulare questo tipo di particelle in attesa di essere accelerate ulteriormente e immesse nell'anello principale.

Vediamo ora il meccanismo di produzione degli antiprotoni (vedi fig. 2.4). Tramite un generatore Cockroft-Walton vengono prodotti ioni H^- di energia di circa 800 KeV, che, dopo essere stati accelerati a 200 MeV da un Linac, passano attraverso un foglio di grafite che ne assorbe gli elettroni. I protoni cosí ottenuti vengono dunque inviati a un primo acceleratore circolare, il

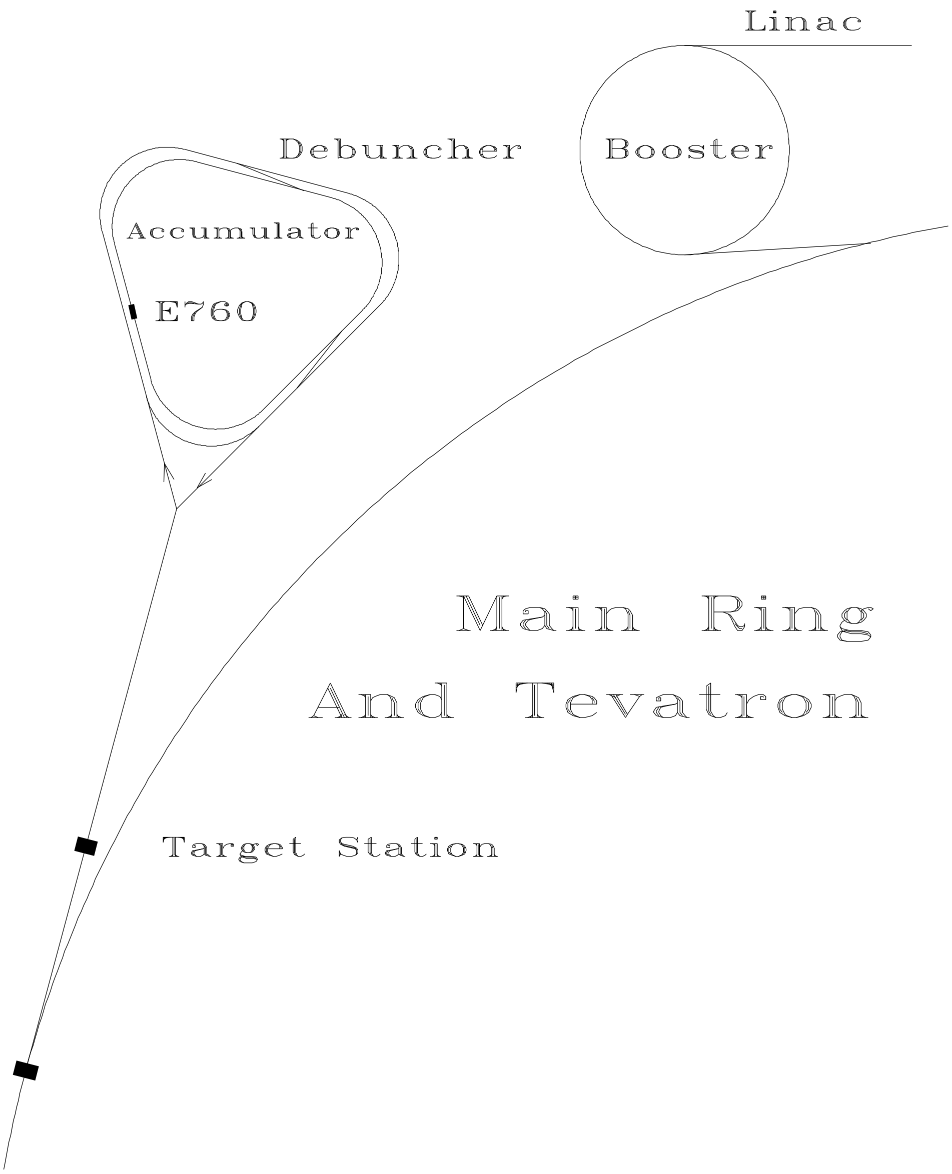


Figura 2.4: Schema del sistema di produzione degli antiprotoni

Booster, dove raggiungono un'energia di 8 GeV. Da qui passano nel Main Ring, un secondo acceleratore circolare in cui vengono accelerati fino a 120 GeV. A questo punto una parte di essi viene estratta e fatta collidere con un bersaglio di tungsteno. Un magnete deflettore seleziona quindi nel fascio uscente particelle di carica negativa e impulso 8.8 GeV.

Gli antiprotoni cosí prodotti hanno peró la struttura a pacchetti che i protoni avevano nel Main Ring. Per disperderli temporalmente vengono dunque inviati in un altro anello, il Debuncher. Tale proceso migliora al tempo stesso la risoluzione sull'energia. Qui i pochi elettroni presenti, che emettono luce di sincrotrone, si perdono rapidamente, e pioni e muoni hanno il tempo di decadere. Ora gli antiprotoni sono finalmente pronti a essere accumulati nell'accumulatore. Questo processo viene chiamato *stacking*, e richiede circa un'ora per avere 3-4 mA di fascio, dove 1 mA corrisponde a circa 10^{10} antiprotoni. Quando viene raggiunto il numero di antiprotoni desiderato (in genere si vuole avere un fascio di 30-50 mA) si decelerano le particelle all'energia voluta utilizzando un sistema di cavitá a radiofrequenza.

L'anello di accumulazione è inoltre dotato di un sistema di raffreddamento stocastico che riduce la dispersione in impulso a $\Delta p/p = 2 \times 10^{-4}$ compensandone l'aumento causato dallo scattering multiplo e dalla perdita di energia dovuti agli urti con gli atomi del bersaglio.Grazie a questo processo la dispersione di energia nel centro di massa, legata a quella sull'impulso del fascio dalla relazione

$$\sigma_{Ecm} = \frac{m_p}{Ecm} \times \beta_{\overline{p}} \times \sigma_p \tag{2.8}$$

viene ridotta a circa 0.2 MeV.

2.2.3 Il bersaglio

L'interazione protone-antiprotone viene ottenuta facendo collidere il fascio con un getto di idrogeno gassoso (vedi fig. 2.5). Tale operazione dovrá garantire un numero sufficiente di eventi, ma allo stesso tempo non compromettere la vita media del fascio. A tale scopo si usa un bersaglio a densitá variabile [16].

Il sistema è formato da sei camere a espansione (vedi fig. 2.6) in ciascuna delle quali è posta una pompa turbo molecolare con lo scopo di raccogliere il gas residuo evitando così che entri nel tubo a vuoto della macchina in quantità tali da comprometterne il vuoto (10^{-8} torr).

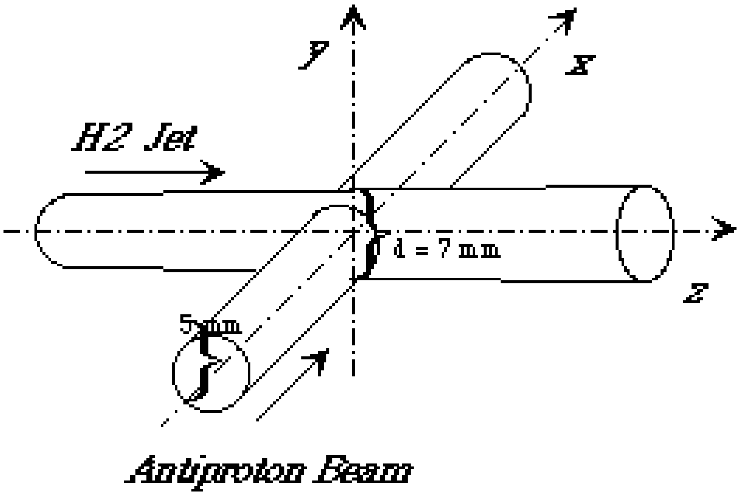


Figura 2.5: Schema del punto di interazione

Il gas di idrogeno viene purificato da eventuali impurità usando filtri meccanici e raffreddato da un criostato ad azoto liquido. Passa quindi attraverso un ugello (nozzle) del diametro di 37 μm .

In questa zona si ha il fenomeno della clusterizzazione, ossia a causa della rapida diminuzione di temperatura e pressione si formano insiemi di molecole (da 10^7 a 10^8) legati da forze di Van Der Waals. L'ottimizzazione di tale processo, ottenuta abbassando ulteriormente la temperatura del nozzle nel passaggio da E760 a E835, ha permesso di raggiungere valori di densitá cinque volte maggiori.

I cluster cosí formati passano quindi in due diaframmi. Il primo di questi, di diametro 1.5 mm, elimina gran parte del gas proveniente dal nozzle lasciandone passare solo la parte centrale, mentre il secondo, di diametro 4.3 mm, determina le dimensioni del getto che finirà nella zona di interazione.

Nelle ultime tre camere i cluster che non hanno interagito col fascio vengono scomposti in molecole libere e il gas viene asportato dalle pompe.

Variando temperatura e pressione si varia la densitá dei cluster (fino a 3.2 10^{14} atomi/cm^3), riuscendo a regolare la luminositá istantanea al valore desiderato (superiore a 10^{31} s^{-1} cm^{-2}). Ricordiamo infatti che é

$$L = N_p \ f \ d\rho \propto N_p f \ d\frac{P}{T} \tag{2.9}$$

con N_p numero di antiprotoni, f frequenza di rivoluzione del fascio, d diametro del getto di idrogeno e P e T temperatura del nozzle.

Per E835' é stata ridisegnata la linea dell'idrogeno in modo da essere certi che il nozzle sia effettivamente il punto piú freddo. In questo modo si raggiunge una densitá di 6.5 10^{14} atomi/cm^3, e l'unico limite é dovuto alla capacitá della prima camera d'espansione [17].

2.2.4 Il monitor di luminosità

É un dispositivo che permette la misura di luminositá istantanea e integrata durante la presa dati sfruttando la diffusione elastica protone-antiprotone a 90°, la cui sezione d'urto é nota con grande precisione.

Infatti, se f é la frequenza degli eventi, la sezione d'urto é legata alla luminositá dalla formula

$$\sigma = fL \tag{2.10}$$

Si misura quindi il numero di protoni che finiscono in un insieme di tre rivelatori a stato solido posti sotto la regione di interazione a 150 cm di distanza dal tubo a vuoto della macchina [20]. Due di essi, posti ai due lati, sono fissi e rivelano eventuali spostamenti del punto di interazione. Il terzo, montato su di un carrellino, è in grado di muoversi lungo la direzione del fascio e permette di fare misure dell'andamento della sezione d'urto di fondo al variare del momento trasferito al protone e quindi dell'energia.

2.3 Il rivelatore

L'apparato sperimentale di E835' dedicato alla raccolta di informazioni atte a ricostruire gli eventi é costituito da (vedi fig. 2.7):

Il sistema di tracciamento interno : é formato da tre odoscopi, due camere a straw e due strati di fibre, e ha la funzione di misurare gli angoli polari e azimutali delle particelle cariche (vedi fig. 2.8 e 2.9).

Il contatore Cherenkov : ha il compito di distinguere gli elettroni dalle altre particelle cariche.

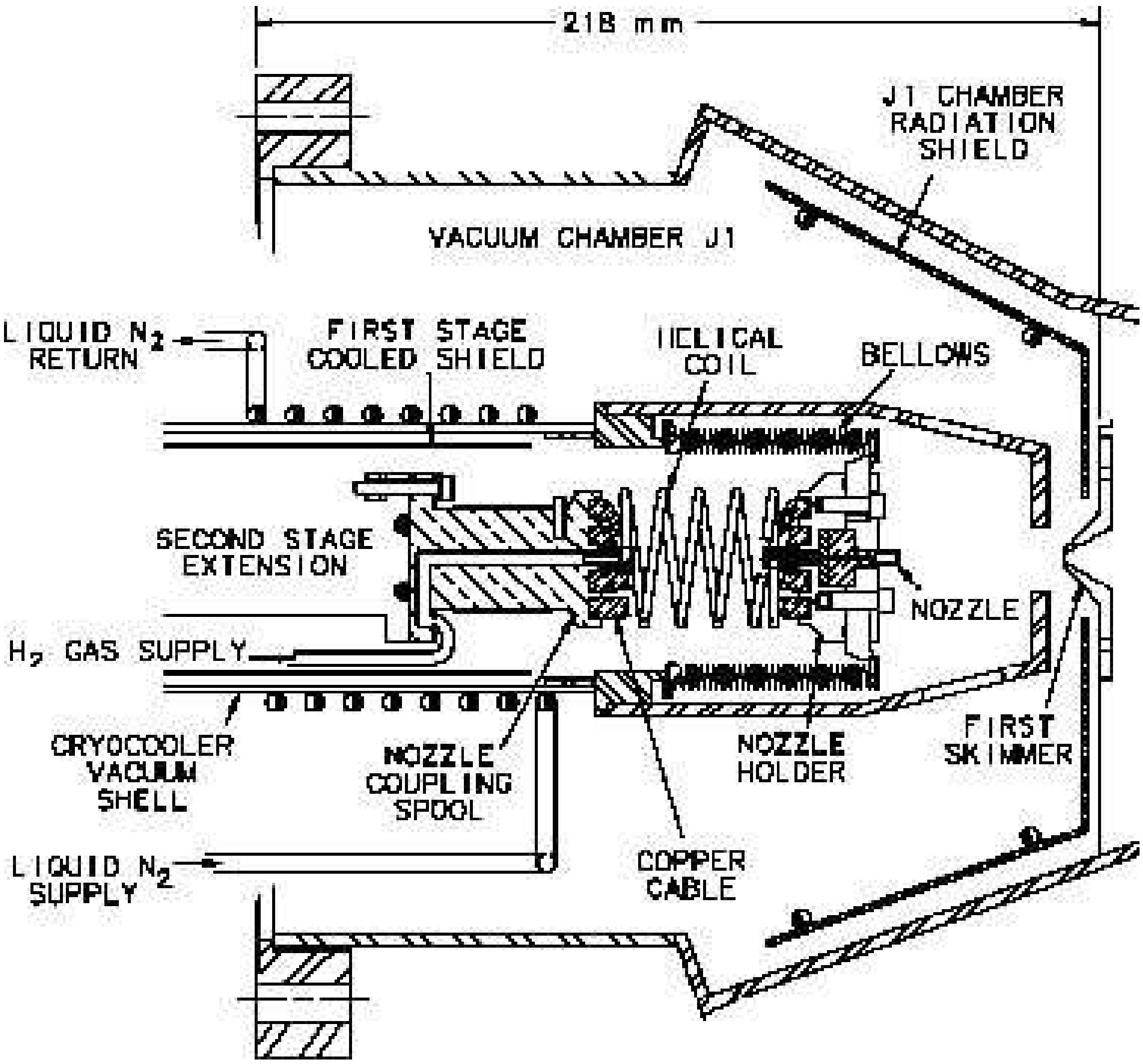


Figura 2.6: Schema del sistema di pompaggio del bersaglio gassoso

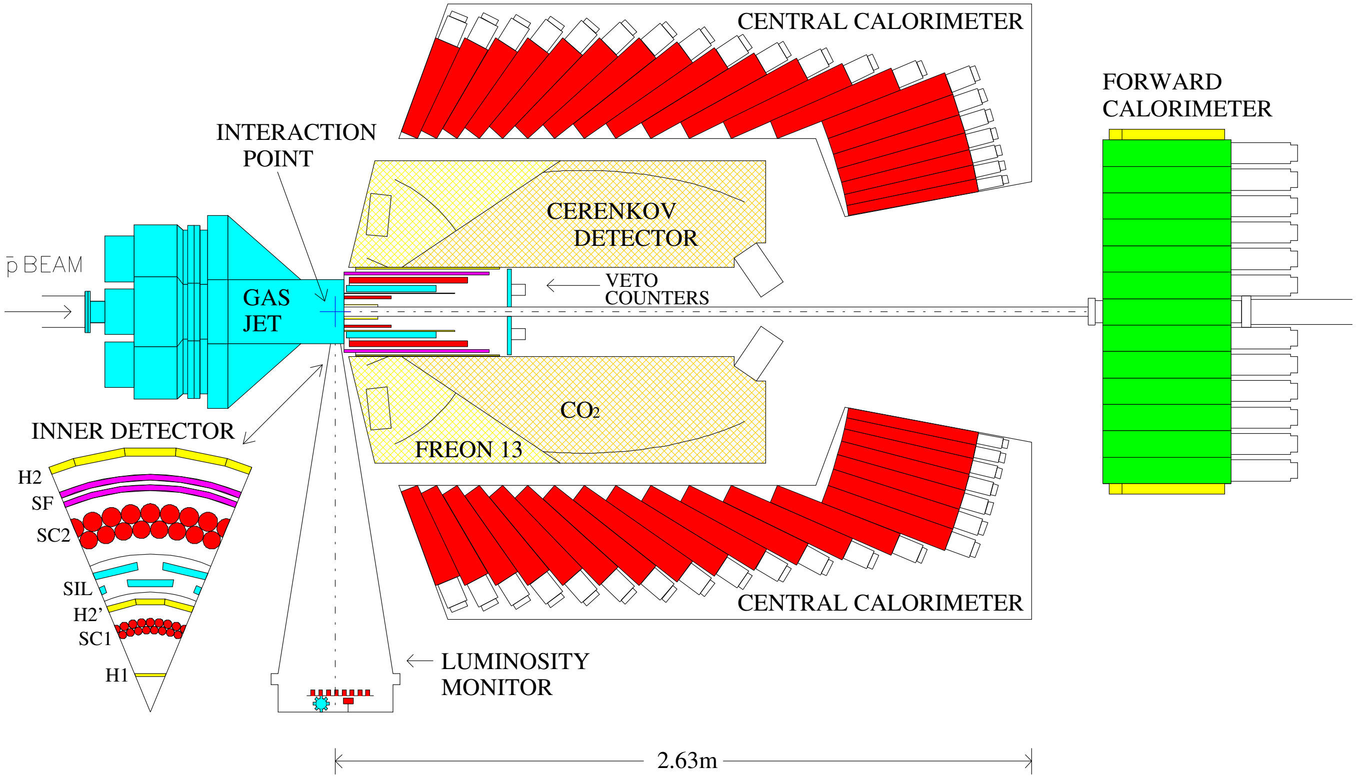


Figura 2.7: Il rivelatore di E835

Il calorimetro elettromagnetico : fornisce informazioni contemporanee di entrambi gli angoli delle particelle e della loro energia. É in grado di rivelare sia carichi che fotoni.

Il rivelatore in avanti : é formato da un calorimetro elettromagnetico e un'odoscopio, usati per rilevare particelle emesse con angoli piccoli rispetto alla direzione del fascio.

2.3.1 Gli odoscopi

E835 possiede tre odoscopi, posti a distanze diverse dal vertice di interazione. Ogni odoscopio é costituito da diversi elementi, disposti come i lati di un poligono regolare, in modo da assicurare una completa copertura in ϕ. Ogni elemento é un contatore a scintillazione formato da uno scintillatore plastico, una guida di luce e un fotomoltiplicatore [18].

Si definisce scintillatore un materiale fluorescente che, se attraversato da una particella ionizzante, è in grado di emettere in tempi brevi fotoni in numero proporzionale all'energia rilasciata al suo interno. La radiazione, emessa isotropicamente, attraversa la guida di luce e, dopo una serie di riflessioni, raggiunge il fotocatodo dove per effetto fotoelettrico i fotoni incidenti sono convertiti in elettroni. Le cariche cosí generate vengono moltiplicate nei vari dinodi e infine vengono raccolte sull'anodo.

I tre odoscopi di E835 sono fatti di polistirene drogato con antracene, un materiale plastico con indice di rifrazione n=1.58 e densità ρ =1.03 g/cm^3. In ordine di distanza dal vertice troviamo:

H1 : é formato da 8 elementi di spessore 2 mm. ciascuno dei quali ricopre un angolo azimutale di 45°. La copertura polare e' invece da $\theta = 9°$ a $\theta = 65°$;

H2' : é diviso in 24 elementi di spessore 4 mm. Ricopre una regione di 360° in ϕ e tra 9° e 65°in θ;

H2 : é diviso in 32 elementi spessi 4 mm e copre una regione azimutale di 360°. La copertura polare è invece tra 15° e 65°.

Tali rivelatori danno una misura dell'energia persa dalla particella e grazie all' alta velocità di risposta vengono usati per generare un segnale di trigger.

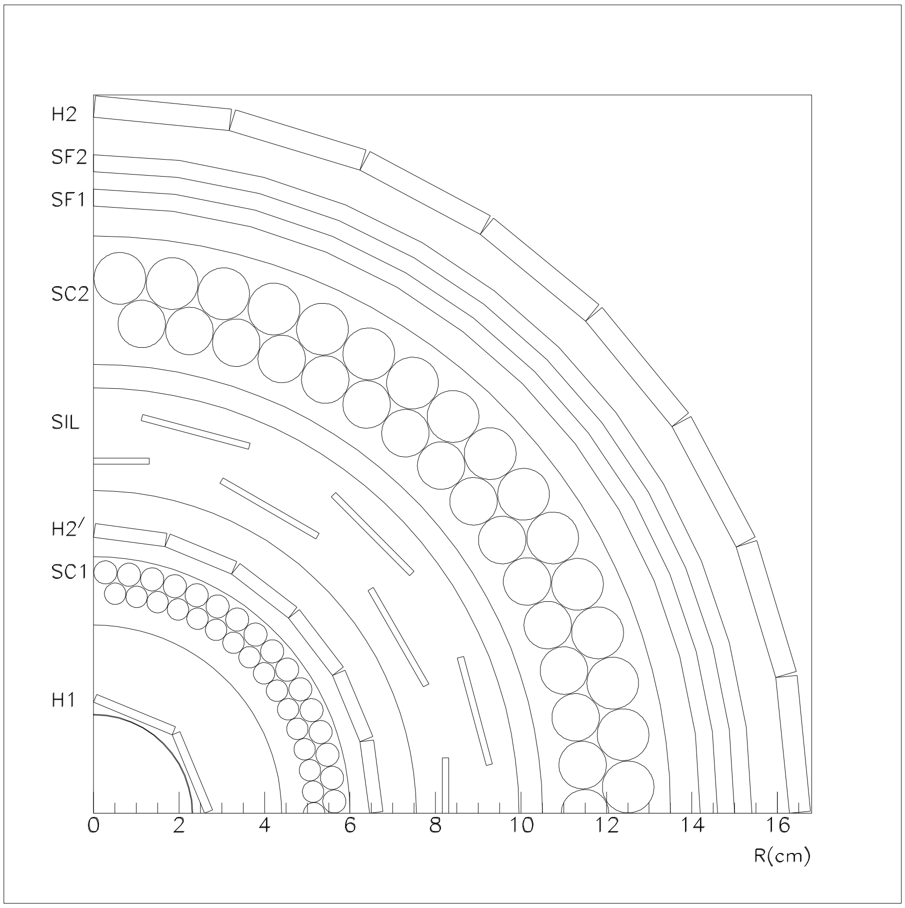


Figura 2.8: Sezione trasversale dei rivelatori interni di E835. Per E835' al posto dei silici vi sará un nuovo strato di fibre

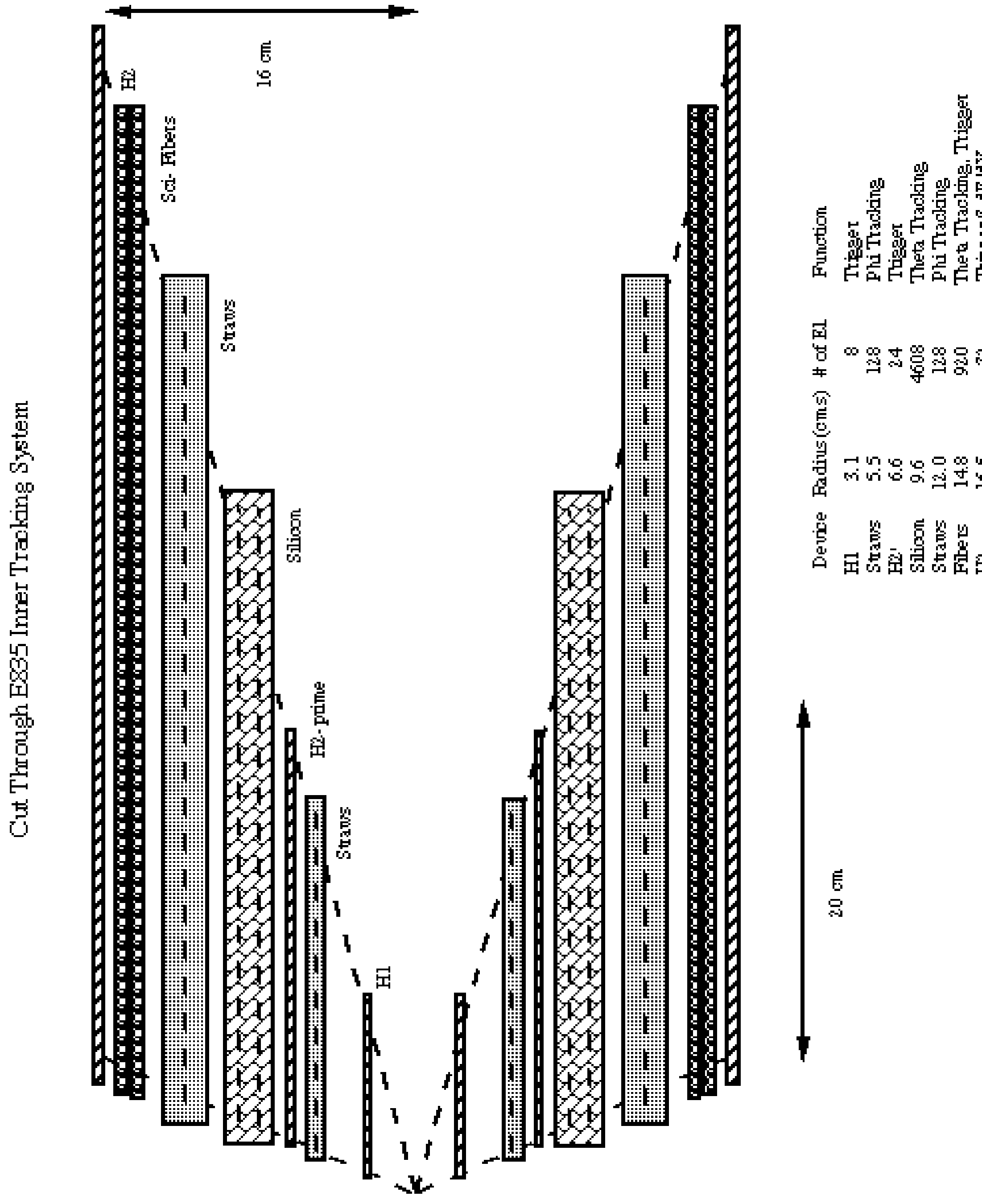


Figura 2.9: Vista laterale dei rivelatori di E835

2.3.2 Le camere a straw

Una camera a straw è un insieme di tubi a deriva [18], ossia una serie di cannucce riempite di gas. Quando una particella attraversa la cannuccia ionizza il gas al suo interno. Gli elettroni prodotti si muovono verso l'anodo nei pressi del quale avviene il processo della moltiplicazione a valanga. Supponendo costante la velocitá di deriva, dalla misura dell'intervallo di tempo tra la produzione e la moltiplicazione delle cariche si risale alla distanza da esse percorsa e quindi al punto di passaggio della particella.

In E835 le camere sono formate da due strati di 64 cannucce, ciascuna delle quali costruita con mylar alluminizzato internamente che, essendo collegato a terra, costituisce il catodo del contatore. L'anodo è invece un filo coincidente con l'asse delle cannucce. Il gas usato è una miscela di Argon, Isobutano e Methylal.

Le cannucce della camera più vicina al punto di interazione sono lunghe 182 mm e hanno un diametro di 5 e 5.4 mm rispettivamente per lo strato interno ed esterno. Per la camera piú esterna invece la lunghezza è di 414 mm e il diametro di 11.1 e 12.1 mm. Gli assi di entrambe le camere sono coincidenti con quello del fascio di antiprotoni, in modo tale da avere una copertura totale in ϕ. La regione azimutale coperta è invece tra 15° e 60° per la camera interna e tra 15° e 65° per quella esterna.

In ogni camera i due strati sono sfasati tra loro di mezza cannuccia in modo da determinare il lato in cui è passata la particella rispetto all'anodo e quindi migliorare la stima dell'angolo. Ció rende inoltre possibile ovviare in parte alla diminuzione dell'accettanza geometrica dovuta alla presenza di spessori inefficaci (*cracks*).

Esse sono infine sfasate tra di loro di un quarto di cannuccia in modo tale da non avere zone inefficaci allineate.

2.3.3 Il rivelatore a fibre scintillanti

Una delle maggiori modifiche dell'apparato sperimentale di E835' rispetto a E835 é l'aggiunta di un nuovo rivelatore a fibre, al posto del vecchio rivelatore a bande di silicio. Quest'ultimo avrebbe dovuto dare una misura contemporanea dell'angolo polare e azimutale di una particella carica, ed era quindi indispensabile per il suo tracciamento (soprattutto per gli adroni, per i quali il calorimetro elettromagnetico non é molto affidabile), ma purtroppo non ha mai funzionato. Lo si é pertanto sostituito con un rivelatore a fibre in modo da rendere piú accurata la misura dell'angolo θ. Ciascuno di questi rivelatori é infatti formato da un'elevato numero di fibre avvolte su un cilindro di supporto in plexiglass con asse coincidente con quello del fascio.

Sul rivelatore piú interno sono montate 240 fibre e 430 su quello piú esterno [19]. Su ogni cilindro ne sono inoltre montati due strati . Ogni fibra é formata da una parte scintillante del diametro di 0.740 mm., ed é rivestita di vari strati di materiale plastico, spesso circa 0.05 mm., il cui compito é quello di aumentare la trasmissione della luce per riflessione totale. La luce emessa quando una particella carica le attraversa, di lunghezza d'onda centrata su 530 μm, viene raccolta da fibre chiare delle stesse dimensioni di quelle scintillanti e portata ai fotorivelatori, i VLPC (*Visible Light Photon Counters*). Questi ultimi trasformano in segnale elettrico la debole luce che arriva dalle fibre. Sono rivelatori a elevata efficienza quantica (circa 70%) e alto guadagno (10^4), ma devono essere mantenuti a una temperatura di 6.5° K, per mezzo di un criostato a elio liquido.

Ogni fibra é inoltre posizionata entro scanalature a forma di U (incise sulla superficie dei cilindri) la cui profondità cresce linearmente con ϕ in modo tale da permettere a ciascuna fibra, dopo un giro, di sovrapporsi radialmente a se stessa formando una spirale sul piano ortogonale all'asse del fascio. La distanza tra le fibre e la loro posizione relativa all'interno di ogni strato è stata scelta in modo tale da ridurre al minimo gli spazi morti nella regione attiva.

Tale rivelatore permette di avere una misura precisa dell'angolo polare tra 15° e 65°. L'elevata capacità di conteggio e quindi la rapidità di formazione del segnale fanno sì che possa essere utilizzato nella definizione del trigger.

2.3.4 Il contatore Cherenkov

Lo scopo di tale rivelatore é di distinguere gli elettroni dalle altre particelle cariche (protoni, pioni, kaoni, ...). Infatti, se una particella lo attraversa con velocità v $\geq c/n$ viene emesso un cono di luce con asse coincidente con la direzione di propagazione della particella e apertura

$$\theta = arcos(\frac{1}{\beta n}) \tag{2.11}$$

Poiché

$$\beta = \frac{pc}{\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}} \tag{2.12}$$

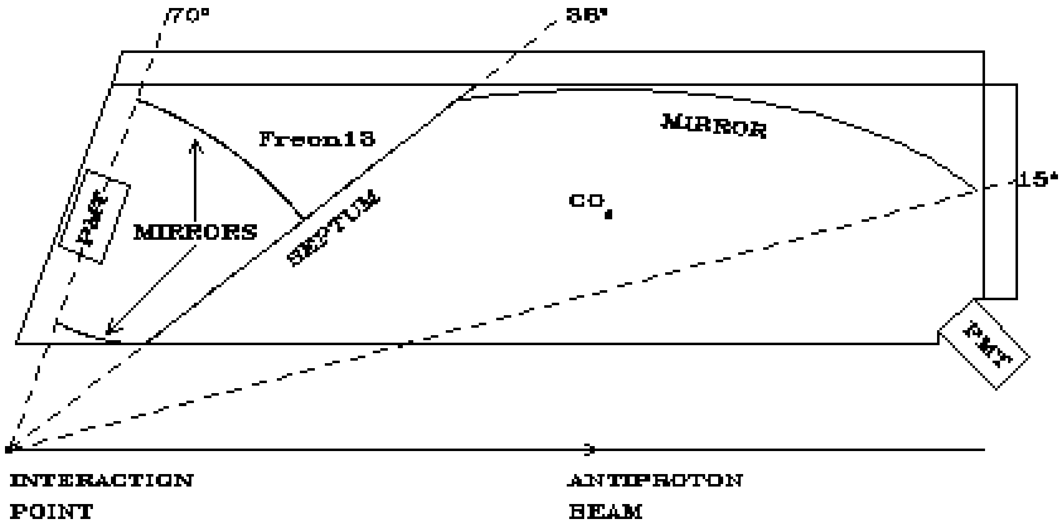


Figura 2.10: Schema del rivelatore Cherenkov

é possibile scegliere l'indice di rifrazione n in modo che solo particelle con massa inferiore a un certo valore rilascino un segnale, per un dato impulso massimo [18].

Il contatore Cherenkov di E835 é costruito in modo da rilevare solo gli elettroni, per distinguerli dal grande fondo adronico. Esso é stato disegnato con simmetria cilindrica e asse coincidente con quello del fascio. É separato in due settori polari da un setto di alluminio spesso 300 μm (vedi fig. 2.10), e ogni parte é a sua volta divisa in 8 sezioni azimutali. Il settore in avanti, più ampio, contiene anidride carbonica (n=1.00041) e ricopre la regione polare tra 15° e 34°. Quello indietro é invece riempito di Freon 13 (n=1.00072) e copre la regione tra $\theta = 34°$ e $\theta = 66°$. Questo perché, se L é la lunghezza percorsa nel rivelatore, il numero di fotoni emessi nel visibile da una particella carica é dato da

$$N \propto L(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \tag{2.13}$$

Quindi il settore più indietro, in cui le particelle percorrono un tragitto minore, é riempito con un gas con indice di rifrazione maggiore.

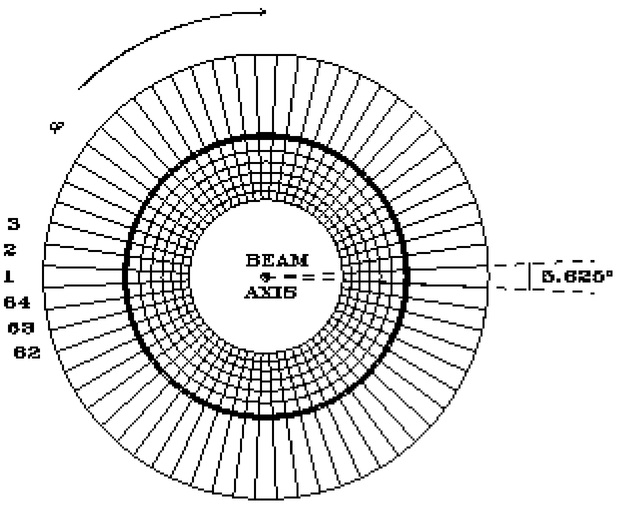


Figura 2.11: Sezione del Calorimetro centrale

2.3.5 Il calorimetro centrale

E' il rivelatore a simmetria cilindrica più esterno e contiene al suo interno tutti quelli descritti in precedenza. Copre l'intero angolo azimutale ϕ (vedi fig. 2.11) e ha una copertura in θ da $10.6°$ a $70.0°$.

Poiché il suo compito é di fornire una buona misura degli angoli di fotoni e elettroni, é dotato di un'alta frammentazione. É diviso infatti in 20 anelli a θ costante (*ring*) ciascuno dei quali è ulteriormente suddiviso in 64 settori a ϕ costante (*wedge*), per un totale di 1280 blocchi. Ognuno di questi é in vetro-piombo di tipo SCHOTT F2 (29.45% di Ossigeno, 42.2% di Piombo, 21.4% di Silicio, 4.2% di Potassio, 2.3% di Sodio, 0.15% di Arsenico). Ogni blocco, a forma di tronco di piramide a base trapezoidale rivolto verso il vertice d'interazione, ha lunghezza variabile da 30 cm a 50 cm al diminuire di θ. A ognuno di essi è inoltre incollato un fotomoltiplicatore adatto a rivelare la luce Cherenkov prodotta dalle particelle che lo attraversano.

Uno dei maggiori problemi del calorimetro é il cosiddetto pile-up, ossia la sovrapposizione parziale di eventi consecutivi. Infatti il segnale proveniente da questo rivelatore richiede una finestra temporale piuttosto lunga, di 150 ns. Per ovviare a questo inconveniente si fa una doppia lettura di ogni evento, la seconda ritardata di 100 ns. rispetto alla prima, e dal confronto dei due

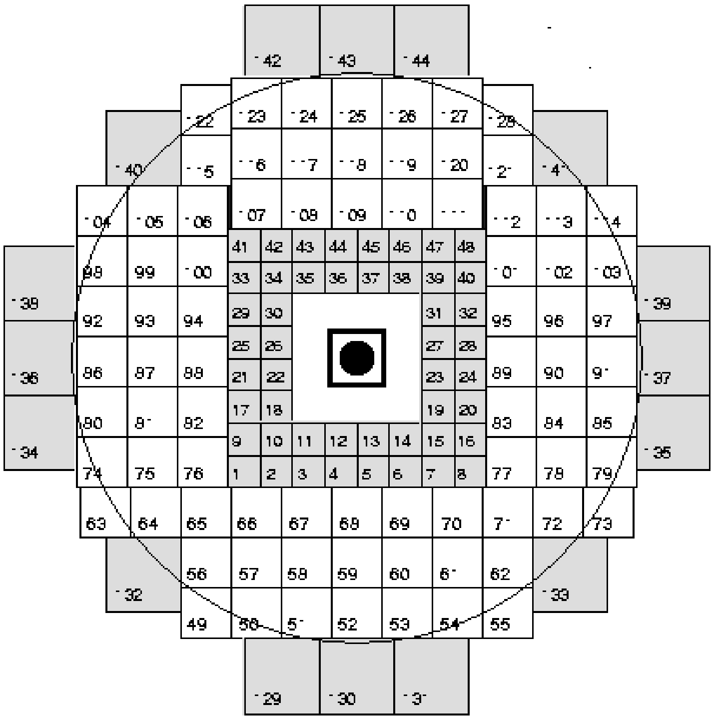


Figura 2.12: Sezione del Calorimetro in avanti

segnali si stabilisce se c'é stata o meno sovrapposizione.

Il calorimetro permette di misurare energia e posizione delle particelle che attraversandolo producono uno sciame elettromagnetico, quindi elettroni e fotoni.

La risoluzione energetica è

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{0.06}{\sqrt{E(GeV)}} \tag{2.14}$$

mentre quelle angolari sono 6 mrad per θ e 12 mrad per ϕ.

Essendo l'unico rivelatore in funzione in grado di associare θ e ϕ viene utilizzato per la ricostruzione delle tracce. E' inoltre alla base della definizione del trigger e in particolare di quello neutro.

2.3.6 L'odoscopio in avanti

E' un odoscopio a forma ottagonale posto intorno al tubo in cui passa il fascio, a una distanza di 70 cm dal vertice di interazione.

E' formato da 8 scintillatori indipendenti di forma trapezoidale e copre in avanti la regione polare compresa tra $\theta = 2^\circ$ e $\theta = 10^\circ$. Rientra nelle logiche di trigger.

2.3.7 FCAL

É un calorimetro elettromagnetico formato da 144 blocchi al vetro-piombo e con copertura in θ tra i 3.5° e gli 11° (vedi fig. 2.12).

Viene anch'esso usato nel trigger.

Capitolo 3

Il trigger e il sistema di acquisizione dati

A causa dell'alta luminosità e dello sfavorevole rapporto segnale-rumore ($\sigma_{segnale} \simeq 10^{-6}\ \sigma_{fondo}$) è stato necessario lo sviluppo di un comando elettronico, o sistema di trigger che effettui una prima selezione degli eventi da scrivere su nastro.

E835', come i suoi predecessori, é dotato di un trigger a due livelli.

Il primo é implementato a livello hardware e ha tempi di risposta dell'ordine di 100 ns., e il suo compito é quello di mantenere il rate di conteggi inferiore ai 10 KHz. Il secondo funziona a livello software, svolge una prima analisi degli eventi e seleziona i campioni da scrivere o su nastro o su disco. Le tipologie di eventi per cui non è presente questo tipo di filtro hanno spesso bisogno di un fattore di prescaling, ossia solo una parte di essi, scelta a caso, viene effettivamente registrata.

Era per esempio questo il caso del canale $\phi\phi$, che durante E835, a una luminosità istantanea di 2.5 10^{31} cm^{-2} s^{-1} e a una energia nel centro di massa di 3.62 GeV, aveva bisogno di un prescaling di 10, in quanto il trigger hardware aveva un rate di 1.2 KHz [24].

Se dunque E835' voleva avere qualche speranza di vedere lo stato h_c nel canale di decadimento $\phi\phi\gamma$ era necessario implementare anche un filtro di secondo livello, lavoro al quale ho partecipato.

3.1 Il trigger di primo livello

Il trigger di E835' è costruito a partire dai segnali provenienti dai due calorimetri, dal rivelatore Cherenkov, dagli odoscopi e dalle fibre, ed é diviso in due parti ben distinte, a seconda che selezioni particelle cariche o neutre nello stato finale.

Il cuore di tale struttura è costituito da 4 unità logiche programmabili (Memory Lookup Unit o MLU) con 16 ingressi e 8 uscite che confrontano i segnali ricevuti con opportune maschere caricate nella loro memoria e danno in uscita segnali logici corrispondenti al verificarsi delle condizioni desiderate (vedi fig. 3.1).

3.1.1 Il trigger carico

Il trigger carico é formato da piú stadi successivi:

- Lo stadio di discriminazione. Il segnale analogico proveniente dai vari rivelatori viene trasformato in segnale ECL (standard elettronico per la trasmissione dei segnali a due livelli logici, caratterizzato da un'alta velocitá di commutazione). I discriminatori sono inoltre dotati di un'uscita analogica che esegue l'OR dei segnali ricevuti e dá un valore in tensione proporzionale al numero di contatori colpiti.

- Le logiche. Lo stadio di costruzione delle varie logiche corrisponde essenzialmente a tre catene elettroniche diverse, che analizzano la topologia, la coplanaritá e la molteplicitá di un evento.

  La topologia. Questa logica seleziona le particelle nello stato finale in base al tipo (adroni o elettroni) e al numero di tracce. La distinzione tra elettroni e adroni si basa sul fatto che questi ultimi non rilasciano segnale nel contatore Cherenkov.

  La coplanaritá. Questa logica ricostruisce la coplanaritá, caratteristica fondamentale per riconoscere un decadimento a due corpi, chiedendo la coincidenza tra un blocco di H2 e uno dei tre a questo opposti in ϕ.

  La molteplicitá. Questa logica seleziona gli eventi in base al numero di particelle dello stato finale, utilizzando il numero di scintillatori colpiti in un dato rivelatore.

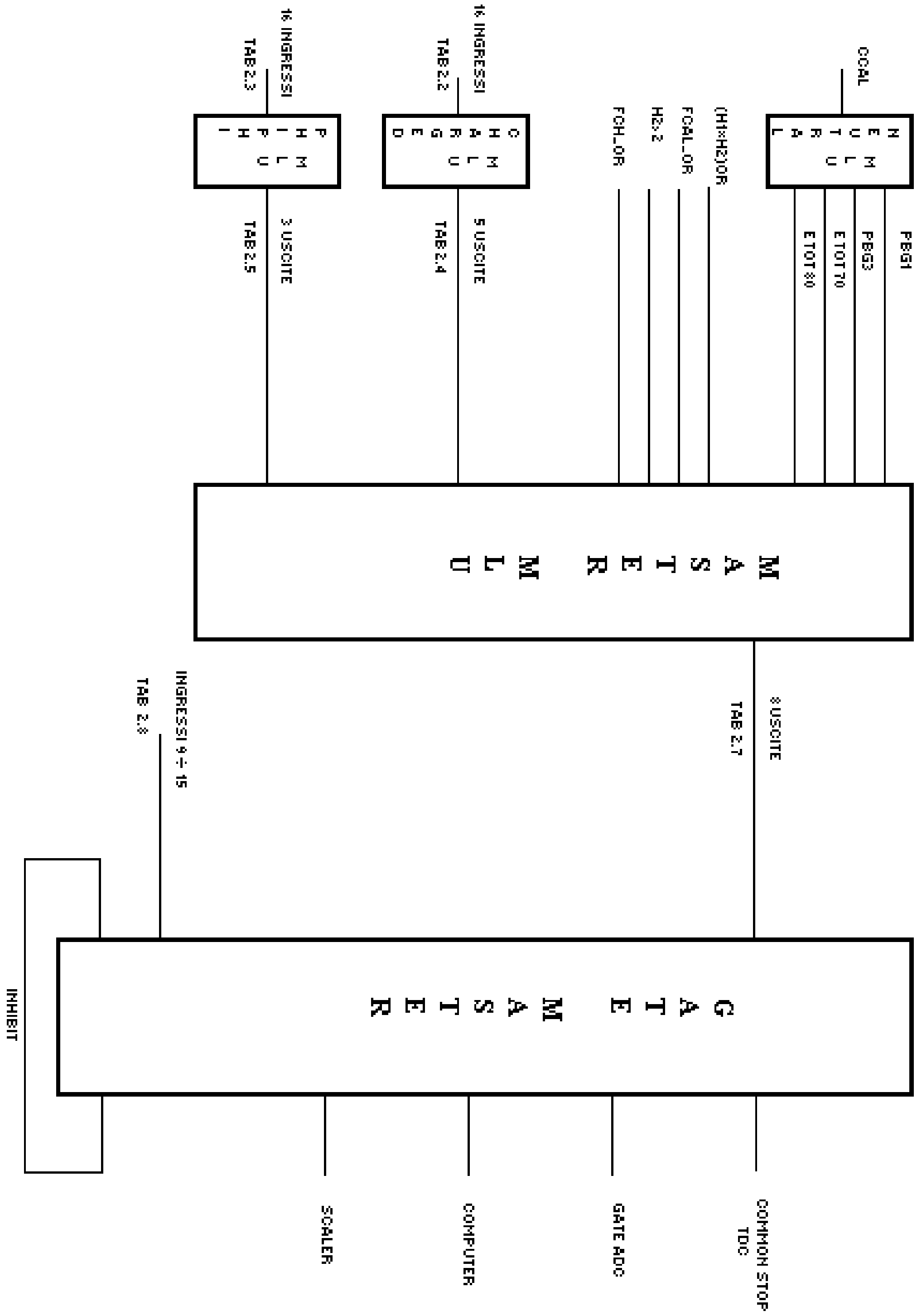


Figura 3.1: Schema del trigger di primo livello

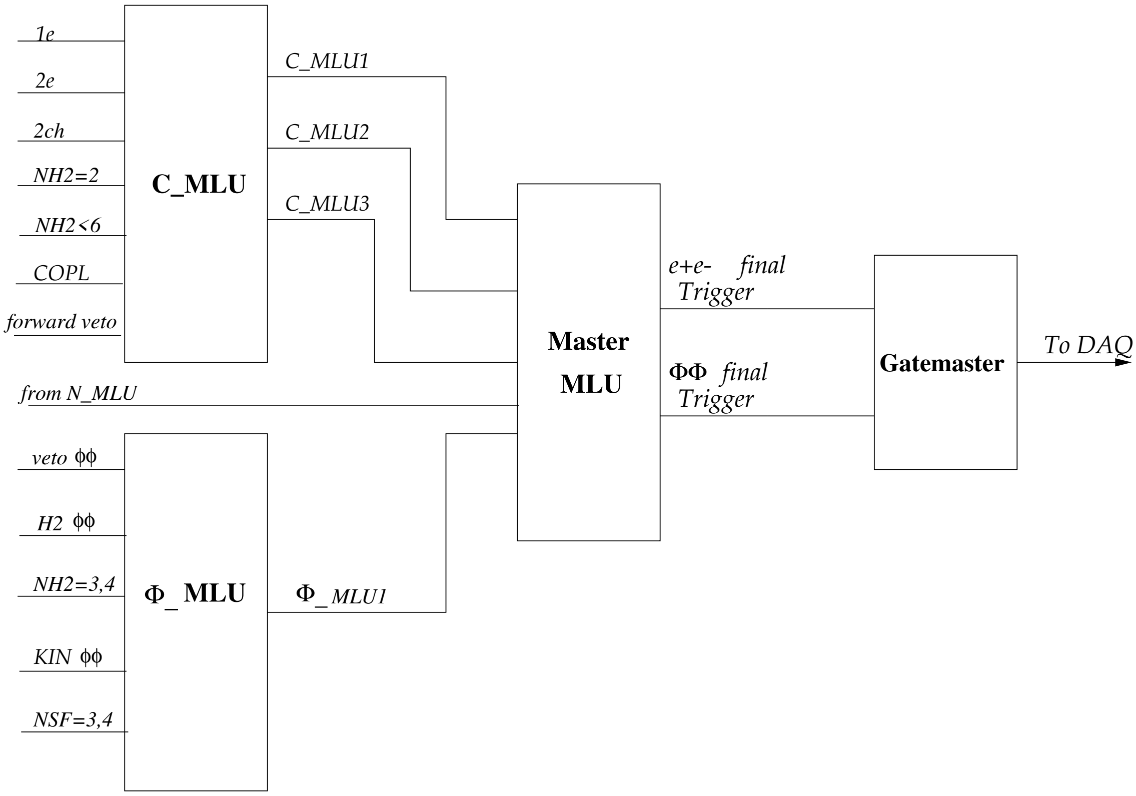


Figura 3.2: Schema del trigger carico

Il trigger carico utilizza due MLU, la CHARGED MLU e la PHI PHI MLU, i cui ingressi sono riportati nelle tabelle 3.6 e 3.7 rispettivamente.

Le uscite di queste MLU sono gli input della MASTER MLU, il cui compito é quello di computare le logiche finali (vedi tab. 3.8 e 3.9).

Per semplicitá di consultazione tutte le tabelle sono riportate al fondo del capitolo. Uno schema del funzionamento del trigger carico é presente in fig. 3.2.

3.1.2 Il trigger neutro

Il trigger neutro parte se non riceve dal trigger carico un segnale di veto, che corrisponde all'OR delle coincidenze di ogni scintillatore di H1 con i tre corrispondenti elementi di H2'. Se questa condizione é verificata, infatti, significa che vi sono particelle cariche nello stato finale.

Le logiche del trigger neutro si basano unicamente sul calorimetro centrale. I blocchi di quest'ultimo sono raggruppati in 8 supermoduli in ϕ per ogni anello. Ognuno di essi emette un segnale pari alla somma di quelli provenienti dai contatori che lo compongono. Poiché vi sono 20 rings e 64 wedge, avremmo 160 segnali in ϕ, il cui OR (chiamato PBG_{OR}) viene usato come segnale di temporizzazione dell'intero esperimento.

A questo punto si sommano i segnali provenienti dai super-wedge di 5 anelli consecutivi, ottenendo cosí un *super-ring*. In questo modo l'intero calorimetro viene suddiviso in 40 settori, piú facili da gestire per il trigger dei 1280 blocchi che lo compongono. Tali segnali vengono inviati quindi a uno stadio integratore, a uno stadio discriminatore con soglie differenziate a seconda dell'angolo polare, e infine a uno stadio che somma i segnali di ogni settore, in modo da conoscere l'energia rilasciata.

A partire da ció, la NEUTRAL MLU é programmata per verificare se sono soddisfatte le seguenti logiche:

- PBG1 richiede che diano segnale sopra soglia due superwedge opposti;
- PBG3 richiede che per ogni supermodulo colpito diano un segnale sopra soglia anche o quello ad esso opposto o uno dei due adiacenti a quest'ultimo;
- $\mathrm{ETOT}_{70\%}$;
- $\mathrm{ETOT}_{80\%}$.

Le ultime due condizioni richiedono rispettivamente che almeno il 70% e 80% dell'energia totale dell'evento sia stata rilasciata nel calorimetro centrale. Per verificare ciò la MLU utilizza i segnali degli ingressi 8 e 9. Anche le uscite della Neutral MLU vanno nella Master MLU, il cui compito é di selezionare le logiche finali.

3.1.3 La Master MLU

La Master MLU elabora i segnali provenienti dalle 3 MLU descritte in precedenza e da alcuni rivelatori e li combina nelle logiche finali che definiscono i vari tipi di trigger. Nelle tabelle 3.10 e 3.11 sono specificate le sue logiche di ingresso e di uscita.

3.1.4 Il Gate Master

Ogni volta che viene soddisfatta una delle logiche di trigger la Master MLU invia un segnale logico al Gate Master, un modulo che può essere configurato via software in modo tale da abilitarne le entrate corrispondenti ai trigger degli eventi che si vogliono selezionare. In condizione di 'normale' presa dati tutti i suoi ingressi corrispondenti alle uscite della Master MLU sono abilitati.

Appena ricevuto il segnale, il Gate Master manda i *common stop* ai TDC, i *gate* agli ADC e ne abilita la lettura. Contemporaneamente invia a se stesso un segnale di *inhibit* che viene rimosso solo quando sono ultimate le funzioni di lettura e scrittura dei dati. Questa operazione, necessaria per una corretta acquisizione dell'evento, introduce un tempo morto, ossia un tempo in cui il sistema non è abilitato a ricevere ulteriori dati. Per verificare che esso non diventi troppo lungo esiste uno *scaler* apposito a cui vengono inviati segnali da un'impulsatore da 10KHz, e che viene inibito durante lo svolgimento delle funzioni di lettura e scrittura. Il rapporto tra numero di conteggi da esso rilevato nell'unità di tempo e 10 KHz dà una misura del *life time*. Si controlla costantemente durante la presa dati che esso non scenda sotto il 97%.

3.2 Il sistema di acquisizione dati e il trigger di secondo livello

Il sistema di acquisizione dati di E835 é illustrato in fig. 3.3 e sará ora descritto nei dettagli [21] .

I segnali analogici provenienti dai vari rivelatori giungono in moduli sistemati in appositi crates, che vengono letti a loro volta dal sistema di acquisizione dati attraverso la porta ECL, che ha una velocitá di trasmissione di circa 100 ns/parola. Tali dati vengono quindi convertiti in modo che possano essere letti dal sistema di memorizzazione/trasmissione, costituito da un insieme di buffer (DYC+) dispositivi dotati di memoria e in grado di gestire una linea di trasmissione (con velocitá di trasferimento di 20 Mb/s).

Il sistema di elaborazione dati é costituito da tre computer SGI, di cui il primo (fn835x) controlla la presa dati e colloquia con i crates in cui sono contenuti i moduli; il secondo (fn835y) è utilizzato per la ricostruzione e una prima analisi degli eventi; l'ultimo (fn835z) tiene sotto controllo il corretto funzionamento dei rivelatori.

L' SGI CHALLENGE esegue una prima analisi dell'evento e gli associa

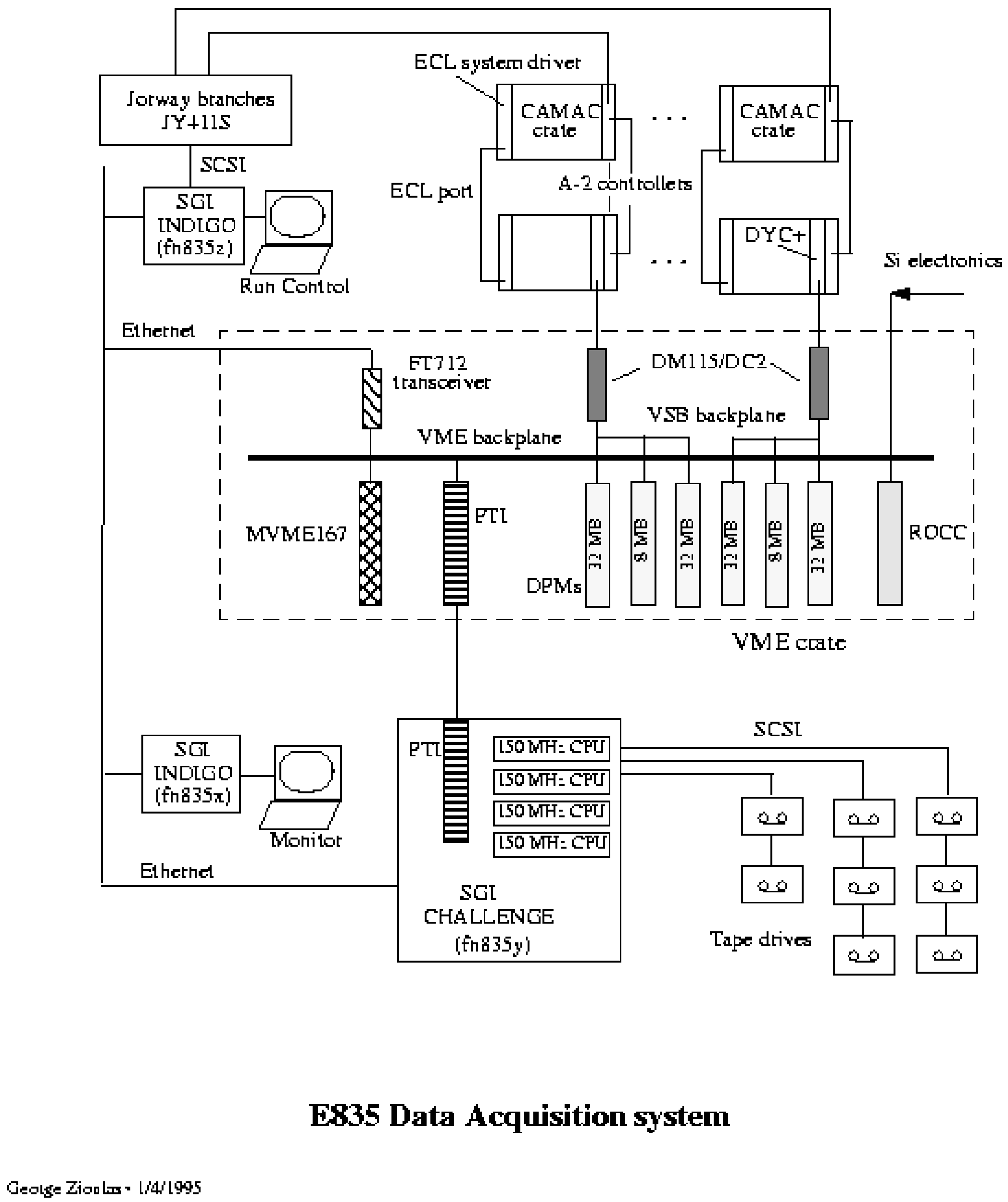


Figura 3.3: Schema del sistema di acquisizione dati

univocamente un numero (PRUDE ID) in base al tipo di trigger che ha passato (vedi tab. 3.12). Esistono infine quattro coppie di unità a nastro, operanti in modo alternato per minimizzare i tempi morti durante l'acquisizione, attraverso cui avviene la scrittura dei dati.

3.3 Il trigger per il canale $\phi\phi\gamma$

3.3.1 Geant

In tutte le simulazioni svolte in questa tesi é sempre stato utilizzato come montecarlo la versione di GEANT preparata per E835. GEANT é infatti un programma piuttosto complesso che simula l'interazione delle varie particelle con i materiali di cui possono essere composti i rivelatori [10] . É compito di ogni singolo esperimento inserirvi all'interno la geometria specifica del proprio apparato sperimentale.

Per E835 é stata raggiunta una ragionevolmente dettagliata descrizione [26] dei materiali attivi e passivi. Sono state inserite le perdite di energia dovuta ai cracks, alla luce Cherenkov, ai raggi delta, al multiplo scattering, a interazioni adroniche.

Non vengono invece riempite le variabili relative alle informazioni dei TDC, e non é stato implementato un meccanismo di pile-up per il calorimetro.

Gli eventi vengono generati tenendo conto di:

- larghezza naturale delle particelle;
- tutti i decadimenti hanno distribuzione isotropa nei sistemi di riferimento del centro di massa;
- vertice di interazione non puntiforme, con distribuzione gaussiana e con $\sigma_x = 0.25$ cm., $\sigma_y = 0.25$ cm., $\sigma_z = 0.35$ cm.;
- perfetto allineamento dei rivelatori interni;

Il programma simula le caratteristiche cinematiche dell'evento, quindi ricostruisce il passaggio delle varie particelle attraverso i rivelatori, e calcola le loro risposte.

A meno che non sia diversamente specificato, si sono utilizzati 10000 eventi generati.

3.3.2 Le caratteristiche cinematiche della reazione

Per capire il funzionamento del trigger di primo e secondo livello é necessario comprendere le caratteristiche peculiari della reazione
$h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow \phi\phi\gamma \longrightarrow 4k\gamma$

É stato scelto questo canale infatti perché la sua segnatura é piuttosto particolare. Vediamo di capirne i motivi:

- essendo il primo stadio della reazione un decadimento a due corpi, l'energia del fotone nel centro di massa é fissata, ed é pari alla differenza di massa tra lo stato h_c e l'η_c, ossia 0.54 GeV (vedi fig. 3.4) [1]
- caratteristica distribuzione in θ dei 4 k (vedi fig. 3.5 a);
- poiché la differenza tra la massa della ϕ e la somma delle masse dei due k in cui decade é piccola (M_ϕ - 2 M_k = 0.03 GeV), i kaoni provenienti dal decadimento della stessa ϕ sono molto vicini in θ (vedi fig. 3.5 b) e in ϕ (vedi fig. 3.5 c);
- gli angoli polari delle due coppie di kaoni sono fortemente correlati (vedi fig. 3.5 d);
- le due coppie di kaoni vengono emesse 'back to back', ossia opposte di 180° in ϕ;

3.3.3 Il trigger di primo livello

Il trigger di primo livello é stato purtroppo costruito per selezionare eventi del tipo
$\eta_c \longrightarrow \phi\phi \longrightarrow 4k$

Le caratteristiche cinematiche di questa reazione sono simili (vedi fig. 3.6), almeno per quanto riguarda la parte adronica, a quelle del canale $\phi\phi\gamma$, e si userá quindi questo tipo di trigger per selezionare gli eventi, anche se vi sará una perdita in efficienza rispetto al canale $\phi\phi$.

[1] In realtá l'energia del fotone é pari a

$$E_\gamma = \frac{E_{cm}^2 - M_{\eta_c}^2}{2E_{cm}} = 0.505GeV \tag{3.1}$$

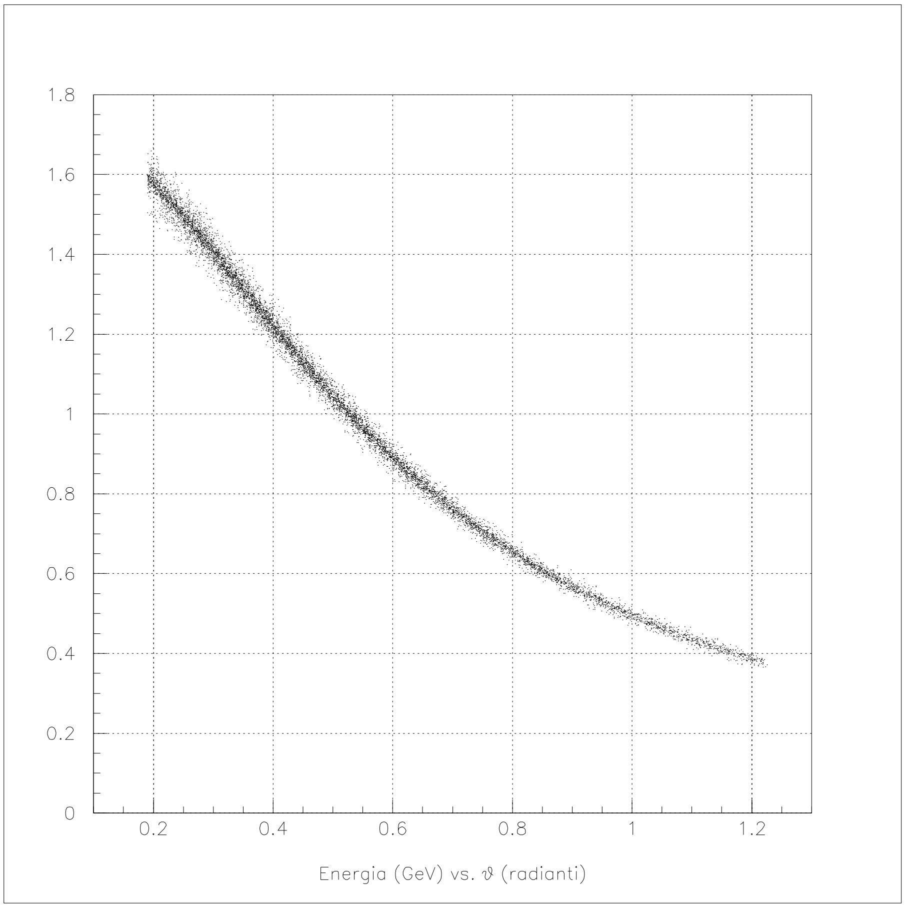


Figura 3.4: Correlazione tra energia nel sistema di riferimento del laboratorio e angolo polare per il fotone, ottenuta con simulazione tramite montecarlo (GEANT).

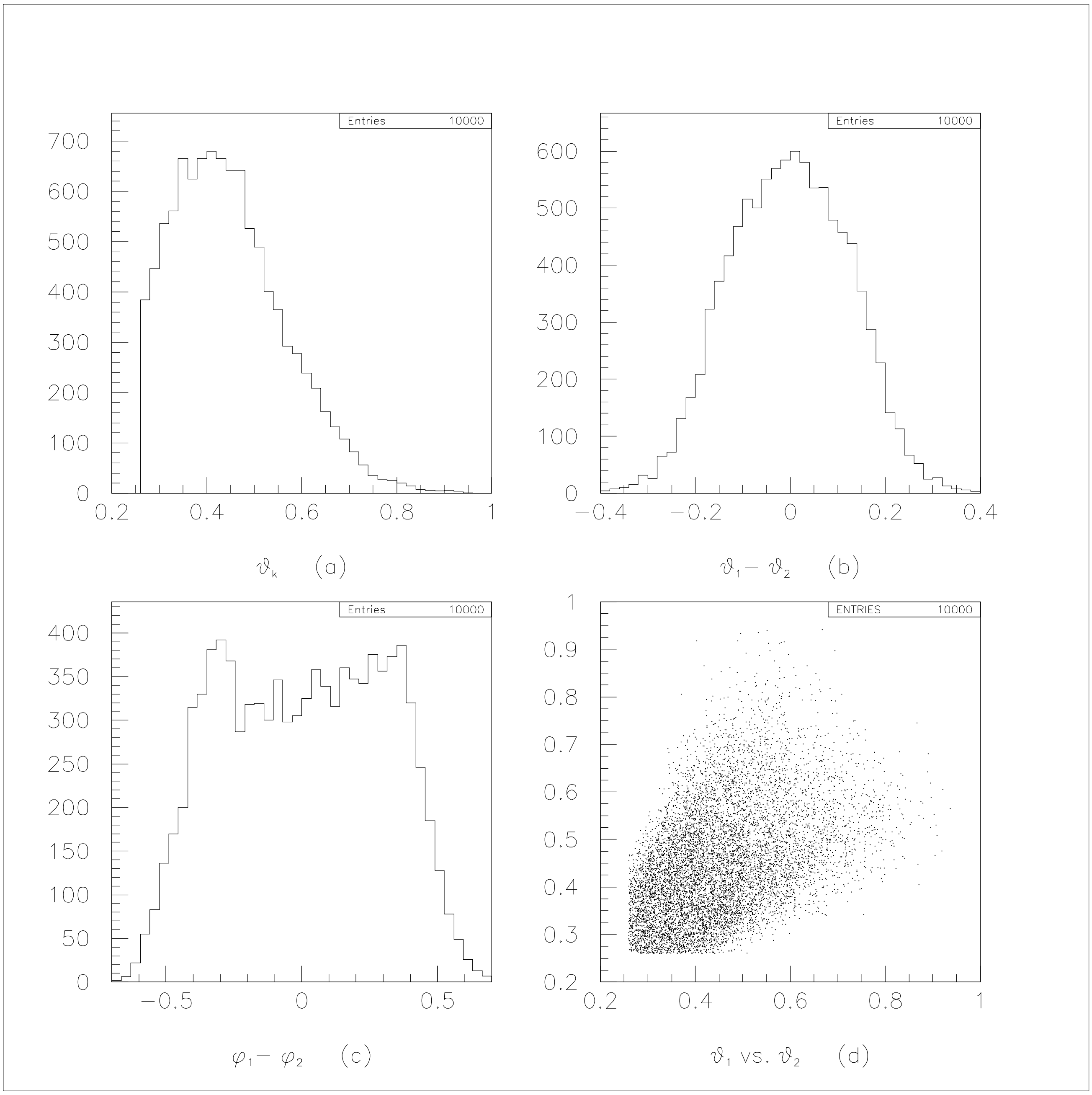


Figura 3.5: Distribuzioni angolari in radianti ottenute con simulazione tramite montecarlo (GEANT) all'energia di E_{cm}=3526.2 GeV per: angolo polare dei 4 k (a); differenza tra angoli polari (b) e azimutali (c) di k provenienti dalla stessa ϕ; correlazione tra angoli polari di k provenienti dalla stessa ϕ (d)

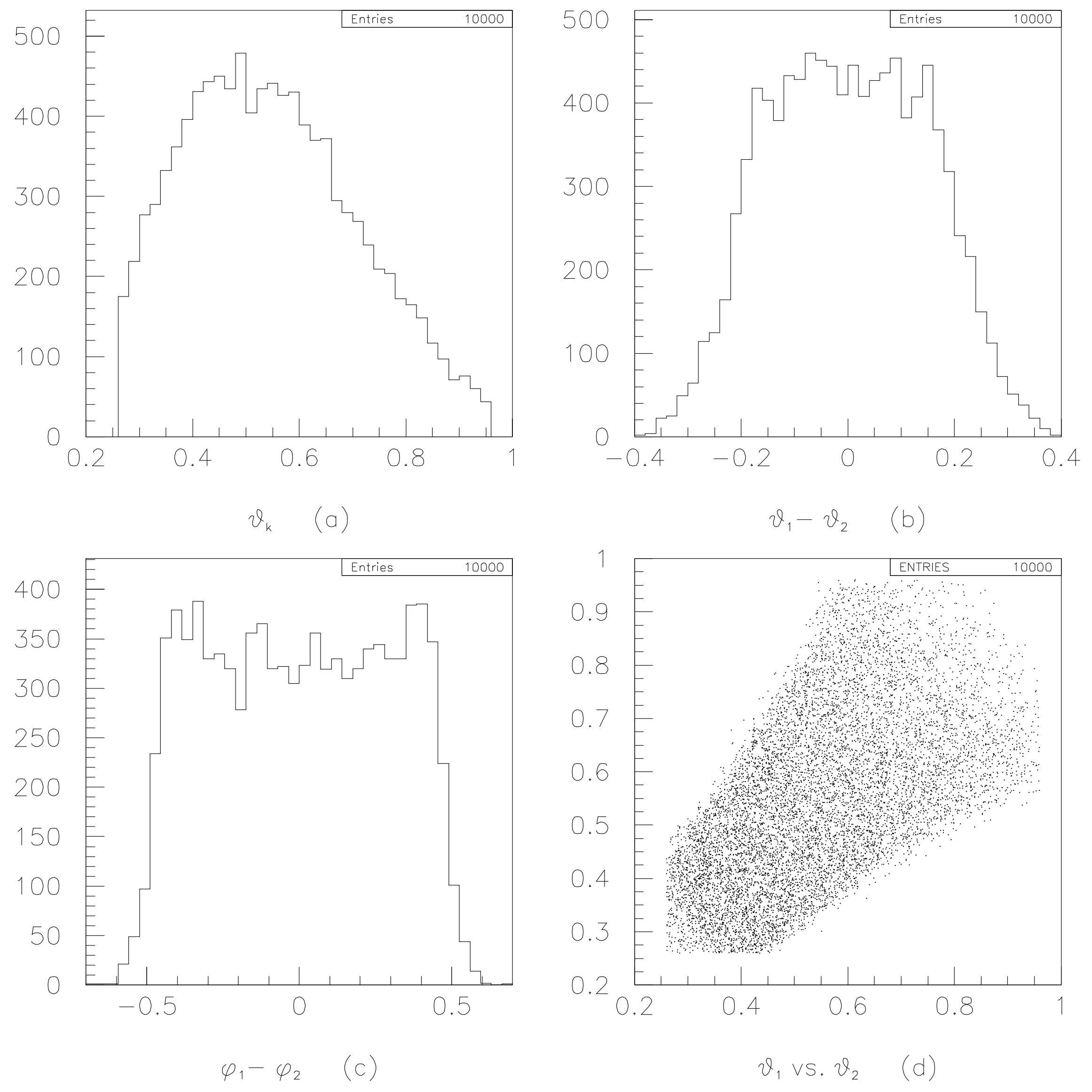


Figura 3.6: Distribuzioni angolari in radianti ottenute con simulazione tramite montecarlo (GEANT) all'energia di E_{cm}=2.9788 GeV per: angolo polare dei 4 k (a); differenza tra angoli polari (b) e azimutali (c) di k provenienti dalla stessa ϕ; correlazione tra angoli polari di k provenienti dalla stessa ϕ (d)

La logica finale é

$$\overline{Bundle1} \times \overline{Bundle2} \times \overline{FCH} \times \overline{H2_{LOGIC}} \times (H2 = 3,4) \times (SF = 3,4,5)$$
$$\times(\overline{SF = 3 \times H2 = 3}) \times KIN2B \times COPL \times H2cluster \times 2h$$

Vediamo dunque quali sono in dettaglio le logiche richieste dal trigger $\phi\phi$.

COPL

Per coplanaritá intendiamo l'OR tra un elemento di H2 e uno dei 3 opposti in ϕ.

H2 logic

Perché questa logica sia soddisfatta vogliamo che vi sia coincidenza tra un elemento di H2 e uno dei 9 appartenenti alle due regioni spostate di 90° in ϕ rispetto all'elemento colpito (vedi fig. 3.7). É presente nel trigger in veto.

H2 cluster

Questa logica non era presente nel trigger di E835 ed é stata implementata per E835'. Essa si basa sul fatto che i k provenienti dal decadimento della stessa ϕ abbiano angoli azimutali prossimi tra loro. H2 cluster é divisa in tre sublogiche (vedi fig. 3.8):

- NH2 indica la molteplicitá di H2;
- $\text{NH2}_{cluster}$ é il numero di scintillatori adiacenti colpiti;
- $\text{NH2}_{altcluster}$ é il numero di elementi colpiti separati da un solo elemento;

La logica finale é la seguente:

$$
\begin{aligned}
H2_{cluster} = {} & (NH2=3)\times(NH2_{cluster}=2)\times(NH2_{altcluster}=3).OR. \\
& (NH2=3)\times(NH2_{cluster}=3)\times(NH2_{altcluster}=2).OR. \\
& (NH2=4)\times(NH2_{cluster}=3)\times(NH2_{altcluster}=2).OR. \\
& (NH2=4)\times(NH2_{cluster}=2)\times(NH2_{altcluster}=4).OR. \\
& (NH2=4)\times(NH2_{cluster}=2)\times(NH2_{altcluster}=4)
\end{aligned}
$$

H2=3,4

Viene richiesto che siano colpiti tre o quattro elementi di H2.

2 h

Vengono richieste almeno due tracce cariche adroniche, intese come la coincidenza tra un elemento di H1 e uno dei 6 elementi di H2 corrispondenti, e il veto del contatore Cherenkov.

FCH

Questa logica é soddisfatta se almeno un elemento dell'odoscopio in avanti viene colpito. É presente nel trigger in veto.

SF=3,4,5

Poiché le fibre esterne sono 430, per utilizzare i loro segnali, é stato necessario dividerle in 19 gruppi (bundles) di circa 30 fibre ciascuno [29]. La divisione delle fibre é stata ottimizzata tramite montecarlo, proprio per la reazione $\phi\phi$. I segnali provenienti dalle fibre appartenenti a uno stesso gruppo vengono messi in OR, e quindi si ha un bundle colpito se almeno una delle fibre ad esso appartenenti ha dato segnale.

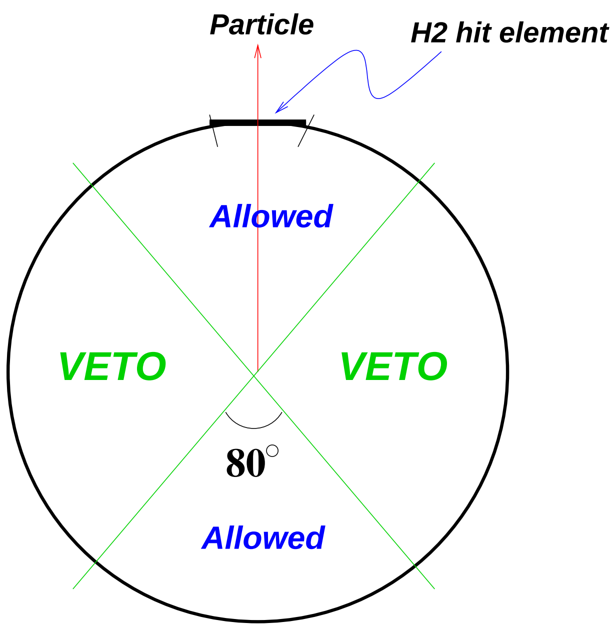
La suddivisione in bundle per E835' é riassunta nella tabella 3.1. Nel trigger viene richiesto che siano colpiti 3, 4 o 5 bundles. Sono inoltre messi in veto i bundles 1 e 2 in quanto corrispondono a angoli polari maggiori di 48.4° nel sistema del laboratorio.

Bundle	numero fibre	ultima fibra	angolo ultima fibra
1	30	30	56.1°
2	28	58	48.4°
3	28	86	41.9°
4	14	100	39.6°
5	14	114	37.3°
6	14	128	35.1°
7	14	142	33.2°
8	14	156	31.4°
9	14	170	29.9°
10	12	182	28.6°
11	12	194	27.4°
12	30	224	24.8°
13	29	253	22.8°
14	30	283	21.0°
15	29	312	19.5°
16	30	342	18.1°
17	29	371	17.0°
18	30	401	15.9°
19	29	430	15.0°

Tabella 3.1: Divisione delle fibre in bundles

H2+SF=7,8

Viene richiesta che la somma delle molteplicitá combinate di H2 e fibre sia pari a 7 o 8. Questa logica non permette dunque che le molteplicitá separate di questi due rivelatori siano entrambi pari a tre.



(a)

Figura 3.7: Schema dei blocchi accettati e respinti da H2 logic

KIN2BODY

É una logica, anch'essa studiata tramite montecarlo, ottimizzata per la reazione $\phi\phi$, e ne sfrutta le caratteristiche cinematiche. É sostanzialmente una matrice di coincidenze tra bundles (vedi fig 3.9).

3.3.4 Efficienza del trigger di primo livello

L'efficienza hardware del trigger é stata valutata in aprile essere del 99.8%.

L'efficienza delle singole logiche é stata dapprima calcolata partendo dall'informazione sugli angoli delle tracce generati con il montecarlo, e valutando in quali detector sarebbe passata la particella. Tale simulazione non tiene peró conto del multiplo scattering, di possibili conversioni, delle inefficienze dei singoli rivelatori, o di cracks. É stata quindi usata solo per avere una

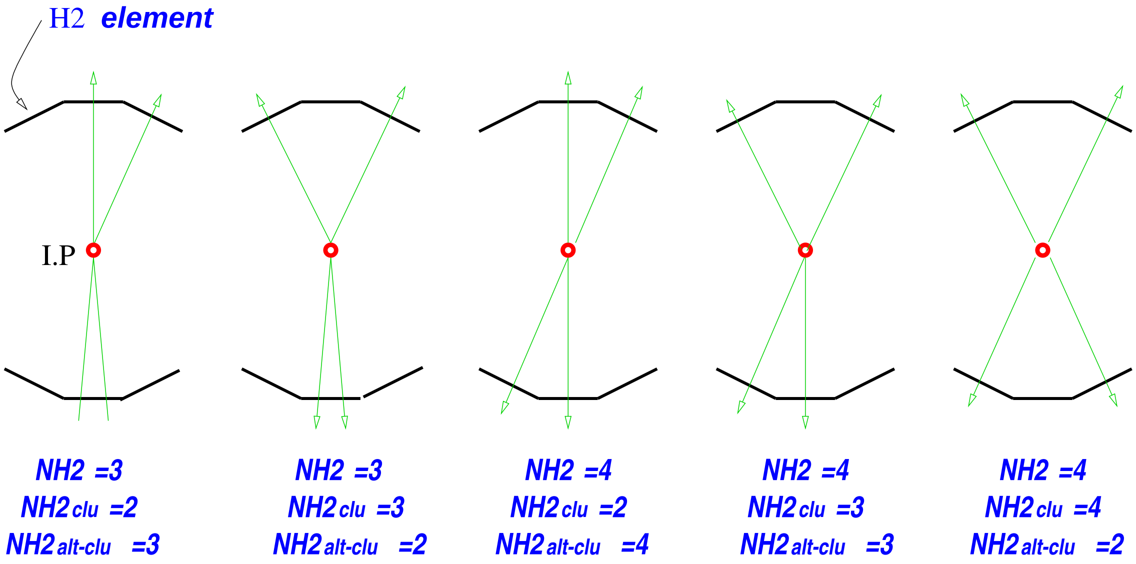


Figura 3.8: Possibili configurazioni accettate da H2 cluster

prima idea dell'efficienza del trigger, che risulta pari al 60.0% per la reazione $\phi\phi$ e del 55.5% per la reazione $\phi\phi\gamma$.

Tali risultati sono compatibili con i valori trovati da W. Baldini nella sua tesi di laurea [29].

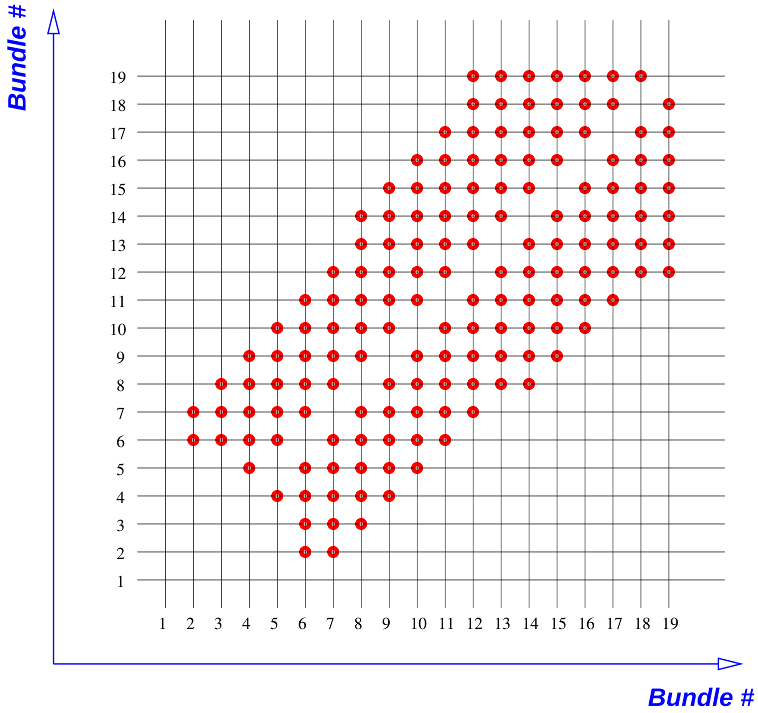
Una simulazione piú appropriata é stata ottenuta utilizzando GEANT, che simula direttamente la risposta dei rivelatori al passaggio dellle particelle, e tiene quindi conto di tutti gli effetti che si erano prima trascurati. Purtroppo GEANT non simula i segnali dei TDC, che sono quelli utilizzati dal trigger, si sono quindi usate le informazioni relative agli ADC, che dovrebbero, in linea di principio, scattare quando scattano i TDC.

L'efficienza trovata é stata del 36.6% per la reazione $\phi\phi$ e del 33.0% per la reazione $\phi\phi\gamma$.

L'efficienza delle singole logiche é riportata in tabella 3.2.

3.3.5 Il trigger di secondo livello

Come ricordato all'inizio del capitolo nel 96/97 il Gate Master 3, corrispondente al trigger $\phi\phi$, aveva un rate di 1.2 KHz, a una luminosità istantanea di 2.5 10^{31} cm^{-2} s^{-1} e a una energia nel centro di massa di 3.62 GeV. Il fattore di prescaling era di 10.



(b)

Figura 3.9: La matrice alla base di KIN2BODY

Logica	$\phi\phi$ (angoli)	$\phi\phi\gamma$ (angoli)	$\phi\phi$ (ADC)	$\phi\phi\gamma$ (ADC)
$\overline{B1}.AND.\ \overline{B2}$	79.2%	98.5%	74.3%	94.3%
$\overline{FCH}$	100.0%	100.0%	97.5%	96.9%
$\overline{H2_{LOGIC}}$	99.9%	79.2%	83.8%	61.4%
H2=3,4	95.6%	96.6%	81.8%	76.7%
SF=3,4,5	98.1%	96.5%	87.6%	83.5%
H2+SF=7,8	86.9%	83.5%	59.8%	54.6%
KIN2B	96.8%	98.9%	97.9%	98.1%
COPL	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
H2 cluster	83.1%	80.8%	65.8%	58.9%
2 h	100.0%	100.0%	97.6%	97.9%

Tabella 3.2: Efficienze delle singole logiche del trigger di primo livello, calcolate a partire dagli angoli delle tracce e dai segnali ADC

Nell'engineering run fatto da E835' a febbraio, con l'aggiunta rispetto a E835 della logica H2 cluster, a un energia nel centro di massa di 3.5 GeV e a una luminositá istantanea di 1.3 10^{31} cm^{-2} s^{-1} il rate era di 880 Hz, e i dati su nastro erano prescalati di un fattore 8.

Da aprile é stato dunque implementato un filtro a livello software in grado di selezionare sia eventi $\phi\phi$ che $\phi\phi\gamma$.

Tale filtro ha reso inutile il fattore di prescaling, aumentando di molto le possibilitá di osservare lo stato h_c nel canale $\phi\phi\gamma$. Ora il rate su nastro é di 160 Hz, comparabile con quello degli altri principali tipi di trigger.

La logica del filtro é

$$\begin{aligned} NMAXCCALBLK + [(FCAL_{\phi\phi} \times FCAL_{\phi\phi\gamma}) \\ + RINGVETO \times GOODGAM)] \end{aligned}$$

Vediamo in dettaglio le singole logiche.

NMAXCCALBLK

Viene richiesto che il numero massimo di blocchi in tempo nel calorimetro centrale sia pari a 16. Nel prossimo paragrafo si spiegherá come é stato ottenuto tale numero.

$\mathbf{FCAL}_{\phi\phi}$ e $\mathbf{FCAL}_{\phi\phi\gamma}$

Vengono accettati sia eventi che rilasciano nel calorimetro in avanti una energia totale minore di 50 MeV (canale $\phi\phi$) o un'energia compresa tra 1 e 2 GeV (canale $\phi\phi\gamma$). La figura 3.10 mostra l'energia totale rilasciata in FCAL, ottenuta tramite simulazione con montecarlo, per le due reazioni.

GOODGAM

Questa richiesta serve a identificare il fotone nel calorimetro centrale, chiedendo che l'energia di almeno un blocco sia compatibile con quella di un fotone emesso dal decadimento radioativo dello stato h_c in η_c. Tale logica é soddisfatta se l'energia nel centro di massa é compresa tra 0.2 e 0.5 GeV. In fig. 3.11 sono mostrate la distribuzione dell'energia nel centro di massa per ogni blocco, e la distribuzione del numero di blocchi che soddisfano la logica.

CCCHCLU

Questo taglio si basa sull'associazione tra blocchi del calorimetro con elementi di H2 (ϕ) e bundle di fibre (θ). I blocchi associati in tale modo dovrebbero appartenere a un linea carica, quelli non associati a un fotone. La fig. 3.12 mostra il numero di blocchi del calorimetro non associati con una traccia carica. Nella tabelle 3.4 e 3.5, al fondo del capitolo, é riportato il criterio di associazione tra blocchi di CCAL e elementi dei contatori.

Questa richiesta non é stata alla fine implementata, in quanto le precedenti fornivano giá un accettabile rate di scrittura su nastro. L'efficienza di questa logica, che avrebbe richiesto almeno un blocco non associato, sarebbe stata del 95.6%.

RINGVETO

Questo taglio sfrutta, per la reazione $\phi\phi$, la caratteristica distribuzione angolare in θ dei 4 k, e chiede che non vengano colpiti i ring 1, 2, 3 e 18, 19, 20 del calorimetro centrale. Tale richiesta era stata implementata a livello hardware durante parte del run di E835.

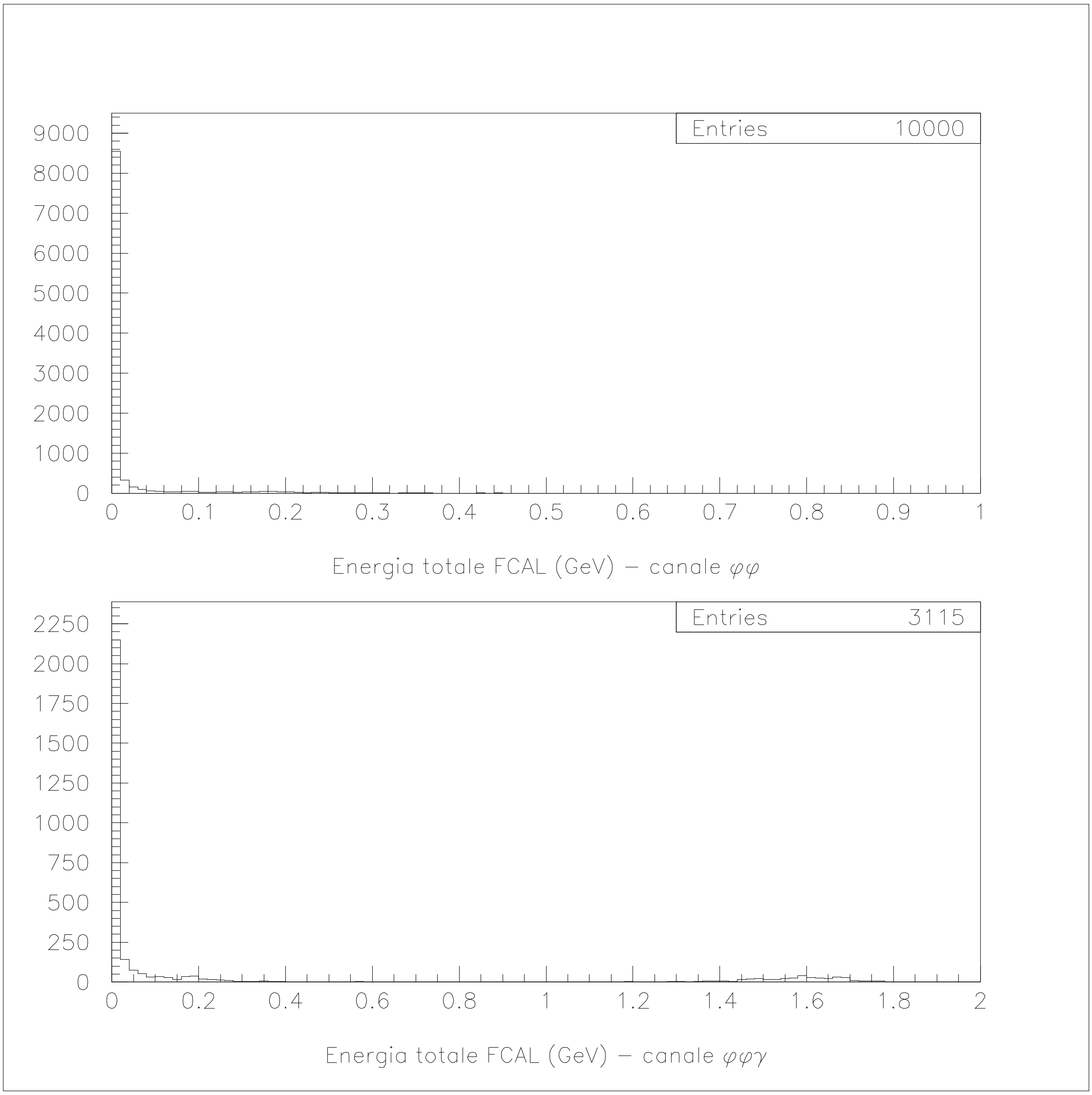


Figura 3.10: Energia totale rilasciata in FCAL, ottenuta tramite simulazione con montecarlo (GEANT)

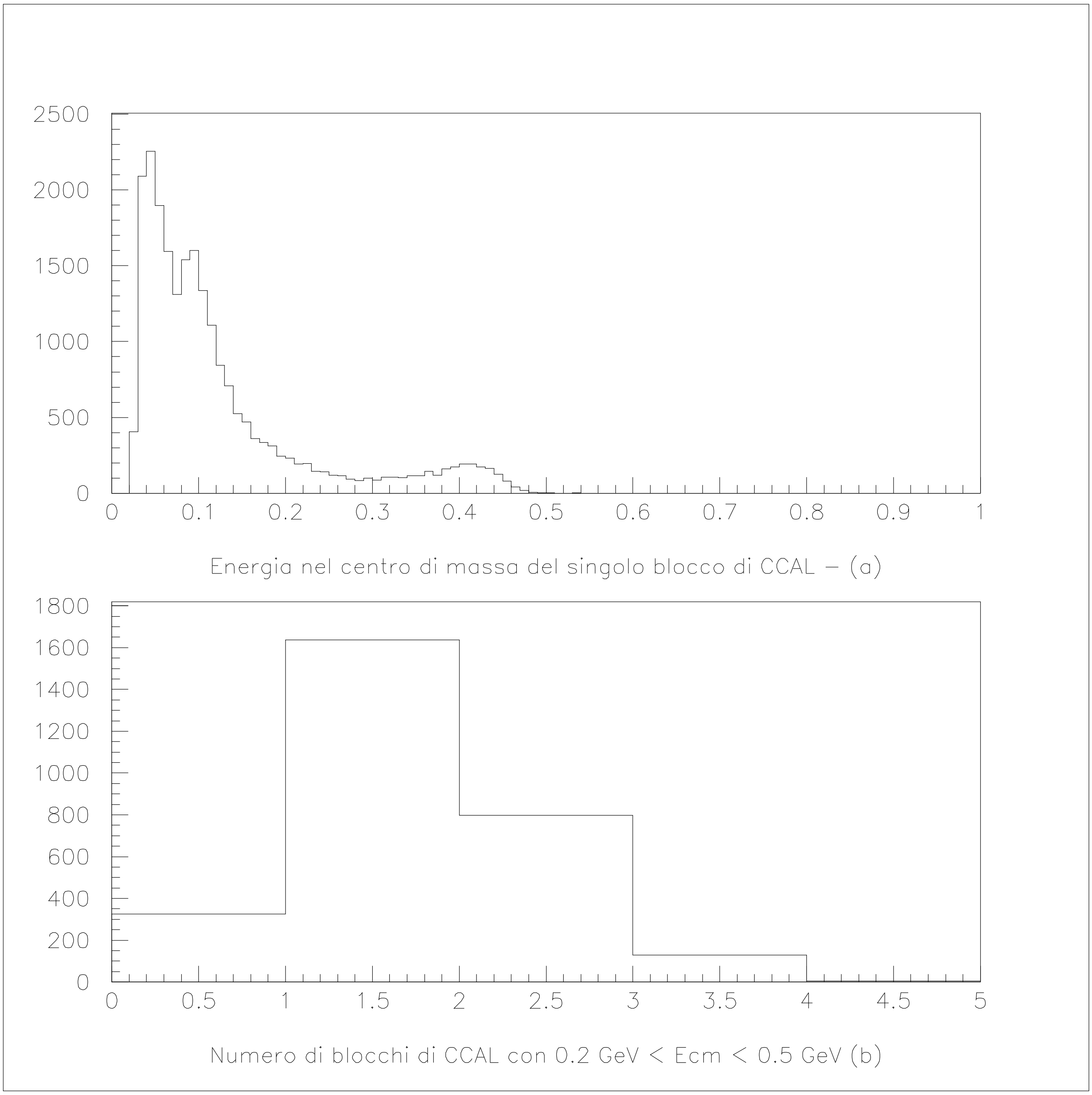


Figura 3.11: Distribuzione dell'energia nel centro di massa per ogni blocco (a) e numero di blocchi con energia nel centro di massa compresa tra 0.2 e 0.5 GeV (b), ottenute tramite simulazione con montecarlo (GEANT)

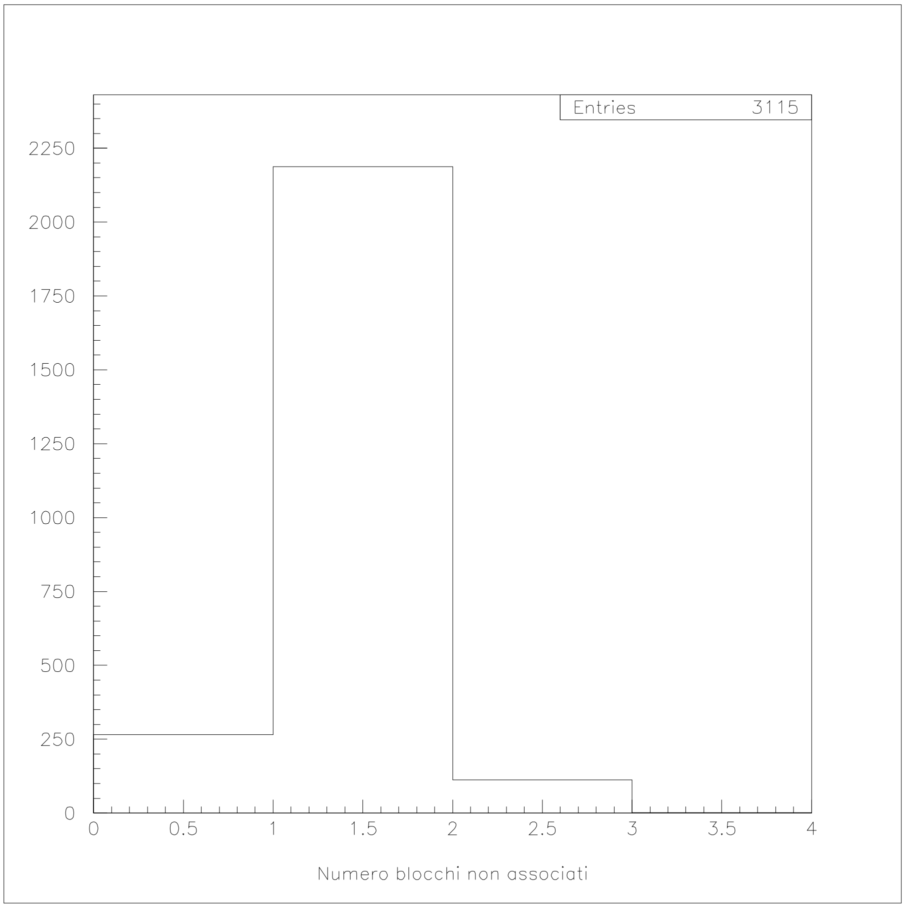


Figura 3.12: Distribuzione del numero di blocchi del calorimetro non associati a un bundle di fibre e a un elemento di H2 colpiti, ottenuti tramite simulazione con montecarlo (GEANT)

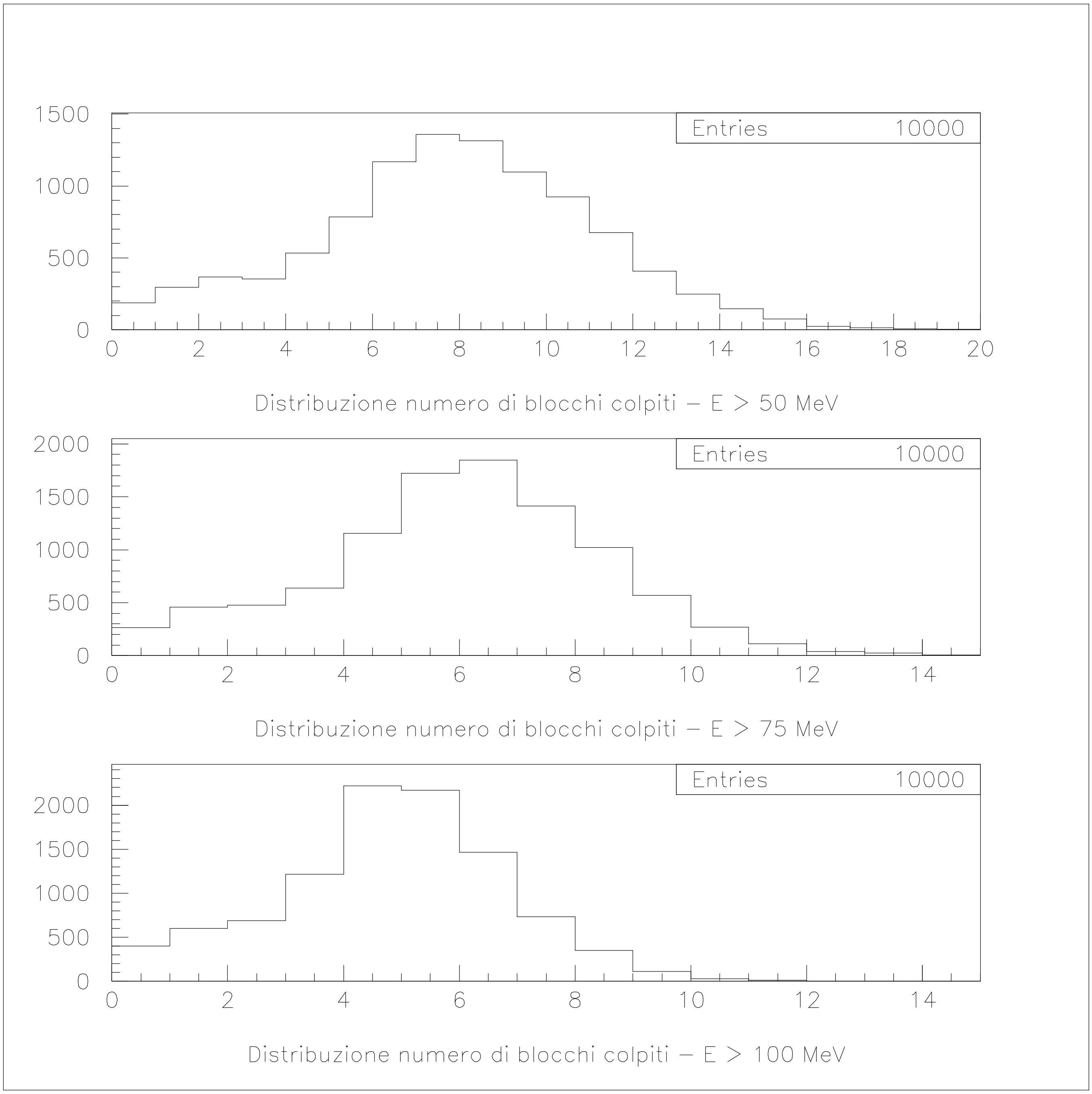


Figura 3.13: Distribuzioni del numero di blocchi colpiti in CCAL per la reazione $\phi\phi$ con diversi tagli sull'energia minima rilasciata in ogni blocco, ottenute con GEANT

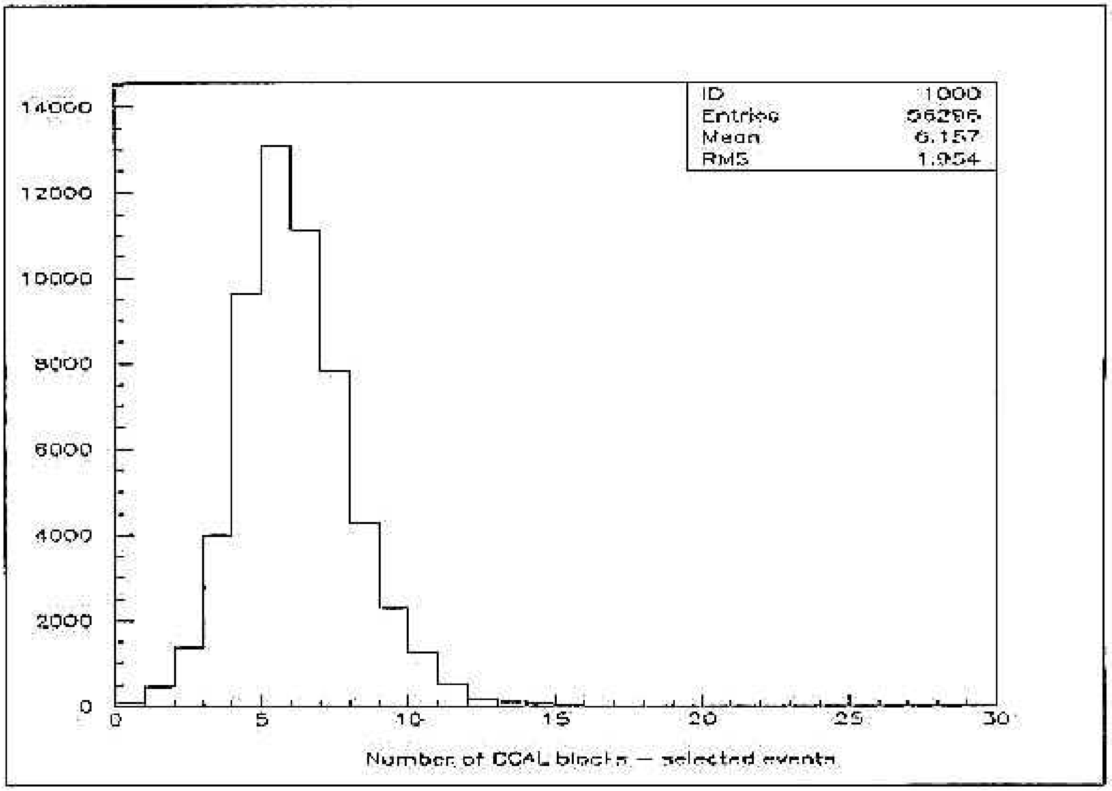


Figura 3.14: Distribuzione del numero di blocchi colpiti in CCAL per eventi $\phi\phi$, scelti utilizzando la selezione di Wander Baldini (courtesy di F. Marchetto)

3.3.6 Efficienza del trigger di secondo livello

L'efficienza totale del filtro é dell' 89.8% per la reazione $\phi\phi$, e dell' 85.3% per la reazione $\phi\phi\gamma$. L'efficienza delle singole logiche é riportata in tabella 3.10.

Tali efficienze sono state calcolate a partire da un campione di 10000 eventi generati con il montecarlo.

Per il canale $\phi\phi$, si sono potuti calcolare l'efficienza e il fattore di reiezione anche a partire dai dati, da cui si sono estratti eventi $\phi\phi$ utilizzando la preselezione di Wander Baldini descritta nella sua tesi di dottorato [28]. Si é ottenuta un'efficienza del 90.0%, e un fattore di reiezione, definito come il rapporto tra il numero di eventi non riconosciuti come $\phi\phi$ che passano i tagli del filtro e il numero di eventi totali, pari 0.08, e corrispondente a un fattore di prescaling di 12.

Tale numero é pertanto compatibile con il risultato ottenuto con il montecarlo, ed é un buon indice della bontá della nostra simulazione.

Per il canale $\phi\phi\gamma$, poiché non esisteva un campione di dati da cui valutare efficienza e fattore di reiezione, si é utilizzata invece solo una simulazione tramite montecarlo (GEANT). Come giá ricordato, in tale montecarlo non esiste informazione per quanto riguarda i TDC, che vengono invece utilizzati nel filtro. Per ovviare a questo problema si sono contati i blocchi del calorimetro centrale in cui era stata rilasciata energia al di sopra di una certa soglia, utilizzando i segnali ADC.

Per valutare l'energia minima si sono generati eventi $\phi\phi$ e si é confrontata la distribuzione del numero di blocchi ottenuta con vari tagli sull'energia con la distribuzione ottenuta dai dati. Le distribuzioni ottenute con il montecarlo sono mostrate in figura 3.13, mentre quella dei dati é riportata in fig. 3.14.

Si é scelta come energia di soglia E = 75 MeV. Tale energia si puó considerare approssimativamente buona per un adrone, ma non per il fotone nel calorimetro elettromagnetico. Per ottenere quindi la distribuzione finale del numero di blocchi colpiti per il canale $\phi\phi\gamma$ si é quindi aggiunto ai blocchi colpiti dai kaoni i blocchi colpiti dal fotone, ottenuti nel seguente modo.

Dati il valor medio e la deviazione standard del numero di blocchi colpiti da un fotone in funzione del numero di ring, ottenuti dai dati (vedi fig.3.15), si sono generati gaussianamente il numero di blocchi associabili al fotone e li si é aggiunti a quelli generati dai k, ottenendo la distribuzione mostrata in fig. 3.16.

Da tale distribuzione si é appunto deciso di fissare il taglio sul numero

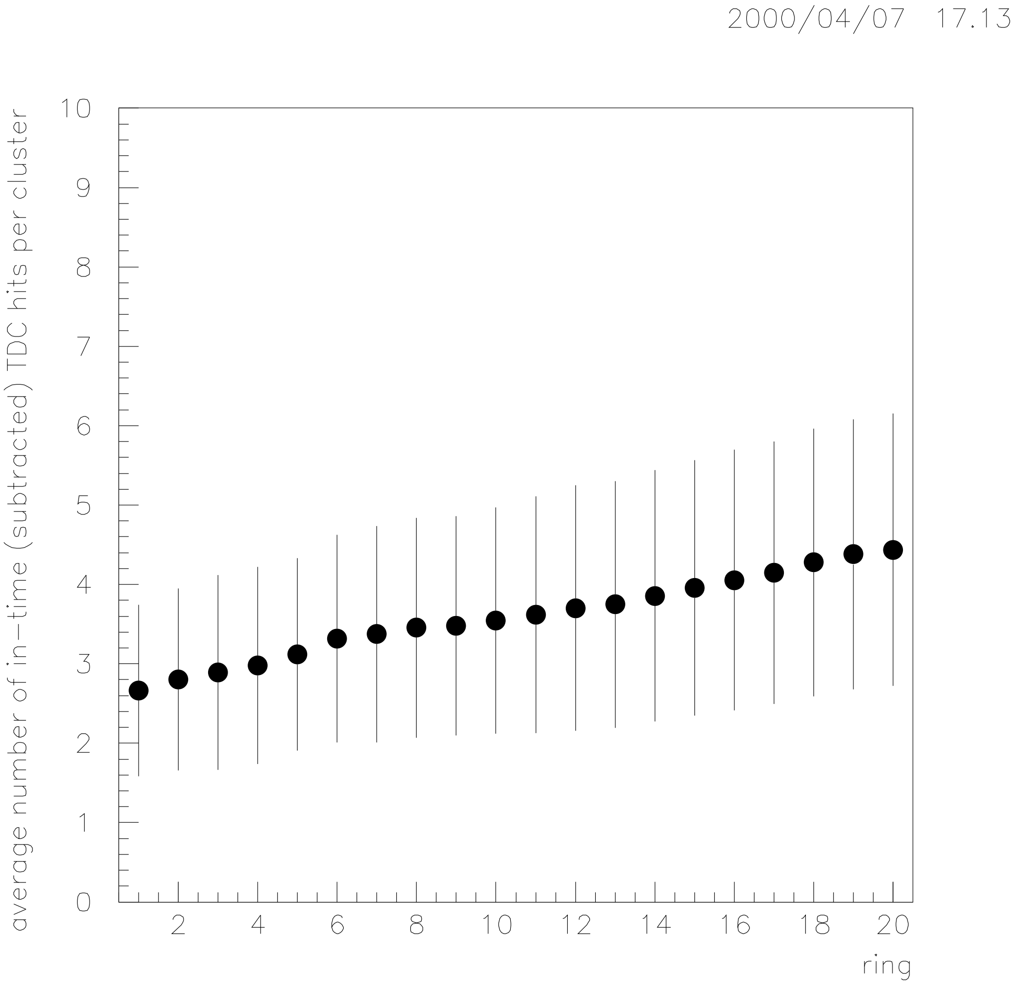


Figura 3.15: Distribuzione di valor medio e r.m.s. del numero di blocchi colpiti in CCAL da un fotone (courtesy di M. Thompson)

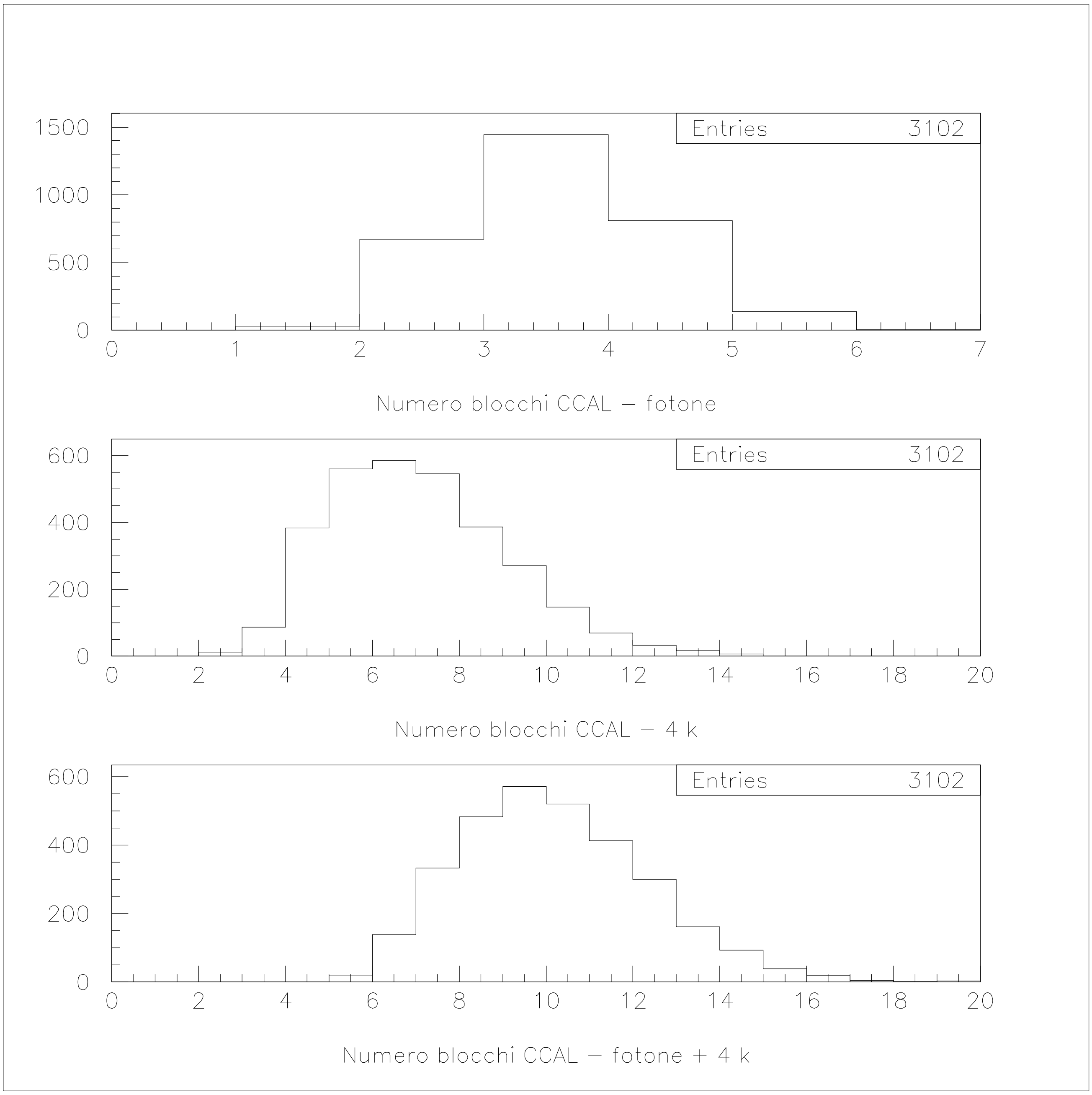


Figura 3.16: Distribuzione del numero di blocchi colpiti in CCAL per eventi $\phi\phi\gamma$ (dal fotone (a) dai kaoni (b) e la loro somma (c)

dei blocchi in CCAL a 16. Tali distribuzioni sono inoltre state usate per il calcolo delle efficienze.

Logica	$\phi\phi$	$\phi\phi\gamma$
NMAXCCALBLK	100.0%	100.0%
GOODGAM $\times$ RINGVETO	94.9%	97.1%
FCAL$_{\phi\phi}$ $\times$ FCAL$_{\phi\phi\gamma}$	94.6%	87.8%

Tabella 3.3: Efficienze del trigger di secondo livello

RING CCAL	BUNDLE	RING CCAL	BUNDLE
1	1	11	10,11,12
2	1	12	12,13
3	1,2	13	13,14
4	2	14	15,16
5	2,3	15	16,17
6	3	16	17,18,19
7	3,4,5	17	19
8	5,6,7	18	
9	7,8	19	
10	8,9,10	20	

Tabella 3.4: Bundle di fibre associati ai ring del calorimetro per la logica CCCHCLU

WEDGE CCAL	H2	WEDGE CCAL	H2
1	1,32	33	16,17
2	1	34	17
3	1,2	35	17,18
4	2	36	18
5	2,3	37	18,19
6	3	38	19
7	3,4	39	19,20
8	4	40	20
9	4,5	41	20,21
10	5	42	21
11	5,6	43	21,22
12	6	44	22
13	6,7	45	22,23
14	7	46	23
15	7,8	47	23,24
16	8	48	24
17	8,9	49	24,25
18	9	50	25
19	9,10	51	25,26
20	10	52	26
21	10,11	53	26,27
22	11	54	27
23	11,12	55	27,28
24	12	56	28
25	12,13	57	28,29
26	13	58	29
27	13,14	59	29,30
28	14	10	30
29	14,15	61	30,31
30	15	62	31
31	15,16	63	31,32
32	16	64	32

Tabella 3.5: Elementi di H2 associati ai wedge del calorimetro per la logica CCCHCLU

CMLU	input	
1	1e	elettroni $\geq$1
2	2e	elettroni $\geq$2
3	1h	tracce cariche $\geq$1
4	2h	tracce cariche $\geq$2
5	H2=2	elementi di H2 colpiti =2
6	H2>2	elementi di H2 colpiti >2
7	H2>4	elementi di H2 colpiti >4
8	H1>2	elementi di H1 colpiti >2
9	H1>4	elementi di H1 colpiti >4
10	COPL	2 elementi coplanari in H2 colpiti
11	FCV_{OR}	elementi di FCV (FCH) colpiti $\geq$1
12	$FCAL_{OR}$	elementi di FCAL colpiti $\geq$1
13	$H1_{OR}$	elementi di H1 colpiti $\geq$1
14	$H2_{OR}$	elementi di H2 colpiti $\geq$1

Tabella 3.6: Schema degli ingressi della Charged MLU

- h: una traccia carica identificata con la richiesta che sia colpito un elemento di H1 e almeno uno dei 6 blocchi di H2 ad esso corrispondenti;
- e: una traccia elettronica. Alle condizioni precedenti si aggiunge la richiesta di segnale nel Cherenkov.

PMLU	input	
1	SF Bundle1	n. di fibre colpite del bundle 1≥1
2	SF Bundle2	n. di fibre colpite del bundle 2≥1
3	SF Bundle8	n. di fibre colpite del bundle 8≥1
4	$H2_{logic}$	vedi didascalia
5	H2=3,4	3 o 4 elementi di H2 colpiti
6	Vuota	
7	SFup≥2	logica complessa,non utilizzata
8	SF=3,H2=3	3 bundle e 3 elementi di H2 colpiti
9	SF=3,4	3 o 4 bunble colpiti
10	SF=1	solo un bundle di fibre colpito
11	SF=2	solo due bundle di fibre colpito
12	$P\overline{P}$ 55^0 bundle	vedi didascalia
13	CCAL1-3	Uno dei ring da 1, 2 o 3 colpito
14	CCAL18-20	Uno dei ring da 18, 19 o 20 colpito
15	KIN2B	vedi didascalia
16	$P\overline{P}$ 90^0 bundle	vedi didascalia

Tabella 3.7: Schema degli ingressi della Phi-Phi MLU

- BUNDLE: un insieme di fibre adiacenti appartenenti ad entrambi gli strati. Il numero di fibre di cui esso è composto non è uguale per tutti, ma varia con θ;

- $H2_{logic}$ è la coincidenza tra un elemento di H2 e uno di quelli appartenenti alle due regioni azimutali di 9 elementi centrate a 90^0 rispetto al primo;

- $P\overline{P}$ n^0: la coincidenza tra i bundle di fibre che si ritiene debbano essere colpiti da un protone e un antiprotone il cui angolo di diffusione nel centro di massa vale $\theta = n^0$. Il numero di bundle varia al variare dell'energia dell'antiprotone incidente;

- KIN2B: la coincidenza tra più bundle in modo tale da soddisfare la cinematica dei decadimenti $\Phi\Phi \rightarrow 4K$

CMLU	output	
1	$(2e \times H2 < 4) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$	e^+e^-
2	$2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}}$	e^+e^-
3	$2h \times (COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	$\phi\phi$
4	$2h \times \times H2 = 2(COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$	$p\bar{p}$
5	$\overline{1e} \times 2h \times H2 = 2 \times COPL$	

Tabella 3.8: Schema delle uscite della Charged MLU

PMLU	output	
1	$(\overline{B1}) \times (\overline{B2}) \times (\overline{H2_{logic}}) \times (H2 = 3,4) \times (SF = 3,4) \times (\overline{SF = 3, H2 = 3}) \times (KIN2B)$	$\Phi\Phi$
2	$(P\overline{P}90^0B) \times (\overline{H2_{logic}}) \times (SF = 1)$	$P\overline{P}$ 90^0
3	$(P\overline{P}55^0B) \times (\overline{H2_{logic}}) \times (SF = 2)$	$P\overline{P}$ 55^0

Tabella 3.9: Schema delle uscite della Phi-Phi MLU

MMLU	input
1	PBG1
2	PBG3
3	$Etot_{70\%}$
4	$Etot_{80\%}$
5	$\overline{(H1 \times H2')_{OR}}$
6	$FCAL_{OR}$
7	H2>2
8	FCH_{OR}
9	$(2e \times H2 < 6) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$
10	$2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}}$
11	$2h \times (COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$
12	$2h \times H2 = 2(COPL) \times \overline{FCH_{OR}} \times \overline{FCAL_{OR}}$
13	$\overline{1e} \times 2h \times H2 = 2 \times COPL$
14	$\overline{Bundle1} \times \overline{Bundle2} \times \overline{H2_{LOGIC}} \times (H2 = 3, 4) \times$ $(SF = 3, 4) \times (\overline{SF = 3 \times H2 = 3}) \times KIN2B$
15	$(Bundle8 + Bundle9) \times (\overline{H2_{LOGIC}}) \times (SF = 1)$
16	$(Bundle2 + Bundle17) \times (\overline{H2_{LOGIC}}) \times (SF = 2)$

Tabella 3.10: Schema degli ingressi della Master MLU

MMLU	output	
1	$\boxed{e^+e^-}$: $(In(9) \times In(2)) + In(10)$	GM1
2	$\boxed{p\overline{p}\ 90^\circ}$: $In(11) \times In(15)$	GM2
3	$\boxed{\phi\phi}$: $In(12) \times In(15)$	GM3
4	$\boxed{\gamma\gamma}$: $PBG1 \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$	GM4
5	$\boxed{\text{Etot}}$:$Etot_{70\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$	GM5
6	$\boxed{p\overline{p}\ 55^\circ}$: $In(12) \times In(16)$	GM6
7	$Etot_{80\%} \times (\overline{H2 >= 2})$	GM7
8	$Etot_{80\%} \times \overline{FCV_{OR}} \times \overline{(H1 \times H2')_{OR}}$	GM8

Tabella 3.11: Schema delle uscite della Master MLU

ID		Nastro
90	GM9 [$CCAL\ laser$]	GK
120	GM12 [$minimum\ bias$]	GK
130	GM13 [$Random\ Gate$]	GK
70	GM7	GK
140	GM14 [$FCAL\ Cosmic\ Ray$]	GK
80	GM8	GK
150	GM15 [$High\ minimum\ bias$]	GP
10	GM1 [e^+e^-]	GK
40	GM4 [$\gamma\gamma$]	GK
100	GM10 [$silicon\ strobe$]	GP
30	GM3 [$\phi\phi$]	GP
20	[$p\bar{p}$]	GP
60	[$p\bar{p}\ control$]	GP
50	GM5 [E_{tot}]	GK
110	GM11 [$All\ trigs$]	GK
13*	GM1 $\times INVM > 2.2GeV$	GK
12	GM1 $\times INVM > 2.0GeV$	GK
11	GM1	GK
48*	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.5GeV$	GK,GNA
47	GM4 $\times INVM > 2.5GeV$	GK,GNA
42	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times ETA \times < 7clc$	GK,GNA
43	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times ETA \times < 7clc$	GK,GNA
44	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times MCL1 \times < 6clc$	GK,GNA
45	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV \times MCL1 \times < 6clc$	GK,GNA
41	(GM4+GM5) $\times INVM > 2.0GeV$	GK
52	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times ETA \times \overline{< 7clc \times INVM > 2.0GeV}$	GN,GNA
53	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times ETA \times \overline{< 7clc \times INVM > 2.0GeV}$	GN,GNA
54	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times MCL1 \times \overline{< 6clc \times INVM > 2.0GeV}$	GN,GNA
51	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times \overline{INVM > 2.0GeV}$	GN,GNA
55	(GM4+GM5) $\times E_{tot} \times MCL1 \times \overline{< 6clc \times INVM > 2.0GeV}$	GN

INVM>M	almeno una coppia di cluster in CCAL con massa invariante> M
ETA	almeno una coppia di cluster in CCAL con massa invariante nella regione della massa della η
MCL1	*cluster mass* del cluster più energetico> 100 MeV
clc	numero di cluster in CCAL

Tabella 3.12: Codici identificativi del filtro software. Nell'ultima colonna sono riportati i nastri su cui i dati vengono scritti. La seconda parte della tabella spiega i significati dei simboli utilizzati. L'asterisco indica gli eventi di particolare interesse che vengono anche scritti in un file su disco.

Capitolo 4

Studio del decadimento dello stato $h_c \longrightarrow \phi\phi\gamma$

Come piú volte ricordato nei capitoli precedenti, lo studio della reazione

$p\overline{p} \longrightarrow h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow \phi\phi\gamma \longrightarrow 4k\gamma$

non é molto semplice, in quanto l'apparato sperimentale di E835 é stato disegnato per studiare canali di decadimento elettromagnetici, e in particolare per riconoscere elettroni e fotoni, e non adroni nello stato finale.

Tale riconoscimento é reso ancora piú complicato dal non funzionamento del rivelatore a bande di silicio, che avrebbe dovuto fornire una misura contemporanea degli angoli azimutale e polare di una particella carica, e quindi una sicura indicazione del suo tracciamento. Purtroppo per questo compito si puó ricorrere solo al calorimetro centrale, che oltre a non essere molto affidabile nella rivelazione di particelle adroniche, ha l'inconveniente di essere a una distanza tale dal punto di interazione, che giá una grossa parte di kaoni é decaduta, e l'evento non é piú ricostruibile.

Malgrado queste difficoltá oggettive, in questo capitolo verrá fornito uno studio sull'analisi che si puó svolgere per ricostruire questo tipo di eventi, essendo questo canale molto importante per la conferma sperimentale dello stato h_c.

4.1 Previsioni per il canale $h_c \longrightarrow \phi\phi\gamma$

4.1.1 La sezione d'urto di Breit-Wigner

La sezione d'urto teorica per la reazione $p\overline{p} \longrightarrow h_c \longrightarrow \phi\phi\gamma$ é facilmente ricavabile utilizzando la formula di Breit-Wigner, che descrive l'ampiezza di transizione per la formazione di una risonanza nell'urto elastico di due particelle

$$\sigma(E) = \frac{(2j+1)}{(2s_1+1)(2s_2+1)} \frac{\pi}{k^2} \frac{B_{in} B_{out} \Gamma^2}{(E-W)^2 + \Gamma^2/4} \tag{4.1}$$

dove

- k é il trimomento nel centro di massa degli antiprotoni incidenti;
- j é lo spin della risonanza;
- s_1 e s_2 sono gli spin delle due particelle nello stato iniziale, nel nostro caso protoni e antiprotoni;
- B_{in} e B_{out} sono i branching ratio per lo stato iniziale e finale;
- W é la massa della risonanza e Γ la sua larghezza;

Nel nostro caso, all'energia di formazione della risonanza, ossia per E=W

- k = 1.489 GeV/c [1];
- j=1 ;
- $s_1 = s_2$ =1/2 ;

[1] l'impulso degli antiprotoni nel sistema di riferimento del centro di massa é stato ottenuto nel seguente modo:

$$k = p_{\overline{p}} \frac{m_p}{E_r} \tag{4.2}$$

dove m_p é la massa del protone, E_r é l'energia della risonanza, e l'impulso nel sistema del laboratorio $p_{\overline{p}}$ é calcolato a partire da

$$E_{\overline{p}} = \frac{{E_r}^2}{2m_p} - m_p \tag{4.3}$$

- $B_{h_c \longrightarrow p\overline{p}}\ B_{h_c \longrightarrow \eta_c\gamma} \approx 2.6\ 10^{-5}$ [2];
- $B_{\eta_c \longrightarrow \phi\phi}$=0.007±0.003 [3];
- $B_{\phi \longrightarrow k^+k^-}$ =0.49±0.01 [4];

si ha dunque

$$\sigma = \frac{3\pi}{k^2} B_{in} B_{out} \tag{4.4}$$

Sostituendo tutti i numeri si ottiene come valore finale σ=149 pbarn.

4.1.2 La sezione d'urto misurata

Come abbiamo visto nel secondo capitolo, la sezione d'urto di picco misurata non sará esattamente quella prevista teoricamente con la formula di Breit-Wigner, bensí il risultato della convoluzione di quest'ultima con la distribuzione in energia del fascio di antiprotoni.

$$\sigma(E_{CM}) = \int_0^\infty \sigma_{BW}(E)\ G(E - E_{CM}) dE \tag{4.5}$$

In particolare, se il fascio ha distribuzione gaussiana con larghezza

$$\Gamma_{E_{CM}} = (8 \ln 2)^{\frac{1}{2}} \sigma_{E_{CM}} \tag{4.6}$$

si puó dimostrare [14] che la relazione tra sezione d'urto di picco misurata e di Breit-Wigner é data da

$$\sigma_{misurata} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\Gamma_R}{\sigma_{E_{CM}}} exp(\frac{{\Gamma_R}^2}{8{\sigma_{E_{CM}}}^2}) erfc(\frac{{\Gamma_R}^2}{8{\sigma_{E_{CM}}}^2}) \sigma_{BW} \tag{4.7}$$

dove erfc é la funzione d'errore complementare.

---

[2] É il limite superiore con 90% C.L. stimato da E760 [30] nel seguente modo.
Il numero di eventi n_R nella regione della risonanza (stimata essere ± 400 KeV dalla sua massa) é dato dal numero di eventi risonanti N_R piú un certo numero di eventi di fondo N_B (determinati dalla regione fuori dalla risonanza). Il numero di eventi N_L risonanti con livello di confidenza del 90% é determinato imponendo che l'integrale di una gaussiana con valor medio N_R, varianza σN_R (valutata supponendo gli eventi seguano la distribuzione di Poisson) tra 0 e N_L sia pari a 0.9 per il valore delllo stesso integrale tra 0 e ∞. Dal numero di eventi si risale poi alla sezione d'urto e quindi al branching ratio

[3] dal PDB [15]

[4] dal PDB [15]

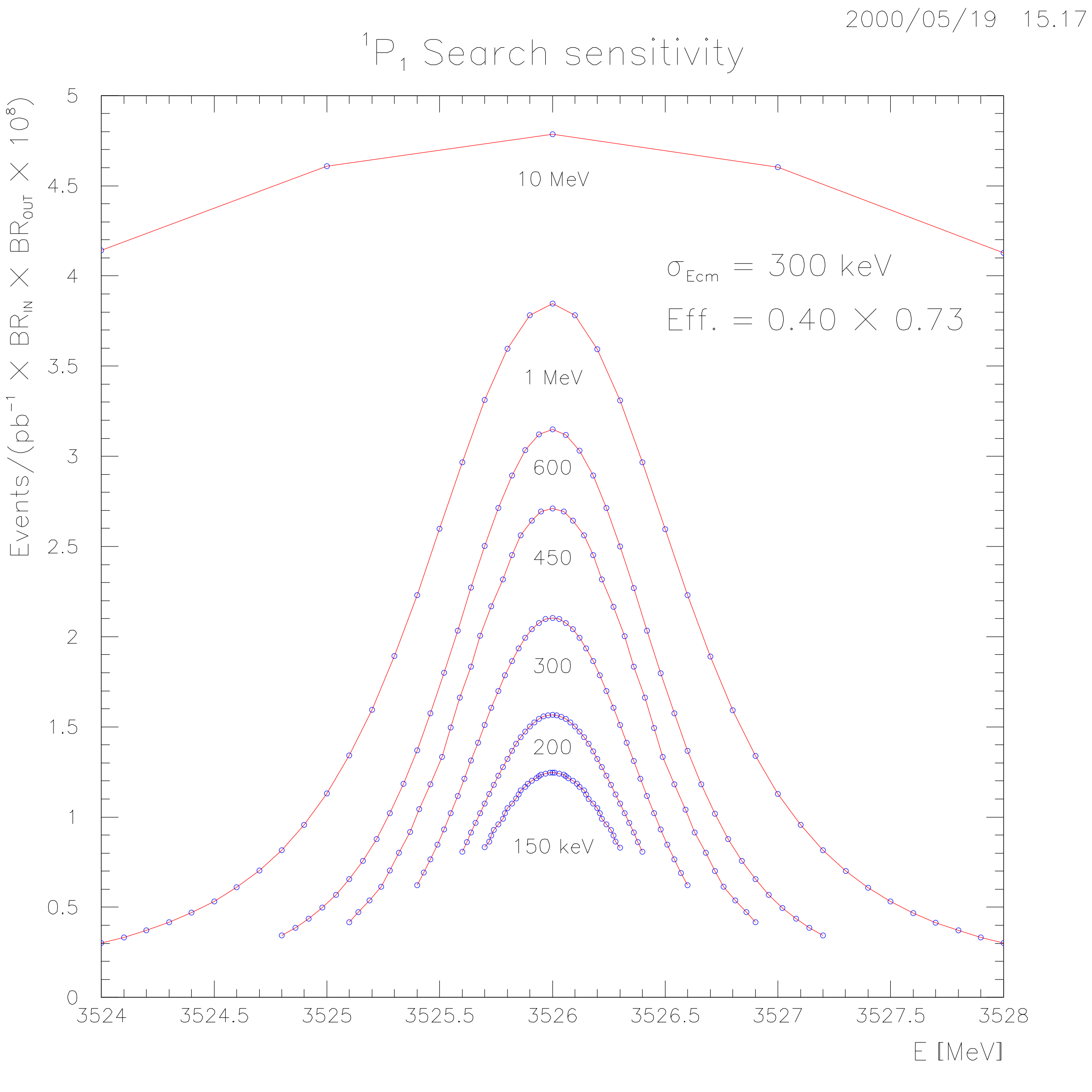


Figura 4.1: Distribuzione del numero di eventi in unitá di luminositá integrata e di branching ratio che ci si aspetta per una risonanza con energia nel centro di massa pari a 3526 MeV con varie larghezze e con larghezza del fascio pari a 300 KeV (accettanza geometrica = 40%, efficienza analisi =73%) (courtesy di G. Borreani)

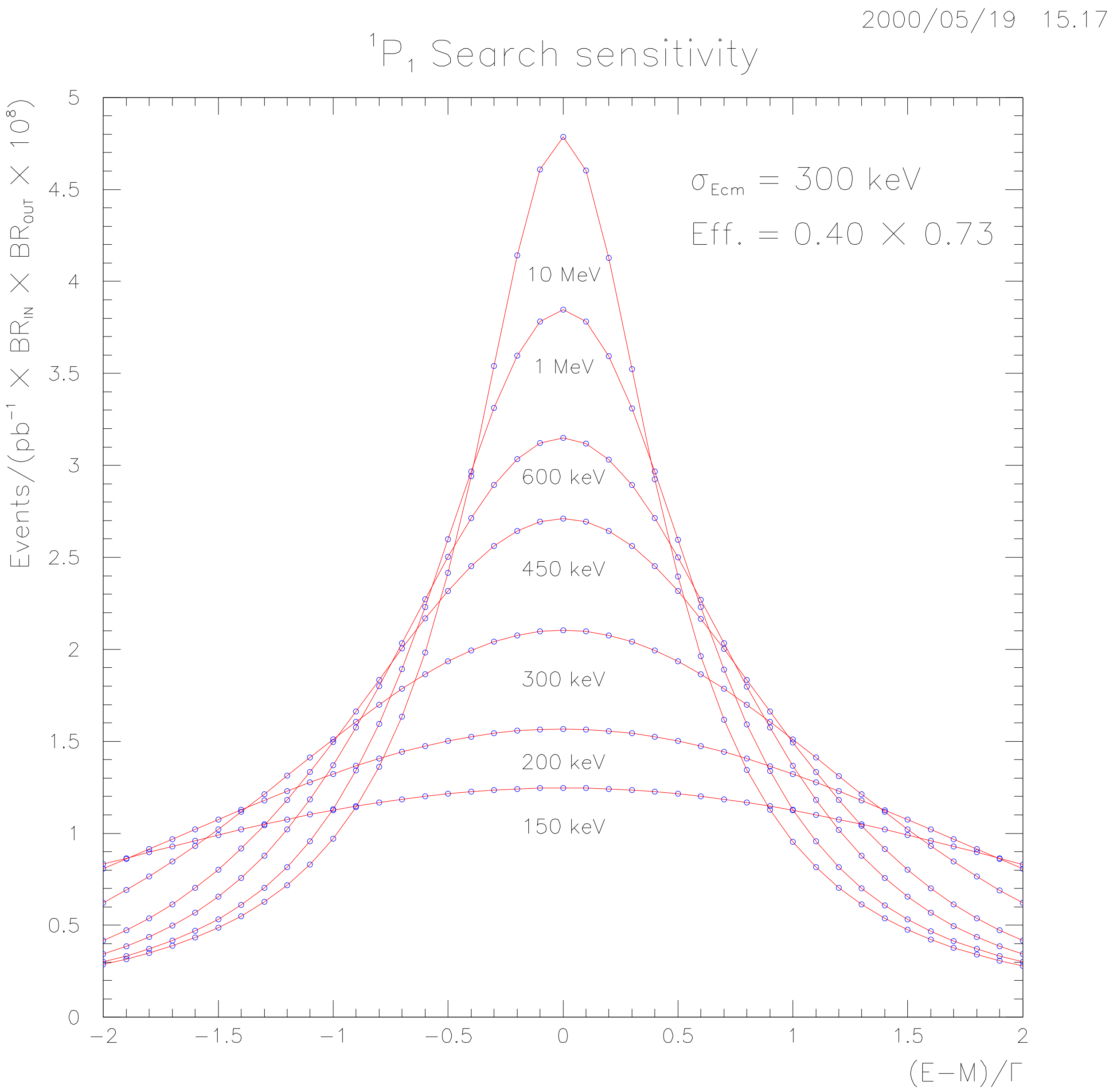


Figura 4.2: Distribuzione del numero di eventi in unitá di luminositá integrata e di branching ratio che ci si aspetta all'energia E per una risonanza di massa M e larghezza Γ (accettanza geometrica = 40%, efficienza analisi =73%) (courtesy di G. Borreani)

Tenendo conto di questo effetto la figura 4.1 mostra il numero di eventi in unitá di luminositá integrata e di branching ratio che ci si aspetta per una risonanza con energia nel centro di massa pari a 3526 MeV con varie larghezze e con larghezza del fascio pari a 300 KeV. Tale curva é stata ricavata supponendo un'accettanza geometrica del 40% e un'efficienza di analisi del 73%.

Per sapere dunque quanti eventi $\phi\phi\gamma$ ci aspettiamo a una data energia dobbiamo leggere il numero sull'asse delle ordinate corrispondente al punto sulla curva della risonanza della larghezza desiderata, e moltiplicarlo per la luminositá integrata, per il branching ratio in unitá di 10^{-8}, e per il rapporto tra la nostra accettanza e l'efficienza dell'analisi e 0.4·0.73 (da qui viene il fattore 0.29 della (4.8)).

In sostanza si ha:

$$N(eventi) = N(letto) \cdot Lum.Int.(pb^{-}1) \cdot BR(10^{-8}) \cdot acc \cdot \epsilon/0.29 \qquad (4.8)$$

Nel nostro caso, assumendo un'accettanza geometrica del 31.7% (fotone solo nel calorimetro centrale, vedi par. 4.3), BR=8.9 10^{-8} e una luminositá integrata di 3.5 $pb^{-}1$ (la luminositá tipica di uno stack), si ottiene

$$N(eventi) = N(letto) \cdot 34.4 \cdot \epsilon \qquad (4.9)$$

Se per esempio vogliamo sapere quanti eventi vi saranno sul picco di una risonanza larga 300 KeV leggiamo 2.1 sulla curva, e otteniamo 72.2·ϵ eventi. Dal numero di eventi, dividendo poi per la luminositá integrata, si passa subito alla sezione d'urto.

Risulta pertanto evidente da queste considerazioni quanto sia importante lo studio dello stato h_c nel canale $\phi\phi\gamma$ per l'elevato branching ratio. Si pensi che, nelle stesse condizioni, ma avendo un branching ratio di 1.67 10^{-8}, il canale $J/\psi\pi^0$ darebbe solo 12.2 eventi.

4.2 La raccolta dati

Lo stato h_c, come tutti gli altri stati $c\bar{c}$ presi in considerazione in questo esperimento, viene studiato facendo variare l'energia degli antiprotoni attraverso la regione in cui si prevede l'esistenza della risonanza e misurando punto per punto il numero di eventi ottenuto e la luminosità (*scan*). La curva di eccitazione che si ottiene mostra l'andamento della sezione d'urto al variare dell'energia a disposizione nel centro di massa, e permette la misura dei parametri della risonanza stessa. In un paio di mesi di presa dati (maggio-giugno 2000) sono stati raccolti circa 38.9 pb^{-1} nell'intervallo di energia 3525 MeV - 3529 MeV in cui ci si aspetta di vedere la risonanza h_c.

L'analisi viene condotta sui dati selezionati dal trigger di primo livello $\phi\phi$ e dal filtro $\phi\phi\gamma$. La tabella 4.1 mostra i dettagli relativi a questo periodo di presa dati.

STACK	RUN	E_{CM} (MeV)	σ_E (KeV)	L_{INT} (nb^{-1})
15	5599-5611	3526.125	442.4	3674.47
16	5616-5632	3525.710	376.0	3315.98
17	5634-5649	3526.496	209.1	3707.49
18	5651-5684	3525.951	293.6	3742.38
19	5694-5705	3526.816	310.5	3036.71
20	5708-5721	3525.399	309.3	4305.05
21	5733-5743	3525.124	300.0	3709.64
22	5746-5754	3526.224	280.3	2627.88
23	5757-5766	3523.292	390.0	3058.62
24	5770-5771	3626.188	345.8	510.46
25	5779-5781	3626.250	303.8	952.68
26	5779-5781	3626.267	328.2	2469.46
27	5792-5802	3529.063	303.8	2467.02
28	5811-5814	3528.560	328.2	1279.28

Tabella 4.1: Presa dati di E835' relativa allo scan dello stato h_c. L'energia nel centro di massa e la larghezza del fascio sono la media pesata dei valori misurati per ogni singolo run [25]

4.3 L'accettanza geometrica

L'accettanza geometrica per la reazione

$p\overline{p} \longrightarrow h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow \phi\phi\gamma \longrightarrow 4k\gamma$

ossia la percentuale di decadimenti in cui tutte le particelle dello stato finale attraversano i detector, e hanno quindi la possibilitá di essere tutte rilevate (condizione ovviamente necessaria ai fini della corretta ricostruzione dell'evento) é del 31.7% se si cerca il fotone solo nel Calorimetro centrale, e del 36.7% se si considera anche il Calorimetro in avanti.

Poiché non si é completamente sicuri dell'affidabilitá di FCAL, per questa analisi si é preferito limitarsi al solo caso del fotone in CCAL. Nella tabella 4.2 sono mostrate le coperture angolari per i quattro k e il fotone.

particella	ϕ	θ	ϵ
k^+, k^-	360°	15° - 55°	0.43
γ in CCAL	360°	12° - 70°	0.74
γ in FCAL	360°	2° - 12°	0.15

Tabella 4.2: Accettanze geometriche per le particelle nello stato finale della reazione $p\overline{p} \longrightarrow h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow \phi\phi\gamma \longrightarrow 4k\gamma$

4.4 La probabilitá di decadimento dei k

Poiché i kaoni sono particelle instabili, con $c\tau$ pari a 3.7 m., é necessario valutare quanti di essi decadono ($k^\pm \longrightarrow \mu^\pm\nu$ nel 63% circa dei casi) prima di raggiungere il calorimetro centrale.

Gli eventi in cui anche solo uno di essi decade prima di aver raggiunto CCAL, non saranno infatti riconosciuti come $\phi\phi\gamma$, in quanto il cluster generato nel calorimetro dai prodotti del decadimento sará in generale spostato rispetto alla direzione iniziale del k.

Utilizzando il montecarlo valutiamo dunque tale probabilitá. La probabilitá che un k non decada fino alla distanza x dal vertice sará infatti

$$P_i(x) = e^{-\frac{x_i}{x_0}}$$

dove x_0 é la distanza media percorsa dalla particella prima di decadere nel sistema di riferimento del laboratorio. Essa risulta pertanto pari a

$$x_0 = v_{lab} \cdot t_{lab} = -\frac{p_k}{m_k} c\tau$$

(p é l'impulso del kaone).

La probabilitá che nessun k decada prima di arrivare al calorimetro é quindi data dal prodotto delle singole probabilitá, considerate indipendenti

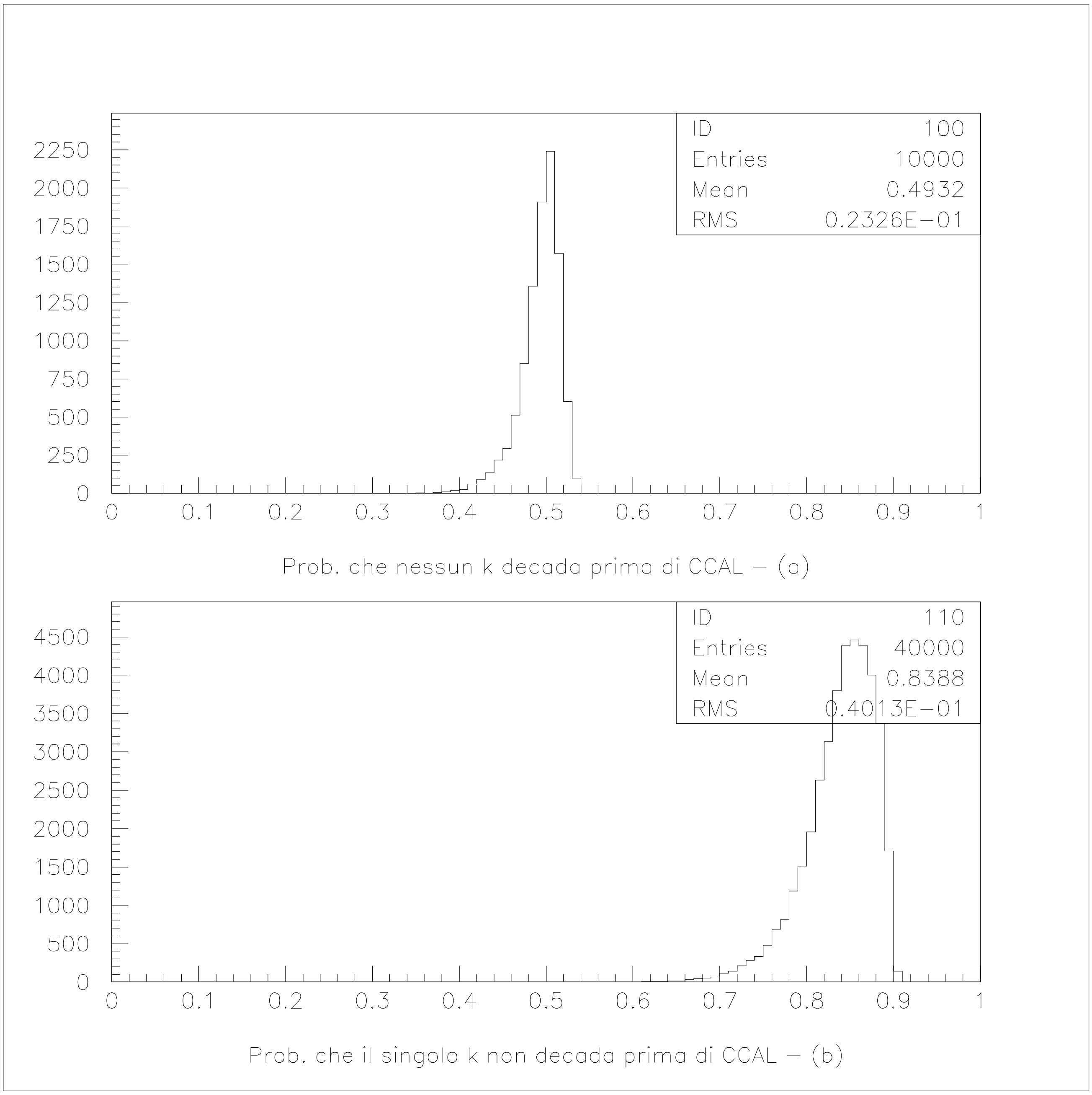


Figura 4.3: Distribuzione della probabilitá che nessun k decada prima di raggiungere il calorimetro centrale (a), e della probabilitá di decadimento singola (b)

$$1 - P_{kdecay} = \prod_{i=1}^{4} P_i$$

Le distribuzioni di probabilitá cosí ottenute sono mostrate in fig. 4.3. Si considererá, d'ora in poi, quale probabilitá che tutti i k raggiungano il calorimetro, il valore centrale della distribuzione 4.3 a, ossia 0.49.

4.5 La preselezione dei dati

Poiché la mole di dati che viene scritta su nastro durante una presa dati é consistente, e quindi non rapida da maneggiare, é conveniente procedere a una prima selezione dei dati, che si occuperá di scartare eventi facilmente identificabili come fondo, e di lasciare un campione di eventi ridotto di probabili candidati per la reazione $\phi\phi\gamma$.

Il numero di eventi che devono essere processati é infatti di circa 5000 ogni nb^{-1} di luminositá integrata, e sono quindi 20 10^6 per ogni stack. Il processo di preselezione occupa una Alphastation con processore Alpha 500 MHz e 128 Mb di RAM per 0.01 s. per evento, a partire da dati su disco. Poiché il processo di lettura da nastro é molto piú lento della lettura da disco, i tempi richiesti per la preselezione sono molto lunghi.

Risulta quindi evidente la necessitá di avere un ristretto numero di eventi su cui si potrá piú agevolmente processare ulteriori selezioni.

La preselezione adottata si basa essenzialmente sulla compatibilitá cinematica dell'evento con la reazione $\phi\phi\gamma$, a partire dalle informazioni dei vari rivelatori, opportunamente elaborate dal programma di ricostruzione dell'esperimento.

Le richieste che gli eventi devono superare per passare la preselezione sono:

- non sia stato rilasciato segnale nel Calorimetro in avanti (questa condizione riduce l'accettanza geometrica al solo Calorimetro centrale) e nel contatore Cherenkov (questo esclude eventi con elettroni);
- molteplicitá dei contatori fissate;
- esattamente quattro tracce cariche;

- un cluster in tempo nel Calorimetro centrale compatibile con la cinematica del fotone del decadimento radiativo $h_c \longrightarrow \eta_c\gamma$;
- gli angoli associati ai k devono rispettare le correlazioni che sono giá alla base del trigger (vedi cap. 3);
- gli angoli delle tracce devono essere compatibili con l'ipotesi dei quattro kaoni e del fotone nello stato finale;
- le masse invarianti ricostruite devono essere compatibili con le masse dei mesoni ϕ e η_c.

Vediamo ora piú in dettaglio le singole richieste.

4.5.1 Richieste sulla molteplicitá dei contatori

Tramite montecarlo, si sono studiate le molteplicitá tipiche dei contatori interni, e, dato il buon fattore di reiezione sui dati, si chiedono:

- 2, 3 o 4 elementi colpiti negli odoscopi;
- 3, 4 o 5 cluster nelle fibre;
- meno di 5 cluster nelle straw;

L'efficienza di questo taglio é del 95.0%. Tali tagli potranno essere probabilmente stretti ulteriormente quando si saranno ottimizzate al meglio le routine di clusterizzazione.

4.5.2 La definizione di cluster

Diamo ora una definizione di cluster nel calorimetro centrale, poiché tale termine ricorrerá massicciamente nelle considerazioni che seguiranno, ed é quindi fondamentale comprenderne il significato.

Ricordiamo innanzitutto che un calorimetro é un rivelatore che serve a dare una misura precisa, oltre che della posizione, dell'energia di una particella che lo attraversa. Tale misura richiede quindi che la maggior parte dell'energia della particella sia persa proprio al suo interno. I materiali usati nella costruzione di CCAL ottimizzano questa caratteristica per le particelle che danno origine a uno sciame elettromagnetico, ma non favoriscono invece la formazione di uno sciame adronico, per cui tali particelle spesso non vengono assorbite dal calorimetro.

Il programma che ricostruisce i cluster, ossia un gruppo di blocchi in cui si suppone abbia rilasciato energia una sola particella, non tiene conto di questa differenza. Esso infatti associa blocchi contigui in cui sia stata depositata della carica, e ricostruisce l'angolo del cluster come media pesata degli angoli dei blocchi, usando come peso l'energia rilasciata in ciascuno di essi. La distanza minima che devono avere due cluster per essere considerati separati é piuttosto complessa, in quanto dipende dalla forma dei cluster in questione. Per semplicitá definiamo dunque due cluster come separati se vi é tra loro almeno un blocco in cui non sia stata depositata carica.

Questa definizione fallisce ovviamente per gli adroni, che non creano sciami, ma il cui deposito d'energia é dovuto agli urti elastici con gli atomi che compongono il calorimetro, con conseguente eccitazione degli elettroni piú esterni. Non sarebbe neanche corretto prendere come angoli del cluster quelli del blocco centrale, o del blocco in cui é stata rilasciata piú energia.

L'energia minima che deve essere rilasciata in un blocco perché questo faccia parte di un cluster, o perché possa esserne considerato il blocco centrale, puó essere selezionata nel clusterizzatore (routine di costruzione dei cluster), e per quest'analisi, sono state scelte entrambi pari a 50 MeV.

4.5.3 La definizione di traccia carica

Premettiamo innanzitutto che il programma di ricostruzione ufficiale dell'esperimento é stato ottimizzato per ricostruire linee cariche lasciate da elettroni o positroni, dando grande peso al calorimetro centrale nell'associazione delle tracce.

Tale scelta non si rivela peró azzeccata per ricostruire il percorso fatto da un'adrone, in quanto per quest'ultimo dare troppa importanza al calorimetro puó rivelarsi fuorviante.

Il programma ufficiale ricostruisce infatti separatamente, per ogni particella carica che ha attraversato i detector, una linea nel piano xy (dove x e y sono le direzioni trasverse all'asse z coincidente con la direzione del fascio, e il vertice d'interazione appartiene al piano) dando quindi l'informazione sull'angolo azimutale ϕ della traccia; e una linea nel piano ρz, (dove ρ é il raggio vettore che identifica la traiettoria della particella) che definisce l'angolo po-

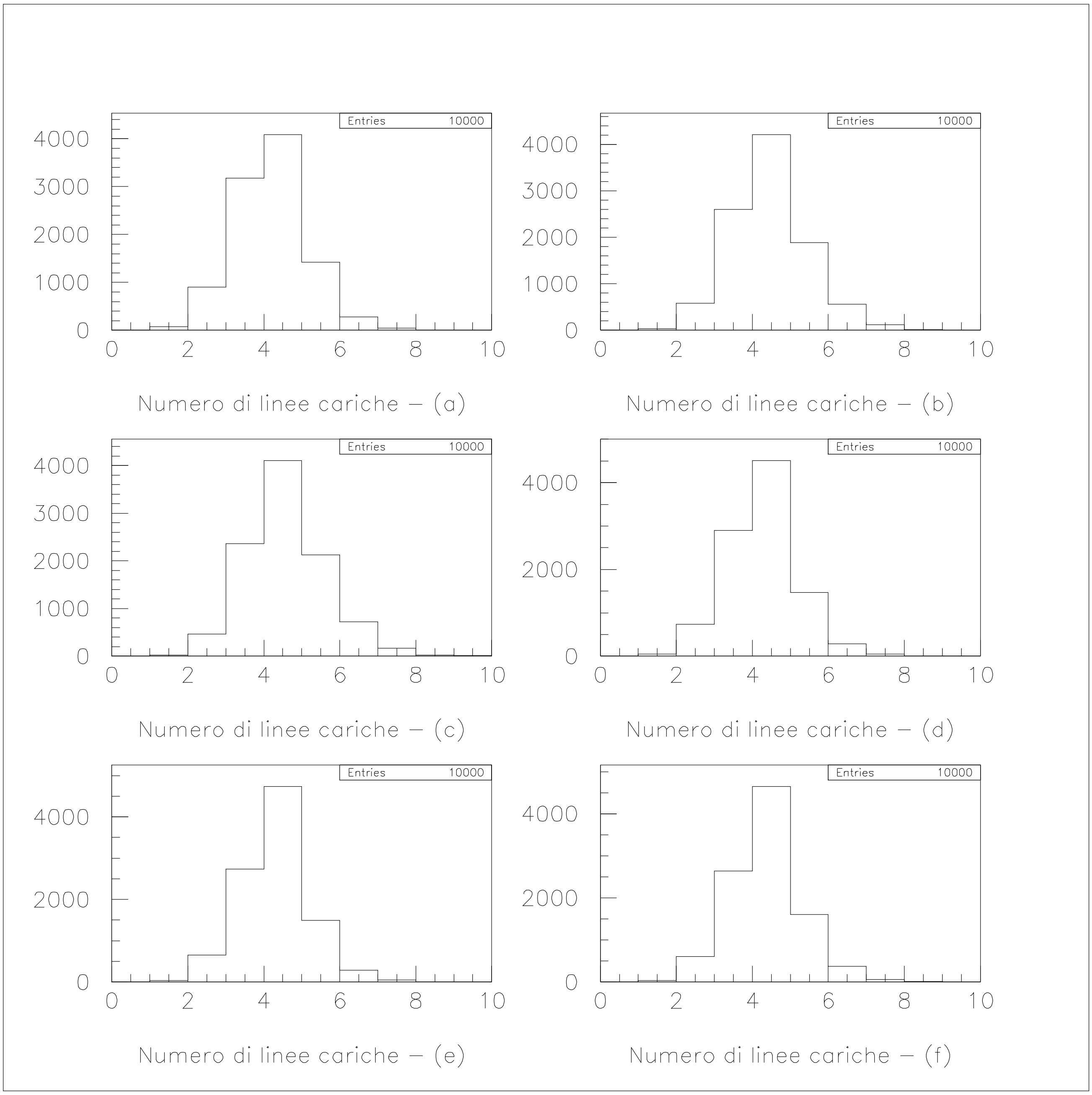


Figura 4.4: Distribuzione del numero di linee cariche con le seguenti richieste: $d\theta \leq 0.05$ rad e $d\phi \leq 0.2$ rad (a); $d\theta \leq 0.1$ rad e $d\phi \leq 0.3$ rad (b); $d\theta \leq 0.05$ rad e $d\phi \leq 0.2$ rad, ripesco una traccia se $d\theta \leq 0.1$ rad e $d\phi \leq 0.4$ rad (c); $d\theta \leq 0.05$ rad e $d\phi \leq 0.2$ rad, ripesco una traccia se $d\theta \leq 0.1$ rad, $d\phi \leq 0.4$ rad e nel caso abbia solo tre tracce cariche (d); $d\theta \leq 0.05$ rad e $d\phi \leq 0.2$ rad, ripesco una traccia se $d\theta \leq 0.2$ rad, $d\phi \leq 0.4$ rad e nel caso abbia solo tre tracce cariche (e); $d\theta \leq 0.1$ rad e $d\phi \leq 0.3$ rad, ripesco una traccia se $d\theta \leq 0.3$ rad, $d\phi \leq 0.5$ rad e nel caso abbia solo tre tracce cariche (f);

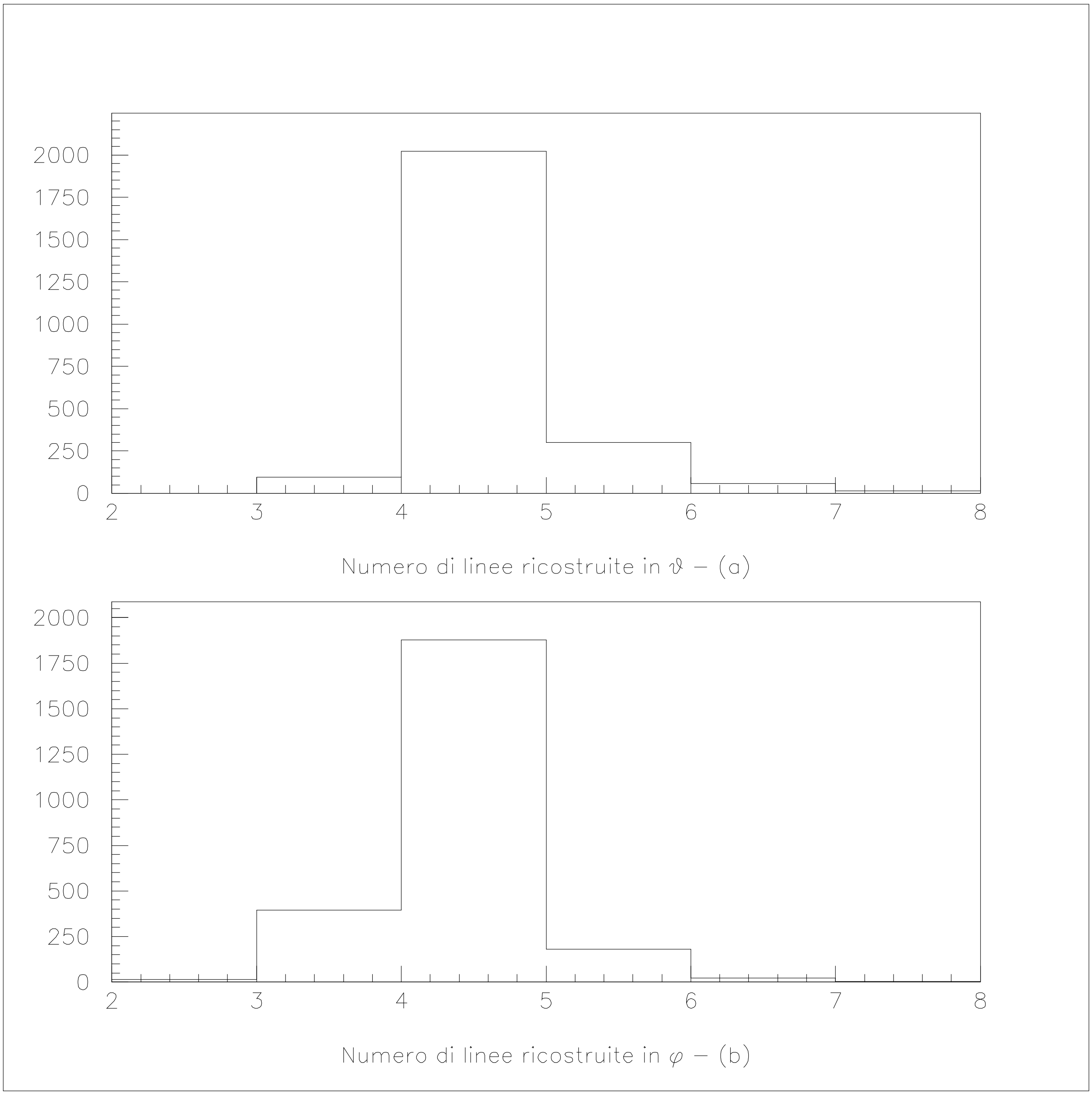


Figura 4.5: Distribuzione del numero di linee in θ (a), e di quelle in ϕ (b), come ricostruite dal programma ufficiale, che ne trova esattamente quattro in θ nel 81.0% dei casi, e quattro in ϕ nel 75.2% degli eventi

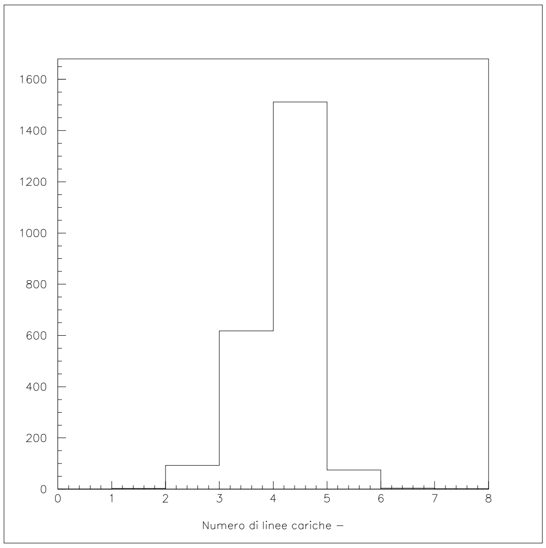


Figura 4.6: Distribuzione del numero di linee cariche, ottenuta partendo dalle linee in ϕ

lare θ. Tale processo utilizza solo le informazioni provenienti dai rivelatori interni.

A questo punto si associa a ogni cluster del calorimetro una linea in θ e una in ϕ se la differenza tra gli angoli del cluster e quelli delle linee ricostruite soddisfa le seguenti condizioni:

- $\mid \theta_{cluster} - \theta_{linea} \mid \leq 0.05$ rad
- $\mid \phi_{cluster} - \phi_{linea} \mid \leq 0.2$ rad

La prima parte del processo funziona quindi correttamente per tutti i tipi di particelle cariche, mentre la seconda sembra penalizzare troppo le tracce adroniche. Una simulazione tramite montecarlo mostra infatti che, utilizzando la ricostruzione 'ufficiale', solo il 40.8% delle volte il programma trova esattamente quattro linee cariche, né aiuta aumentare semplicemente la tolleranza sugli angoli. Allargare i tagli significa semplicemente diminuire gli eventi con tre lineee, ma aumentare quelli con cinque, senza aumentare significativamente il numero di quelli con quattro.

Poiché una grossa causa d'inefficienza pare essere (confronta fig. 4.4 a) dovuta al fatto che si perde spesso una linea carica (la percentuale di eventi che hanno esattamente tre linee cariche é di poco inferiore a quella di eventi con quattro) si é cercato di 'ripescare' la quarta allargando i tagli solo per quest'ultima, ma anche questo metodo non si é dimostrato molto efficace. Riassumiamo i risultati (le distribuzioni ottenute per i vari tentativi sono raccolte in fig. 4.4):

- $d\theta \leq 0.05$ rad e $d\phi \leq 0.2$ rad - efficienza: 40.8%
- $d\theta \leq 0.1$ rad e $d\phi \leq 0.3$ rad - efficienza: 42.0%
- $d\theta \leq 0.05$ rad e $d\phi \leq 0.2$ rad, ripesco una traccia se $d\theta \leq 0.1$ rad e $d\phi \leq 0.4$ rad - efficienza: 41.0%
- $d\theta \leq 0.05$ rad e $d\phi \leq 0.2$ rad, ripesco una traccia se $d\theta \leq 0.1$ rad, $d\phi \leq$ 0.4 rad e nel caso abbia solo tre tracce cariche - efficienza: 45.1%
- $d\theta \leq 0.05$ rad e $d\phi \leq 0.2$ rad, ripesco una traccia se $d\theta \leq 0.2$ rad, $d\phi \leq$ 0.4 rad e nel caso abbia solo tre tracce cariche - efficienza: 47.4%
- $d\theta \leq 0.1$ rad e $d\phi \leq 0.3$ rad, ripesco una traccia se $d\theta \leq 0.3$ rad, $d\phi \leq$ 0.5 rad e nel caso abbia solo tre tracce cariche - efficienza: 46.5%

Come si vede dagli scarsi risultati ottenuti anche con tagli molto larghi, questo modo di procedere non sembra essere la strada giusta per associare le tracce nel cao di eventi $\phi\phi\gamma$.

Si é quindi deciso di procedere in modo diverso: si parte dalle linee ricostruite in ϕ e vi si cerca un cluster del calorimetro centrale con $\mid \phi_{cluster} - \phi_{linea} \mid \leq 0.3$ rad. Se lo si trova si cerca una linea in θ tale che $\mid \theta_{cluster} - \theta_{linea} \mid \leq 0.1$ rad. Se anche questa condizione é soddisfatta si associano la linea in ϕ e quella in θ e si ha una linea carica.

I vantaggi di questo metodo sono evidenti: sposta il peso della scelta dal calorimetro ai rivelatori interni, molto piú precisi per gli adroni. Partire dalle linee in θ porta risultati quasi equivalenti, non le si é scelte perché i k vengono emessi con angoli polari molto vicini tra loro, e quindi c'é il rischio che si perda una linea.

Prima di procedere all'associazione, si richiedono esattamente 4 linee in ϕ e 4 o 5 in θ. Questo perché eventi con un diverso numero di tracce non sarebbe correttamente ricostruito (non fornirebbe cioé quattro linee cariche), e non scartarlo subito sarebbe solo una perdita di tempo. L'efficienza di tale richiesta é del 70%.

La tolleranza dei tagli sugli angoli é abbastanza alta, infatti corrisponde a circa tre blocchi del calorimetro in ϕ, e a due in θ, e rispecchia il fatto che non si puó dire dove abbia interagito prima la particella adronica all'interno del cluster.

Sulla prima parte del processo di tracciamento (il fit separato delle linee nel piano xy, e delle lineee nel piano ρz) non sono invece state apportate modifiche, in quanto la ricostruzione ufficiale é giá buona (vedi fig. 4.5).

La distribuzione di linee cariche ottenuta con questo metodo é mostrata in fig. 4.6. L'efficienza di questo taglio sale cosí al 65.5%. Come si vede dal grafico, la maggiore causa di inefficienza é ancora dovuta al fatto che spesso si perde una traccia.

Teniamo ora conto del fatto che i k possono decadere prima di arrivare al calorimetro. Tale probabilitá, come abbiamo visto, é pari a 0.51. Nel 63% dei casi, peró, il decadimento dei k (k $\rightarrow \mu^{\pm}\nu$) é rilevabile dal nostro apparato, se l'angolo di emissione del muone non é troppo grande.

La tolleranza in θ, infatti, é di 0.1 radianti, e la probabilitá che il muone proveniente dal decadimento sia emesso a un angolo minore di tale valore é pari a 0.68 (anch'essa é stata ottenuta con il montecarlo). Quindi la probabilitá che il kaone venga comunque rilevato (come kaone o come muone, ha poca importanza per il nostro apparato, se si fa uso solo degli angoli) é pari alla somma della probabilitá che il kaone non decada, e della probabilitá che, pur decadendo il k, il muone sia rilevabile, ossia

$$P_{krilevato,i} = P_{knodecay} + P_{kdecay}P_{k\rightarrow\mu^{\pm}\nu}P_{\mu rilevabile} = 0.91$$

La probabilitá che tutti i k vengano rilevati é data dal prodotto delle probabilitá singole:

$$P_{krilevato} = \prod_{i=1}^{4} P_{krilevato,i} = 0.68$$

4.5.4 Il fotone in CCAL

Dopo aver riconosciuto quattro linee cariche si cerca un cluster da associare al fotone sfruttando la forte correlazone tra l'energia del γ nel sistema del laboratorio e il suo angolo polare θ (confronta fig. 3.4). Infatti, poiché il primo passo del decadimento ($h_c \rightarrow \eta_c\gamma$) é a due corpi, l'unica variabile libera é l'angolo θ nel centro di massa, mentre l'energia é fissata [5]. Ma poiché l'energia nel centro di massa é anche semplicemente la trasformazione di Lorentz:

$$E_{c.m.} = \gamma E_{s.lab.}(1 - \beta\cos\theta) \tag{4.11}$$

si trova, invertendo,

$$E_{s.lab.} = \frac{E_{c.m.}}{\gamma(1 - \beta\cos\theta)} \tag{4.12}$$

Quindi, partendo dall'angolo θ dei cluster non associati ad alcuna linea carica, e sapendo che $E_{c.m.}$= 0.505 GeV, si risale con la (4.12) all'energia nel sistema del laboratorio che dovrebbe avere un fotone emesso con quell'angolo polare, e la si confronta con l'energia rilasciata nel cluster.

Se

$\mid E_{cluster} - E_{prevista} \mid \leq$ 150 MeV

il cluster viene riconosciuto come un possibile candidato a essere stato generato dal passaggio del γ. La richiesta finale é che vi sia un solo cluster in tempo in CCAL che soddisfa questa richiesta (vedi fig. 4.7). L'efficienza di questo taglio é del 88.2%, ed é calcolata a partire dagli eventi in cui sono state ricostruite esattamente quattro linee cariche.

4.5.5 Gli angoli dei 4 k

Come si é visto nel paragrafo 3.3.1 gli angoli dei kaoni sono legati tra loro da condizioni piuttosto strette, che si possono quindi utilizzare per distinguere l'evento dalle possibili reazioni di fondo con quattro carichi nello stato finale.

Bisogna dunque riconoscere almeno le due coppie di k tra le quattro linee ricostruite (tale associazione sará inoltre utile per il test cinematico). A tale scopo si sfrutta il fatto che i kaoni provenienti dal decadimento della stessa ϕ hanno angoli azimutali molto prossimi tra loro, e distanti invece da quelli dei k provenienti dall'altra ϕ. Si associano quindi due tracce tra loro se

$\mid \phi_1 - \phi_2 \mid \leq$ 0.55 rad (31°)

e se sono separate dalle altre tracce di almeno 2.3 rad (131°).

---

[5] ed é pari a

$$E_\gamma = \frac{E_{cm}^2 - M_{\eta_c}^2}{2E_{cm}} = 0.505 GeV \tag{4.10}$$

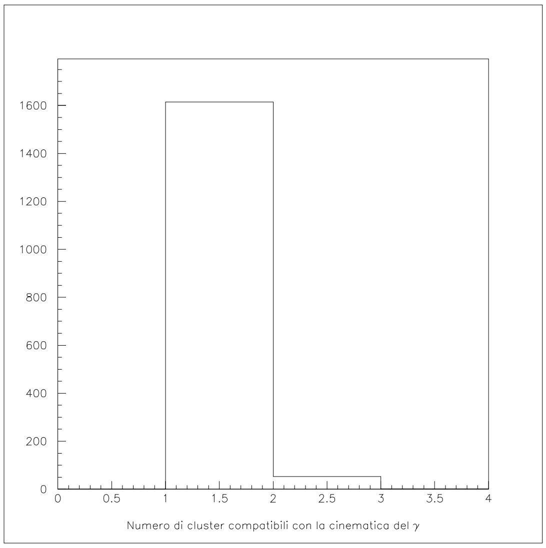


Figura 4.7: Distribuzione del numero di cluster in CCAL compatibili con la cinematica del fotone

A questo punto si considera l'evento buono se
$| \theta_1 - \theta_2 | \leq 0.25$ rad (14°)
Riassumendo, le richieste sugli angoli delle tracce sono:

- $| \phi_{k^+} - \phi_{k^-} | \leq 0.55$ rad
- $| \phi_{k_1^+ k_1^-} - \phi_{k_2^+ k_2^-} | \geq 2.3$ rad
- $| \theta_{k^+} - \theta_{k^-} | \leq 0.25$ rad

L'efficienza di questo taglio é del 96.4%, ed é calcolata a partire dagli eventi in cui sono state ricostruite esattamente quattro linee cariche.

4.5.6 Test di compatibilitá cinematica

Ora che si é provveduto a ricostruire la topologia dell'evento, nel senso che si sono ricostruite le tracce dei quattro carichi, e si sono associati gli angoli e l'energia al fotone, si puó passare a verificare la compatibilitá cinematica dell'evento con l'ipotesi dei quattro k e del γ nello stato finale. A questo scopo si utilizza la conservazione del quadri-impulso.

L'apparato sperimentale di E835, peró, come piú volte ricordato, non é in grado di dare una stima affidabile dell'energia degli adroni, che dovranno quindi essere ottenute in modo alternativo.

Nell'ipotesi allora che i quattro carichi dello stato finale siano effettivamente kaoni, dagli angoli delle tracce ricostruite ricaviamo i loro impulsi nel sistema di riferimento del laboratorio.

Scriviamo dunque le quattro equazioni di conservazione di energia e impulso

$$\sum_{i=1}^{4} E_i + E_\gamma = E_{lab} + m_p \tag{4.13}$$

$$\sum_{i=1}^{4} p_{i,x} + p_{\gamma,x} = 0 \tag{4.14}$$

$$\sum_{i=1}^{4} p_{i,y} + p_{\gamma,y} = 0 \tag{4.15}$$

$$\sum_{i=1}^{4} p_{i,z} + p_{\gamma,z} = p_{lab} \tag{4.16}$$

dove

$$p_{i,x} = p_i sin\theta_i cos\phi_i \tag{4.17}$$

$$p_{i,y} = p_i sin\theta_i sin\phi_i \tag{4.18}$$

$$p_{i,z} = p_i cos\theta_i \tag{4.19}$$

sono le componenti cartesiane dell'impulso delle particelle nello stato finale,

$$E_{lab} = E_{\overline{p}} + m_p \tag{4.20}$$

e p_{lab} é l'impulso dell'antiprotone incidente.

Se ricordiamo ora che energia e impulso di una particella sono legate tra loro dalla relazione

$$m^2 = E^2 - p^2 \tag{4.21}$$

le (4.13)-(4.16) formano un sistema di quattro equazioni in quattro incognite, i moduli degli impulsi dei quattro k (ricordiamo che l'impulso del fotone é conosciuto). Tale sistema é, come si vede, quadratico nella prima equazione, e lineare nelle altre tre. Ammetterá quindi, in generale, una, due, o nessuna soluzione.

Il metodo di risoluzione del sistema é il seguente. Si esprimono in funzione di p_4 (la scelta é arbitraria) i moduli p_1, p_2 e p_3, utilizzando le (4.14)-(4.16). Si ottiene quindi una dipendenza del tipo

$$p_i = B_{ij}(\theta_j, \phi_j)p_4 + C_{ij}(\theta_j, \phi_j) \tag{4.22}$$

dove i, j = 1,...,3. Si sostituiscono queste relazioni nella (4.13), e la si risolve numericamente (non é possibile trovare una soluzione analitica).

La richiesta é che vi sia almeno una soluzione fisica (ossia con moduli degli impulsi positivi). L'efficienza di tale taglio é del 76.4%

4.5.7 Richieste sulle masse invarianti

Ora che si sono trovati i valori di impulsi e di energie anche per i quattro k, si puó procedere a calcolare la masse invarianti dei mesoni ϕ e dello stato η_c.

Si ha infatti

$$m_\phi^2 = (E_{k^+} + E_{k^-})^2 - (p_{k^+} + p_{k^-})^2 \tag{4.23}$$

e

$$m_{\eta_c}^2 = (E_{\phi_1} + E_{\phi_2})^2 - (p_{\phi_1} + p_{\phi_2})^2 \tag{4.24}$$

La richiesta é che siano

- $\mid m_\phi - m_{\phi,misurata} \mid \leq 50$ MeV
- $\mid m_{\eta_c} - m_{\eta_c,misurata} \mid \leq 100$ MeV

In figura 4.8 sono mostrate le masse ricostruite con questa analisi. L'efficienza di questa richiesta é del 89.0%.

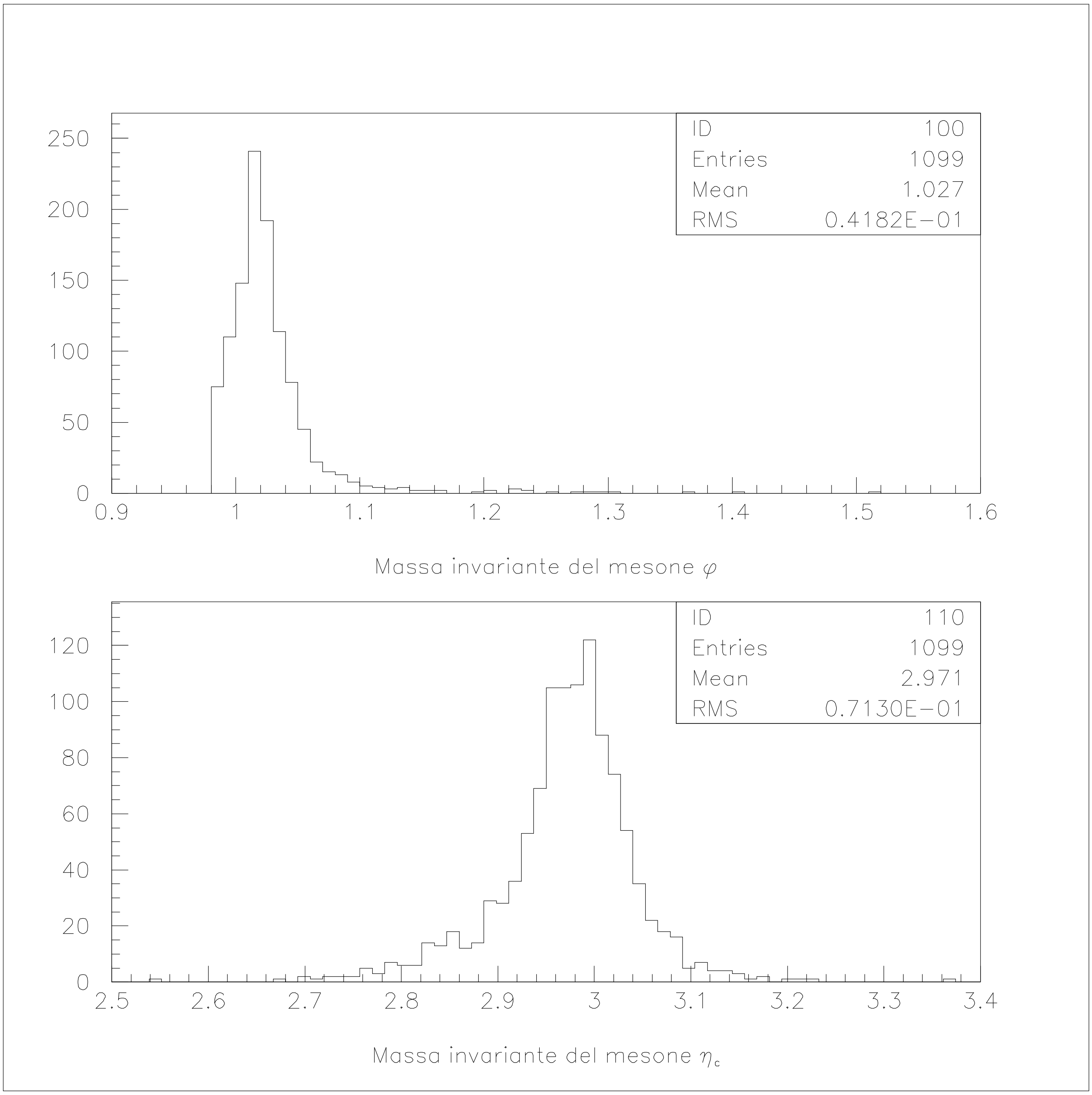


Figura 4.8: Masse invarianti del mesone ϕ (a)

4.5.8 Efficienza e fattore di riduzione della preselezione

Riassumiamo le efficienze e i fattori di reiezione della preselezione presentata nella tabella 4.4. Le efficienze, come piú volte ricordato, sono state valutate tramite montecarlo, mentre il fattore di riduzione é stato calcolato a partire dai dati, facendo il rapporto tra il numero di eventi totali, e quelli che passano i tagli.

I dati analizzati sono l'1% di uno stack, e gli stack presi in considerazione sono riportati in tabella 4.3.

STACK	E_{CM} (MeV)	N. eventi totali	N. eventi selezionati
15	3526.125	197937	11
16	3525.710	159420	5
17	3526.496	157425	3
18	3525.951	190249	8
19	3526.816	153692	7
20	3525.399	222500	9
23	3523.292	170114	7
24	3626.188	27899	0
25	3626.250	52409	0
26	3626.267	132025	5
27	3529.063	132062	6
28	3528.560	65721	1

Tabella 4.3: Stack analizzati con la preselezione, é riportato il numero di eventi di partenza, e il numero di eventi che passano tutti i tagli

L'efficienza totale della preselezione é del 34.3%, e il numero di eventi viene ridotto di un fattore di circa 3 10^4.

4.6 Prospettive future

Poiché come abbiamo visto il numero di eventi che superano il processo di preselezione é molto superiore al numero di eventi che ci si aspetta in base alle considerazioni del paragrafo 4.1.2, significa che passano i tagli anche eventi di

Richiesta	efficienza	fattore di riduzione
FCAL, Cherenkov in veto	100.0%	3.0
molteplicitá HODO, FIBE, STRAW	95.0%	3.4
linee in ϕ = 4 e linee in *theta* =4, 5	70.0%	5.0
linee cariche = 4	60.5%	1.7
fotone in CCAL	88.2%	6.7
angoli dei k	96.4%	2.7
compatibilitá cinematica	76.4%	6.0
tagli sulle masse invarianti	89.0%	2.0

Tabella 4.4: Efficienze dei tagli e fattori di riduzione dei singoli tagli applicati nella preselezione

fondo che simulano un vero evento $\phi\phi\gamma$. Sará quindi necessaria un'ulteriore selezione per estrarre un segnale.

In base al grafico 4.1, e utilizzando le efficienze delle selezioni finora adottate, costruiamo la tabella 4.5, e vediamo quanti eventi ci aspettiamo di trovare sul picco di una risonanza in funzione della sua larghezza (per stack).

Le ipotesi sono:

- errore sull'energia del fascio nel centro di massa: σ= 300 KeV;
- accettanza geometrica: 0.32;
- probabilitá che tutti i k possano essere rilevati: 0.68;
- efficienza del trigger di primo livello: 0.33;
- efficienza del trigger di secondo livello: 0.85;
- efficienza della preselezione: 0.34;
- luminositá tipica di uno stack: 3.5 pb^{-1};

Dalla 4.9 otteniamo quindi il numero di eventi per stack in funzione del numero da estrapolare sulla curva 4.1

$$N(eventi) = N(letto) \cdot 2.2 \cdot \epsilon \tag{4.25}$$

Γ (MeV)	eventi previsti
1	$8.6{\cdot}\epsilon$
0.6	$6.9{\cdot}\epsilon$
0.45	$6.0{\cdot}\epsilon$
0.3	$4.7{\cdot}\epsilon$
0.2	$3.6{\cdot}\epsilon$
0.15	$2.6{\cdot}\epsilon$

Tabella 4.5: Numero di eventi previsti per stack in funzione della larghezza della risonanza

dove ϵ é l'efficienza dell'analisi finale.

Il numero di eventi risonanti che ci si aspetta in uno stack di 3.5 pb^{-1} sulla coda della curva di eccitazione é invece pari a $1.1{\cdot}\epsilon$. Per estrarre un segnale é quindi necessaria una selezione con un'alta efficienza, e un fattore di riduzione pari almeno a 100. Nei prossimi paragrafi vediamo quali possono essere i metodi utili a raggiungere questo scopo.

4.6.1 Il fit cinematico

Dalle considerazioni dei paragrafi precedenti si evince che per ottenere una selezione migliore é necessario usare metodi piú raffinati rispetto alle sole richieste basate sulle informazioni fornite dai rivelatori. Uno di tali metodi é appunto il fit cinematico, ossia un processo in cui l'ipotesi da verificare é la cinematica di una reazione.

Nel nostro caso specifico il fit cinematico dovrá fornire la probabilitá che i valori misurati degli angoli θ e ϕ delle tracce, e l'energia del fotone siano compatibili con la cinematica della reazione

$p\overline{p} \longrightarrow h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow \phi\phi\gamma \longrightarrow 4k\gamma$

Indichiamo quindi con

$\overline{\eta}$ Vettore delle N variabili misurate

$\overline{y}$ Vettore delle misure di $\overline{\eta}$

V(y) Matrice di covarianza

$\overline{\xi}$ Vettore delle M variabili non misurate

e siano inoltre
$\overline{g}(\overline{\eta}, \overline{\xi})$
i K vincoli che dipendono dalla reazione e che contengono tutte le informazioni cinematiche.

Il metodo utilizzato consiste nel trovare i valori incogniti delle variabili $\overline{\eta}$ che minimizzano il χ^2, con le ulteriori condizioni imposte dai vincoli $\overline{g}$.

Ricordiamo all'uopo la definizione di χ^2 in notazione matriciale

$$\chi^2(\overline{\eta}) = (\overline{y} - \overline{\eta})^T V^{-1} (\overline{y} - \overline{\eta}) \tag{4.26}$$

dove il simbolo ^{T} indica la matrice trasposta e $^{-1}$ quella inversa.

Ottenuto un valore di χ^2 si potrá infine, con l'ausilio di opportune distribuzioni, determinare la probabilitá di fit.

4.6.2 Il metodo dei moltiplicatori di Lagrange

Il problema di cercare sull'ipersuperficie definita dalle K condizioni di vincolo un minimo della funzione χ^2 é spesso risolto con l'ausilio dei moltiplicatori di Lagrange.

Ricordiamo infatti il seguente teorema:

Teorema 1 *Data una funzione f(x_1,...,x_N) continua e derivabile, e dati K vincoli g_k(x_1,...,x_N) con k=1,...,K, se il punto x_0 é di minimo o di massimo per la funzione f, allora esiste un solo insieme di parametri $\lambda_1, ..., \lambda_K$ tale che*

$$\frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_{j=1}^{k} \lambda_j \frac{\partial g_j}{\partial x_i} = 0 \tag{4.27}$$

con i=1,...,N; o, in forma piú compatta,

$$\nabla_x f + \overline{\lambda} \cdot \nabla_x \overline{g} = 0 \Rightarrow \nabla_x (f + \overline{\lambda} \cdot \overline{g}) = 0 \tag{4.28}$$

Dunque richiedendo

$$\nabla_x (\chi^2 + \overline{\lambda} \cdot \overline{g}) = \nabla_x h(\overline{\lambda}, \overline{\xi}, \overline{\eta}) = 0 \tag{4.29}$$

posso trovare i punti di minimo della funzione χ^2. Ció significa risolvere contemporaneamente le equazioni:

$$\nabla_{\overline{\eta}} h = 0 \Rightarrow V^{-1}(\overline{y} - \overline{\eta}) + G_\eta^T \cdot \overline{\lambda} = 0 \tag{4.30}$$

$$\nabla_{\overline{\xi}} h = 0 \Rightarrow G_\xi^T \cdot \overline{\lambda} = 0 \tag{4.31}$$

$$\nabla_{\overline{\lambda}} h = 0 \Rightarrow \overline{g}(\overline{\eta}, \overline{\xi}) = 0 \tag{4.32}$$

dove

$$(G_\eta)_{ij} = \frac{\partial g_i}{\partial \eta_j}$$

e

$$(G_\xi)_{ij} = \frac{\partial g_i}{\partial \xi_j}$$

In generale questo sistema di equazioni é non lineare (abbiamo visto per esempio che la conservazione energia-impulso dá origine a sistemi non lineari), per cui la soluzione dovrá essere ottenuta per iterazioni successive.

Supponiamo infatti che $\overline{\eta}^\nu$, $\overline{\xi}^\nu$ e $\overline{\lambda}^\nu$ siano i valori ottenuti alla ν-esima iterazione. Ora sviluppiamo le equazioni di vincolo in serie di Taylor attorno a tale punto, fermandoci al primo ordine:

$$g^\nu + G_\eta^\nu(\overline{\eta}^{\nu+1} - \overline{\eta}^\nu) + G_\xi^\nu(\overline{\xi}^{\nu+1} - \overline{\xi}^\nu) = 0 \tag{4.33}$$

da cui, usando le (4.29)-(4.30), si ottiene [4]

$$\overline{\xi}^{\nu+1} = \overline{\xi}^\nu - (F_\xi^T S^{-1} F_\xi)^{-1} F_\xi^T S^{-1} \overline{r} \tag{4.34}$$

$$\overline{\lambda}^{\nu+1} = S^{-1}[\overline{r} + F_\xi(\overline{\xi}^{\nu+1} - \overline{\xi}^\nu)] \tag{4.35}$$

$$\overline{\eta}^{\nu+1} = \overline{y} - V F_\eta^T \overline{\lambda}^{\nu+1} \tag{4.36}$$

dove

$$\overline{r} = \overline{g}^\nu + F_\eta^\nu(\overline{y} - \overline{eta}^\nu)$$

$$S = F_\eta^\nu V F_\eta^{\nu T}$$

Quindi, una volta ottenuto il valore delle variabili alla ν+1-esima iterazione si calcola $\chi^2(\nu+1)$. Se il suo valore non é molto diverso da $\chi^2(\nu)$ vuol dire che il minimo é stato raggiunto, e il processo di iterazione si ferma [6].

Evidentemente il numero di iterazioni é fortemente dipendente dai valori iniziali delle variabili. Se questi sono troppo distanti puó accadere che il processo converga a un punto di minimo locale e non assoluto, o che inizi a oscillare senza mai convergere.

Per minimizzare questo rischio si assegnano:

- alle variabili $\overline{\eta}$, i valori misurati $\overline{y}$;
- alle variabili non misurate $\overline{\xi}$, i valori ricavati dalle equazioni di vincolo, a partire dalle misure di $\overline{y}$;
- ai parametri $\overline{\lambda}$ il vettore nullo.

4.6.3 Il fit cinematico per la reazione $p\overline{p} \longrightarrow h_c \longrightarrow \eta_c\gamma \longrightarrow \phi\phi\gamma \longrightarrow 4k\gamma$

Nel caso della reazione in esame si ha (utilizzando la notazione del paragrafo precedente):

- N=11, sono le variabili misurate, ossia gli angoli delle tracce (θ e ϕ) del fotone e dei 4 k, e l'energia del fotone;
- M=4, sono le variabili non misurate, ossia le energie dei 4 k;
- K=7 sono le equazioni di vincolo, e precisamente la conservazione del quadri-impulso, e le richieste sulle masse invarianti dei mesoni ϕ e η_c

Si suppone inoltre che le misure delle variabili $\overline{y}$ siano scorrelate, e quindi che la matrice di covarianza V sia diagonale.

Il numero effettivo di vincoli é dunque dato da

K-M=3

Tale tipo di fit si dice "a tre costraints", o semplicemente 3C.

[6] di solito quando

$$\frac{\mid \chi^2(\nu+1) - \chi^2(\nu) \mid}{\chi^2(\nu)} \leq 5\%$$

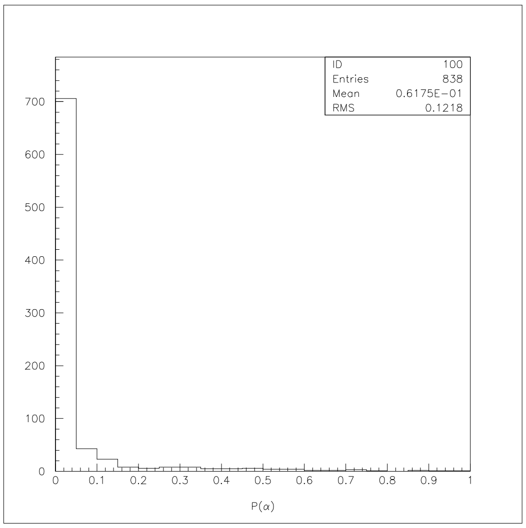


Figura 4.9: Probabilitá di fit P(α)

4.6.4 SQUAW

SQUAW é un programma scritto in FORTRAN, preparato all'Universitá di Berkeley, per eseguire fit cinematici che usa il metodo dei moltiplicatori di Lagrange [9].

Inizialmente é stato scritto per testare ipotesi su reazioni che avvenivano nelle camere a bolle, ed é stato successivamente ampliato per renderlo di uso piú agevole.

In principio accettava in input, infatti, per ogni particella, tre combinazioni di variabili:

- gli angoli θ, ϕ, l'inverso del momento e la massa;
- le tre componenti cartesiane dell'impulso e la massa;
- le tre componenti cartesiane dell'impulso e l'energia;

mentre ora accetta anche

- gli angoli θ, ϕ, il momento e la massa

Ognuna di queste variabili puó essere fissata (ossia conosciuta con precisione, come nel nostro caso le masse delle varie particelle), ben misurata, mal misurata (l'unica differenza tra questi due tipi é il diverso peso che si dá nel fit all'errore con cui é stata misurata la variabile), o non misurata del tutto, nel qual caso il valore sará trovato dal programma di fit (in questo caso non si fornisce nessun errore, ovviamente).

Il programma fornisce sempre in output θ, ϕ, il momento, la massa e l'errore a essi correlato, oltre al valore di χ^2.

Ricordiamo inoltre che il fit cinematico non tiene conto della larghezza naturale dei mesoni ϕ e η_c.

Per utilizzare correttamente il fit cinematico bisogna peró essere sicuri di aver stimato bene gli errori con cui si misurano le variabili, perché da questo dipenderá grandemente la probabilitá di fit. A questo punto, con la presa dati ancora in corso, non se ne é certi, ed é necessario ancora parecchio lavoro per valutare correttamente la risoluzione delle misure fornite dal programma di ricostruzione degli eventi. É quindi ancora troppo presto per effetuare un'analisi di questo genere.

In via del tutto preliminare, tuttavia, si é applicato il fit ai dati analizzati, con un taglio sulla probabilitá di fit molto largo, P(α)$\geq$ 0.001, per avere una prima indicazione del fattore di riduzione e dell'efficienza. I risultati sono riassunti nella tabella 4.5. In figura 4.9 é riportata la distribuzione di probabilitá di fit. Se gli errori fossero stati stimati in maniera corretta, dovrebbe essere piatta a partire da un certo valore di P(α).

L'efficienza di quest'ultimo taglio risulta essere del 85.5%, mentre il fattore di riduzione non puó essere stimato a causa della bassa statistica (ricordiamo che si é analizzato solo l'1% di ogni stack per motivi di tempo). Questi risultati si devono considerare assolutamente provvisori.

4.6.5 Metodo della variazione di massa

L'utilizzo del fit cinematico non garantisce sempre la distinzione del segnale dal fondo. Se questo metodo non dovesse essere sufficiente ad estrarre un segnale, si potrebbe ricorrere allora al metodo della variazione di massa, che é giá stato applicato con successo alla reazione $p\overline{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow \phi\phi$, studiata da E835 [28].

Tale metodo consiste nel variare a piccoli passi (circa 10 MeV) la massa del mesone ϕ nelle equazioni di vincolo in un piccolo intervallo di energia (per esempio 50 MeV intorno al vero valore della massa), applicare ogni volta il

STACK	E_{CM} (MeV)	Eventi totali	Eventi preselezionati	Eventi con $P(\alpha) \geq 0.001$
15	3526.125	197937	11	0
16	3525.710	159420	5	0
17	3526.496	157425	3	0
18	3525.951	190249	8	1
19	3526.816	153692	7	3
20	3525.399	222500	9	1
23	3523.292	170114	7	2
24	3626.188	27899	0	0
25	3626.250	52409	0	0
26	3626.267	132025	5	0
27	3529.063	132062	6	1
28	3528.560	65721	1	0

Tabella 4.6: Stack analizzati con la preselezione, é riportato il numero di eventi di partenza, e il numero di eventi che passano tutti i tagli

fit cinematico, e ottenere una distribuzione di probabilitá, che dipenderá ora non solo dal χ^2, ma anche dalla massa della ϕ.

Si contano dunque gli eventi che passano il taglio posto ad un certo valore di $P(\alpha)$, per ogni valore della massa M_ϕ. Ci si aspetta che, se M é effettivamente uguale alla massa della ϕ, passino il taglio un certo numero di eventi di fondo piú gli eventi $\phi\phi\gamma$ veri, mentre per un valore di massa diverso da quello reale, lo passino solo gli eventi di fondo. Da questo si dovrebbe avere quindi una stima corretta del livello di fondo, e riuscire a estrarre il segnale.

In figura 4.10 é riportato un grafico esemplificativo del metodo, ottenuto facendo variare la massa della ϕ e tagliando a $P(\alpha) \geq 0.001$ sui dati del montecarlo. Ovviamente, viste le considerazioni precedenti, anche questo grafico deve ritenersi assolutamente qualitativo. Una corretta stima degli errori permetterá infatti di alzare il taglio sulla probabilitá di fit, in modo da non avere eventi che passino il taglio per valori della massa diversi da quello reale.

Come nel caso precedente, inoltre, a causa della bassa statistica, non si possono trarre conclusioni sulla bontá di questo metodo a partire dai dati,

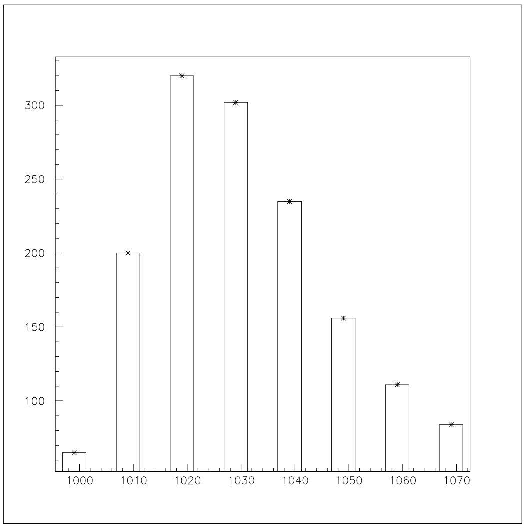


Figura 4.10: Metodo della variazione di massa: distribuzione del numero di eventi in funzione della massa del mesone ϕ, ottenuta con simulazione tramite montecarlo

nemmeno a livello qualitativo.

Sará pertanto necessario analizzare l'intero campione di dati raccolto da E835' nello scan dello stato h_c prima di trarre conclusioni definitive.

Conclusioni

Il decadimento dello stato h$_c$ in $\phi\phi\gamma$ puó essere un valido canale di studio, alternativo al decadimento in tre fotoni o in J/ψ+X. Questi ultimi canali, infatti, hanno sezione d'urto molto bassa (13 pb. e 16 pb., rispettivamente) e un'alto livello di fondo. Invece il canale $\phi\phi\gamma$, pur mantenendo un'alto livello di fondo, costituito principalmente da eventi del tipo $p\overline{p} \longrightarrow \phi\phi\pi^0$ non risonante, é caratterizzato da una sezione d'urto molto piú alta (149 pb.).

Inoltre lo studio del canale h$_c$ $\longrightarrow$ $\phi\phi\gamma$ é completamente indipendente da quello degli altri due, basati soprattutto sul calorimetro centrale. Infatti, essendo uno stato con adroni nello stato finale, il peso maggiore sarebbe stato dato ai rivelatori interni.

In realtá questa si é rivelata anche essere la maggiore difficoltá nello studio di questa reazione. Infatti, non esistendo nel sistema di tracciamento interno un rivelatore in grado di fornire contemporaneamente la misura degli angoli polare e azimutale di una particella, ci si é dovuti per questo affidare al calorimetro elettromagnetico, che per gli adroni mostra tutti i suoi limiti. Inoltre, data la sua distanza dal punto di interazione, la probabilitá che un k decada prima di raggiungerlo é significativa, e circa la metá degli eventi non sono piú ricostruibili proprio per questo motivo.

Malgrado le difficoltá che presentava tale studio, tuttavia, molto é stato fatto per aumentare la possibilitá di osservare lo stato h$_c$ in questo canale per E835'. Indispensabile é stata in questo senso l'implementazione di un filtro software ad alta efficienza (85%) che negasse la necessitá di un fattore di prescaling. Tale prescaling rende infatti impossibile lo studio del canale $\phi\phi\gamma$ dai dati di E835.

É stato inoltre sostituito il vecchio rivelatore a silici, non funzionante, con un nuovo rivelatore a fibre, che permette una migliore risoluzione in θ.

La forte segnatura cinematica di questo canale dá infatti buone speranze di riuscire a estrarre un segnale, alla luce anche dell'analisi svolta con successo per la reazione $p\overline{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow \phi\phi$.

Il principale lavoro svolto in questa tesi é stata la riduzione dei dati a un campione contenente eventi $\phi\phi\gamma$ veri piú un certo numero di eventi di fondo di dimensioni accettabili, su cui effettuare ulteriori e piú raffinate analisi, quando le calibrazioni e le risoluzioni dei vari detector saranno state stimate con certezza.

Il risultato ottenuto é stato abbastanza soddisfacente. Si é ottenuto infatti un fattore di riduzione di circa 3 10^4, con un'efficienza della preselezione del 34.3%. Sono stati inoltre indicati, e analizzati qualitativamente, alcuni metodi che potrebbero servire a selezionare ulteriormente gli eventi.

Poiché sul picco della risonanza trovato da E760 (E_{cm}=3526.2 MeV) sono stati raccolti dati per una luminositá integrata di circa 7.7 pb^{-1} si prevede di trovare, supponendo che la larghezza dello stato h_c sia intorno ai 400 KeV, $13.2 \cdot \epsilon$ eventi $\phi\phi\gamma$, dove ϵ é l'efficienza di un'ulteriore selezione.

Sará dunque necessario che tale selezione abbia un'alta efficienza, se si spera di vedere un segnale, e sarebbe auspicabile, con la messa a punto finale del programma di ricostruzione degli eventi, magari con l'introduzione di routine mirate proprio allo studio del canale $\phi\phi\gamma$, il poter alzare ulteriormente l'efficienza della preselezione. A presa dati avvenuta, infatti, sono queste le uniche due variabili su cui si puó giocare, prima di impegnare risorse per processare tutti i dati.

Appare comunque chiaro, da queste considerazioni, come l'osservazione di questa reazione sia al limite delle possibilitá fisiche dell'apparato.

Ringraziamenti

In queste poche righe vorrei ringraziare le persone che mi hanno seguito e supportato durante tutto il corso dei miei studi e soprattutto in quest'ultimo anno di tesi.

Un ringraziamento particolare va alla mia relatrice, prof. Rosanna Cester, per avermi guidato con professionalitá ed esperienza nell'analisi, e per avermi dato la possibilitá di vivere a Fermilab un'esperienza molto formativa.

Per questo devo ringraziare anche e soprattutto Stephen Pordes, che con i suoi intelligenti quesiti ha stimolato la mia curiositá scientifica.

Ringrazio la D.ssa Nadia Pastrone, per essere stata da subito un punto di riferimento, per essere sempre disponibile, e per le cure quasi materne che mi ha prestato a Fermilab.

Ringrazio il Dr. Flavio Marchetto per i suoi consigli, sempre utili e molto azzeccati, e per la sua collaborazione nella stesura del filtro e nell'analisi.

Per questo voglio ringraziare anche particolarmente Wander Baldini, che ha sempre risposto con sollecitudine alle mie innumerevoli domande sul trigger, e per le numerose routine da lui prese in prestito.

Ringrazio anche Keith Gollwitzer, per la pazienza dimostrata nel farmi capire come si scrive un filtro.

Una menzione speciale a tutte le persone della collaborazione che ho conosciuto a Fermilab, che non posso menzionare per esteso, ma che hanno sempre dimostrato gentilezza, comprensione e professionalitá, e a tutti gli studenti del secondo piano.

Un ringraziamento particolare va a Wander Baldini, Matteo Negrini, Enrico Robutti, Gabriele Garzoglio, Giovanni Lasio, Paolo Rumerio, per avermi fatto sentire tra amici.

Non posso dimenticare di ringraziare in modo particolare Margherita Obertino, per la vera amicizia che ha saputo dimostrare, oltre all'aiuto che mi ha sempre dato in tutti i momenti difficili.

Un ringraziamento speciale ai miei genitori, che con il loro lavoro hanno reso possibile tutto questo, a tutti i miei amici, e soprattutto a Paolo, per le critiche costruttive e i suggerimenti tecnici.

Bibliografia

[1] J. J. Aubert et al., 'Experimental observation of a Heavy Particle J'; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404

[2] J. E. Augustin et al., 'Discovery of a Narrow Resonance in e^+ e^- Annihilation'; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406

[3] W. S. C. Williams, 'Nuclear and Particle Physics', Oxford University Press, 1996

[4] Frodesen and Skjeggestad, 'Probability and statistics in particle physics', Universitetsforlaget, 1979

[5] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani; Phys. Rev. Lett. D2 (1970) 1285

[6] F. Halzen,A. D. Martin, 'Quarks and Leptons', Wiley, 1984

[7] E. Leader and E. Predazzi, 'An Introduction to Gauge Theories and modern particle physics ', Cambridge Press, 1996

[8] R. McClary and N. Byers, 'Relativistic effects in heavy-quarkonium spettroscopy'; Phys.Rev. D28 (1983)

[9] O. I. Dahl, T. B. Day, F. T. Solmitz, 'SQUAW kinematic fitting program'; University of California, 1965

[10] Application Software Group, 'GEANT Detector Description and Simulation Tool'; CERN Geneva, 1993

[11] J. E. Augustin et al., 'Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+ e^- Annihilation'; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1453

[12] V.A. Novikov et al., Phys. Rep. 41, 1 (1978) 1-133

[13] R. Cester, 'Proposal to continue the study of Charmonium spectroscopy in Proton-Antiproton annihilation', 1997

[14] R. Cester and P.A. Rapidis, 'Charmonium formation in $p\bar{p}$ annihilations'; Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 44,329-71 (1994)

[15] Particle Data Booklet, from the 'Review of Particle Physics' R.M. Barnett et al., Phys.Rev. D54 (1996)

[16] Allspach et al., 'The variable density gas jet internal target for experimental 835 at Fermilab'; Fermilab-Pub-97/274-E E835, Oct 1997

[17] Allspach et al., 'Results of the October 1999 hydrogen jet measurements'; E835 memo, Ott. 18, 1999

[18] W. R. Leo, 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments' Springer-Verlag, 1987

[19] M.Ambrogiani et al., 'Construction and Performance of a Cylindrical Scintillating Fiber Detector for Experiment E835 at Fermilab', IEEE Trans. Nucl. Sci., 44 (1997)

[20] M. Sarmiento, 'The E760 Luminosity monitor'; E760 memo, Mar. 25, 1994

[21] G. Zioulas, 'The E835 Data Acquisition System'; E835 memo, Gen. 6, 1997

[22] T.A. Armstrong et al., 'Observation of the $^1P_1$ State of Charmonium'; Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2337

[23] D. Perkins, 'Introduction to high energy physics', Addison-Wesley Publishing Company, 1987

[24] F. Marchetto, '$\phi\phi$ filter on PRUDE: status report'; E835 memo, Ago. 5, 1999

[25] G. Garzoglio, 'The antiproton beam energy calculation for E835'; E835 memo, Mar., 1998

[26] C. Patrignani, 'Brief description of sim96'; nota privata

[27] W. Baldini et al., 'The charged trigger of the experiment E835 at Fermilab', in pubblicazione

[28] W. Baldini, 'Tesi di Dottorato'; Univ. di Ferrara, 1998

[29] W. Baldini, 'Tesi di Laurea'; Univ. di Ferrara, 1995

[30] K. E. Gollwitzer, 'Ph. D. Thesis'; Univ. of California at Irvine, 1993