Università degli Studi di Torino
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Ricerca dello stato $^1P_1$ del charmonio in annichilazioni $\bar{p}p \to 3\gamma$

Relatore: Dott. Mussa Roberto

Candidato: Petrillo Gianluca

Anno accademico 2002/2003

Indice

Capitolo 1

Teorie sull'interazione forte

1.1 Il modello a quark

L'avvento degli acceleratori di particelle, dagli anni '50 in poi, aprì la strada della fisica delle particelle ad alta energia. Al crescere dell'energia disponibile, nuove particelle venivano rivelate ed identificate (principalmente con camere a bolle). Il loro numero crescente fece pensare che esse non fossero elementari ma composte da costituenti, «partoni», più semplici.

Nel 1964 Zweig e Gell-Mann catalogarono indipendentemente gli adroni conosciuti; quest'ultimo propose inoltre un modello a *quark*[1], differenziati da una caratteristica chiamata *sapore* (*flavour*) nei differenti valori chiamati *up* (u), *down* (d) e *strange* (s), i primi due attribuiti ad un doppietto di isospin, il terzo in singoletto di isospin ma portatore del numero quantico della *stranezza*[2]. I quark sono *particelle di Dirac*, ovvero fermioni che rispettano

[1]Lo strano nome è stato ispirato a Gell-Mann da una frase, "Three quarks for Muster Marks" (*Finnegan's wake*, James Joyce, 1939), dove era una contrazione di *question mark*: emblema dei misteri che queste particelle portavano.

[2]La *stranezza* era stata introdotta per classificare particelle la cui vita media sembrava insolitamente lunga rispetto alle particelle che decadono per interazione forte; per esempio, una particella Δ^0, a cui ora attribuiamo una composizione udd, simile al neutrone, ha una vita media di $5,5 \cdot 10^{-24}$ s, mentre una particella Λ (uds), con massa simile e neutra, ha

l'equazione di Dirac (e quindi hanno ognuno una antiparticella) e considerati elementari (cioè privi di struttura interna).

Nome	Carica	Massa	Isospin
up (u)	2/3	1,5 ÷ 4,5 MeV	1/2
down (d)	-1/3	5,0 ÷ 8,5 MeV	1/2
strange (s)	-1/3	80 ÷ 155 MeV	0
charm (c)	2/3	1,0 ÷ 1,4 GeV	0
bottom (b)	-1/3	4,0 ÷ 4,5 GeV	0
top (t)	2/3	174,3 ± 5,1 GeV	0

Tabella 1.1: **I sei quark rivelati**. Le masse riportate per i primi tre sono le ipotesi per quark «nudi», mentre per gli altri si tratta di massa di valenza, cioè la massa che sembrano avere nello stato adronico. Le ultime stime di m_c la attestano in una stretta regione intorno a 1,35 GeV.

Dividendo gli adroni in *mesoni*[3], con spin intero, e *barioni*, con spin semiintero, si ha che i mesoni possono essere formati da un minimo di due quark (in effetti, da un quark e un antiquark, non per forza dello stesso sapore: $\bar{q}_1 q_2$), i barioni da tre ($q_1 q_2 q_3$). Una conveniente catalogazione si ha raggruppando le particelle con lo stesso spin J e stesso autovalore di parità P.

1.1.1 Il colore

Il modello quantistico con il quale sono descritti i fermioni richiede che la funzione d'onda che descrive un sistema con spin $\frac{1}{2}$ sia totalmente antisimmetrica per l'inversione di una coppia qualsiasi di costituenti. Questo pone

vita media di $2,6 \cdot 10^{-10}$ s. La giustificazione è che effettivamente quest'ultima non può decadere per interazione forte e quindi i due decadimenti sono completamente differenti.

[3]Dal greco *mèsos*, «mezzo», poiché la sua massa è intermedia tra quella dei leptoni (*leptòs*, «piccolo») e quella dei barioni (*barỳs*, «pesante»).

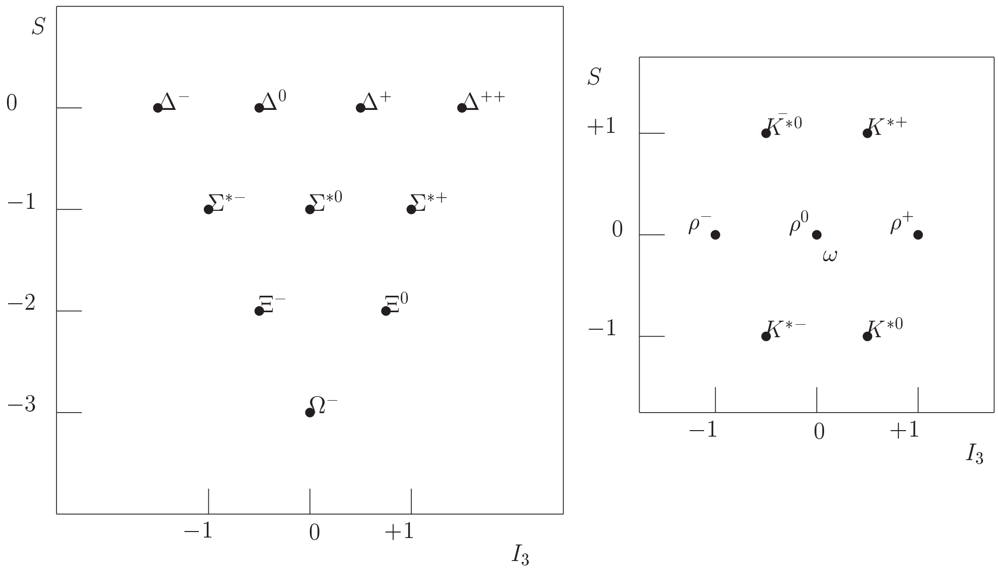


Figura 1.1: **Adroni: decupletto barionico** $(3/2)^+$ **e ottetto mesonico** 1^-. Gli adroni sono collocati in questi schemi secondo la loro stranezza e il loro isospin (ogni incremento di isospin in una riga di adroni corrisponde alla sostituzione di un quark d con un quark u). Questi raggruppamenti sono suggeriti dalla simmetria $SU(3)$ di sapore, nella quale per i barioni dalle combinazioni di 3 quark in 3 sapori e 2 stati di spin, $6 \otimes 6 \otimes 6$ sono possibili 56 stati simmetrici; essi sono spartiti tra 10 barioni a spin 3/2 (il *decupletto* - 40 stati adronici [**?**]) e 8 a spin 1/2 (l'*ottetto* - 16 stati adronici); analoghe operazioni portano a definire un ottetto mesonico con numero $J^P = 0^-$ e uno con 1^-. Questa classificazione è un'estensione della simmetria di isospin $SU(2)$; quest'ultima appare una buona descrizione in sistemi di energie tali che le masse dei quark u e d possono essere considerate uguali: la «simmetria» $SU(3)$ quindi soffre della sproporzione tra la massa del quark s e quella degli altri due.

un problema in barioni come Δ^{++} (uuu), Δ^- (ddd), $\Omega^-(sss)$, la cui funzione d'onda è formata dal prodotto di tre fermioni identici in sapore e spin e con momento orbitale L nullo, ed è quindi completamente simmetrica. Parallelamente si nota, confrontando le sezioni d'urto $\sigma(e^+e^- \to \bar{x}x)$, che il valore per x un quark (ovvero per stato finale $(\bar{x}x)$ adronico, composto per energie inferiori a 500 MeV da soli pioni) è circa triplo rispetto a quanto era atteso dall'elettrodinamica quantistica (QED)[4].

Entrambe queste osservazioni possono essere giustificate introducendo per la forza nucleare una carica forte (assente nei leptoni) quantizzata in tre autostati (rappresentati in $\mathbb{C}^3$) e ipotizzando che in un barione la parte della funzione d'onda dipendente da questa carica sia completamente antisimmetrica per lo scambio di due portatori; questa carica è stata chiamata *colore* e i tre autostati in cui un quark può presentarsi (indipendentemente dal suo sapore) sono chiamati *rosso* ($r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$), *verde* ($g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$) e *blu* ($b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$); essendo i quark fermioni, le loro antiparticelle hanno cariche opposte: gli antiquark si presenteranno in stati *antirosso*, o *ciano* $(\bar{r})$, *antiverde*, o *magenta* $(\bar{g})$ e *antiblu*, o *giallo* $(\bar{b})$. La teoria ipotizza questi stati invarianti per rotazioni del gruppo $SU(3)$ (una cui rappresentazione matriciale è il gruppo di matrici unitarie — $UU^\dagger = U^\dagger U = I_3$ — a determinante $+1$

[4] Secondo l'elettrodinamica quantistica l'ampiezza di probabilità per un vertice fotone-fermione-fermione è proporzionale al prodotto delle cariche elettriche dei fermioni; nella sezione d'urto essa compare in modulo quadrato come αz_f^2 ($z_f = \frac{Q_f}{e}$ la carica elettrica del fermione). Poiché le sezioni d'urto $\sigma(e^+e^- \to l^+l^-)$ e $\sigma(e^+e^- \to q^+q^-)$ differiscono solo per tale fattore, il loro rapporto dovrebbe valere $\sum_{q\in\{u,d,s\ldots\}} z_q^2 = \frac{2}{3}$ se l'energia è sufficiente a produrre i quark u, d e s, oppure $\frac{5}{9}$ se il quark s è escluso.

in $\mathbb{C}^{3\times 3}$): poiché non si ha alcuna evidenza «macroscopica»[5] di questa carica forte è anche necessario supporre che lo stato degli adroni sia globalmente neutro (*bianco*), cosa che si realizza appunto con quest'invarianza. I barioni avranno quindi una funzione d'onda di colore (totalmente antisimmetrica per scambio di due particelle ma invariante per rotazione nello spazio del colore) del tipo

$$\frac{1}{\sqrt{6}}(rgb - rbg + gbr - grb + brg - bgr) \tag{1.1}$$

Nel caso dei mesoni, i quark avranno invece colori opposti e saranno in funzione d'onda di colore

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{r}r + \bar{g}g + \bar{b}b) \tag{1.2}$$

questa volta simmetrica e sempre invariante per rotazioni.

1.1.2 La Cromodinamica Quantistica

Come per la QED, anche per la teoria quantistica del colore, chiamata *Cromodinamica Quantistica* (QCD) si può partire dalla richiesta di una simmetria per ricavare molte caratteristiche dell'interazione forte.

La QED richiede l'invarianza per trasformazioni di gauge locali[6] (cioè con parametri non uniformi nello spazio e non costanti) $\Psi'(x) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}e\alpha(x)}\Psi(x)$. Il generatore di $U(1)$ porta all'esistenza di un solo vettore, il fotone, in singoletto e quindi non dotato di carica elettrica. La funzione d'onda inclusiva di colore sarà composta in generale da una parte spaziale, una parte spinoriale (una matrice in $\mathbb{C}^4$ in caso di fermioni) e una di colore (in $\mathbb{C}^3$); una rotazione

[5] La forza nucleare ha un raggio dell'ordine di 10^{-15} m.

[6] L'invarianza per trasformazioni globali, $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha} \in U(1)$, $\alpha \in \mathbb{R}$, è sempre valida per equazioni lineari (Dirac, Klein-Gordon) ed equivale alla richiesta nella meccanica quantistica non relativistica che il cambiamento della fase della funzione d'onda di un sistema isolato non ne modifichi la fisica.

di $SU(3)$ nello spazio del colore applicata a questa funzione commuta con le parti spaziale e spinoriale, che nelle equazioni successive verranno sottintese. Un elemento di $SU(3)$ si può ancora esprimere formalmente come esponenziale: $\mathrm{e}^{\mathrm{i}g\beta_a(x)\frac{\lambda_a}{2}}$; gli 8 parametri $\beta_a(x) \in \mathbb{R}$ moltiplicano ognuno un generatore λ_a di $SU(3)$ e la nuova costante di accoppiamento è chiamata g. Le combinazioni di tre colori (3) e tre anticolori ($\bar{3}$) producono $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$ combinazioni, una in un singoletto simmetrico $\frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{r}r + \bar{g}g + \bar{b}b)$ e le altre in un ottetto antisimmetrico con sei stati del tipo $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{c_1}c_2 - \bar{c_2}c_1)$, più $\frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{r}r + \bar{g}g - 2\bar{b}b)$ e $\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{r}r - \bar{g}g)$: questi sono legati ai generatori di $SU(3)$ e possono essere associati ai vettori dell'interazione forte che fungono da colla tra i quark, i *gluoni*: essi hanno carica (forte) e quindi possono interagire tra di loro.

La lagrangiana può essere scomposta in una parte $\mathcal{L}_{D,I}$ che include il campo fermionico (lagrangiana di Dirac[7], $\mathcal{L}_D = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x)$) e la sua interazione con il campo bosonico, e in una seconda parte che descrive la lagrangiana di quest'ultimo. Nel caso della QED la prima si esprime come:

$$\mathcal{L}_{D,I} = \bar{\Psi}(x)\left(\mathrm{i}\gamma^\mu D_\mu - m\right)\Psi(x)$$

dove $D_\mu = \partial_\mu + \mathrm{i}eA_\mu(x)$ è detta "derivata covariante" e A_μ è il potenziale elettromagnetico che descrive il campo; mentre la seconda è:

$$\mathcal{L}_{campo} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

con $F_{\mu\nu} = \frac{\mathrm{i}}{e}[D_\mu, D_\nu]$. Nel caso della QCD la derivata covariante viene definita come $D_\mu = \partial_\mu - \frac{\mathrm{i}}{2}g\sum_{a=1}^{8}\lambda_a G_\mu^a(x)$; il campo forte è descritto da 8 vettori $G_a^\mu(x)$ corrispondenti all'unico $A^\mu(x)$ della QED; come la la lagrangiana elettromagnetica $\mathcal{L}_{e.m.}$ rispetta l'invarianza per trasformazione di gauge $A_\mu(x) \Rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$, così quella forte $\mathcal{L}_s$ rispetta un'analoga invarianza di gauge $G_\mu^a(x) \Rightarrow G_\mu^a(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu\beta^a(x) - f_{abc}\beta^b(x)G_\mu^c(x)$, con f_{abc} le costanti (reali) di struttura del gruppo $SU(3)$ definite da $[\lambda_a, \lambda_b] = 2\mathrm{i}f_{abc}\lambda^c$. La

[7]Sono state imposte le «unità naturali» per le quali $c = \hbar = 1$.

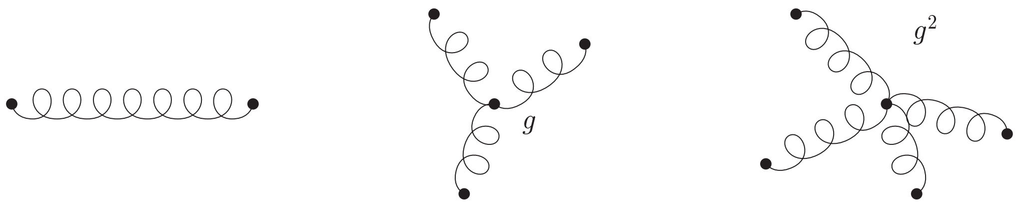


Figura 1.2: **Vertici di autointerazione del campo nucleare forte**.

ridefinizione di D_μ porta al tensore di campo forte

$$F^{(s)}_{\mu\nu} = \frac{\lambda_a}{2}\left\{\partial_\mu G^a_\nu(x) - \partial_\nu G^a_\mu(x) - \mathrm{i}g f_{bca} G^b_\mu(x) G^c_\nu(x)\right\}$$

(sottintese le sommatorie sugli indici a, b e c) in cui il terzo addendo non ha analogo nella QED. La lagrangiana del campo forte $\mathcal{L}_s = -\frac{1}{4}F^{(s)\,\mu\nu}F^{(s)}_{\mu\nu}$ quindi contiene termini con prodotti nello stesso punto x^μ di due campi $G^\mu(x)$, corrispondenti ad un gluone che semplicemente si propaga e che ha analogo in QED, ma anche punti con tre $G^\mu(x)$ (con costante di accoppiamento g) e quattro (con costante di accoppiamento g^2); questi termini rappresentano un'*autointerazione* del campo: i gluoni, essendo carichi ("colorati"), possono interagire tra di loro e in un vertice possono trovarsi in interazione tre o quattro gluoni. La lagrangiana non contiene invece termini di massa ($G^\mu G_\mu$) che, come nel caso elettromagnetico, non sarebbero invarianti per la trasformazione di gauge scelta: i gluoni, come i fotoni, devono avere *massa nulla*.

1.1.3 Costante di accoppiamento forte α_s

L'elettrodinamica quantistica prevede che la costante di accoppiamento elettromagnetico "efficace" sia diversa dalla canonica α. Un fotone può sempre, infatti, separarsi in una coppia virtuale[8] fermione-antifermione, ammesso che siano carichi, producendo nuova carica elettrica. Essa tende a polarizzarsi e

[8]Una particella virtuale avrà un quadrimomento il cui modulo non corrisponde alla massa invariante della stessa particella «reale»; la sua creazione comporta una violazione

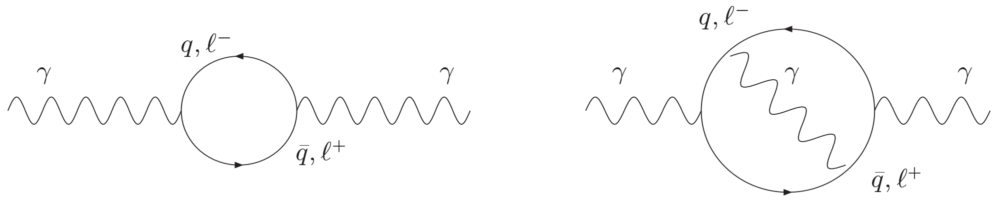


Figura 1.3: **Polarizzazione del vuoto**: il decadimento del mesone $\bar{c}c$ a sinistra è soppresso rispetto a quello a destra, dove lo stato finale e quello iniziale sono legati da linee fermioniche.

a schermare le cariche presenti, così la costante di accoppiamento diminuisce. Gli stessi effetti sono presenti anche con diagrammi di ordini superiori. Questo effetto dipende solo dall'impulso del fotone (più esso è grande, minore è lo spazio in cui la creazione e la ricombinazione si devono consumare). L'andamento di α si può descrivere al variare del quadriimpulso q rispetto ad un valore di riferimento q_0 come

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(q_0^2)}{1 - \frac{\alpha(q_0^2)}{3\pi} \log \frac{q^2}{q_0^2}}$$

Nel caso dei gluoni l'interazione è più complessa, poiché da un lato non ci sono accoppiamenti di colori che si respingano, dall'altro un gluone può interagire direttamente con un altro, formando diagrammi complessi. L'approccio perturbativo che ha avuto estremo successo in una teoria come la QED, nella quale l'ordine di un diagramma porta nell'ampiezza un fattore $\alpha \approx \frac{1}{137}$ rispetto ad un diagramma di ordine subito inferiore, non può essere esteso ad un campo la cui autointerazione porta ad una costante di accoppiamento

della conservazione dell'energia, consentita nei limiti del principio di indeterminazione di Heisenberg e quindi tanto minore quanto più è duratura ($\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$). La particella virtuale tuttavia ha a tutti gli effetti il momento angolare ed i numeri quantici della particella reale corrispondente.

α_s, rapidamente divergente:

$$\alpha_s(|q^2|) = \frac{\alpha_s(q_0^2)}{1 - b\,\frac{\alpha_s(q_0^2)}{3\pi}\log\frac{|q^2|}{q_0^2}} = \frac{1}{\frac{b}{3\pi}\log\frac{|q^2|}{\Lambda^2}} \tag{1.3}$$

con $b = \frac{33-2f}{4}$, f il numero di sapori con massa invariante minore di q^2 e $\Lambda^2 = q_0^2\,\mathrm{e}^{-\frac{3\pi}{b\alpha_s(q_0^2)}}$, presenta una singolarità per impulsi $|q^2| = \Lambda^2$. L'ordine di grandezza di questo parametro è di 200 MeV, corrispondenti ad una distanza di interazione di $\approx 0.25 fm$.

L'andamento di α_s rende conto di due caratteristiche della forza nucleare. Con q^2 crescenti, ovvero a piccole distanze tra i quark, la loro interazione diminuisce di intensità fino, al limite per $q^2 \to \infty$, ad annullarsi: questo fenomeno, chiamato *libertà asintotica*, fa sì che i quark prossimi siano liberi e non interagiscano. D'altra parte, con distanze crescenti verso il valore limite, il richiamo della forza nucleare è sempre maggiore, fino ad arrivare ad un estremo in cui l'energia è sufficiente a produrre una coppia $\bar{q}q$ *reale* tale da neutralizzare le due parti. Questo fa sì che non si possa isolare un quark e la dimensione in cui ciò avviene è compatibile con quella di un adrone.

1.1.4 La scoperta dei quark «pesanti»

All'inizio degli anni '60, quando erano stati fatti i primi passi per capire la struttura delle interazioni deboli, Cabibbo propose una spiegazione alla soppressione delle reazioni con variazione di stranezza, affermando che gli autostati di interazione forte dei quark non coincidono con quelli dell'interazione debole, ma l'autostato debole del quark d è legato ai primi da una rotazione: $d_w = d\cos\theta_C + s\,\mathrm{sen}\,\theta_C$; questo porta ad un'ampiezza di transizione debole $u_w \to d_w$ che si può concretizzare in uno stato d o s a seconda del peso dei due coefficienti: l'angolo θ_C, da allora chiamato angolo di Cabibbo, è misurato in 0,25 rad, da cui $\mathrm{sen}^2\,\theta_C \approx 6\%$ è la probabilità che tale transizione produca un quark s.

Per evitare la comparsa nella teoria di correnti neutre con cambio di stranezza nel 1970 fu proposta[9] l'esistenza di un quarto sapore di quark, *charm* (c); imponendo per l'autostato debole del quark s la forma $s_w = -d \operatorname{sen} \theta_C + s \cos \theta_C$, e scrivendo le due famiglie di quark come coppie $U_w = \begin{pmatrix} u_w \\ c_w \end{pmatrix}$ e $D_w = \begin{pmatrix} d_w \\ s_w \end{pmatrix}$, con u_w e c_w uguali ai rispettivi autovalori di massa, si ottiene: $D_w \Gamma_a D_w = d_w \Gamma_a d_w + s_w \Gamma_a s_w = D \Gamma_a D$, con Γ_a una delle matrici che possono comporre una corrente fermionica: la rotazione non introduce più nuovi termini di corrente.

Il quark c fu presto identificato come il costituente di un mesone di massa 3,1 GeV rivelato nel 1974 al Brookhaven National Laboratory (etichettato J) e indipendentemente allo Stanford Linear Accelerator Center (chiamato ψ). Questo mesone, J/ψ, è caratterizzato da una larghezza di un centinaio di keV, mentre gli adroni più leggeri hanno larghezza crescente con la loro massa, fino a qualche centinaio di MeV. La difficoltà per J/ψ di decadere è giustificata dalla «regola di OZI», da Okubo, Zweig e Iizuka, che afferma che i decadimenti rappresentati da diagrammi i cui stati iniziale e finale non sono connessi da correnti fermioniche sono soppressi rispetto agli altri. In quei casi (ivi incluso quello di J/ψ) i quark dello stato iniziale si devono tutti annichilire: affinché una coppia di quark si annichilisca, i quark si devono trovare nello stesso punto, cosa tanto più improbabile quanto più alto è il loro momento angolare orbitale; inoltre nel caso di un mesone come J/ψ il gluone che si forma dall'annichilazione porta con sé tutto il quadriimpulso del mesone e quindi la sua massa: un gluone del genere è molto fuori dallo shell di massa e quindi la probabilità che si formi e si «realizzi» in altri oggetti è bassa. Da allora i mesoni $\bar{c}c$ sono stati catalogati e studiati e ci si riferisce

[9] Da Glashow, Iliopoulos e Maiani; questo meccanismo di semplificazione delle correnti neutre è detto GIM.

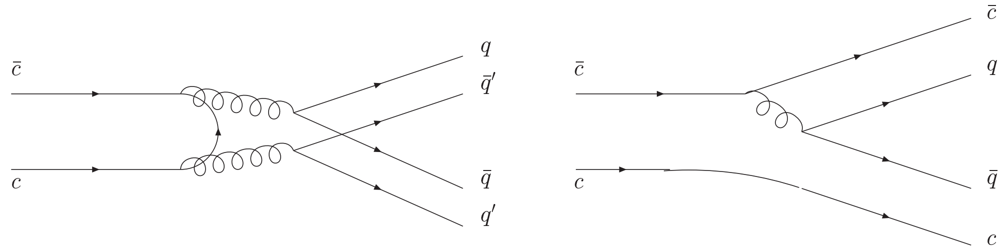


Figura 1.4: **Regola di OZI**: il decadimento del mesone $\bar{c}c$ a sinistra è soppresso rispetto a quello a destra, dove lo stato finale e quello iniziale sono legati da linee fermioniche.

ad essi come «charmonio» (*charmonium*).

La scoperta di un terzo quark di carica $-\frac{1}{3}$, *bottom*, di massa tre volte più grande di quella di c, ha fatto subito pensare all'esistenza di un ulteriore quark, *top*, che si aggiungesse ai quark di carica $+\frac{2}{3}$. Esso è stato infine osservato nel 1994. Con questi due nuovi quark si è esteso il formalismo Cabibbo ad una matrice a 4 parametri in $\mathbb{C}^{3,3}$ («matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa») $V = R_1(\theta_1)M(\theta_C, \varphi)R_1(\theta_2)$, con $R_1(\theta)$ una matrice di rotazione sul primo asse e $M = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \operatorname{sen}\theta_C & 0 \\ -\operatorname{sen}\theta_C & \cos\theta_C & 0 \\ 0 & 0 & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi} \end{pmatrix}$.

Questi nuovi tre quark sono detti *pesanti* e di riflesso i quark u, d e s sono detti *leggeri*. Il coefficiente b presente nell'espressione di α_s "limita" il numero di sapori a 16 e la massa del quark t fa pensare che non sarà facile trovare l'eventuale successivo con le tecnologie correnti; inoltre studi sul decadimento $Z \to \nu\bar{\nu}$ sembrano limitare il numero di famiglie leptoniche a 3[10] e una teoria prevede che esso sia lo stesso per famiglie di leptoni e di quark.

[10]Questo esperimento porta a dire che non ci sono più di tre famiglie leptoniche i cui netrini abbiano massa di meno di 45 GeV, metà di Z; i neutrini sono però *molto* più leggeri dei relativi leptoni carichi e questo sposterebbe il quarto leptone a masse *estremamente* alte lasciando un grosso buco tra sé e il τ.

1.2 Potenziali forti

Un potenziale forte può essere creato dall'evidenza sperimentale integrata con la teoria. In particolare qualsiasi tipo di potenziale deve rendere conto della libertà asintotica dei quark a distanze piccole e della loro impossibilità di affrancarsi dal legame. Per piccole distanze si assume che l'interazione avvenga tramite scambio di un solo gleone (*One Particle Exchange*); in questo caso il potenziale assume forma simile a quella del potenziale coulombiano:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} \tag{1.4}$$

dipendente solo dalla distanza tra i due quark interagenti; il coefficiente $\frac{4}{3}$ non compare in QED e deriva dalla presenza di più tipi di gluoni[11]. La costante α_s non è effettivamente tale: per energie quali quelle in $\bar{c}c$ essa è stimata in circa 0,2 (questo dà un ordine di grandezza di quanto si perde fermandosi al primo ordine nella trattazione perturbativa dell'interazione).

[11] Sia $q(x) = c \otimes \Psi(x)$ la funzione d'onda di un quark, con la parte di colore $c \in \mathbb{C}^3$ fattorizzata; la corrente fermionica forte è $j^\mu_{s,a}(x) = -\mathrm{i}\sqrt{4\pi\alpha_s}\,\bar{q}_f(x)T_a\gamma^\mu q_i = j^\mu c_f T_a c_i$, con i ed f a denotare gli stati iniziale e finale del quark e $T_a \equiv \frac{\lambda_a}{2}$ uno dei generatori di $SU(3)$ che rappresenta il cambio di colore tra stato iniziale e finale; $j^\mu(x) = -\mathrm{i}\sqrt{4\pi\alpha_s}\,\bar{\Psi}_f(x)\gamma^\mu\Psi_i(x)$ è la parte di corrente fermionica indipendente dal colore. Ipotizzando per il gluone un propagatore $\propto q^{-2}$ simile a quello fotonico, q^μ il quadrimomento trasferito, l'hamiltoniana di un'interazione tra due correnti di quark varrà $H_{12} = \frac{-\mathrm{i}}{q^2} j^\mu_1 j_{2,\mu} \cdot \delta_{ab}\frac{1}{4}(c^\dagger_{1f}\lambda_a c_{1i})(c^\dagger_{2f}\lambda_b c_{2i})$ (δ_{ab} denota che il gluone che compare nei due vertici dell'interazione è lo stesso). Il primo fattore porta ad un'espressione del potenziale $V(r) = -\frac{\alpha_s}{r}$; il secondo è un fattore numerico, f. Un mesone ha quark ed antiquark in singoletto di colore (**??**), quindi c_1 e c_2 sono sempre colore ed anticolore corrispondenti e i due fattori in f sono complessi coniugati: $f = \frac{1}{4}\sum_a \left|c^T_{1f}\lambda_a c_{1i}\right|^2$, equivalente somma dei moduli quadrati di tutti gli elementi di tutte le matrici λ_a in quanto si possono verificare tutte le combinazioni di colore iniziale e finale. Si trova appunto che $f = \frac{4}{3}$ (mentre in uno stato di colore antisimmetrico avrebbe segno opposto: $-\frac{1}{6}$, e il potenziale sarebbe repulsivo).

Considerando la dipendenza di α_s dall'impulso scambiato si può scrivere

$$H(q^2) = -\frac{4}{3}\alpha_s(|q^2|)\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{1}{q^2} \cong -\frac{16\sqrt{2\pi}}{33-2f}\frac{1}{q^2}\frac{1}{\log\left(1+\frac{|q^2|}{\Lambda^2}\right)}$$

dove nel logaritmo è stata (arbitrariamente) eliminata la singolarità, ridefinendo nel contempo Λ. Dopo aver sviluppato in serie di potenze di $\frac{|q^2|}{\Lambda^2}$ questo potenziale si traduce, nello spazio delle coordinate, in[12]

$$V(r) = \frac{8\pi}{33-2f}\frac{1}{r}\frac{1}{\log r/r_0} \tag{1.5}$$

detto *potenziale di Richardson*; $r_0 = \frac{\hbar c}{\Lambda} \approx 0{,}43\,\mathrm{fm}$. Esso tende, per grandi distanze e piccoli q^2 (limite in cui comunque la correzione al logaritmo ne invalida i risultati), ad un potenziale lineare.

Per il limite di grandi distanze l'interazione forte perde del tutto il carattere perturbativo e in essa intervengono più gluoni: l'approccio della QCD viene abbandonato in favore di uno fenomenologico. Un potenziale comunemente usato è quello lineare, $V(r) = Fr$, con F una costante la cui misura dà un valore di $1,6 \cdot 10^5$ N, ovvero 1 GeV/fm.

Dati questi comportamenti asintotici a piccole e grandi distanze, riassumibili in un potenziale

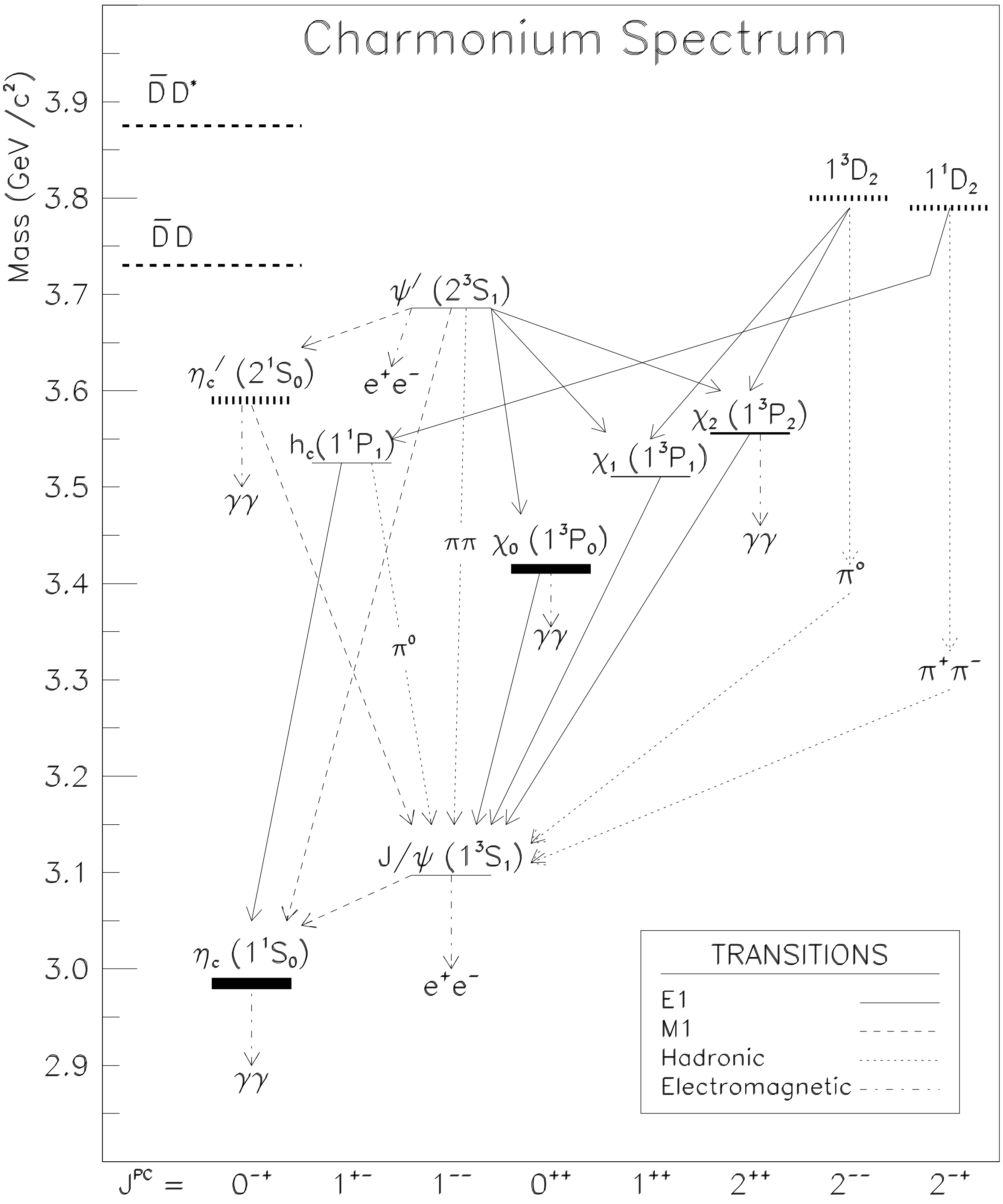
$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + Fr \tag{1.6}$$

chiamato *potenziale di Cornell*, si possono ricavare potenziali completi con funzioni interpolatrici i cui limiti siano quelli di queste funzioni. Proprio in questa regione si colloca lo studio del charmonio di cui la presente tesi fa parte.

1.2.1 I potenziali per lo studio di $\bar{c}c$

In regime OPE (con quark molto vicini) la cromodinamica è strutturalmente simile all'elettrodinamica. Come con questa possiamo arrivare a calcolare

[12]La trasformata di Fourier usata è $V(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3}}\int H(q^2)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\vec{q}\vec{r}}\,\mathrm{d}\vec{q}$.



Charmonium Spectrum
Mass (GeV/c²)
3.9
3.8
3.7
3.6
3.5
3.4
3.3
3.2
3.1
3.0
2.9
D̄D*
D̄D
ψ′ (2³S₁)
η_c′ (2¹S₀)
e⁺e⁻
h_c(1¹P₁)
γγ
ππ
χ₀ (1³P₀)
χ₁ (1³P₁)
χ₂ (1³P₂)
1³D₂
1¹D₂
π⁰
π⁺π⁻
J/ψ (1³S₁)
η_c (1¹S₀)
TRANSITIONS
E1
M1
Hadronic
Electromagnetic
J^PC =
0⁻⁺
1⁺⁻
1⁻⁻
0⁺⁺
1⁺⁺
2⁺⁺
2⁻⁻
2⁻⁺

parametri quali costante di accoppiamento e masse a partire dalle separazioni tra livelli energetici di un sistema quale quello atomico o del «positronio» (stato legato e^+e^-), allo stesso modo possiamo cercare informazioni analoghe partendo da stati legati semplici $\bar{q}q$. I mesoni neutri formati da quark e antiquark leggeri hanno funzioni d'onda a cui contribuiscono con componenti di diversi sapori; inoltre per i mesoni ad isospin nullo avvengono fenomeni di *flavour mixing* rispetto alle funzioni d'onda che la simmetria $SU(3)$ di sapore suggerisce[13]. Essendo i quark costituenti leggeri essi sono fondamentalmente relativistici e di "grandi" dimensioni. Tutte queste osservazioni rendono questi sistemi complessi da trattare teoricamente, soprattutto quando si cerca una teoria fondamentale che spieghi semplicemente l'interazione forte. In molti sensi quindi i mesoni con quark ed antiquark pesanti sono i candidati ideali per questo studio: gli stati $\bar{c}c$ in particolare sono in una regione energetica al confine tra il regime perturbativo e non perturbativo e gli effetti relativistici possono essere studiati proficuamente[14], le brevi distanze rendono possibile l'approssimazione OPE, la grande separazione in energia dagli altri mesoni rende il flavour mixing ininfluente. (in realtà i risultati sperimentali evidenziano che per $\bar{c}c$ gli effetti relativistici non possono ancora essere completamente trascurati).

L'hamiltoniana del sistema $\bar{c}c$ può essere scritta come somma di diverse

[13]Per esempio, nel gruppo caratterizzato da $J^P = 1^-$ gli stati centrali ($I = S = 0$) sono $\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s)$, il singoletto, e $\phi_8 = \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s)$. I mesoni ϕ e ω che dovrebbero corrispondervi sono invece in uno stato ruotato rispetto a quelli: $\begin{cases} \omega = \phi_8 \cos\theta + \phi_0 \operatorname{sen}\theta \approx \frac{1}{2}(\bar{u}u + \bar{d}d) \\ \phi = -\phi_8 \operatorname{sen}\theta + \phi_0 \cos\theta \approx \bar{s}s \end{cases}$ poiché in questo caso si verifica l'*ideal mixing* e $\theta = 55°$, $\operatorname{sen}\theta \approx \sqrt{\frac{2}{3}}$. Per la coppia η, η' l'angolo di mixing è invece $\theta \approx 11°$.

[14]I mesoni π e il mesone ρ (entrambi con isospin 1) sono nello stesso rapporto tra loro che hanno gli stati $\eta_c(^1S_0)$ e $J/\psi(^3S_1)$; l'effetto relativistico dell'interazione spin-spin porta una separazione del 3-4%, 127 MeV su questi ultimi, mentre sui mesoni leggeri essa è assolutamente dominante, provocando una differenza di massa di circa 600 MeV.

componenti: cinetica (T), potenziale non dipendente dallo spin (H_{SI}), potenziale di interazione spin-spin (H_{SS}), potenziale di interazione spin-orbita (H_{LS}) e potenziale tensoriale (H_T). L'obiettivo di questa separazione è isolare i termini dipendenti dallo spin e confrontarne la differenza tra lo stato in onda P ($L = 1$) con $S = 0$, h_c, e i tre stati con $S = 1$, χ_{cJ}. Le espressioni dei primi due termini non sono quindi rilevanti; per gli altri termini si ha:

$$\begin{cases} H_{LS} &= \frac{F_1(r)}{m^2}\vec{L}\vec{S} \\ H_{SS} &= \frac{F_2(r)}{m^2}\vec{S_1}\vec{S_2} \\ H_T &= \frac{F_3(r)}{m^2}T_{12} \\ & \langle T_{12}\rangle = \frac{1}{(2\ell+3)(2\ell+1)}\left[\langle L^2\rangle\langle S^2\rangle - 3\left\langle(\vec{L}\vec{S})^2\right\rangle - \frac{3}{2}\left\langle\vec{L}\vec{S}\right\rangle\right] \end{cases}$$

con $\vec{S} = \vec{S_1}+\vec{S_2}$ somma degli spin dei due quark, m la loro massa, $\vec{L}$ il loro momento angolare relativo con autovalore ℓ; $F_i(r)$ sono funzioni che dipendono dal tipo di potenziale[15]. Il potenziale ha per piccole distanze carattere vettoriale (interagisce con correnti $\bar{q}_f(x)\Gamma_a q_f(x)$ con $\Gamma_a = \gamma^\mu$) e scalare ($\Gamma_a = \infty_4$) a grandi distanze; i nucleoni in un nucleo atomico interagiscono invece tramite singoletti di colore, *pioni*, che sono mesoni pseudoscalari[16], $\Gamma_a = \gamma_5$); queste ipotesi sulla forma del potenziale sono da verificare. Il valore medio di questa hamiltoniana, calcolato nel sistema di riferimento del centro di massa, corrisponde alla massa del mesone. Esisterà quindi un termine additivo di massa per ogni componente; in particolare $\langle T + H_{SI}\rangle \equiv \langle M(1P)\rangle$ è la massa di partenza degli stati con $L = 1$. I singoli stati h_c e χ_{cJ} hanno:

$$\begin{aligned} \chi_{c0}: &\quad M(^3P_0) = M(1P) + \tfrac{1}{m^2}\left[+\tfrac{1}{4} < F_2 > -2 < F_1 > - < F_3 >\right] \\ \chi_{c1}: &\quad M(^3P_1) = M(1P) + \tfrac{1}{m^2}\left[+\tfrac{1}{4} < F_2 > - < F_1 > +\tfrac{1}{2} < F_3 >\right] \\ \chi_{c2}: &\quad M(^3P_2) = M(1P) + \tfrac{1}{m^2}\left[+\tfrac{1}{4} < F_2 > + < F_1 > -\tfrac{1}{10} < F_3 >\right] \\ h_c: &\quad M(^1P_1) = M(1P) - \tfrac{1}{m^2}\tfrac{3}{4} < F_2 > \end{aligned}$$

[15]Per esempio, in caso di potenziale a componenti vettoriale V e scalare S si ha [?]: $F_1 = \frac{3V'-S'}{2r}$, $F_2 = \frac{1}{3}\left(\frac{V'}{r} - V''\right)$ e $F_3 = \frac{2}{3}\nabla^2 V$.

[16]L'esistenza dei mesoni come portatori di interazione forte (di potenziale $V(r) = g\frac{e^{-r/\lambda}}{r}$, con $\lambda = \frac{\hbar}{m_\pi c}$) fu ipotizzata da Hideki Yukawa nel 1935.

Definita la massa centrale delle χ_{cJ}, $M_J \equiv \frac{\sum_j (2j+1) M(^3P_j)}{\sum_j 2j+1}$, le quattro equazioni precedenti danno:

$$\begin{aligned}
&M(1P) = \tfrac{1}{4} M(^1P_1) + \tfrac{3}{4} M_J \\
&\langle F_1 \rangle = \tfrac{1}{12} \left[5M(^3P_2) - 3M(^3P_1) - 2M(^3P_0) \right] \\
&\langle F_2 \rangle = M_J - M(^1P_1) \\
&\langle F_3 \rangle = \tfrac{5}{18} \left[3M(^3P_1) - 2M(^3P_0) - M(^3P_2) \right]
\end{aligned}$$

La prima equazione mostra che il livello base della massa è la somma delle masse del singoletto e del centro del tripletto di spin pesate sulla molteplicità dello stesso spin. La terza è la sola dipendente dalla massa di h_c e mostra che la grandezza dell'hamiltoniana di interazione spin-spin $\langle H_{SS} \rangle = \frac{\Delta M}{m^2} \vec{S}_1 \vec{S}_2$ dipende solo dalla distanza ΔM del centro di massa del tripletto di spin rispetto al singoletto.
I valori delle masse del tripletto, misurati dall'esperimento E835, sono: $M(^3P_0) =$ 3417,4 MeV, $M(^3P_1) =$ 3510,53 MeV e $M(^2P_0) =$ 3556,15 MeV, dalle quali si ricava $M_J =$ 3525,5 MeV; avendo una stima della massa del quark c (1,35 GeV) si possono valutare i contributi dei tipi di hamiltoniana. Anche senza si può valutare il tipo di contributo: $H_{TT} = \frac{41\,\text{MeV}}{m_c^2 c^2} \langle T_{12} \rangle$ sarà positivo per χ_{c1} ($\langle T_{12} \rangle = 1/2$) e negativo per χ_{c0} ($\langle T_{12} \rangle = -1$) e χ_{c2} ($\langle T_{12} \rangle = -1/10$); il contributo dell'accoppiamento spin-orbita, $H_{LS} = \frac{35\,\text{MeV}}{m_c^2 c^2} \left\langle \vec{L}\vec{S} \right\rangle$ è negativo per χ_{c0} e χ_{c1} e positivo per χ_2. La massa $M(^1P_1) =$ 3526,20 MeV è leggermente superiore al valore di M_J.

1.3 Produzione di $\bar{c}c$ e di h_c

I primi canali usati per produrre sperimentalmente gli stati $\bar{c}c$ sono stati gli urti elettrone-positrone e protone-antiprotone.

Il canale elettromagnetico e^+e^- produce un mesone di tipo $\bar{q}q$ direttamente con un diagramma del primo ordine (a due vertici elettromagnetici con

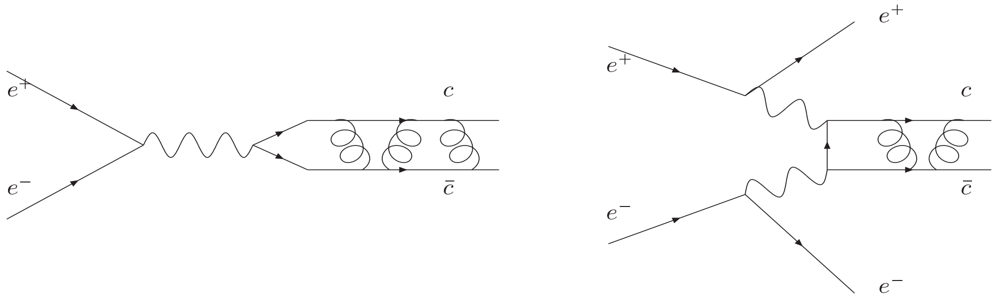


Figura 1.5: **Produzione** $e^+e^- \to \bar{c}c$ diretta (mesone con $J^{PC} = 1^{--}$) e indiretta (qualsiasi numero, ma sfavorita).

ampiezza di probabilità proporzionale ad α) attraverso un fotone virtuale o con un diagramma a più fotoni di ordine superiore. In questo modo lo stato finale ha i numeri quantici delle particelle intermedie; nel caso di un solo fotone virtuale, essi sono sempre $J^{PC} = 1^{--}$, con J il momento angolare totale, P l'autovalore di parità e C l'autovalore di coniugazione di carica. Gli stati creati con processi di ordine superiore (per esempio $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma \to e^+e^-X$) non hanno questo limite ma sono soppressi di un fattore α^2 e sono stati con autovalore di coniugazione di carica positivo.

Lo stato h_c, $J^{PC} = 1^{+-}$, in particolare, non può formarsi da due fotoni perché ha $C = -1$. Per questo non può nemmeno essere ottenuto dagli stati $J^{PC} = 1^{--}$ (J/ψ (1^3S_1), ψ' (2^3S_1)) per decadimento radiativo di tipo M1; può invece essere prodotto da decadimenti adronici come $\psi' \to h_c\pi^0$ (soppressa a causa del piccolo spazio delle fasi a meno dell'1%; $\psi(3770)$ è oltre la soglia di produzione di $\bar{D}D$) o elettromagnetici, direttamente: $J/\psi' \to h_c\gamma\gamma$ (che condivide con la precedente lo stato finale) o passando per uno stato $\bar{c}c$ intermedio: $\psi' \to \chi_{c2}(^3P_2)\,\gamma \to h_c\gamma\gamma$, $\psi' \to \eta_c'(2^1S_0)\,\gamma \to h_c\gamma\gamma$.

L'esperimento *Crystal Ball* in SLAC (così chiamato perché disponeva di un rivelatore a cristalli NaI che copriva sfericamente oltre il 90% dell'angolo solido attorno al centro di scattering e^+e^-), conclusosi nel 1981, pone un limite superiore dell'1,1% al branching ratio del canale più promettente,

$\psi' \rightarrow h_c \pi^0$.

Il canale forte $\bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d})\, p(uud)$ è molto più complesso: per passare da uno stato iniziale con i 6 quark/antiquark leggeri "di valenza" indicati tra parentesi ad uno stato finale con due quark pesanti è necessaria l'annichilazione delle tre coppie di quark in tre gluoni[17]; questo è uno dei quattro casi che si possono verificare:

- nessuna annichilazione: i due adroni possono scambiarsi un quark; il loro numero e sapore rimane lo stesso;
- una annichilazione: due quark interagiscono, mentre gli altri quattro fungono da "spettatori"; questa configurazione è prediletta alle alte energie, dove agli alti momenti q corrisponde un potere risolutivo in grado di discernere e selezionare uno dei quark (un momento di 10 GeV corrisponde ad una risoluzione di 10^{-17} m);
- due annichilazioni: due coppie si annichiliscono mentre la terza fa da "spettatore";
- tre annichilazioni: tutti i quark si annichiliscono; il processo vede la mediazione di almeno 3 gluoni e 6 vertici forti.

Nella ricerca del charmonio i primi 3 casi contribuiscono solo al rumore di fondo, che è quindi molto più elevato che in e^+e^-.

I nuovi esperimenti per lo studio di mesoni con quark *beauty* hanno bisogno di luminosità molto elevata; questo fa sì che come sottoprodotto dei dati raccolti ci sia un grande accumulo di eventi con quark c: il decadimento

[17] L'interazione forte ha la costante di accoppiamento più grande e può legare quark in stati di colore/anticolore differenti: un vertice forte è favorito per questo di un fattore $\frac{3\alpha_s}{\alpha}$ rispetto ad uno elettromagnetico.

principale (debole) del quark b è infatti in c e la grande luminosità (CLEO raccoglie decine di fm^{-1}, BABAR e BELL più di un centinaio) fa in modo che questi campioni di charmonio siano corposi. Proprio da analisi su dati di questi esperimenti sono stati scoperti la η_c', stato eccitato radialmente — 2^1S_0 — di η_c e una risonanza a 3872 MeV, appena sotto dalla soglia di decadimento di un charmonio che abbia i numeri quantici di h_c e che potrebbe esserne uno stato eccitato). Anche gli esperimenti che studiano il bosone vettore delle correnti deboli neutre Z (sul LEP del CERN) producono charmonio.

1.3.1 Canali di decadimento di h_c

Il mesone $h_c(^1P_1)$[18] ($J^{PC} = 1^{+-}$) ha energia inferiore alla soglia di produzione di una copia di mesoni $\bar{D}D$ (detta soglia di *open charm*), collocata a 3729 MeV tra $\psi'(2^3S_1)$ e $\psi''(3^3S_1)$; in effetti ad uno stato con $CP = -1$ non è consentito decadere in $\bar{D}D$ e quindi per tali stati la soglia si alza a 3782 MeV, $\bar{D}D^*$. I quark c possono scomparire dallo stato finale solo per annichilazione (che è soppressa dalla "regola di OZI") o per interazione debole (la cui bassa sezione d'urto la rende trascurabile non appena siano disponibili canali di decadimento forti o elettromagnetici).

I canali di decadimento per il mesone $h_c(^1P_1)$ possono essere divisi in diverse categorie:

- transizione adronica in cui lo stato $\bar{c}c$ non cambia autostato di coniugazione di carica: l'unico stato finale del charmonio disponibile con $C = -1$ è $^3S_1$: $h_c \to J/\psi X$; il decadimento avviene per interazione forte attraverso due gluoni, i quali si possono "adronizzare" in un π^0 o in due pioni neutri o di carica opposta (in questo caso, il loro momento angolare orbitale sarà nullo per conservare C). Il decadimento in un solo pione viola la conservazione dell'isospin.

[18]Per un sistema fermione-antifermione $P = -1^{\ell+1}$ e $C = -1^{\ell+s}$.

- transizione adronica in cui lo stato $\bar{c}c$ cambia autostato di coniugazione di carica: in questo caso sono necessari 3 gluoni, i quali possono adronizzare in due o tre pioni; l'unica reazione possibile conivolge lo stato $^1S_0$: $h_c \to \eta_c X$; lo spazio delle fasi è molto stretto: sono disponibili per gli impulsi meno di 300 MeV per tre particelle (2π) o 150 MeV per quattro particelle (3π); inoltre nel primo caso il sistema $\pi\pi$ deve avere L dispari per soddisfare $C = -1^{\ell_\pi} = -1$; la simmetria della loro funzione bosonica deve quindi essere garantita da uno stato di isospin antisimmetrico, $I = 1 \oplus 1 = 1$.

- transizione adronica tramite fotone virtuale $h_c \to \eta_c V$: lo stato finale ha un mesone vettore con i numeri quantici del fotone virtuale che l'ha generato, 1^{--}; i mesoni candidati (ρ, ω, ϕ) sono troppo pesanti e questo tipo di reazione non è consentito ad h_c.

- annichilazione in adroni leggeri: lo stato finale è creato tramite 3 gluoni (l'annichilazione in due gluoni o fotoni è proibita perché essi hanno $C = +1$); gli stati finali a due pioni sono proibiti per conservazione di CP (che per uno stato $\pi\pi$ è $+1$[19]), quello a $3\pi^0$ per la sola C; tra gli stati finali consentiti, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\bar{P}p$.

- annichilazione in due gluoni ed un fotone virtuale $h_c \to XV$: simile alla precedente, porta uno stato finale con una particella vettoriale con $J^{PC} = 1^{--}$ generata dal fotone virtuale e X con $C = +1$ ($\omega\pi^0\pi^0$, $\rho\eta$...); essa è soppressa rispetto alla reazione precenente di almeno un fattore $\left(\frac{\alpha}{\alpha_s}\right)^2$.

- annichilazione in due gluoni ed un fotone reale $h_c \to X\gamma$: rispetto alla precedente, un vertice elettromagnetico in meno fa sì che la soppressione

[19]Nel caso $\pi^0\pi^0$ l'operatore C dà semplicemente il prodotto degli autovalori C di π^0 e $P = -1^\ell = +1$ poiché L è pari per simmetria della funzione d'onda bosonica; per $\pi^+\pi^-$ $C = P$ (cambiare le cariche delle particelle corrisponde a scambiarle di posizione).

sia solo di $\frac{\alpha}{\alpha_s^2}$ rispetto ad un decadimento in tre gluoni. Uno stato $\bar{p}p$ ha $C = -1^{L+S}$ e $P = -1^{L+1}$, con L e S momenti angolari orbitale e di spin totale; in caso di produzione di un mesone 1^{+-} come h_c deve essere L dispari per la conservazione della parità; $L \geq 3$ combinato con uno spin $S \leq 1$ non può dare $J = 1$, quindi l'unico stato ammesso è $L = 1$; allora affinché anche C sia conservata deve essere $S = 0$; infine, definito l'asse di quantizzazione z coincidente con la direzione dell'impulso dei protoni, deve essere $L_z = 0$ affinché l'urto avvenga, e quindi $J_z = L_z + S_z = 0$. L'elicità del fotone uscente può essere ± 1 e quindi i contributi all'ampiezza d'interazione saranno dati solo da $d^1_{0,\pm 1}(\theta^*) = \pm \frac{\operatorname{sen}\theta^*}{\sqrt{2}}$ e la distribuzione angolare, proporzionale alla sezione d'urto differenziale, sarà $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\cos\theta^*} \propto (\operatorname{sen}\theta^*)^2$.

- annichilazione in tre fotoni reali, soppressa di un fattore $\left(\frac{\alpha}{\alpha_s}\right)^3$ rispetto a quella in tre gluoni (il decadimento in due fotoni reali è vietato perché $J = 1$ è uno stato non accessibile per due bosoni a massa nulla — teorema di Landau-Yang).

- decadimento elettromagnetico radiativo: $h_c \to \eta_c\gamma$ con transizione di dipolo elettrico (E1) o $h_c \to \chi_{cJ}\gamma$ con transizione di dipolo magnetico (M1), consentita per χ_{c0} e χ_{c1} ma con poco spazio delle fasi disponibile. Questo canale è legato anche a quelli studiati in questa tesi nella misura in cui è possibile un *mixing* tra $\eta^{[\prime]}$ e η_c.

1.4 La sezione d'urto risonante

Un processo risonante è una reazione la cui evoluzione passa attraverso lo stato di una particella, la *risonanza*, che decade immediatamente. Una particella che decade per interazione forte ha normalmente una vita media τ dell'ordine dei 10^{-22} s (o, di riflesso, una *larghezza* $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ dell'ordine di $10 \div 100$ MeV);

la tecnologia attuale non consente ai nostri rivelatori di posizione di rivelare una traccia lunga meno di un micrometro. L'unica possibilità di rivelare una risonanza è per via indiretta, studiandone la sezione d'urto di produzione e decadimento al variare dell'energia disponibile («curva di eccitazione»).

L'analisi armonica dello stato finale porta a definire per la sezione d'urto di una reazione $A\ B \Rightarrow (R) \Rightarrow \{F\}$ in cui un proiettile A urta un bersaglio fisso B, si può o no passare dalla risonanza R e si raggiunge uno stato finale F qualsiasi, una forma lorentziana valida nell'intorno dell'energia E_C:

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{k_A^2} \frac{2J_C + 1}{(2s_A + 1)(2s_B + 1)} \frac{\Gamma_{in}\Gamma_{out}}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_C^2}{4}} \tag{1.7}$$

con $k_A = \frac{p_A}{\hbar}$ il numero d'onde della particella A (nel sistema di riferimento del laboratorio), s_A, s_B e J_C gli spin delle rispettive particelle (che per C è il momento angolare totale, essendo un'unica particella), E_C, E e Γ_C rispettivamente l'energia in cui si calcola la sezione d'urto, l'energia della risonanza e la sua larghezza, tutte calcolate nello stesso sistema di riferimento (al solito il sistema di riferimento del centro di massa, dove $E_C = M_C c^2$); $\Gamma_{in} \equiv \Gamma_C B_{in}$ e $\Gamma_{out} \equiv \Gamma_C B_{out}$, con B_{in} e B_{out} i rapporti di decadimento (*branching ratio*), le probabilità totali delle reazioni $A\ B \leftrightarrow C$ e $C \leftrightarrow \{F\}$ (quest'ultima uguale a 1 se si considera una reazione inclusiva di tutti i canali di decadimento di C).

L'unica ipotesi su cui si basa questa espressione è che il potenziale sia tale che di possa parlare di una regione "lontana" in cui esso è trascurabile. Le sue caratteristiche determinano i parametri di larghezza. Si può inoltre ricavare una sezione d'urto "di picco", il valore massimo che essa assume:

$$\sigma(E_C) = \frac{4\pi}{k_A^2} \frac{2J_C + 1}{(2s_A + 1)(2s_B + 1)} B_{in} B_{out} \tag{1.8}$$

La larghezza Γ, come già notato, è legata alla vita media τ della particella dalla relazione derivata dal principio di indeterminazione $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$; essa è un'incertezza *naturale* sulla definizione dell'energia della particella ($2\Delta E = \Gamma$), ma grazie alla (**??**) assume anche il significato geometrico di larghezza intera a metà altezza, $FWHM$[20], della curva di risonanza.

[20] *Full Width Half Maximum*, definita come differenza positiva tra le due ascisse in cui la curva vale metà del sul valore massimo.

Capitolo 2

L'esperimento E835

2.1 Esperimenti precedenti con urti $\bar{p}p$

2.1.1 R704

Dopo la scoperta degli stati $^3S_1$ del charmonio si ebbe la necessità di indagare sui suoi altri stati per averne uno spettro di energie e da esso ricavare i parametri dell'interazione forte. L'esperimento R704, conclusosi al CERN nel 1984, si svolse nell'Intersecting Storage Ring (ISR), un acceleratore circolare in grado di utilizzare protoni ed antiprotoni; con questi ultimi a circolare nell'anello e un getto di idrogeno come bersaglio, R704 realizzò il primo esperimento $\bar{p}p$ per lo studio del charmonio.

Le sue caratteristiche principali [?] erano: un fascio di antiprotoni con energia tra i 3,5 e i 6,5 GeV e una dispersione che porta ad un errore sull'energia in centro di massa di 0,5 MeV; frequenza di rivoluzione di $3,1 \cdot 10^5$ Hz e corrente massima di 5,5 mA, corrispondente a $1,1 \cdot 10^{11}$ $\bar{p}$; un bersaglio "spesso" 0.9 cm e con una densità di circa 10^{14} H/cm^3; una luminosità integrata di $3 \cdot 10^{30}$ cm^{-2}s^{-1}.

L'apparato di rivelazione, non magnetico, consisteva di due «bracci» con una copertura in angolo polare da 17° a 66° e di 45° in angolo azimutale[1] ciascuno, per un totale di angolo solido di 0,86 sr.

2.1.2 E760

A partire dall'esperienza e dai risultati di R704, nel 1990 si svolse al FNAL (*Fermi National Accelerator Laboratory*) un altro esperimento per la ricerca degli stati del charmonio a partire da urti $\bar{p}p$. Gli obiettivi erano determinare con più precisione energia e larghezze di decadimento dei mesoni noti, J/ψ, ψ', η_c e i tre χ_{cJ}, di indagare su stati previsti ma non rivelati, quali 2^1S_0 (η_c') e $^1P_1$ (h_c), e di spingersi fino a oltre la soglia «open charm» di produzione di coppie $\bar{D}D$. L'apparato sperimentale era lo stesso su cui si è basato E835. I rivelatori coprivano un angolo polare da 2° a 70° e tutto l'angolo azimutale per un totale di angolo solido di 4,13 sr, quasi quintuplicando l'accettanza geometrica di R704. Alcuni risultati di questo esperimento sono riportati in tabella. Tra di essi vi è la scoperta di una nuova risonanza con energia vicina al centro di gravità delle χ_{cJ}, la teorizzata h_c.

2.1.3 E835 (1996)

Gli obiettivi di E835, realizzato nel 1996, erano la misura dei branching ratio di η_c e χ_{c0}, lo studio approfondito di h_c (rivelata in E760), la ricerca di η_c' (iniziata in E760 ma non terminata per mancanza di tempo) e la distribuzione angolare dei decadimenti di χ_{c1} e χ_{c2}.

[1] L'angolo polare, $\theta \in [0, \pi]$, è l'angolo rispetto alla direzione e al verso degli antiprotoni del fascio (negli schemi gli antiptotoni hanno direzione orizzontale e verso da sinistra a destra). In questo testo l'angolo azimutale $\varphi \in [-\pi, \pi[$ è definito sul piano ortogonale a tale direzione, misurato dalla verticale e in senso antiorario (in modo che una terna di assi con la direzione del fascio, una direzione sul piano ad esso ortogonale $\varphi \equiv 0$ e la direzione $\varphi = \pi/2$ sia positiva).

Rispetto a E760 venne impiegato un sistema migliorato per il bersaglio, che ne aumentava la densità, affiancato da un aumento dell'efficacia del sistema di raffreddamento del fascio. Al sistema di tracking furono aggiunti un'ulteriore strato di odoscopi (H2$'$), camere a straw, fibre scintillanti e rivelatori al silicio; furono inoltre aggiunti dei convertitori per misurare i tempi (TDC) nei calorimetri.

In questo esperimento si ebbero dei problemi con l'*Antiproton Beam Position Monitor* (BPM), fondamentale per avere una misura precisa dell'energia del fascio e della luminosità e le cui misure erano affette da un grande errore che portava ad un'incertezza sull'energia in centro di massa dell'ordine di 300 keV. Questo ha portato all'impossibilità di avere misure affidabili per risonanze strette come h_c (stimata meno di 1,1 MeV).

Nella tabella **??** sono riportate le energie alle quali furono raccolti dati.

Mesone	**Massa [MeV]**	**Larghezza [MeV]**
J/ψ	$3096,87 \pm 0,03 \pm 0,03$	$0,099 \pm 0,012 \pm 0,006$
ψ'	assunta $3686,0$	$0,306 \pm 0,036 \pm 0,016$
χ_{c1}	$3510,53 \pm 0,04 \pm 0,12$	$0,88 \pm 0,11 \pm 0,08$
χ_{c2}	$3556,15 \pm 0,07 \pm 0,12$	$1,98 \pm 0,17 \pm 0,07$

Tabella 2.1: **Alcuni dati raccolti** dall'esperimento E835.

2.2 L'apparato sperimentale

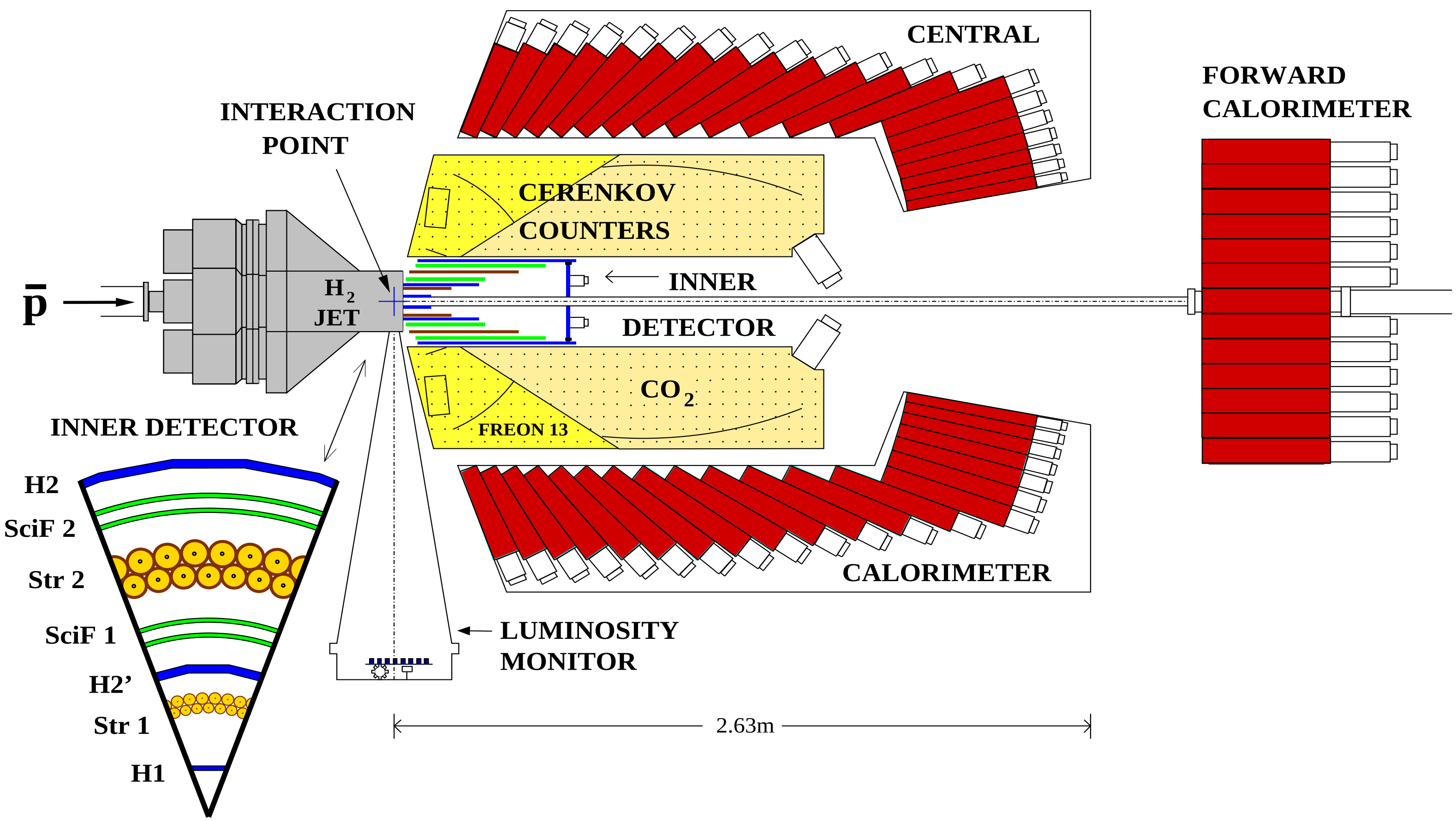
L'esperimento E835$'$ si è svolto nel 2000 nella stessa locazione di E760 e E835, l'accumulatore di antiprotoni di FNAL. La disposizione dei rivealtori è anch'essa simile a quella dei due predecessori: il jet (bersaglio) interseca il tubo a vuoto del fascio e subito dopo il complesso dei rivelatori, coassiale al tubo, con il sistema di tracciamento all'interno e il calorimetro all'esterno, raccoglie i prodotti dell'urto; fuori da questo schema è il monitor di luminosità, collocato circa all'altezza del centro di scattering.

2.2.1 Il fascio di antiprotoni

Il processo di creazione del fascio di antiprotoni avviene in diversi stadi. Tramite un *generatore di tensione Cockroft-Walton* vengono accelerati ioni[2] H^- a 750 keV. Questi sono estratti a pacchetti (*bunches*) e passano nel primo stadio acceleratore, un *LINAC* con cavità a radiofrequenze che con le modifiche del 1993 produce protoni accelerati a 400 MeV. Il fascio di ioni viene poi fatto passare attraverso della grafite, la quale assorbe gli elettroni; il protone ha momento e massa tali da non risentire della privazione degli elettroni e dell'urto con il foglio di grafite. Il fascio di protoni passa poi attraverso il *booster*, un sincrotrone di circonferenza 475 metri che porta rapidamente (0,033 s) tramite radiofrequenze i bunch di protoni a 8 GeV. Infine è initettato nel *main injector*, dove è ulteriormente accelerato; i fasci di protoni per la produzione di antiprotoni vengono accelerati a 120 GeV, ma essoraggiunge i 150 GeV per fasci destinati ad essere iniettati nel collisore più grande (il *Tevatron*). Un pacchetto di questo fascio viene estratto e fatto urtare con un bersaglio di nichel ogni 1,5 s; da un milione di urti Ni p mediamente una ventina di antiprotoni con impulso di 8,9 GeV/c sono raccolti nel *debuncher*, dopo essere passati attraverso una selezione da spettrometro di massa (cioè una selezione in base al rapporto $\boldsymbol{p}/q$ delle singole particelle). Il debuncher rende questo fascio continuo rompendone la struttura a pacchetti e nel contempo ne inizia il «raffreddamento», il processo attraverso il quale le particelle del fascio sono ridotte ad uno stretto intervalli di energie. Dopo 1,5 s, prima che arrivi un nuovo bunch di antiprotoni, quello in circolo è immesso in un *ac-*

[2]Gli ioni sono prodotti a partire da idrogeno atomico che viene ionizzato (H^+); esso, portato a contatto con del cesio metallico, ne rapisce due elettroni.

E835 EQUIPMENT LAYOUT (Y2K)



cumulatore. L'accumulatore è un altro anello circolare[3] a vuoto ($4 \cdot 10^{-8}$ Pa) dove gli antiprotoni sono immagazzinati in attesa di essere usati; il fascio è continuo e viene raffreddato ad ogni rivoluzione; le particelle estranee ancora presenti hanno il tempo di decadere (μ^-, π^-) mentre gli elettroni si disperdono rapidamente[4]. Viene utilizzato il sistema di raffreddamento stocastico: in una regione dell'anello viene presa una misura della dispersione del fascio (il *segnale di pickup* così acquisito è molto debole, perché non deve influenzare il fascio); il segnale così raccolto è portato dall'altro lato dell'anello (il fascio viaggia alla velocità della luce e il segnale lo può anticipare solo prendendo una scorciatoia) e al fascio è applicata una correzione proporzionale a tale segnale.

Gli antiprotoni accumulati costituiscono uno *stack*; l'accumulazione avviene al ritmo di $2 - 4 \cdot 10^{10}$ $\bar{p}$/ora. Conclusa l'accumulazione (con un fascio finale mediamente di $6 \cdot 10^{11}$ $\bar{p}$, circa 60 mA), il fascio viene decelerato con radiofrequenze al ritmo di 20 MeV/s all'energia richiesta per lo stack.

Il fascio ha diversa dispersione in momento trasversale a seconda del punto dell'anello in cui si trova [**?**]; l'esperimento si svolge in un punto di dispersione minima e simmetrica nelle due direzioni (il fascio può essere considerato a sezione circolare). In questo punto il fascio raffreddato ha una dispersione in impulso di $\frac{\Delta p}{p} < 10^{-4}$, che garantisce una fluttuazione della posizione del fascio di meno di 50 μm.

Il momento del fascio è misurato per via indiretta[5]: si ha infatti che

[3] In realtà appare più come un percorso triangolare con angoli circolari molto ampi.

[4] Una carica accelerata emette radiazione di intensità inversamente proporzionale alla quarta potenza della sua massa; l'anello di accumulazione è progettato per mantenere in circolo particelle con un rapporto fissato $\frac{\boldsymbol{p}}{q}$, proporzionale al raggio di curvatura indotto da un campo magnetico, e quindi l'elettrone si perderà a causa dell'abbassamento dell'impulso.

[5] Valgono le relazioni relativistiche $c\boldsymbol{p} = \boldsymbol{\beta} E = \gamma \boldsymbol{\beta} m_0 c^2$ e $\gamma = \left(1 - \beta^2\right)^{-1/2}$, dalle quali si ricava anche $\sigma_p = \left[\gamma\sqrt{1 + (\gamma\beta)^4} m_0 c\right] \sigma_\beta$.

$\beta c = L\nu$ e quindi $\left(\frac{\sigma_\beta}{\beta}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_\nu}{\nu}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_L}{L}\right)^2$, con L la lunghezza dell'orbita e ν la frequenza di rivoluzione del fascio.

La frequenza di rivoluzione è misurata[6] con un'incertezza dell'ordine di $\frac{\sigma_\nu}{\nu} \approx 2 \cdot 10^{-7}$; la lunghezza dell'orbita del fascio viene stimata prendendo la misura del punto in cui passa il fascio collocando lungo l'orbita diversi *Beam Position Monitor* (BPM). Questa stima dà un errore sull'orbita di circa 1 mm su 474 m della lunghezza dell'orbita di riferimento, che quindi domina sull'altro tanto da renderlo trascurabile.

L'energia nel centro di massa per l'urto $\bar{p}p$, con quest'ultimo fermo, è:

$$E_{cm} \equiv \sqrt{s} = 2m_p \left(E_{\bar{p}} + m_p\right) \tag{2.1}$$

con $E_{\bar{p}}$ l'energia del fascio di antiprotoni e m_p la massa a riposo del protone (938,27 MeV).

Anche la dispersione in energia del fascio viene calcolata tramite un'analisi delle frequenze; si ha:

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} = \frac{1}{\eta}\frac{\mathrm{d}\nu}{\nu}\ , \qquad \eta \equiv \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2}$$

con p l'impulso del fascio in funzione della frequenza ν; il parametro γ_t è caratteristico dell'acceleratore e corrisponde alla velocità delle particelle del fascio a cui l'effetto di focalizzazione[7] debole fa sì che le particelle vengano disperse (in impulso) anziché compattate.

[6] Si collocano le armature di un condensatore in modo che il fascio passi tra di esse; essendo il fascio non perfettamente uniforme, esso induce nel condensatore un segnale (*rumore di Schottky*) con una forma che dipende dalla distribuzione in carica del fascio. Il segnale indotto avrà periodo corrispondente a quello di rivoluzione del fascio; questo periodo viene misurato cercando una particolare armonica (la 129^a) tramite l'analisi di Fourier del rumore.

[7] Per compensare la perdita di energia dovuta a irraggiamento e a interazione con la poca materia rimasta nel tubo a vuoto, anche finita l'accelerazione — o la decelerazione — del

Risonanza	**E835 [MeV]**	**E835′ [MeV]**	**Luminosità**
η_c	$2911 \div 3096$	—	
J/ψ	$3096,2 \div 3096,98$	—	
χ_{c0}	$3406 \div 3494$	$3340,0 \div 3470,0$	$32,86$ pb^{-1}
χ_{c1}	$3508 \div 3513$	$3509,6 \div 3511,7$	$5,98$ pb^{-1}
h_c	$3524 \div 3535$	$3523,3 \div 3528,9$	$50,50$ pb^{-1}
χ_{c2}	$3544 \div 3558$	$3535,0 \div 3557,9$	$1,12$ pb^{-1}
η_c'	$3576 \div 3660$	—	
ψ'	$3685 \div 3687$	$3666,0 \div 3704,0$	$15,04$ pb^{-1}
$\bar{D}D$	—	$3770,0 \div 3836,0$	$5,17$ pb^{-1}

Tabella 2.2: **Risonanze studiate nei due esperimenti E835 (1997) e E835′ (2000)**. Sono riportati gli intervalli di energia in cui sono state effettuate le misure e, per E835′, la luminosità integrata totale raccolta per ogni risonanza.

2.2.2 Il bersaglio

Il "bersaglio fisso" [?] in E835 è un getto di idrogeno che interseca il tubo del fascio appena prima dei rivelatori. Il momento portato dagli atomi di idrogeno non è assolutamente comparabile a quello degli antiprotoni e quindi essi possono essere trattati come fermi. Una caratteristica fondamentale per il getto di idrogeno è la densità con cui attraversa il tubo. Da essa dipende infatti la luminosità istantanea

$$\mathcal{L} = \nu_a N_a \rho_b \ell_b \tag{2.2}$$

con ρ_b la densità di centri di scattering (quindi di protoni o atomi di idrogeno), ℓ_b la dimensione del getto lungo la direzione del fascio, N_a il numero di

fascio un campo elettromagnetico continua ad essere attivo. Questo è confinato in cavità a radiofrequenze nelle quali avviene l'accelerazione e contestualmente la focalizzazione.

antiprotoni nello stack e ν_a la loro frequenza di rivoluzione. Una densità troppo elevata tuttavia compromette la coerenza del fascio di antiprotoni e ne accorcia la vita.

Un getto di idrogeno viene fatto passare attraverso un ugello *a tromba* a bassa temperatura; il rapido cambio di pressione e temperaura porta il gas a «coagulare» in granuli uniti da forze di Van der Vaals; l'ugello ha un diametro di 30 μm nella parte più stretta ed un'apertura di 3,5°. L'idrogeno deve essere estremamente puro affinché gli ugelli non si otturino; vengono utilizzate delle "trappole per azoto" per far condensare le impurità ed eliminarle (l'azoto condensa a 77 K). Mentre vicino alle pareti si formano vortici, al centro i granuli formatisi hanno una direzione abbastanza coerente e la loro dispersione è entro pochi gradi. Un sistema di camere collegate a pompe di aspirazione fa sì che il vuoto venga conservato; queste camere garantiscono inoltre una certa collimazione del getto (costretto ad una larghezza iniziale di 4,3 mm).

La pressione e la temperatura dell'idrogeno all'ugello determinano la densità del getto nel tubo del fascio; questi parametri possono variare da 20 a 830 kPa (da 0,2 a 8,2 atmosfere) e da 20 a 45 K, per conseguire una densità fino a $2,5 \cdot 10^{14}$ atomi/cm^3. Una correzione continua della densità ha permesso di mantenere la luminosità istantanea costante nonostante l'indebolimento del fascio. Il getto ha il 95% degli atomi in un raggio di 3 mm dal suo asse.

2.3 Il rivelatore

L'apparato sperimentale per la raccolta delle informazioni è strutturato in:

- **il monitor di luminosità** è collocato ortogonalmente al vertice di interazione allo scopo è controllare la luminosità istantanea;

- **i rivelatori di tracciamento interni** agiscono su particelle cariche ricavandone informazioni sulla traiettoria; sono contenuti in un cilindro di 17 cm di raggio e il loro spessore corrisponde al 7% di una lunghezza di radiazione[8];

- **i contatori Čerenkov** distinguono gli elettroni;

- **i calorimetri elettromagnetici** misurano l'energia delle particelle e la posizione di quelle neutre.

Esso è completamente non magnetico, quindi tutte le particelle prodotte, cariche o neutre, seguono traiettorie rettilinee.

Per ogni rivelatore sono riportati i nomi abbreviati con cui vengono chiamati nella documentazione e nel software.

2.3.1 Il monitor di luminosità

I monitor di luminosità sono rivelatori al silicio preposti all'osservazione del numero di urti elastici protone-antiprotone. Essi sono collocati in una camera a vuoto comunicante con il tubo del fascio, esattamente sotto il vertice di interazione.

In E835 una serie di rivelatori è collocata su di un carrellino posizionabile tra 84° e 90° di angolo polare; due rivelatori laterali sono inoltre posti ad angoli θ 86,504° e 86,489°. Essi sostituiscono un unico rivelatore fisso di E760 per migliorarne la misura; la coppia di rivelatori fornisce la stessa misura quando il fascio è sull'orbita ideale e altrimenti possono fornire in tempo reale una dimensione di quanto il fascio è disallineato.

[8]Una particella che attraversi un materiale ne è frenata e questa decelerazione porta ad un irradiamento. La perdita di energia è descritta da $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{E}{x_0}$, con x lo spessore di materiale attraversato; x_0 è detta *lunghezza di radiazione* e dipende solo dal materiale. Il rivelatore interno, "lungo" il 7% di x_0, consuma quindi un'energia $E(\theta) = E_0 \left(1 - \mathrm{e}^{-x/x_0 \operatorname{sen} \theta}\right)$: il 6,8% dell'energia di una particella che lo attraversi ortigonalmente.

In urto elastico $\bar{p}p$ i due adroni escono con un'energia determinata dall'angolo polare. Collocando il rivelatore al limite fisico di quest'angolo (90°), esso rivelerà protoni molto lenti (15 MeV). Questo ha consentito l'utilizzo di rivelatori al silicio, stabili e precisi, di uno spessore di 500 μm e area di circa 5 cm^2, in grado di fermare il protone. Il rate di eventi di questo rivelatore è stato di 10–20 Hz.

Durante E760 furono fatte misure della sezione d'urto elastica $\sigma(\bar{p}p)$ in funzione del momento trasferito t[9], utilizzando il carrello mobile per variare θ e quindi t; la sezione d'urto elastica è dominata per piccoli t (per le misure effettuate, $|t| \approx 0{,}5\,\mathrm{MeV}$) dalla componente coulombiana: $\frac{\mathrm{d}\sigma_{el}}{\mathrm{d}t} = \left|F_c(t)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\delta} + F_n(t)\right|^2$; la componente coulombiana F_c dell'ampiezza e il parametro δ possono essere calcolati esattamente, mentre la componente nucleare F_n è parmetrizzata; le misure di E760 hanno consentito di quantificare tutti i parametri per ognuna delle energie dell'esperimento. Nota quindi la sezione d'urto, la luminosità è ricavata direttamente dal conteggio del numero N di urti elastici (come rate R di eventi in un secondo), come

$$\mathcal{L} = R\,\varepsilon \int_\Omega \frac{\mathrm{d}\sigma_{el}(\bar{p}p)}{\mathrm{d}t} \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\Omega}\,\mathrm{d}\Omega \tag{2.3}$$

con ε l'efficienza del rivelatore e Ω l'angolo solido che copre. La misura della luminosità così ottenuta è affetta da un errore statistico di 0,3% e da un sistematico di 2,1%, dovuto all'incertezza sulla parametrizzazione di F_n.

La luminosità è stata costantemente controllata durante l'esperimento: la luminosità "istantanea" è stata misurata come media in un intervallo di tempo di 120 s; i due monitor laterali sono previsti riportare per uno scarto dell'orbita di meno di 1,5 mm uno scarto dalla loro media di meno del 2%; se questo scarto è misurato essere oltre il 2% viene attivata una correzione dell'orbita.

[9] La variabile t è definita per urti elastici $ab \to a'b'$ come $t \equiv (p^\mu_{a'} - p^\mu_a)^2 = (p^\mu_b - p^\mu_{b'})^2$.

2.3.2 Gli odoscopi interni

Nella parte di tracciamento del rivelatore sono presenti tre strati di odoscopi. Essi sono barre di materiale sensibile (uno scintillatore plastico[10]) parallele al fascio che rilevano il passaggio di particelle cariche. Tale materiale è del polistirene drogato con antracene, ha densità 1,03 kg/dm^3 e indice di rifrazione 1,58.

Il primo strato di odoscopi (H1 o Hod1) è segmentato in ottanti spessi 2 mm, ognuno delle quali copre i suoi 45° di angolo polare e un angolo azimutale da 9° a 65°; i blocchi sono sagomati con una forma di iperboloide ad una falda per adattarsi al tubo a vuoto (che nel punto di raccordo con il propulsore del bersaglio ha tale forma, compromesso tra spessore del materiale e resistenza alla pressione esterna) e sono collocati ad una distanza minima di 2,2 cm dal tubo del fascio.

Il secondo strato di odoscopi, (H2′ o HodP), introdotto con E835, è segmentato in 24 parti lungo l'angolo polare; le barre di cui è composto, spesse 4 mm e lunghe 40,8 cm, sono sfasate di $\Delta\varphi = 7{,}5°$ in modo da coprire gli interstizi (*crack*) degli ottanti di H1. H2′ ha la stessa copertura angolare di H1.

Il terzo odoscopio (H2 o Hod2) ha una segmentazione in 32 barre di dimensione 4 mm × 4 cm × 60 cm, i cui bordi sono allineati a quelli di H1 (i crack di H1 coincidono con quelli di H2; ovviamente il contrario è vero per un blocco di H2 ogni quattro). La copertura angolare di H2 è, oltre ai canonici

[10]Uno *scintillatore* è un blocco di materiale fluorescente; una particella carica che lo attraversa gli rilascia energia sotto forma di radiazione di frenamento; questa energia eccita il materiale avviandone la fluorescenza; parte della luce di fluorescenza prodotta raggiunge una guida di luce che la conduce ad un fotomoltiplicatore che la converte in un segnale elettrico. Caratteristica dei materiali plastici è un tempo di risposta molto rapido (dell'ordine dei nanosecodi) ed una densità simile a quella dell'acqua, bassa perché il frenamento è ad essa proporzionale.

360° di angolo polare, da 12° a 65° in angolo azimutale; è distante 16,5 cm dall'asse del rivelatore.

I segnali degli odoscopi vengono utilizzati principalmente per il trigger, ma forniscono anche un'altezza di segnale utile a determinare *hit*[11] dovuti al passaggio di più particelle contemporaneamente (con le distanze in gioco una particella emessa a 12° percorre 60 cm in più di una emessa a 65° per raggiungere H2; andando entrambe alla velocità della luce, i loro segnali sono sfasati di 2 ns e larghi qualche decina, quindi si sovrappongono).

2.3.3 Le camere a straw

Due strati di camere a straw forniscono la misura degli angoli della direzione della particella che le attraversa. Una camera a *straw* ("cannuccia") è un tubo (catodo) riempito di gas, attraverso il quale passa un filo metallico (anodo). Il gas si ionizza al passaggio di una particella carica e le cariche così formate derivano verso gli elettrodi; la lettura viene fatta ai due estremi dell'anodo: il tempo tra il segnale sull'anodo e quello del segnale di uno scintillatore esterno è proporzionale alla distanza della traiettoria della particella da quest'ultimo (φ) mentre la differenza di carica ai suoi estremi è una misura di θ (quest'ultima misura in E835 è eseguita dal rivelatore a fibre).

Le cannucce sono 64 per camera, disposte su due livelli (quelle del livello più interno hanno raggio leggermente più piccolo) in modo da fornire maggior precisione, coprire gli spazi non attivi ed eliminare l'incertezza destra/sinistra tipica delle camere a fili, a causa della quale si conosce la distanza dal filo a cui è passata la particella ma non da quale lato.

I due strati sono posti a 5,4 mm (diametri 5,0 mm — St1i — e 5,4 mm — St1o) e 12 mm (diametri 11,1 mm — St2i — e 12,1 mm — St2o) dal fascio e coprono un angolo polare da 15° a 60°; il gas di riempimento è una

[11] Un rivelatore ha un "hit" quando rileva un segnale (evenualmente oltre una soglia fissata come limite di rumore).

miscela di 82% di argon (Ar), 15% di isobutano (C_4H_{10}) e 3% di Methylal ($(OCH_3)_2CH_2$) sottoposto ad una differenza di potenziale di circa 1,5 kV; in queste condizioni la velocità di deriva è di circa 40 μm/ns.

La risoluzione effettiva di queste due camere è stata di circa $r\Delta\varphi \approx 200\,\mu$m ($r$ è la distanza delle camere dal fascio).

2.3.4 Rivelatore a fibre

Questi rivelatori (FIBS) hanno lo scopo di determinare la coordinata θ delle tracce cariche.

Le fibre, materiale plastico del diametro attivo di 740 μm, sono avvolte attorno ad un'armatura cilindrica coassiale al fascio, in un piano perpendicolare ad esso; essendo in materiale scintillante, quando vengono attraversate da particelle cariche viene prodotta luce al loro interno; questa luce è raccolta e convertita in segnale elettrico. L'apparato di lettura fornisce un segnale digitale, inviato ad un TDC[12], ed uno analogico.

Il rivelatore più interno (SciF1 o FIBi), collocato a 8,5 e 9,2 cm dal fascio (entrambi i rivelatori sono composti da due livelli di fibre), copre angoli da 15° a 55° ed è composto da 240 fibre per livello, distanziate tra loro circa 1,1 mm; quello più esterno, SciF2 o FIBo, collocato a 14,4 cm e 15,06 cm dall'asse, copre angoli da 15° a 65° ed è composto da 430 fibre per livello distanziate anch'esse circa 1,1 mm.

La risoluzione media di questi rivelatori è di $\Delta\theta = 0{,}7$ mrad.

2.3.5 I contatori Čerenkov

Oltre gli odoscopi H2 sono collocati dei contatori basati sull'effetto Čerenkov; il loro scopo è distinguere le tracce degli elettroni e dei positroni (che per il

[12] Un *Time to Digital Converter* è un convertitore che fornisce una temporizzazione ad un segnale.

rivelatore, non magnetico, sono indistinguibili) da quelle delle altre particelle cariche che possono raggiungere il calorimetro (essenzialmente μ, $\pi^\pm$, $K^\pm$, p e $\bar{p}$): l'effetto Čerenkov infatti è un effetto basato su di una soglia proporzionale alla velocità della particella[13].

Il rivelatore è diviso in ottanti rispetto all'angolo azimutale e in due camere rispetto all'angolo polare; esso occupa lo spazio tra 17 cm e 59 cm dal fascio. La prima camera (CrnB), da 34° a 65°, è riempita di freon 13 (CF_3Cl, $n = 1,00072$) a pressione e temperatura ambiente; essa segnala elettroni con oltre 13,5 MeV e $\pi^\pm$ con oltre 3,68 GeV (la massima energia con cui un pione può essere emesso ad oltre 34° è di 3,15 GeV); la seconda (CrnF), da 15° a 38°[14], contiene invece anidride carbonica (CO_2, $n = 1,00041$) anch'essa a pressione e temperatura ambiente, dentro la quale un elettrone con più di 17,8 MeV o un pione con più di 4,87 GeV emettono il cono di luce (un pione emesso a 15° ha un'energia massima di 5,1 GeV).

2.3.6 Il calorimetro centrale

Il rivelatore più esterno, sempre coassiale al fascio e a simmetria cilindrica, è il calorimetro centrale (CCAL). Esso è utilizzato per misurare l'energia delle particelle cariche che lo attraversano, dei fotoni che prima o dentro di esso convertono in coppie cariche e, grazie alla sua granularità, fornisce l'unica misura delle traiettorie delle particelle neutre.

Il rivelatore è diviso in 64 settori (*wedges*) di 5,625° che coprono tutto l'angolo azimutale e sono separati da 1,47 mm di materiale inattivo (*crack*), acciaio inossidabile che ne costituisce il sostegno fisico. Ogni settore ospita 20

[13] Una particella carica che attraversa con velocità βc un materiale con indice di rifrazione n emette un cono di luce di semiapertura ϑ_C tale che $\cos\vartheta_C = \frac{1}{n\beta}$ se $\beta > \frac{1}{n}$, equivalente ad un $\gamma \approx \frac{1}{\sqrt{2\delta n}}$, con $\delta n \equiv n - 1$; l'intensità della luce emessa per lunghezza di materiale attraversato è proporzionale a $\operatorname{sen}^2 \vartheta_C$.

[14] La leggera sovrapposizione polare delle due parti ha mitigato la discontinuità del segnale al passaggio da un setto all'altro.

blocchi attivi trapezoidali disposti con geometria puntante, in modo che tutti i loro assi convergano in un punto, il centro del calorimetro (che è idealmente il punto dove avviene lo scattering). Questi blocchi attivi sullo stesso settore sono separati da un setto inattivo sempre in acciaio inossidabile dello spessore di 0,254 mm e coprono assieme una regione di angolo polare tra 10,6° e 70°. Il calorimetro è composto quindi da 1280 blocchi.

I blocchi sono costituiti da vetro a piombo; entro di esso, di alta densità, i fotoni si convertono in coppie e^+e^- e questi rilasciando fotoni per ionizzazione ed effetto Čerenkov creano uno sciame; i fotoni sono raccolti al fondo del blocco da un fotomoltiplicatore da cui parte il segnale analogico del blocco. In tabella **??** sono raccolte alcune caratteristiche del materiale. La disposizione

Lunghezza di radiazione	3,141 cm
Densità	3,61 g/cm^3
Indice di rifrazione a 404,7 nm	1,651
Composizione (per peso):	
Piombo	42,2%
Ossigeno	29,5%
Silicio	21,4%
Potassio	4,2%
Sodio	2,3%
Arsenico	0,2%

Tabella 2.3: **Caratteristiche del materiale** dei blocchi del calorimetro centrale

dei blocchi è simmetrica lungo l'angolo azimutale: ogni blocco copre un $\Delta\varphi = 5{,}625°$. La segmentazione nell'angolo polare è invece tale che i centri dei blocchi hanno pseudorapidità[15] in passi da $\Delta\eta = 0,1$. La granularità del

[15] La *pseudorapidità* per una particella è definita come $\eta = \frac{1}{2}\log\frac{\beta E + cp_\parallel}{\beta E - cp_\parallel} = -\log\tan\frac{\theta}{2}$,

rivelatore è stata scelta in modo che i due fotoni di decadimento di un π^0 cadano in due diversi blocchi[16]. Alla faccia esterna dei blocchi sono incollati dei fotomoltiplicatori con superficie di contatto di diametro da 38,1 a 76,2 mm a seconda delle dimensioni dei blocchi.

La risoluzione spaziale di questo rivelatore è di 9 mm nel blocco, corrispondente ad una media di

$$\sigma_\varphi = 11\,\mathrm{mrad} \qquad , \qquad \sigma_\theta = 6\,\mathrm{mrad} \tag{2.4}$$

Questi valori sono stati verificati analizzando un campione di eventi $J/\psi \to e^+e^-$ identificati con certezza. L'*acoplanarità* è definita come $\Delta\varphi = \pi - |\varphi_1 - \varphi_2|$, con φ_i i due valori di angolo azimutale misurati; il calorimetro non è in grado di distinguere il positrone dall'elettrone, quindi essi possono essere considerati particelle identiche. Questa acoplanarità ha valore medio nullo e deviazione standard $\sigma_{\Delta\varphi} = \sqrt{2}\sigma_\varphi$; dalla misura di $\sigma_{\Delta\varphi} = 14{,}8\,\mathrm{mrad}$ si ottiene la stima della risoluzione σ_φ. Sempre dallo stesso genere di campione si calcola l'*acinematicità* $\Delta\theta \equiv \theta_{1,fit} - \theta_1$; $\theta_{1,fit}$ viene calcolato con un fit cinematico a due corpi considerando esatta la misura dell'angolo polare dell'altra particella, θ_2; l'errore sull'acinematicità corrisponde a quello sull'angolo. Il risultato mostra una risoluzione in θ dipendente dall'angolo stesso, migliore ad angoli grandi, con una media consistente con quella riportata.

La risoluzione in energia è fittata con la curva:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{6{,}0\%}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} + 1{,}4\% \tag{2.5}$$

---

con $p_\parallel$ la componente dell'impulso parallela all'asse z (rispetto al quale si misura θ) e $\beta \equiv \frac{|c\vec{p}|}{E}$.

[16] L'angolo di apertura dei due fotoni da un decadimento $\pi^0 \to \gamma\gamma$ è tanto più piccolo quanto maggiore è l'energia del pione. Nel sistema del centro di massa, con la reazione energeticamente più favorevole ad esso ($\bar{p}p \to \pi^0\gamma$) e con la maggiore energia in centro di massa a cui E835′ ha operato (3,836 GeV, per la ricerca di $\bar{D}D$), l'energia del pione è di 1920 MeV e la sua apertura è di 8,06°; in questo sistema di riferimento i blocchi più larghi (anello 10) hanno apertura massima (diagonale) di 8,08°.

Anche questa curva è basata sull'analisi di un campione di eventi $J/\psi \to e^+e^-$, in cui si può ricavare facilmente l'energia delle particelle conoscendo l'energia totale nel centro di massa e il loro l'angolo polare.

Per la calibrazione ed il successivo monitoraggio dei blocchi, grazie ad un laser all'azoto vengono prodotti impulsi da 3 ns di luce a 430 nm che vengono distruibuti e immessi dalla faccia esterna nei blocchi.

2.3.7 Il calorimetro frontale

Un secondo calorimetro elettromagnetico (FCAL) è piazzato a completare la copertura frontale del calorimetro centrale ad una distanza di 3,3 m dal vertice di interazione. Esso porge verso di esso una superficie piatta che copre l'angolo polare da circa 3° ai 10,6° oltre i quali inizia il calorimetro. La geometria di questo rivelatore è planare e non cilindrica come era per gli altri.

Questo rivelatore sostituisce quello che era precedentemente in E760; per risparmiare sui costi sono stati usati blocchi che erano disponibili, arrangiati nella geometria in figura. I blocchi sono tutti quadrati, di lato 6,59 cm (48 blocchi interni), 10,24 cm (80 blocchi) e 15,24 cm (16 blocchi); il loro pincipio di funzionamento è lo stesso di quello dei blocchi del calorimetro centrale, e anche il sistema di lettura è il medesimo.

La risoluzione spaziale del calorimetro è di circa 2 cm in entrambe le direzioni, corrispondente a una risoluzione di 6 mrad in entrambe le coordinate, approssimativamente costante per ogni angolo polare data la grande distanza dal polo. La risoluzione energetica è approssimata da

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{6{,}0\%}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} + 4\% \quad . \tag{2.6}$$

La calibrazione energetica del calorimetro è stata fatta tramite degli eventi a sei fotoni; ne sono stati richiesti 5 nel calorimetro centrale e l'ultimo in quello frontale; dei primi, due coppie dovevano costituire altrettanti mesoni leggeri, η o π^0; un fit cinematico in cui non si utilizzava la misura dell'energia del fotone frontale stabiliva se si trattasse di un evento $3\pi^0$, $\eta\pi^0\pi^0$ o $\eta\eta\pi^0$ e in caso affermativo si aveva dal fit la stima dell'energia del cluster del calorimetro frontale.

2.3.8 L'odoscopio frontale

Un odoscopio planare diviso in ottanti trapeziodali giace su di un piano ortogonale al fascio subito oltre il complesso dei rivelatori di tracciamento interni. Dello stesso materiale scintillante degli altri tre odoscopi e spesso 2 mm, esso copre l'angolo polare fino a 12°, volume lasciato scoperto dagli altri rivelatori; copre tutta l'accettanza geometrica del calorimetro frontale e parte dell'anello 20 di quello centrale.

L'odoscopio frontale è usato nei trigger in anticoincidenza (cioè un segnale di questo contatore veta il trigger); per questo oltre che HodF è chiamato anche VETO.

Anello	Lunghezza del blocco [cm]	θ al centro [gradi]	Larghezza del blocco [gradi]	Distanza bersaglio [cm]	Copertura PMT/ blocco	Foto-elettroni per MeV
01	37,80	67,387	5,226	72,4	0,473	3,5
02	38,65	62,259	5,031	75,9	0,475	3,5
03	39,88	57,342	4,803	80,1	0,476	3,5
04	41,50	52,664	4,552	85,1	0,478	3,5
05	43,54	48,246	4,284	91,0	0,479	3,5
06	46,03	44,101	4,007	97,8	0,481	3,5
07	48,98	40,234	3,728	105,6	0,482	3,5
08	50,00	36,644	3,451	114,5	0,497	3,5
09	50,00	33,327	3,183	124,7	0,520	3,5
10	50,00	30,273	2,925	136,1	0,544	3,5
11	50,00	27,472	2,679	148,9	0,568	3,5
12	50,00	24,908	2,449	163,3	0,593	3,5
13	50,00	22,567	2,233	179,3	0,617	3,5
14	50,00	20,434	2,033	197,3	0,641	3,5
15	50,00	18,493	1,848	197,3	0,546	3,5
16	50,00	16,730	1,678	197,3	0,664	3,5
17	50,00	15,130	1,522	197,3	0,527	2,2
18	50,00	13,679	1,380	197,3	0,644	2,2
19	50,00	12,364	1,250	197,3	0,443	2,0
20	50,00	11,174	1,131	197,3	0,543	2,0

Tabella 2.4: **Caratteristiche degli anelli del calorimetro**; il rapporto tra fotomoltiplicatore (PMT) e blocco è il rapporto tra l'area della faccia esterna del blocco e quella del fotomoltiplicatore.

Capitolo 3

I trigger e il sistema di acquisizione dei dati

La sezione d'urto della reazione $\bar{p}p$ è misurata essere di circa 70 mb, divisi in una parte elastica (20 mb) e una anelastica (50 mb). La prima, utile per monitorare la luminosità, è caratterizzata d una rigida cinematica che fa ì che molti eventi siano fuori dall'accettanza geometrica. La seconda componente è invece molto eterogenea.

E835′ è un esperimento ad alta luminosità; i $2,5 \cdot 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ per una reazione che abbia sezione d'urto totale dell'ordine dei 50 millibarn porta ad un flusso (*rate*) di eventi di megahertz. Per una dimensione media di un evento salvato su nastro di un kilobyte, sono necessari sistemi di scrittura più veloci di quelli tutt'ora disponibili e di capacità enorme; capacità che verrebbe sprecata in quanto le reazioni cercate, per le quali i rivelatori sono stati studiati, hanno sezioni d'urto molto più piccole: il resto degli eventi, il *fondo*, è inutile.

Per ridurre il numero di eventi di fondo da salvare sono stati implementati due livelli di selezione (*trigger*). Il primo, il *trigger hardware*, è implementato con processori logici dedicati ed agisce direttamente sui segnali dai rivelatori;

esso deve determinare se un evento può essere interessante e dare velocemente l'informazione al secondo livello di trigger.

Il secondo livello, il *trigger software*, è implementato tramite processori general purpouse; esso compie un'analisi sommaria dell'evento e ne stabilisce alcuni parametri (sotto forma di *flag*, cioè di informazioni binarie). Normalmente questo trigger non viene utilizzato per il salvataggio dei dati quanto per la successiva classificazione in nastri.

Oltre agli eventi suggeriti dai trigger, anche un piccolo campione casuale di eventi viene raccolto per l'analisi degli accidentali.

Il sistema di acquisizione dei dati (DAQ) affianca il flusso dei dati proveniente dal rivelatore a quello del monitor di luminosità e li coordina con il sistema di registrazione su nastri.

3.1 Il trigger hardware

Il trigger hardware è composto da quattro *Memory Look-up Units* (MLU), processori logici programmabili con 16 ingressi e 8 uscite. Tre di esse si spartiscono i tipi di analisi ricercando eventi compatibili con eventi carichi (C_MLU), eventi neutri (n_MLU) ed eventi del tipo $\eta_c^{[\prime]} \to \phi\phi$ (ϕ_MLU). Il loro output è condotto assieme a quello di alcuni rivelatori alla *master MLU* (M_MLU), che fornisce l'output finale del trigger hardware.

La prima fase è quella della discriminazione dei segnali, in cui i segnali dai quattro odoscopi, dalle fibre (raggruppate in 19 *bundles*) e dai contatori Čerenkov vengono trasformati in segnali logici (*hit*), che sono poi inviati alla seconda fase e ai TDC.

La seconda fase è quella detta di *single logic*, in cui operano indipendentemente le prime tre MLU descritte sopra.

Il trigger carico, C_MLU (*track reconstruction*), ricerca eventi con decadimenti elettromagnetici in $e^+e^-[\gamma]$; esso operando sul segnale dagli odoscopi e dalle fibre riconosce eventi con una o due tracce cariche (*2ch*) e grazie ai contatori Čerenkov quelle con uno o due elettroni (*1e* e *2e*), principalmente cercando segnali da elementi allineati dei diversi odoscopi e, per catalogare un evento a due corpi, la coplanarità delle due tracce. Questa unità ipiega circa 70 ns per emettere il risultato.

Il contatore della molteplicità (*multiplicity)* restituisce in uscite logiche distinte se l'evento ha avuto 2 hit nell'odoscopio più esterno, H2, se ne ha avute meno di 5, se ne ha avute 3 o 4, se sono stati colpiti 3 o 4 bundle di fibre e se il numero di hit di H2 più qullo dei bundle delle fibre è uguale a 7 o 8. Questa unità impiega circa 65 ns per la risposta.

Il modulo di coplanarità opera sui segnali di H2 e in 50 ns è in grado di dire se ad un elemento di H2 colpito corrisponde un hit di uno dei tre elementi opposti.

L'unità ϕ_MLU richiede che tutti i prodotti (carichi) dell'evento siano in un doppio diedro (in φ) di 80° di apertura, come indicato dalla cinematica della rezione cercata, e richiede ulteriori caratteristiche cinematiche basandosi sull'input dalle fibre. Ha un tempo di risposta di oltre 40 ns.

Il trigger neutro, basato su N_MLU, è preposto all'identificazione di stati con due depositi di grande massa invariante (decadimenti elettromagnetici da J/ψ e ψ', anche provocati da elettroni, a dispetto nel nome del trigger) e con soli fotoni (come prodotti di decadimenti da adroni — π^0, ω, $\eta^{[\prime]}$). Dovendo fare assunzioni sull'energia, questo trigger utilizza segnali da CCAL ed ha un tempo di risposta molto lungo.

I 1280 blocchi del calorimetro centrale sono raggruppati in 160 *super-wedge* da 9 wedge sul medesimo anello ciascuno, e ulteriormente in 5 super-blocchi da 5 anelli (tranne i superblocchi più arretrati con gli anelli 1–4);

i super-wedge e i super-blocchi si sovrappongono per evitare la perdita di eventi con hit ai limiti.

I segnali analogici provenienti dai 1280 blocchi sono divisi in tre parti; il 95% del segnale prende la via del reshaper; un 2,5% è utilizzato per ottenere un segnale di energia totale, che viene poi discriminato per i trigger ETOT descritti sotto; il restante 2,5% viene utilizzato per le somme che portano ai 160 segnali dei super-wedge; il 5% di questi 160 segnali analogici viene discriminato con una soglia di 100 MeV e se si trovano almeno due super-wedge che hanno superato la soglia parte segnale di riferimento dell'evento neutro (lo *strobe*). Il resto del segnale dei 160 super-wedge è utilizzato sommato nei 40 super-blocchi che contribuiscono ai trigger PBG. I flag del trigger sono:

PBG1 richiede che siano colpiti due super-wedge opposti; richiede quindi la coplanarità, compatibile con eventi con stato finale e^+e^- e $\gamma\gamma$;

PBG3 richiede che di due superwedge colpiti uno sia uno dei tre opposti all'altro; questa richiesta è una versione morbida di PGB1, utilizzata per eventi con stato finale del tipo $e^+e^-\gamma$;

ETOT-HI richiede che l'energia totale raccolta dal calorimetro centrale sia almeno l'80% del totale[1]; l'energia totale è ottenuta da un sommatore collegato a tutti i 1280 blocchi (naturalmente senza le sovrapposizioni dei superblocchi). Questo seleziona una grande quantità di eventi, tra cui per esempio $\bar{p}p \to h_c \to \eta_c\gamma$, $\bar{p}p \to \pi^0\gamma$, $\chi_{c0} \to \pi^0\pi^0$;

ETOT-LO è un flag analogo a ETOT-HI, ma con una soglia di energia richiesta del 70% del totale.

Per stabilire se l'evento è effettivamente neutro il *gatemaster* produce i bit:

[1]L'energia totale dell'evento è $\frac{\sqrt{s}^2}{2m_p}$, con $\sqrt{s}$ l'energia in centro di massa e m_p la massa del protone.

FV-OR è l'*or* logico dei segnali discriminati degli 8 settori dell'odoscopio frontale (VETO);

H1×H2′ [2] è la somma (*or*) degli *and* tra ognuno degli ottanti di H1 e i 4 settori di H2′ ad esso allineati[3]; questo flag determina se almeno una particella carica è passata (tranne nel caso in cui essa sia passata in un crack di uno dei due odoscopi senza lasciare tracce);

H2≥2 segnala se ci sono due o più elementi di H2 colpiti.

CV (*charged veto*), è definito come (H1×H2′)+FV-OR

Rispetto a E760 il trigger è stato ridefinito per sfruttare H2′ al posto di H2, in modo da avere la stessa copertura in θ, completata poi dall'odoscopio frontale, e da non avere i crack in coincidenza.

I flag PGB sono prodotti in circa 200 ns mentre i segnali di ETOT sono emessi in 155 ns. La tabella **??** mostra le efficienze di trigger calcolate lungo la scala di energie.

3.2 Il trigger software

Assieme ad ogni evento è salvata su nastro l'informazione dei trigger e 64 bit con i risultati di un'ulteriore elaborazione effettuata dal software PRUDE (Program Rejecting Unwanted Data Events).

Per l'analisi e il salvataggio del flusso dei dati sono stati utilizzati un elaboratore SGI Indigo per il monitoraggio continuo dei run, un SGI Indy per il coordinamento dei flussi dai rivelatori, dal monitor di luminosità e dagli altri dispositivi e un SGI Challenge-L a 12 processori per l'analisi online

[2] Le operazioni logiche sono indicate con × (*and*), + (*or*) e ⊕ (*or esclusivo* o *xor*).

[3] Ci sono 3 settori di H2′ per ogni settore di H1, i primi sono sfasati di mezzo settore rispetto a quelli di H1 e quindi ne occorre uno in più per la copertura di un elemento di H1.

Ris.	$\sqrt{s}$ [GeV]	PBG1	ETOT-HI
η_c	2,99	99,5%	99,8%
J/ψ	3,10	100,0%	100,0%
—	3,25	98,8%	99,8%
χ_{c0}	3,41	100,0%	99,8%
χ_{c1}	3,51	100,0%	99,1%
h$_c$	3,53	99,4%	99,3%
χ_{c2}	3,55	99,7%	99,0%
η_c'	3,60	100,0%	98,2%
ψ'	3,67	100,0%	97,7%
—	3,70	100,0%	95,0%

Tabella 3.1: **Efficienza del trigger neutro**.

degli eventi, sul quale veniva eseguito il software PRUDE. Questo software si occupava di una ricostruzione sommaria dell'evento, indagando su:

- accoppiamenti di cluster in CCAL per determinare eventuali candidati π^0 o η;
- ricostruzione delle tracce cariche per cercare una coppia di elettroni dal decadimento di J/ψ;
- eventi a 4 tracce cariche che approssimino la cinematica di un decadimento a 2ϕ e quindi a $4K^\pm$.

A valle del doppio sistema dei trigger (hardware e software) il rate degli eventi accettabili è di 1,2 kHz e la dimensione media di ogni evento è di 1,2 kB. Il flusso di dati di circa 1,5 MB/s è serializzato in diversi nastri a seconda della classificazione dei trigger. L'efficienza di tutto il processo è del 93%, dovuta soprattutto all'inibizione del trigger durante il trasferimento dati tra i buffer del sistema software del DAQ e durante le conversioni degli ADC.

3.3 Acquisizione ed elaborazione dal calorimetro centrale

La sezione **??** ha descritto i primi passi del segnale proveniente dal calorimetro centrale; in particolare di ognuno dei 1280 segnali dei suoi blocchi il 95% in ampiezza è stato inviato ad un *reshaper*.

I segnali dei rivelatori devono essere convertiti e registrati se il trigger ha dato l'assenso; poiché il trigger è determinato da quegli stessi segnali e la sua creazione necessita di tempo (fino a 200 ns per i trigger neutri PGB), il segnale dei rivelatori deve in qualche modo essere messo in attesa fino a quando questo responso non arriva. Per questo detta componente dei 1280 segnali è fatta passare attraverso cavi ritardanti di "lunghezza" 310 ns, che però attenuano e distorcono il segnale portandone la lunghezza della coda ad oltre 600 ns; un segnale di questo tipo corromperebbe l'evento successivo e sarebbe catastrofico per l'esperimento, quindi sono stati utilizzati dei filtri attivi (i reshaper, appunto) che ricostruiscono la forma tipica del segnale portandone la larghezza a circa 100 ns; sono utilizzati reshaper con parametri diversi per i diversi fotomoltiplicatori usati[4] (lo stesso sistema è stato usato anche per la lettura del calorimetro frontale).

I convertitori ADC (*Analog to Digital Converter*) utilizzati sono modelli 4300B di LeCroy Research System, con capacità massima di 500 pC e conversione ad 11 bit.

[4]Per il calorimetro centrale sono stati usati quattro tipi di fotomoltiplicatori da Hamamatsu (cfr. tabella **??**): R3036 ($\varnothing = 3''$), R3034 ($\varnothing = 2,5''$), R580 ($\varnothing = 2''$) e R1398 ($\varnothing = 1,5''$); i primi due condividono l'impostazione del reshaper.

3.3.1 Clusterizzazione

Una particella, elettrone, positrone o fotone (che converte in coppie), che entri in un blocco del calorimetro (con energie da qualche decina di MeV a pochi GeV) produrrà uno sciame di particelle che si diffonderanno nel materiale a formare un tipico volume a fuso; le particelle più energetiche possono anche passare in un blocco adiacente dopo aver superato il crack in acciaio (di al massimo 1,5 mm). Il materiale ha indice di rifrazione (a 404,7 nm) di 1,651 e quindi le particelle con $\beta > \frac{1}{n} \approx 0,6$ e quindi $\gamma > 1,25$ — elettroni con più di 650 keV, per esempio — emettono luce; essa è raccolta al fondo del blocco dal fototubo.

L'allargamento dello sciame ai blocchi adiacenti è un fenomeno che raramente non si verifica; questo complica la determinazione dell'energia e delle coordinate della particella originale ma paradossalmente migliora la risoluzione di queste ultime, fenomeno prezioso visto che i calorimetri sono l'unico mezzo con cui possono essere determinate.

Ogni particella viene associata ad un *cluster* (letteralmente, «grappolo») di blocchi, che può avere dimensioni fino a 3×3 blocchi; in questa sezione verranno utilizzate prevalentemente coordinate in unità di blocco, che vanno da 1 a 64 per il wedge, associato a φ, e da 1 a 20 per l'anello, associato a θ; l'anello 1 è quello con θ maggiore, come mostrato nella tabella **??**[5]. Poiché può capitare che ci siano cluster vicini (è prassi nel caso dei fotoni decaduti da π^0), è necessario definire una procedura per separare i vari cluster. Queste procedure sono implementate in un software FORTRAN.

Si definisce il *seed* («seme») del cluster come un cluster con energia su-

[5]Un riferimento per φ è inessenziale per questa analisi in quanto per le particelle neutre i calorimetri sono le uniche fonti di informazioni. Finché non si utilizza il rivelatore senza simmetria cilindrica, FCAL, basta sapere che il wedge etichettato 1 è allineato con il segmento etichettato 1 degli odoscopi H1 e H2.

periore ad una determinata soglia (*cluster seed threshold*), normalmente di 25 MeV, i cui 8 blocchi vicini hanno minore energia[6]; in tal caso il blocco è eletto a potenziale cluster e ad esso sono aggiunti tutti i blocchi adiacenti non ancora assegnati ad altri cluster, la cui energia sia maggiore di 5 MeV. Il cluster così formato è registrato se la sua energia totale è superiore ad una seconda soglia (*cluster threshold*) che può essere di 25 MeV o 50 MeV. I blocchi sono processati ordinatamente wedge per wedge e, per ogni wedge, anello per anello[7]. In questo modo, due cluster *non* possono avere come centri due blocchi adiacenti.

Definiti i cluster, le loro distanze vengono controllate; se la distanza tra due cluster è minore di un certo valore[8], l'energia dei blocchi circostanti i due seed è spartita tra i cluster (*shared cluster*). In caso contrario se la massa invariante del cluster (**??**) è superiore ad una terza soglia (*splitting threshold*, al solito 100 MeV) esso è considerato come sovrapposizione di due cluster vicini e viene diviso (*split cluster*). Infine per ogni cluster vengono calcolate le coordinate, i loro momenti secondi e la correzione all'energia per perdita dai crack.

Shared cluster

La base di partenza dell'algoritmo di sharing sono due cluster vicini.

L'energia di ogni blocco i è divisa in due frazioni f_i^j per i due cluster j;

[6]Il valore dell'energia proveniente dagli ADC è arrotondato al MeV; preso un blocco candidato a seed, se un blocco adiacente risulta con la stessa energia il candidato è ancora accettato.

[7]Questo fa sì che sia grande la probabilità di trovare che due cluster successivi (nell'ordine in cui la procedura di clusterizzazione li ha creati) appartengano ad un mesone decaduto (per esempio η; per i π^0 spesso questo è anche vero, ma a causa delle procedure di splitting che inseriscono il nuovo cluster subito dopo quello da cui trae origine).

[8]Precisamente di $\sqrt{18}$ unità di blocco, che però non ha un diretto corrispettivo in angolo; a 3,526 GeV di energia di centro di massa, questo valore corrisponde ad un'apertura tra 20° e 24°.

queste due frazioni sono calcolate iterativamente. In prima approssimazione il *centroide* del cluster (cioè le due coordinate r — anello — e w — wedge — in unità di blocchi del cluster) sono calcolati come media delle coordinate dei blocchi che li circondano pesate sulle energie dei blocchi (con i coefficienti f uguali a 1); la correzione ai loro valori è:

$$\delta r^{(j)} = \frac{\sum_i f_i^j E_i \Delta r_i}{\sum_i \Delta r_i} \qquad \delta w^{(j)} = \frac{\sum_i f_i^j E_i \Delta w_i}{\sum_i \Delta w_i} \tag{3.1}$$

con i esteso al blocco del seed più gli 8 blocchi vicini; Δr_i e Δw_i sono i centri dei blocchi, rispetto al blocco centrale del cluster, in unità di blocchi: quindi valgono -1, 0 o 1. I coefficienti f_i^j sono calcolati poi in proporzione alla distanza dei due centroidi dal blocco i e ipotizzando che i due sciami abbiano una forma esponenziale (in modo analogo a quanto sarà descritto sulla correzione per la perdita di energia nei crack). Il calcolo viene reiterato al più 10 volte.

Split cluster

Il decadimento di un π^0 porta frequentemente i due fotoni a cadere in blochi vicini del calorimetro; in questo caso l'algoritmo di formazione dei cluster li accorperà in un unico cluster. Quest'effetto è evidente monitorando il numero di eventi in cui è presente un π^0 in funzione della differenza dell'energia dei due fotoni $\frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}}$, misurate nel sistema del laboratorio. Questo rapporto vale 0 in caso di decadimento «simmetrico» mentre tende a 1 quando uno dei due fotoni ha energia molto piccola, cosa che in genere accade in caso di fotoni diretti all'indietro rispetto al fascio; in quest'ultimo caso i fotoni saranno facilmente persi, perché fuori accettanza geometrica o perché non superano la cluster threshold. La distribuzione attesa è quindi uniforme, fatti salvi i tagli di accettanza. I valori sperimentali di quel rapporto evidenziano una carenza di eventi simmetrici (rapporto prossimo a 0); tali eventi sono caratterizzati da piccolo angolo di apertura e quindi, verosimilmente, i due fotoni finiscono nel medesimo cluster.

L'algoritmo di splitting è stato sviluppato per compensare questa carenza.

La base di partenza dell'algoritmo è un cluster isolato con massa invariante (calcolata a partire da una griglia di 5×5 blocchi) superiore ad una soglia (100 MeV).

La massa invariante è calcolata come

$$m_{cl} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \boldsymbol{p}_i\right)^2} \tag{3.2}$$

con i a descrivere tutti i 25 blocchi della griglia.

In questa griglia deve essere creato un nuovo cluster; il seed di questo nuovo cluster è preso tra i 4 blocchi agli angoli del seed del cluster primario, poiché corrispondono all'apertura più probabile per un π^0. A questo punto ai due cluster è assegnata energia con un algoritmo analogo a quello di sharing.

Correzione per perdita di energia nei crack

A_r	724,4
A_w	706,5
B_r	123,6
B_w	102,6
C_l	0,0614
C_h	0,0,857
D_r	0,14736
D_w	0,15935
a_r	0,03208
a_w	0,03969
b_r	0,1860
b_w	0,1715
c_l	7,367
c_h	19,690
d_r	48,908
d_w	12,761

Per compensare la perdita di energia nei crack in acciaio, che occupano il 2% dell'angolo azimutale e lo 0,5% dell'angolo polare, viene calcolato un fattore di correzione. Questa correzione è effettuata indipendentemente per i due cluster (e per qualsiasi cluster) con le formule:

$$\begin{aligned} \delta r' &= N_r \left[A_r a_r \left(1 - \mathrm{e}^{-\delta r/a_r}\right) + B_r b_r \left(1 - \mathrm{e}^{-\delta r/b_r}\right)\right] \\ \delta w' &= N_w \left[A_w a_w \left(1 - \mathrm{e}^{-\delta w/a_w}\right) + B_w b_w \left(1 - \mathrm{e}^{-\delta w/b_w}\right)\right] \\ E' &= \frac{E}{\left[1 - C_{r(h/l)}\,\mathrm{e}^{-\frac{|\delta r^*|}{c_{r(h/l)}}}\right]\left[1 - D_w\,\mathrm{e}^{-\frac{|\delta w^*|}{d_w}} - F_w\,\mathrm{e}^{-\frac{|\delta w^*|}{f_w}}\right]} \end{aligned} \tag{3.3}$$

con $N_x = \frac{\delta x'(0{,}5)}{N_x}$ due coefficienti di normalizzazione; δw^* e δr^* sono le distanze del punto dal bordo più vicino nelle rispettive coordinate. Le altre costanti delle formule sono state ricavate sperimentalmente analizzando i segnali degli *elettroni* (e positroni) di eventi $J/\psi \to e^+e^-$, ma vengono applicate anche a segnali generati da fotoni; ogni correzione è basata su due esponenziali (A_x e B_x per le coordinate e D_w e F_w per l'energia; in quest'ultima la parte relativa all'anello ha una sola costante C, scelta in base alla posizione del centroide sopra il centro del blocco — h — o sotto — l): un esponenziale descrive il nucleo dello sciame e l'altro la coda; le costanti maiuscole sono relative al livello del picco, quelle minuscole alla larghezza.

3.3.2 Calibrazioni

Sono state effettuate diverse calibrazioni del calorimetro centrale per i convertitori ADC e TDC, le efficienze per i canali neutri, la simulazione Montecarlo e gli eventi $\pi^0\pi^0$.

Per tutte le calibrazioni è stato selezionato un campione di eventi «puliti» $\bar{p}p \to \pi^0\pi^0$. Questo canale ha il vantaggio di essere più prolifico rispetto ai canali e^+e^- e di essere presente nel continuo (senza passare per risonanze) e quindi a tutte le energie.

Esso è stato selezionato da eventi neutri a 4 cluster; considerati i tre possibili accoppiamenti in due particelle identiche, è stata scelta quella con minore $\sqrt{(2\Delta\theta)^2 + \Delta\varphi^2}$, con $\Delta\theta$ e $\Delta\varphi$ l'acinematicità e l'acoplanarità (definite in **??**). Da esso sono stati ricavati diversi sottocampioni per le differenti calibrazioni.

La calibrazione in energia è fatta con seed threshold 25 MeV e cluster threshold 50 MeV, eventi con $\Delta\theta < 10\,\mathrm{mrad}$ e $\Delta\varphi < 32\,\mathrm{mrad}$ e con una finestra di definizione della massa di π^0 di $(135 \pm 40)\,\mathrm{MeV}$; confrontando i valori degli ADC con quelli previsti dalla cinematica partendo dalle misure di θ (anch'esse tuttavia dipendenti dall'energia) si ricavano i coefficienti di guadagno dei blocchi. La calibrazione è rieseguita per ogni stack.

3.3.3 Temporizzazione dei cluster

Ognuno dei blocchi dei calorimetri è collegato ad un TDC multihit i cui canali sono impostati in *common stop*; questo significa che due o più segnali analogici successivi nel canale di *start* del TDC avvieranno ognuno un diverso contatore (provocando ognuno un «hit»), e tutti si interromperanno al segnale (unico) di stop. Il TDC restituisce un tempo in unità di 1 ns (valore del bit meno significativo, *LSB*).

Il segnale analogico proveniente i blocchi è stato ritardato (di 310 ns); in quel tempo il trigger hardware ha preso una decisione e ha eventualmente aperto un *gate* per i TDC legato allo strobe; dopo mediamente 145 ns viene aperto il gate per gli ADC (*FERA gate*), il quale dura 100 ns; il common stop per i TDC arriva 255 ns dopo l'apertura del loro gate e quindi circa 10 ns dopo la chiusura del FERA gate. In fase di calibrazione è definito un tempo di riferimento T_0 come media dei tempi misurati dal TDC per segnali con un determinato conteggio A_0 dell'ADC[9]. Questo T_0 viene a cadere mediamente dopo 40 ns dall'apertura del FERA gate, che quindi si estende per un intervallo di tempo di $[T_0 - 40; T_0 + 60]$ ns.

Terminato il gate, ad ogni blocco viene associato un tempo T_{TDC} con i seguenti criteri:

- se ci sono hit nella finestra temporale coincidente con il FERA gate, viene preso il primo di essi: si suppone che sia lo stesso segnale che ha fatto partire l'ADC;

[9] Il TDC ha un discriminatore interno che stabilisce se il segnale analogico di start è sufficiente per avviare un nuovo contatore; il discriminatore attende che tale segnale raggiunga una determinata ampiezza: meno il segnale è energetico, più tempo impiega per raggiungere quella soglia (se mai la raggiunge); quindi di due segnali partiti allo stesso istante verrà discriminato prima quello più energetico, poi l'altro, facendo apparire quest'ultimo successivo al primo. Questa dipendenza del tempo misurato dall'energia può essere compensata con la calibrazione studiando la relazione tra i conteggi del TDC e dell'ADC.

- se non ci sono hit nella finestra coincidente con il FERA gate, viene preso il primo hit nel gate del TDC (quello da 255 ns);

- se non ci sono del tutto hit, il blocco viene lasciato senza tempo (indeterminato).

Il tempo associato al blocco è definito come $T = 1000 + T_{TDC} - T_0$ se il segnale ha avuto un conteggio ADC inferiore al valore di riferimento A_0, altrimenti il valore T_{TDC} viene leggermente corretto in base a tale conteggio. Il valore 1000 è un offset arbitrario; T risulta espresso in nanosecondi e tanto più grande quanto prima il segnale è arrivato.

Dopo la clusterizzazione viene definito per ogni cluster un tempo di riferimento (*cluster time*) in base al tempo dei due blocchi più energetici del cluster: se entrambi non hanno l'informazione del tempo il cluster è classificato «indeterminato» (*undetermined*); se almeno uno dei due ha un tempo entro 10 ns dal riferimento (da 990 a 1010) il cluster viene classificato «in tempo» (*in time*); altrimenti è classificato «fuori tempo» (*off time*). Poiché l'assenza

Figura 3.1: **Frazione dei cluster con informazione di tempo** in funzione della loro energia.

di informazione temporale è dovuta spesso solo alla bassa energia del cluster (per cui è probabile che non si allarghi a diversi blocchi e in quell'unico blocco non faccia scattare il TDC), spesso si considerano indifferentemente i cluster in tempo o indeterminati (abbreviati *i.o.u.*).

Capitolo 4

Studio dei decadimenti

4.1 Stime per i canali di decadimento $h_c \to \eta^{[\prime]}\gamma$

Il mesone h_c è stato molto difficile da rilevare perché i suoi numeri quantici da una parte ne liminano i canali di produzione e dall'altra quelli di decadimento, determinandone la larghezza molto piccola; le stime per questa larghezza sono di $\Gamma_{h_c} = 1{,}1$ MeV.

$\bar{c}c$	Γ	$\Gamma(\chi_{cJ} \to \gamma gg)$
χ_{c0}	$(2,11 \pm 0,17)$ MeV	≈ 400 keV
χ_{c1}	$(0,91 \pm 0,13)$ MeV	≈ 270 keV
χ_{c2}	$(10,7 \pm 0,9)$ MeV	≈ 120 keV

La parte di larghezza dovuta a decadimento elettromagnetico, $h_c \to \eta_c\gamma$, può essere stimata da quella, ben misurata, dei χ_{cJ}, includendo le correzioni di spin; il risultato è $\Gamma(h_c \to \gamma gg) \approx 300$ MeV; il canale $h_c \to \eta_c\gamma$ occupa la maggior parte di questa larghezza.

Il rapporto tra decadimenti in $\eta_c\gamma$ e $\eta^{[\prime]}\gamma$ possono suggerire l'analogia con h_c. I decadimenti in $\eta\gamma$ e $\eta'\gamma$ hanno a disposizione più spazio delle fasi ma

$\frac{\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma)}{\Gamma(J/\psi\to\eta\gamma)}\approx 15$	$\frac{\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma)}{\Gamma(J/\psi\to\eta'\gamma)}\approx 4,5$	$\frac{\Gamma(\psi'\to\eta_c\gamma)}{\Gamma(\psi'\to\eta\gamma)}>31$	$\frac{\Gamma(\psi'\to\eta_c\gamma)}{\Gamma(\psi'\to\eta'\gamma)}\approx 19$

sono soppressi per la regola di OZI. Il decadimento di J/ψ in $\eta_c\gamma$ è sfavorito dal poco spazio delle fasi disponibile e dal fatto che la transizione radiativa richiede l'inversione di spin (il decadimento è «di tipo M1»). Il decadimento di ψ' in $\eta_c\gamma$ è sempre di tipo M1 ma è soppresso: in termini non relativistici la larghezza di un decadimento con cambio di numero quantico principale ($\Delta n \neq 0$) è nulla e solo gli effetti relativistici la rendono possibile.

La sezione d'urto (non relativistica) in una reazione di dipolo elettrico E1 e di dipolo magnetico M1 varia con l'energia del fotone uscente elevata al cubo; supponendo che il rapporto tra le larghezze di due canali $\eta\gamma$ sia costante fatta salva questa dipendenza (cioè che le differenze *spin flip*[1] non influiscano su questo rapporto) si può scrivere[2]:

$$\frac{\left(E_\gamma^{(h_c,\eta_c)}\right)^{-3}\Gamma(h_c\to\eta_c\gamma)}{\left(E_\gamma^{(h_c,\eta)}\right)^{-3}\Gamma(h_c\to\eta\gamma)}=\frac{\left(E_\gamma^{(J/\psi,\eta_c)}\right)^{-3}\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma)}{\left(E_\gamma^{(J/\psi,\eta)}\right)^{-3}\Gamma(J/\psi\to\eta\gamma)}$$

che porta a

$$\Gamma(h_c\to\eta\gamma)=\Gamma(h_c\to\eta_c\gamma)\left(\frac{E_\gamma^{(h_c,\eta_c)}}{E_\gamma^{(h_c,\eta)}}\right)^3\left(\frac{E_\gamma^{(J/\psi,\eta)}}{E_\gamma^{(J/\psi,\eta_c)}}\right)^3\frac{\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma)}{\Gamma(J/\psi\to\eta\gamma)}$$

con $E_\gamma^{(X,Y)}$ l'energia del fotone nel centro di massa nella reazione $X\to Y\gamma$, determinato dalla cinematica del processo;

[1]Lo *spin flip* è il cambiamento di spin della particella, che in questo caso si identifica con il charmonio che passa dallo stato h_c a η_c (nessuno spin flip, da ${}^1P_1$ a ${}^1S_0$) e da J/ψ a η_c (spin flip, da ${}^3S_1$ a ${}^3S_0$).

[2]In caso non relativistico valgono [?]: $\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma)=\frac{16}{81}E_\gamma^3\alpha\frac{9}{m_c^2}$ e $\Gamma(h_c\to\eta_c\gamma)=\frac{16}{81}E_\gamma^3\alpha<r>^2$ (α la costante di struttura fine, m_c la massa del quark c, E_γ l'energia del fotone nel centro di massa.

$E_\gamma^{(h_c,\eta)} = 1720\,\mathrm{MeV}$	$E_\gamma^{(J/\psi,\eta)} = 1500\,\mathrm{MeV}$	$E_\gamma^{(\psi',\eta)} = 1800\,\mathrm{MeV}$
$E_\gamma^{(h_c,\eta')} = 1640\,\mathrm{MeV}$	$E_\gamma^{(J/\psi,\eta')} = 1400\,\mathrm{MeV}$	$E_\gamma^{(\psi',\eta')} = 1720\,\mathrm{MeV}$
$E_\gamma^{(h_c,\eta_c)} = 504\,\mathrm{MeV}$	$E_\gamma^{(J/\psi,\eta_c)} = 114\,\mathrm{MeV}$	$E_\gamma^{(\psi',\eta_c)} = 640\,\mathrm{MeV}$

Questi numeri portano ad una previsione per la larghezza $\Gamma(h_c \to \eta\gamma) \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot \Gamma(h_c \to \eta_c\gamma) = 0{,}36\,\mathrm{keV}$ e $\Gamma(h_c \to \eta'\gamma) \approx 4 \cdot 10^{-3} \cdot \Gamma(h_c \to \eta_c\gamma) = 1{,}2\,\mathrm{keV}$.

Il decadimento $\eta_c \to \gamma\gamma$ ha una probabilità del $3 \cdot 10^{-4}$; dallo studio di χ_{cJ} si ha che il rapporto di decadimento $\Gamma(\chi_{cJ} \to \bar{p}p) \approx 10^{-4}$; questo valore verrà utilizzato anche per il canale di formazione $\bar{p}p \to h_c$. Allora i picchi delle sezioni d'urto sono attesi dell'ordine di $\sigma(h_c \to \eta\gamma \to 3\gamma) \approx 5\,\mathrm{pb}$ e $\sigma(h_c \to \eta\gamma \to 3\gamma) \approx 1\,\mathrm{pb}$; alla luminosità di E835$'$ questo si traduce in 250 e 50 eventi totali; i l calorimetro centrale copre un volume tale da portare l'accettanza a circa il 60%: gli eventi visti saranno ancora meno.

4.2 Stime sul fondo

Il «fondo» è provocato da eventi che pur non essendo del tipo cercato ne simulano le caratteristiche sufficientemente bene da confondersi con essi. I tipi di eventi che possono finire nel fondo per un evento $\bar{p}p \to h_c \to \eta^{[\prime]}\gamma \to 3\gamma$ sono:

- eventi con uno stato finale a due fotoni, a cui si sovrappone un fotone estraneo;

- eventi a più di tre fotoni in cui per qualche motivo alcuni fotoni non sono stati rivelati;

- eventi con tre fotoni che casualmente sono compatibili con la reazione cercata.

Gli eventi con stato finale a due fotoni possono essere dovuti ad uno stato risonante come un mesone (pseudo)scalare, π^0, η, η', η_c, che hanno però tutti richieste di energia totale molto precise; il contributo dal «continuo» (reazioni che non passano per una risonanza) $\bar{p}p \to \gamma\gamma$ è stimabile [?] in $(1,85 \pm 0,30)$ nb con distribuzione uniforme per $|\cos\theta^*_\gamma| \leq 0,4$; questi due fotoni avranno energia tra i 2,2 GeV e i 4,5 GeV e massa invariante come h_c. Ad essi deve aggiungersi un terzo fotone estraneo di energia molto bassa (per non alterare l'energia totale). In questo caso si parla di *feed-up*.

La probabilità con cui questo avviene è legata alla probabilità di *pile-up*, cioè di sovrapposizione di due eventi nella stessa finestra temporale. Il rate di coincidenza dei segnali, in un modello con probabilità di eventi uniforme nel tempo, è $R = R_1 R_2 \Delta T$, con R_1 e R_2 i rate dei due eventi che si possono sovrapporre e ΔT la somma delle aperture dei gate dei due eventi. I rate di eventi R_1 e R_2 sarebbero uguali, ma uno dei due eventi deve fare scattare il trigger affinché possa esserci pile-up; se il trigger è scattato (rate R_{tr}), qualsiasi evento può sovrapporsi (rate R_{ev}). Essendo i segnali in uscita dai reshaper larghi circa 50 ns[3], l'intervallo di tempo di sovrapposizione sarebbe di 100 ns, ma affinché il secondo evento (quello che non ha fatto scattare il trigger) sia considerato in tempo deve cadere entro 10 ns prima o dopo il primo; quindi si ha $\Delta T = 70$ ns. Una stima con $R_{tr} = 10$ kHz e $R_{ev} = 1$ MHz dà un rate di 700 Hz di pile-up, il 7% del totale.

Questo fenomeno non dovrebbe contribuire in maniera rilevante al rumore di fondo per questa analisi in quanto eventi con molteplicità media di 6-7 fotoni portano ad un evento risultante che avrà facilmente più di tre fotoni.

[3] Il segnale ha tipicamente la forma di una curva di Landau, la cui profondità — il fotomoltiplicatore agisce su elettroni, la carica accumulata è negativa e quindi il segnale appare «rovesciato» — è proporzionale alla quantità di elettroni di cui è composto (quindi all'energia che lo genera) e a guadagno ed efficienza del fotomoltiplicatore; la larghezza di 50 ns portata ad esempio è relativa ad un fotone da 1 GeV raccolto da uno dei fotomoltiplocatori di diametro 3″.

Gli eventi con più fotoni possono creare un effetto contrario al precedente, detto *feed-down*; data la limitata accettanza dei rivelatori non è difficile perdere uno o più fotoni; in tal caso l'evento appare con meno fotoni. Oltre all'accettanza geometrica anche le soglie dei blocchi possono portare alla perdita del fotone: la cluster threshold elimina tutti i fotoni sotto una certa energia[4] e ancora prima gli ADC possono non attivarsi in caso di segnali molto deboli, privando un cluster magari già debole del contributo di un blocco.

Reazioni come $\bar{p}p \to \eta\pi^0$, $\bar{p}p \to \pi^0\pi^0\pi^0$ o $\bar{p}p \to \omega\pi^0$ sono riconoscibili quando sono rivelati i due fotoni di un π^0; nel primo caso la perdita di un solo fotone del π^0 è invece molto difficile da individuare, soprattutto quando il fotone ha perso poca energia. Nel secondo caso è più facile scoprire la perdita di un intero π^0; l'eventualità che si perda un fotone per ognuna delle particelle è improbabile in quanto ci sarà almeno un mesone abbastanza energetico da dare ai suoi fotoni un'apertura piccola, che si traduce in perdita o rivelazione di entrambi. Il principale candidato a contribuire al fondo per un segnale in $\eta^{[\prime]}$ è quindi un evento a quattro fotoni in cui uno è andato perduto e due derivano proprio dalla particella cercata.

Misure della sezione d'urto $\bar{p}p \to \eta\pi^0$ (fig. **??**) mostrano che la distribuzione delle particelle è molto piccata nella direzione del fascio. Una simulazione di questo decadimento con la sezione d'urto misurata in [**?**] dà una distribuzione di fotoni piatta nella zona centrale, a basso coseno in centro di massa. Questo indica che il rumore sarà concentrato soprattutto fuori dalla zona in cui si aspetta il segnale (la cui distribuzione è proporzionale a $\operatorname{sen}^2 \theta^*_\gamma$).

[4]La cluster threshold (di 50 MeV per i dati in questa analisi) non è categorica, poiché spesso ai cluster è aggiunta energia dalla correzione per i crack *dopo* la discriminazione e un cluster può perdere energia a favore di un altro nel caso dello sharing.

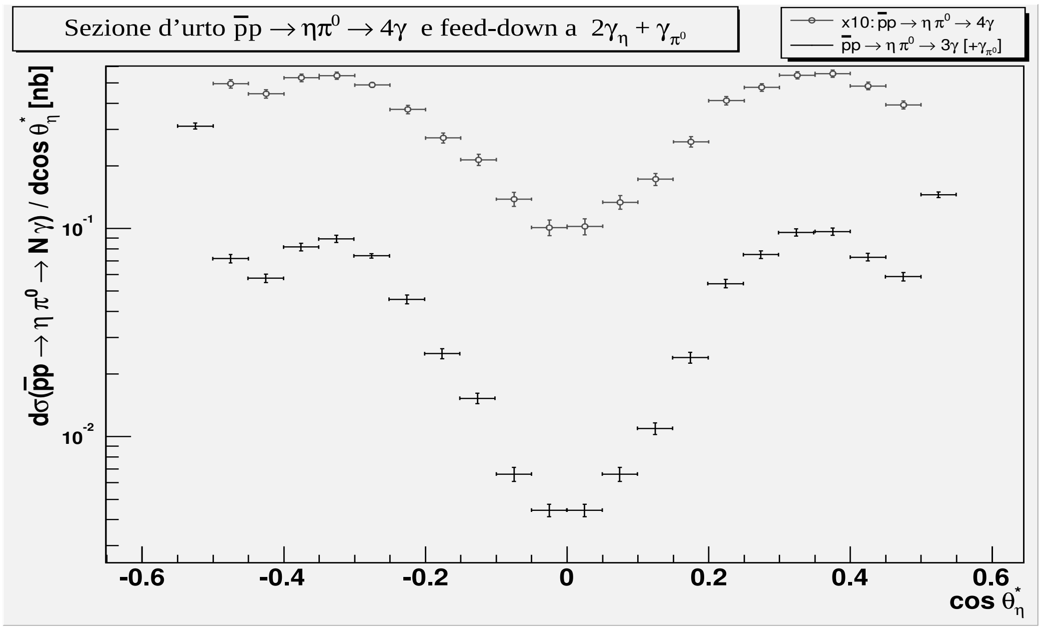


Figura 4.1: **Sezione d'urto differenziale** $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$ come misurata in [?]; la sezione d'urto, in funzione dell'angolo di η nel centro di massa, è disegnata in scala 1 : 10 e tuttavia i punti con $|\cos\theta^*_\eta| \geq 0,55$ sono fuori scala; i punti inferiori mostrano la sezione d'urto differenziale del feed-down in cui è andato perso un fotone del decadimento di π^0. Le barre di errore verticali rappresentano l'errore statistico, quelle orizzontali la larghezza della classe. Nelle due classi più prossime a 0 la sezione d'urto da feed-down vale $(3,6 \pm 0,3)$ pb, quella successiva $(6,0 \pm 0,5)$ pb.

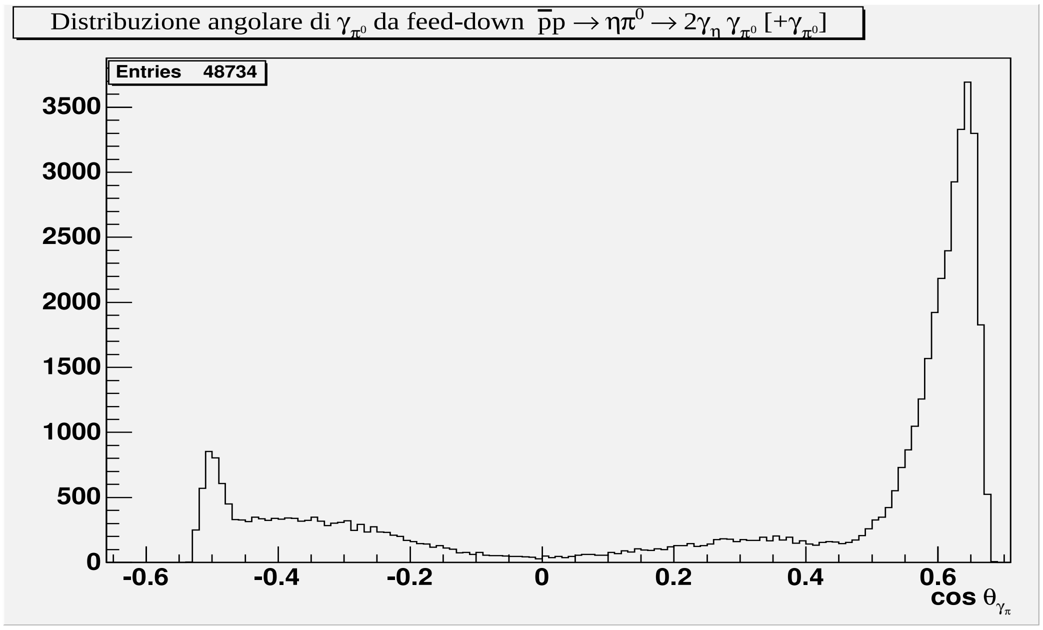


Figura 4.2: **Distribuzione del fotone di π^0 rivelato** in una reazione di feed-down $\bar{p}p \to \eta\pi^0 \to 2\gamma_\eta\gamma_{\pi^0}[+\gamma_{\pi^0}]$. I dati sono ottenuti con una simulazione Montecarlo a partire da 2100000 eventi, che porta in accettanza del rivelatore circa 50000 eventi, numero compatibile con quello di un campione prelevato con una luminosità integrata di $50\,pb^{-1}$. È stato applicato solo un taglio in accettanza geometrica e soglia energetica. Gli eventi dentro l'accettanza sono circa 12000 entro $|\cos\theta^*_\gamma| \leq 0,4$, 300 entro $|\cos\theta^*_\gamma| \leq 0,2$ e 1000 entro $|\cos\theta^*_\gamma| \leq 0,1$.

Per la stima del feed-down della reazione $\bar{p}p \to h_c \to \eta'\gamma$ non sono disponibili dati analoghi a quelli usati per $\eta\pi^0$; una proporzione diretta con $\sigma(\bar{p}p \to \eta\pi^0)$ porta, considerato il diverso spazio delle fasi[5] ad una sezione d'urto integrata entro $|\cos\theta^*_{\pi^0}| \leq 0,55$ per $\eta'\pi^0$ di 11,4 nb partendo da quella di $\eta\pi^0$, 12,0 nb; ma con proporzione diretta da $\pi^0\pi^0$ (17.4 nb) dà invece 16,6 nb; e anche la sezione d'urto in $\eta\pi^0$ è del 30% sotto al valore che avrebbe con la proporzione da $\pi^0\pi^0$.

Esclusa quindi un'estrapolazione numerica della sezione d'urto $\bar{p}p \to \eta'\pi^0$, la forma delle due sezioni d'urto in $\pi^0\pi^0$ e $\eta\pi^0$ suggerisce che anche per $\eta'\pi^0$ e $\eta'\eta$ le distribuzioni siano piccate ad angoli estremi e che ad angoli inferiori a $|\cos\theta^*| \leq 0,5$ i due picchi diano contributi trascurabili (in particlolare i due mesoni hanno apertura sempre più stretta quanto più si avvicinano a $\cos\theta^* = 1$).

4.3 Dati di partenza per l'analisi

4.3.1 La selezione sui nastri

I dati dell'esperimento E835$'$ sono tutti raccolti in alcune categorie di nastri, a seconda del trigger che ne ha determinato l'acquisizione; da questi nastri (*raw*) i dati sono stati riorganizzati in unità più facilmente gestibili.

I dati derivati dal trigger neutro sono stati a loro volta divisi in diverse categorie e riformattati tramite software; il nuovo formato in cui sono immagazzinati è chiamato *Neutral Data STorage* (NDST). Nel passaggio dal formato raw a quello NDST è stata applicata la clusterizzazione; i dati sono stati poi divisi a seconda delle caratteristiche

[5]Oltre al fattore di spazio delle fasi (che porta ad un fattore pari al modulo dell'impulso nel centro di massa delle due particelle prodotte), nel canale osservato in questa analisi conta anche la differenza di branching ratio in due fotoni, $(39,25 \pm 0,31)$ per η e $(2,12 \pm 0,13)$ per η'.

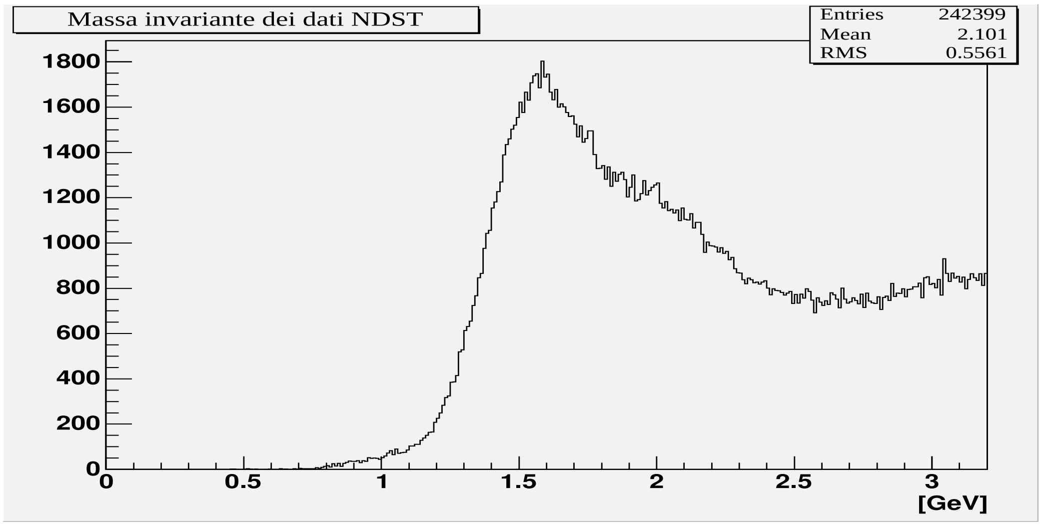


Figura 4.3: **Distribuzione della massa invariante degli eventi nel NDST** (campione: stack 20).

- GNx###: nastri con numero di cluster i.o.u. in CCAL fissato;
- GPx###: nastri con numero di cluster i.o.u. tra FCAL e CCAL fissato;

La lettera “x” contrassegna diverso numero di cluster contenuti:

T (*Two*): 2, 3, 4 o 5 cluster;

X (*siX*): 6 cluster;

V (*seVen*): 7 cluster;

E (*Eight*): 8 cluster;

N (*Nine*): 9 cluster;

L (*Low*) è una categoria a parte, con 2, 3 o 4 cluster i.o.u. in CCAL e clusterizzazione con soglie seed/cluster threshold di 5/20 MeV anziché le canoniche 25/50 MeV.

Gli eventi con 10 o più cluster sono stati esclusi dai nastri NDST.

Dalla prima categoria di nastri sono successivamente stati separati gli eventi con 2, 3, 4 e 5 cluster e memorizzati in file, stack per stack.

Le caratteristiche del campione scelto possono essere sommariamente sintetizzate nei trigger che ne hanno consentito la raccolta, caratterizzati da un numero identificativo:

48 (*goldgg*), una coppia di cluster con massa invariante oltre 2,7 GeV (ottimo candidato per un canale $\gamma\gamma$);

42 (*etainvm*), oltre a "invmass", richiede che ci siano non più di 6 cluster in CCAL e almeno una coppia di essi abbia massa invariante compatibile con quella di una particella η;

43 (*piinvm*), oltre a "invmass", richiede che ci siano non più di 6 cluster in CCAL e almeno una coppia di essi abbia massa invariante compatibile con quella di una particella π^0;

41 (*invmass*), una coppia di cluster con massa invariante oltre 2 GeV (che non rientra nei criteri precedenti);

52 (*etaetot*), oltre ad "etotsoft", richiede meno di 6 cluster in CCAL e almeno una coppia di cluster con massa invariante nessuna massa invariante compatibile con quella di una particella η;

53 (*pietot*), oltre ad "etotsoft", richiede meno di 6 cluster in CCAL e almeno una coppia di cluster con massa invariante nessuna massa invariante compatibile con quella di una particella π^0;

51 (*etotsoft*), il 90% dell'energia totale raccolto, meno di 10 cluster in CCAL e nessuna massa invariante superiore a 2 GeV (ma non rientra nei criteri precedenti).

I trigger sono stati presentati in ordine di priorità: per ogni evento il vengono processati i trigger in ordine di priorità e al primo trigger superato l'evento è accettato e il computo dei trigger rimanenti è evitato.

I dati utilizzati in questa analisi derivano dai file a 3 cluster in CCAL in tempo o indeterminati (dai nastri GNT####); sono stati utilizzati tutti i dati disponibili di questo tipo presi dall'esperimento E835$'$.

4.3.2 Luminosità

I dati sulla luminosità sono presi dalle tabelle ufficiali[6] dell'esperimento, nelle quali sono disponibili i dati di luminosità run per run.

La tabella **??** riporta i dati nominali per gli stack. In realtà i nastri GN5652 e GN7010 si sono rotti durante la creazione ed è presente solo la metà dei loro dati (e relativa luminosità); il nastro GN6770, contenente il run 5770, è andato perduto, e il run 7033 manca di alcuni dati necessari alla conversione in formato NDST: entrambi non sono stati analizzati.

Nelle tabelle è disponibile anche la dispersione in energia del fascio e il conseguente errore sull'energia in centro di massa. Da questi dati si può descrivere la distribuzione di luminosità in funzione dell'energia (fig. **??**).

4.3.3 Contenuti del formato di dati NDST

Il formato dati Neutral Data STorage (NDST) consente di avere eventi salvati in poco spazio (gli eventi usati in questa analisi sono spesso grandi un centinaio di byte, contro pochi kilobyte del formato raw) i dati salienti dell'evento. Il formato è stato creato per eventi neutri, quindi sono state eliminate quasi tutte le informazioni dei rivelatori di tracce per lasciare spazio ai calorimetri.

Il formato è leggermente cambiato tra i run del 1997 (E835) e quelli del 2000 (E835$'$), lasciando più spazio a diposizione per alcune variabili e aggiun-

[6] La tabella completa è disponibile in [?].

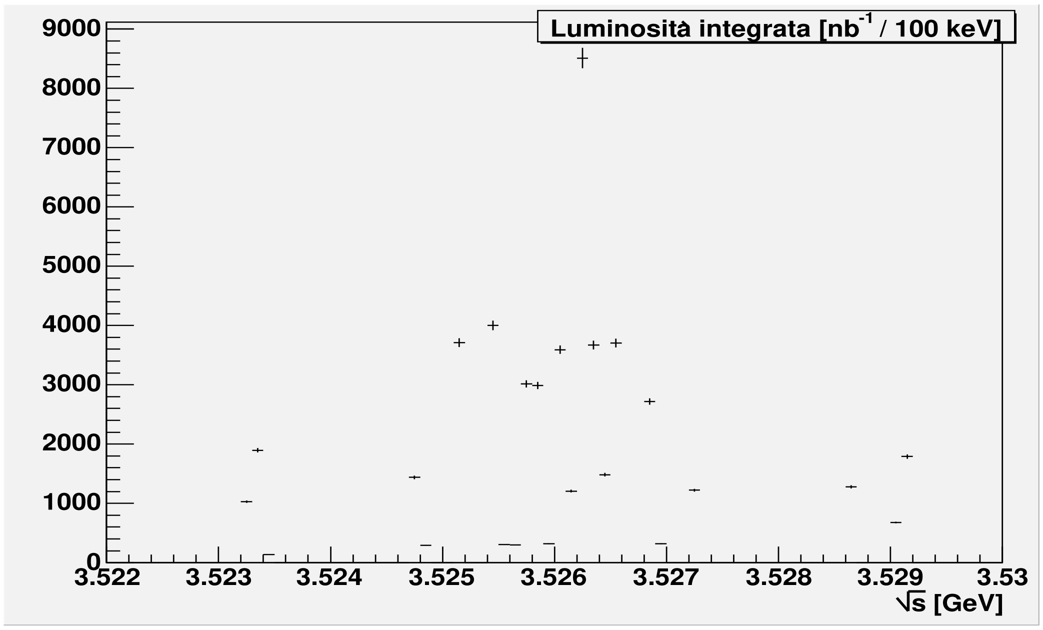


Figura 4.4: **Luminosità integrata** in funzione dell'energia in centro di massa.

gendo informazioni di timing per i cluster di FCAL e computi di energia e momento totali.

Il contenuto di questo formato è così organizzato[7]:

classificazione : la parte introduttiva dell'evento contiene

- il numero di run (che determina anche quale dei due formati è utilizzato; WORD);
- il numero dell'evento (DWORD) e il suo tempo assoluto (DWORD);
- informazioni sul buffer del gateway utilizzato (WORD);
- informazioni sul trigger, quale processore ha compiuto l'analisi, quale trigger ha avviato il salvataggio (BYTE; cfr. **??**) e una serie

[7]Tra parentesi è riportata la dimensione del dato: BYTE = 8 bit, WORD = 16 bit, DWORD = 32 bit; per i dati convertiti dagli ADC è indicato il valore del bit meno significativo (*LSB*), corrispondente alla precisione del dato.

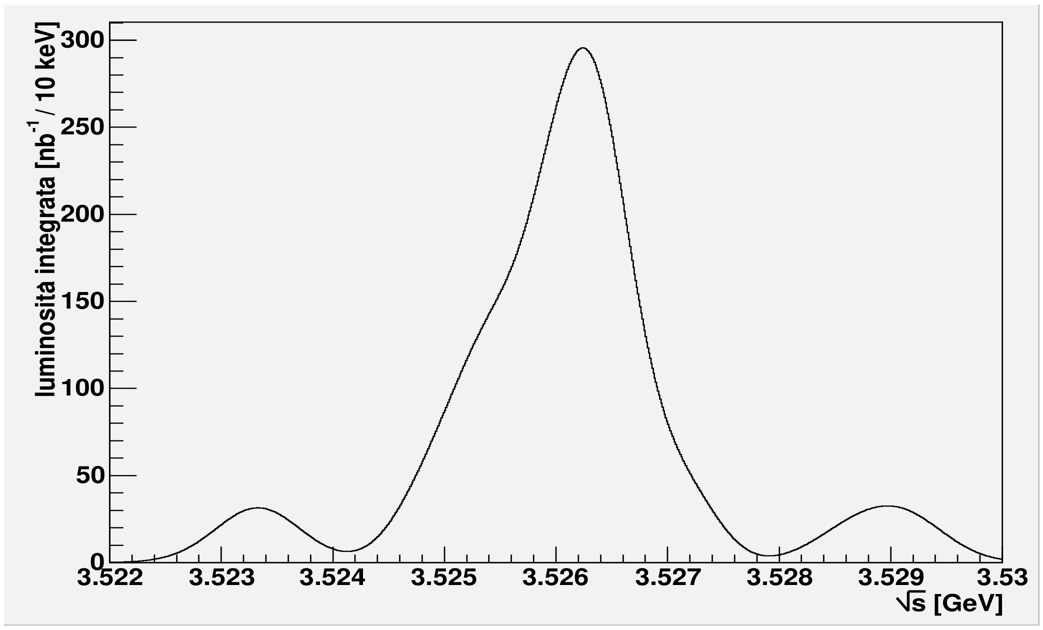


Figura 4.5: **Distribuzione statistica della luminosità integrata** in funzione dell'energia in centro di massa, considerando la larghezza (gaussiana) del fascio.

di flag relativa a singole richieste per il computo dei trigger (64 bit).

dati generali : il numero di cluster salvati per CCAL, FCAL e quanti di essi sono dentro il *volume di fiducia* (5 bit ognuno); quest'ultimo è definito normalmente come il volume compreso tra il 2^o e il 19^o anello del CCAL, tutti i wedge inclusi, ed esclude gli anelli estremi, in cui l'informazione sul centro del cluster è meno precisa;

calorimetro centrale : l'energia e le componenti del momento totali (somma di tutti i cluster del calorimetro esclusi quelli fuori tempo), in MeV (WORD, LSB = 1 MeV); il numero di cluster salvati risultanti in tempo, i.o.u., con energia sopra i 75 MeV e sopra i 100 MeV (4× 4 bit); per ogni cluster:

- il centro del cluster in unità di anello (WORD, LSB = 1/1000) e wedge (WORD, LSB = 1/500);
- l'energia del cluster già corretta per la perdita nei crack (WORD, LSB = 1 MeV);
- la massa invariante del cluster (eq. **??**) e il suo segno (10+1 bit) e un flag che indica se il cluster è isolato, è stato sottoposto a sharing o deriva da uno splitting (**??**); in quest'ultimo caso ai due cluster viene assegnata la massa invariante del cluster originale e quello creato dall'algoritmo la riporta con segno negativo;
- il tempo del cluster (**??**) in nanosecondi (11 bit, LSB = 1 ns) e la sua qualifica come in tempo, fuori tempo o indeterminato (2 bit);
- il fattore di correzione dell'energia per i crack (**??**) (8 bit, LSB = 1/200);
- la mappa dei blocchi attorno a quello centrale che appartengono (anche solo in parte, nel caso di cluster split o shared) al cluster (8 bit);

mappe degli hit dei tre odoscopi H1 (8 bit), H2′ (24 bit), H2 (32 bit) e delle due sezioni dei contatori Čerenkov (2× 8 bit); l'informazione contenuta qui è digitale e riporta solo se il componente ha ricevuto un segnale oltre la propria soglia nella finestra di tempo del gate;

calorimetro frontale : le informazioni contenute sono analoghe a quelle del calorimetro centrale; in una parte generale sono contenuti l'energia e le componenti del momento totali (somma di tutti i cluster del calorimetro frontale, esclusi quelli fuori tempo), in MeV (WORD, LSB = 1 MeV); il numero di cluster salvati risultanti in tempo, i.o.u., con energia sopra i 75 MeV e sopra i 100 MeV (4× 4 bit); per ogni cluster:

- le coordinate x e y del centro del cluster in centimetri dal centro del rivelatore (WORD, LSB = 1/1000 cm);
- l'energia del cluster (WORD, LSB = 1 MeV);
- il tempo del cluster (11 bit) e la catalogazione del cluster come in tempo, fuori tempo o indeterminato (2 bit).

I programmi di analisi distinguono tra tre livelli di coordinate: le coordinate in unità di blocchi (che per i centri, o *gravity center*, dei cluster dei calorimetri sono internamente chiamate "ClGrC"), le coordinate nel sistema di riferimento del rivelatore (*detector system*, chiamate internamente "ClCGDS") e quelle nel sistema del laboratorio ("ClCGLS").

Per la presente analisi sono stati scritti programmi di lettura e conversione dei dati dal formato NDST basati sull'originale FORTRAN.

Nel caso del calorimetro centrale nel formato NDST sono riportate le coordinate nel primo sistema: le coordinate degli anelli andranno da 1 a 20 e quelle dei wedge da 0,5 a 64,5 (i decimali sono in entrambi i casi calcolati come nell'eq. **??**). La coordinata θ è stata ricavata nel sistema del rivelatore con regressione lineare partendo dai dati della tabella **??**[8] in due differenti modi: direttamente con regressione lineare degli angoli θ o con regressione lineare sulla pseudorapidità e relative conversioni da e verso gli angoli. Il secondo metodo è più dispendioso in termini di potenza di calcolo ma è più corretto considerando che la psedudorapidità varia quasi linearmente tra blocco e blocco, a differenza degli angoli. Tuttavia la differenza tra i due metodi porta ad uno scarto tra le coordinate convertite di al massimo 0,15%, paragonabile all'errore per arrotondamento digitale (0,1%) e spesso minore.

[8] In quella tabella gli angoli sono nel sistema di riferimento del rivelatore, cioè calcolati rispetto ad un punto del medesimo, il «centro» del rivelatore, il punto per il quale passano gli assi di tutti i blocchi del calorimetro.

Il sistema del laboratorio era in E760 equivalente a quello del rivelatore; in E835$'$, a causa dell'ingombro del nuovo sistema per il bersaglio, non è stato possibile ottenere lo stesso allineamento e quindi il sistema di riferimento del laboratorio è traslato rispetto a quello del rivelatore di 2,31 cm.

Gli errori sulle misure non sono stati salvati nel formato NDST, né lo è stata la distribuzione dell'energia nei blocchi dei cluster, dalla quale si sarebbe potuta ottenere una stima dell'incertezza delle coordinate tramite il momento secondo $\langle \delta r^2 \rangle = \frac{\sum_i f_i E_i \delta r_i}{\sum_i f_i E_i}$ e l'analogo per il wedge (con la stessa notazione dell'eq. **??**, considerando i coefficienti f_i uguali ad 1 in caso di cluster isolati). Mancando queste informazioni, l'errore è ricostruito su basi statistiche [**?**].

L'errore sull'energia non corretta per la perdita nei crack è stimata con la formula:

$$\Delta E = 5,0\% \cdot \sqrt{E} + 0{,}005\,\mathrm{GeV}$$

dove E deve essere espressa in GeV. Per la correzione si aggiunge un errore percentuale pari al 30% della correzione:

$$\Delta E_{corr} = 5,0\% \cdot \sqrt{E} + 0{,}005\,\mathrm{GeV} + 30\% \left(\frac{E_{corr} - E}{E} \right) E_{corr}$$

Quest'ultima equazione porta ad una distribuzione di errore in funzione del'energia del cluster di cui l'eq. **??** è un buon fit.

L'errore sulle coordinate è basato sulla larghezza dello sciame nel singolo blocco, che porta ad un'incertezza di posizione di 9 mm. Questa è rapportata alla distanza del blocco dal centro del rivelatore (a cui si aggiunge la profondità media nel blocco del nucleo dello sciame, 17 cm, per ricavarne un'incertezza sull'angolo; essa è poi corretta rispetto alla distanza del centro del cluster dai bordi. Infatti più la particella passa nei pressi dei bordi migliore è la risoluzione, in quanto due informazioni di energia (dei due blocchi ai lati del bordo) contribuiscono a definire l'angolo. Se invece il cluster è formato da un solo blocco non c'è informazione e la coordinata può essere distribuita uniformemente nell'intervallo dei valori possibili per quel blocco[9]. Le formule utilizzate sono:

$$\sigma_\theta = \begin{cases} (3{,}67\,\mathrm{mrad} + 1{,}67\,\mathrm{mrad/cm} \cdot R\,|\delta\theta^*|)\,(126{,}46\,\mathrm{cm}/R) \\ \Delta\theta_B/\sqrt{12} \end{cases}$$
$$\sigma_\varphi = \begin{cases} (5{,}90\,\mathrm{mrad} + 2{,}62\,\mathrm{mrad/cm} \cdot y_R\,|\delta\varphi^*|)\,(78{,}74\,\mathrm{cm}/y_R) \\ \Delta\varphi_B/\sqrt{12} \end{cases} \tag{4.1}$$

$\delta\theta^*$ e $\delta\varphi^*$ sono le distanze angolari del centro dello sciame dal bordo del blocco più vicino. L'errore viene calcolato a partire da un valore fissato (3,67 mrad e 5,90 mrad) e aumentato tanto più tali distanze sono grandi. R e $y_R = R \operatorname{sen}\theta$ sono la distanza del nucleo dello sciame dal centro del rivelatore e dal suo asse, rispettivamente; essi hanno una media per gli anelli 1÷14 di 126,46 cm e 78,74 cm: gli altri parametri sono stati stimati per questi valori e vengono usati per un valore di base ell'errore, che viene poi corretto in proporzione alle distanze effettive. Le seconde formule sono quelle utilizzate per coordinate dalla distribuzione statistica uniforme: $\Delta\theta_B$ e $\Delta\varphi_B$ sono le dimensioni angolari del blocco centrale del cluster; la prima dipende dall'anello mentre la seconda è sempre di 5,625°.

Le coordinate dei cluster nel calorimetro frontale sono state già convertite in coordinate nel sistema di riferimento del rivelatore; mentre il calorimetro centrale di E760 aveva una disposizione in blocchi semplice, il nuovo calorimetro la ha tale che il computo dei centroidi dei cluster non è affatto semplice ed è impossibile definire delle coordinate in unità di blocchi (come invece era

[9]Il codice originale FORTRAN non distingue i casi in cui il cluster è formato da due o tre blocchi su una stessa coordinata; in questi casi di tale coordinata non si ha informazione di quanto lontana sia dai bordi e quindi essa andrebbe trattata con distribuzione uniforme; il codice FORTRAN invece la tratta come una coordinata misurata perfettamente centrale, assegnandole un errore minore di quello della distribuzione uniforme. Questo comportamento è stato corretto nel programma di conversione.

per il vecchio FCAL e come è ancora per il calorimetro centrale).

Le coordinate del calorimetro frontale possono essere convertite in angoli considerando la posizione del calorimetro sull'asse, distante 330 cm dal centro di interazione. Le coordinate del calorimetro sono state salvate in millesimi di centimetro; questo ha fatto sì che, andando ognuna di esse da -64,70 cm a 64,70 cm, esse richiedano 17 bit per essere rappresentate (di cui uno di segno). Probabilmente questo ha portato un problema nella conversione da 32 a 16 bit per il salvataggio e le coordinate hanno perso l'informazione sul segno[10]. Le informazioni di posizione dei cluster di FCAL contenute nei dati NDST sono quindi risultate inutilizzabili.

I dati del calorimetro frontale sono usati, in questa come in molte altre analisi, solo per escludere eventi; nel presente caso si ha che le reazioni cercate si concentrano negli anelli centrali del calorimetro centrale e quindi l'assenza di informazioni precise dal FCAL non hanno compromesso l'analisi; le informazioni utili (cluster time ed energia dei cluster) sono affidabili.

4.4 Software di analisi

Oltre ai programmi di conversione descritti, per questa analisi è stata sviluppata una serie di programmi di simulazione cinematica («Montecarlo») e di analisi dei dati.

[10]Precisamente le coordinate positive sono state salvate correttamente mentre quelle negative sono state salvate in complemento a 2, quindi da x a $65{,}536\,\mathrm{cm} + x$.

È stato sviluppato un algoritmo (non ottimizzato) che può ricostruire spesso il segno corretto sulla base delle informazioni sulle tre componenti del momento totale raccolto in FCAL.

4.4.1 Simulazione cinematica

Il metodo «Montecarlo» di simulazione di un evento consiste nel determinare le relazioni che legano le grandezze o misurate o che dalle misure si vogliono stimare e in esse determinare pochi parametri liberi, di cui si può al più conoscere una distribuzione di probabilità. A questo punto estraendo valori causuali di questi parametri secondo le loro distribuzioni di probabilità[11] si ha la simulazione di un evento; ripetendo questa estrazione si può infine accumulare un campione statistico.

Per E835$'$ esiste una simulazione in GEANT che oltre alla cinematica di un decadimento fisico simula la risposta dei rivelatori a questo evento. La presente analisi ha invece utilizzato un simulatore esclusivamente cinematico che perde la capacità di simulare il rivelatore di E835 (è più «generico») ma guadagna in versatilità, potendo simulare facilmente molti decadimenti diversi e con qualsiasi distribuzione angolare.

4.4.2 Programma di fit cinematico

Per l'analisi dei dati sono stati sviluppati alcuni semplici programmi di filtraggio di eventi e un programma di fitting cinematico.

Il programma di fitting ha lo scopo di elaborare le misure di un evento e di estrarne dei valori che rispettino esattamente le leggi fisiche di conservazione

[11] Dal lato della costruzione dei programmi viene solitamente fornito un generatore di numeri casuali con distribuzione uniforme in un intervallo; da questo è possibile ricondursi ad un generatore dalla distribuzione generica $f(x)$ analiticamente (imponendo che le probabilità infinitesime di f e della distribuzione uniforme u in $[0; 1]$ siano uguali, $f(x)\,\mathrm{d}x = u(\theta)\,\mathrm{d}\theta$, si ricava che dato un valore θ estratto con distribuzione u il valore $x = F^{-1}(\theta)$, con $F(x) = \int_{-\infty}^{x} f(x')\,\mathrm{d}x'$ ha distribuzione f) o, quando non è possibile, numericamente.

dell'impulso e dell'energia. Esso è specializzato nel fitting di eventi in cui si misurano dei fotoni la direzione e l'energia.

Il problema del fitting è generalmente risolto tramite il metodo dei moltiplicatori di Lagrange che consente di trovare un estremo di un'equazione a più variabili dopo aver richiesto delle condizioni di vincolo (*constraint*) tra di esse o funzioni di esse. Il programma di fitting ricerca il minimo della funzione

$$\chi^2 \left(\{E_k, \theta_k, \varphi_k\}\right) = \sum_{k=1}^{N} \left(\frac{E_k - E_k^*}{\sigma_{E_k^*}}\right)^2 + \left(\frac{\theta_k - \theta_k^*}{\sigma_{\theta_k^*}}\right)^2 + \left(\frac{\varphi_k - \varphi_k^*}{\sigma_{\varphi_k^*}}\right)^2 \tag{4.2}$$

con k l'indice degli N fotoni misurati; le grandezze segnate con l'asterisco sono misure e relativi errori di energia e direzione. I vincoli richiesti sono, dette E^T e $\boldsymbol{p}^T$ energia e mometo totali dell'evento:

$$\begin{aligned}
&E^T - \sum_{k=1}^{N} E_k = 0 \\
&cp_x^T - \sum_{k=1}^{N} E_k \operatorname{sen}\theta_k \cos\varphi_k = 0 \\
&cp_y^T - \sum_{k=1}^{N} E_k \operatorname{sen}\theta_k \operatorname{sen}\varphi_k = 0 \\
&cp_z^T - \sum_{k=1}^{N} E_k \cos\theta_k = 0
\end{aligned}$$

Inoltre possono essere richiesti vincoli di massa invariante tra diversi fotoni.

Questo problema di minimizzazione porta ad un sistema non lineare, la cui soluzione è numerica e ottenuta per iterazioni con il metodo di Newton. Questo metodo numerico richiede una soluzione approssimata da cui partire e maggiore è la distanza tra questa approssimazione e la soluzione, maggiore è la probabilità che il metodo non converga ad una soluzione[12].

[12]Più propriamente la velocità e la facilità con la quale il metodo converge ad una soluzione dipendono dalla «forma» della funzione; nel nostro caso la "funzione" è definita in

La variabile χ^2 ha una distribuzione statistica nota; il valore che essa assume con la soluzione trovata dà una misura di quanto questa soluzione sia probabile. Si stabilisce un limite di fiducia oltre il quale si afferma che la soluzione trovata è *troppo* improbabile e quindi l'ipotesi con la quale la si è ottenuta (l'aderenza ai vincoli) è falsa.

Si può supporre (arbitrariamente) che tanto più lontana è la soluzione dal punto proposto e tante più iterazioni saranno necessarie per raggiungerlo; ma in tal caso tale lontananza renderà più facilmente alto il valore di χ^2 e quindi l'evento verrà più facilmente rigettato. In questa analisi una piccolissima percentuale di eventi converge dopo più di 6 iterazioni; il programma è stato quindi limitato a 10 iterazioni.

Il programma di fitting può agire indifferentemente su dati sperimentali derivanti da qualsiasi fonte. Per questa analisi sono stati utilizzati dati provenienti dall'esperimento e dati simulati. La simulazione cinematica fornisce dati esatti; per renderli «reali» è stato usato un filtro che aggiunge ad essi uno scarto la cui entità segue una distribuzione gaussiana con σ presa dagli errori nominali delle misure del calorimetro centrale (eq. **??** e **??**). Gli errori che la procedura di fitting attribuisce alle energie sono calcolate con la stessa eq. **??**, mentre per le coordinate angolari è utilizzato lo stesso algoritmo usato dal programma di ricostruzione dopo aver determinato il blocco del centro del cluster, avendolo ipotizzato composto di più blocchi (eq. **??**).

Gli strumenti usati per la gestione della grande mole di dati elaborata e per la presentazione dei risultati appartengono ad un *framework* relativa-

$\mathbb{R}^{3N+C}$ a valori in $\mathbb{R}^{3N+C}$, quindi non è visualizzabile con uno spazio ed una immaginazione a tre (o quattro) dimensioni. Il successo del metodo di Newton unidimensionale dipende molto dalla forma della derivata seconda della funzione di cui si vuole trovare il minimo (o meglio, della derivata prima della funzione di cui si vuole trovare uno zero: quella alla ricerca di estremi è solo una sua applicazione); per esempio, è infallibile in caso di funzione monotona.

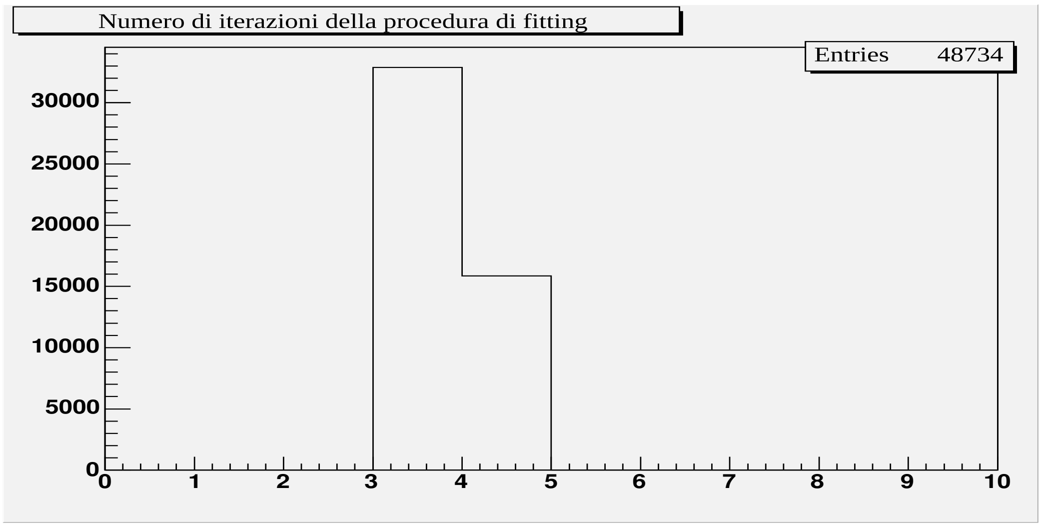


Figura 4.6: **Numero di iterazioni per la convergenza di un fit 4C** di eventi di simulazione Montecarlo. I casi in cui la procedura impiega più di 6 iterazioni prima di convergere sono molto rari.

mente nuovo, ROOT, sviluppato al CERN in C++.

4.5 Selezione degli eventi del segnale

4.5.1 Selezione preliminare sul numero di cluster

Gli stack analizzati contengono 4724307 eventi con ciascuno tre cluster nel calorimetro centrale tra indeterminati ed in tempo, più un numero non specificato di cluster in FCAL.

La selezione preliminare di eventi ha accettati tutti gli eventi con qualsiasi numero di cluster fuori tempo in entrambi i calorimetri (i quali cluster verranno semplicemente ignorati) e nessun cluster in tempo o indeterminato nel calorimetro frontale. Quest'ultima richiesta equivale ad un taglio in accettanza (si escludono tutti i fotoni con angolo $\theta < 10{,}6°$). Il taglio è giustificato in quanto il volume escluso dà un contributo molto piccolo al segnale cercato (che ha il massimo a $32°$) mentre il fondo si concentra particolarmente ad angoli piccoli, ed è parimenti necessario in quanto i dati delle coordinate dei cluster rilevati dal calorimetro frontale non sono affidabili.

Inoltre per ridurre drasticamente il campione di eventi è stato applicato un fit cinematico vincolato alla conservazione dell'energia e dell'impulso (*4C*) utilizzando come valori di vincolo 0 MeV per le due componenti di momento trasverso, energia esattamente corrispondente a quella del run a cui ogni evento appartiene e impulso lungo l'asse del fascio calcolato di conseguenza. Il fit ha una certa elasticità per cui un evento che non esaudisca strettamente tali richieste non sarà scartato: le oscillazioni dell'energia del centro di massa ricadono in questa tolleranza[13]; per ridurre la mole di dati gli eventi sono stati tenuti solo se con una probabilità di fit 4C $P(\chi^2) \geq 10^{-4}$.

Dopo questi tagli preliminari il campione è ridotto a 320131 eventi.

4.5.2 Filtri sulle masse invarianti

In questa sezione sono descritti i tagli effettuati per estrarre dai dati due campioni di eventi $\eta\gamma$ e $\eta'\gamma$, lasciandone fuori quanti più eventi estranei è possibile. Per raggiungere lo scopo i tagli sono stati effettuati sulle masse prima del fit cinematico che «chiude» l'evento all'energia e all'impulso richiesti; il fit infatti teoricamente può migliorare i dati misurati ma li può anche deformare e forzare. L'eccezione è per l'ultimo taglio sul campione η', dove per le ragioni che saranno esposte il taglio è stato effettuato dopo il fit.

Il grafico delle masse invarianti di tutte le combinazioni (3×320131) di

[13]Preso un campione di circa 50000 dati di simulazione $\bar{p}p \to \eta\gamma$ a cui è stata applicata una fluttuazione gaussiana su ognuno dei valori misurati proporzionale all'errore del calorimetro centrale, l'applicazione del fit 4C ha portato a 16 eventi con probabilità di χ^2 minore di 10^{-4} e al 10,7% di eventi con probabilità di fit a meno del 10%.

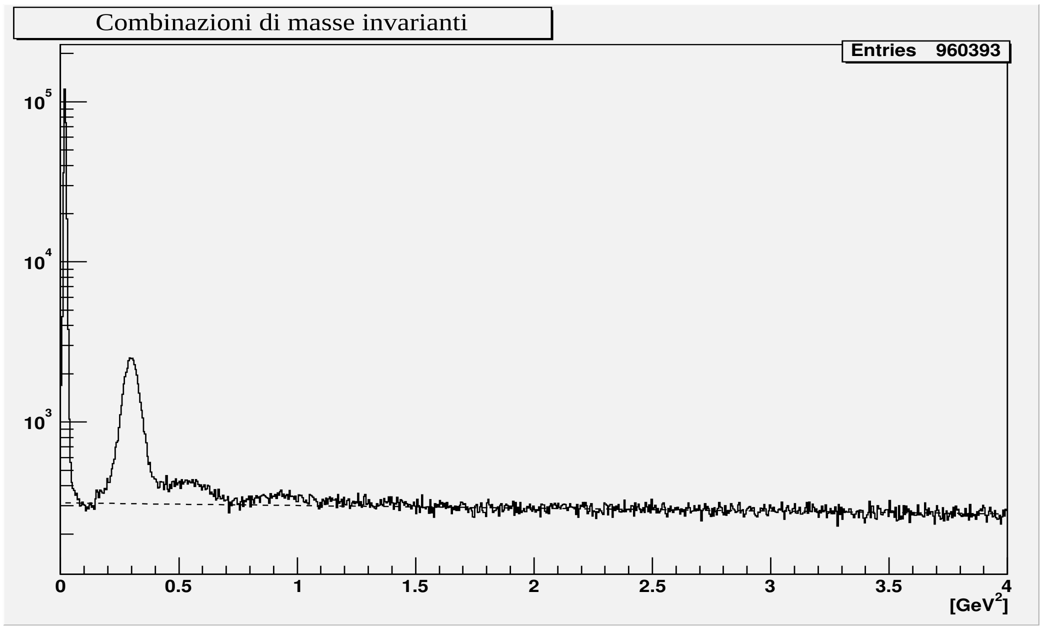


Figura 4.7: **Combinazioni di massa invariante** dopo il taglio preliminare ($P(\chi^2) \geq 10^{-4}$): masse (quadrate) sotto i 2 GeV prima del fit cinematico (scala logaritmica).

cluster mostra una base di eventi (300 eventi ogni 0,005 GeV^2) distribuita quasi uniformemente in massa quadrata.

Il grafico è dominato tra 0 e 200 MeV dal picco dei pioni, che conta circa 260000 eventi; essi sono dovuti a feed-down da reazioni con prodotti come $\pi^0\pi^0$ o $\eta\pi^0$ ed alla sezione d'urto non risonante in $\pi^0\gamma$. L'altro picco evidente, tra 470 e 610 MeV, è dovuto alla ricostruzione di una particella η. Subito dopo si nota una struttura molto larga attorno a 0,6 GeV^2. Essa è compatibile con la massa di un mesone vettore ρ^0 (770 MeV); un decadimento in $\pi^0\gamma$ o $\eta\gamma$ in cui venga perso un fotone poco energetico del decadimento asimmetrico del mesone pseudoscalare porta i due fotoni rimanenti a comporsi in una massa invariante non lontana da quella originale, ma la perdita di un fotone allarga molto la distribuzione; il branching ratio di tale reazione che viola la simmetria di isospin, senza contare la probabilità di feed-down, è di meno di 10^{-4}. La stessa reazione può coinvolgere invece un mesone ω, che ha lo stesso rapporto con i tre mesoni ρ di quello tra η e i π ed ha isospin nullo, massa simile — 782 MeV — ma larghezza molto più piccola e decade in $\pi^0\gamma$ con un branching ratio dell'8,5%. Il "picco" di η' è appena intuibile attorno ad 1 GeV.

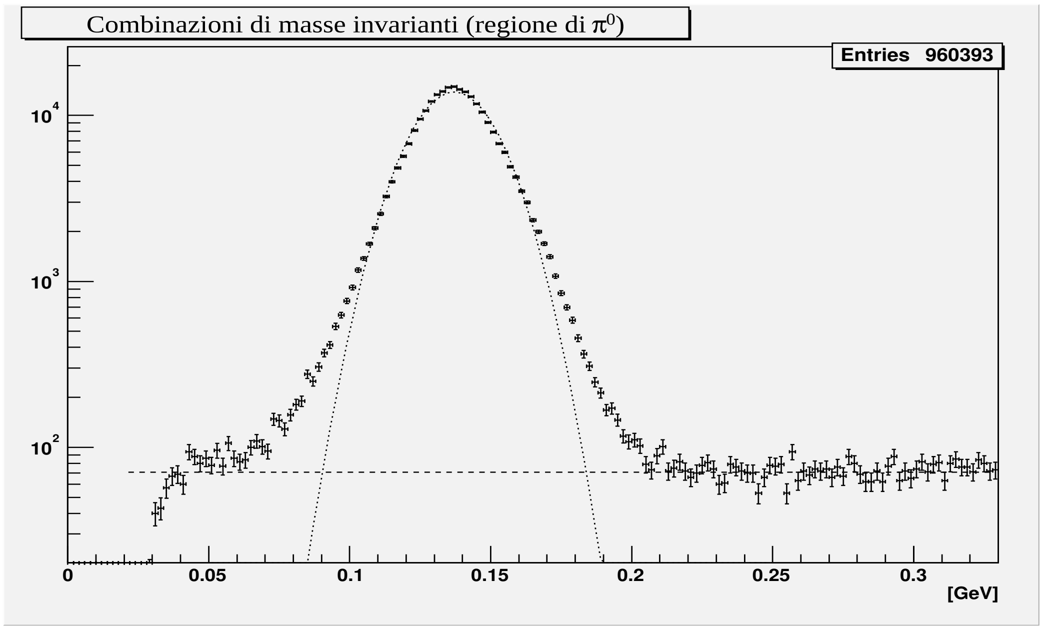


Figura 4.8: **Picco dei** π^0: particolare delle combinazioni di massa invariante; la linea tratteggiata è il livello del fondo combinatorio a destra del picco un fit lineare ((70 ± 1) eventi ogni 2 MeV) sui dati esterni al picco; quella puntinata è un fit gaussiano sul centro del picco (scala logaritmica).

Il primo taglio sulle masse elimina il picco dei π^0; poiché tutti i pioni devono essere scartati il taglio sarà molto largo: gli estremi sono scelti dove il picco inizia a stagliarsi sul fondo, approssimato con un fit lineare. La finestra ottenuta con questo criterio è simmetrica e larga 70 MeV, da 65 a 205 MeV; questo taglio esclude 255000 eventi con una combinazione di π^0 del picco e 5000 eventi con una combinazione casuale[14].

[14] Gli eventi con due combinazioni a formare un π^0 si possono osservare nel Dalitz plot

La simulazione cinematica per un evento $\eta\gamma$ di segnale (distribuito quindi come $\operatorname{sen}^2\theta$) mostra che il $(0,3034 \pm 0.0023)\%$ degli eventi contiene una combinazione di un fotone di η e del fotone di rinculo che ha massa invariante nella finestra scelta per il taglio. Esso quindi porta ad un'inefficienza (molto piccola) sulla determinazione del segnale.
Lo stesso tipo di simulazione su un evento $\eta'\gamma$ porta ad un'inefficienza di $(0,473 \pm 0,009)\%$.

Questo primo taglio lascia 61772 eventi.

Il grafico delle combinazioni di masse invarianti ordinate (*Dalitz plot*) degli eventi mostra le diverse bande, più chiare dopo l'eliminazione del picco di π^0.

Si identificano anche due strutture che non hanno la forma di una banda, una sotto la banda di π^0 e l'altra tra questa e quella di η. La prima interferisce con la banda di η, la seconda con le bande di ω e η'. Per eliminare questa interferenza quelle zone sono state escluse dall'analisi con un taglio più largo.

Nel caso dell'analisi per il segnale $\eta\gamma$ la struttura sopra la banda di π^0 è esclusa non appena si richiede una coppia di cluster con massa invariante prossima a quella di η; l'altra è eliminata tagliando *tutte* le masse invarianti al di sotto di 205 MeV (includendo così anche il taglio sulla banda di π^0). Gli eventi rimasti dopo questo taglio sono 60394, mentre l'inefficienza simulata del taglio sul segnale cercato è di $(0,3381 \pm 0,0024)\%$.

Il taglio successivo ha lo scopo di estrarre gli eventi $\eta\gamma$. Per questo dal grafico delle combinazioni di massa invariante si può circoscrivere il picco di η in una finestra di 70 MeV di semilarghezza attorno al centro (coincidente con la massa di η di circa 550 MeV) dove il fondo del combinatorio sembra

e si possono quantificare: togliendo 260000 combinazioni da circa 320000 eventi restano 60000 eventi, numero che lascia supporre una media di una combinazione in finestra per ogni evento eliminato.

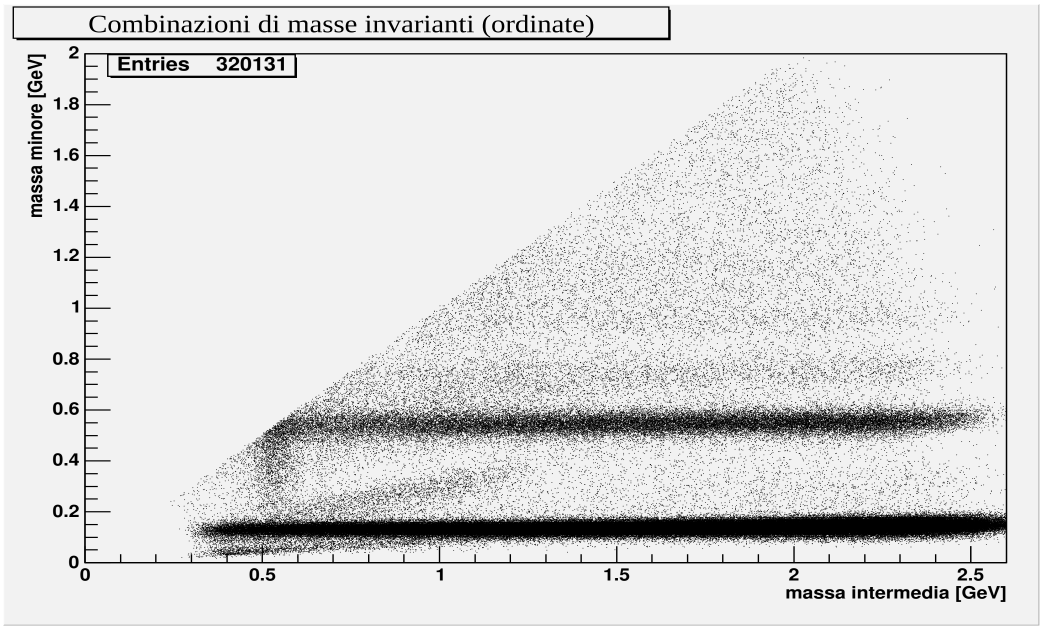


Figura 4.9: **Dalitz plot dopo il taglio preliminare ($P(\chi^2) \geq 10^{-4}$):** masse prima del fit cinematico (scala logaritmica).

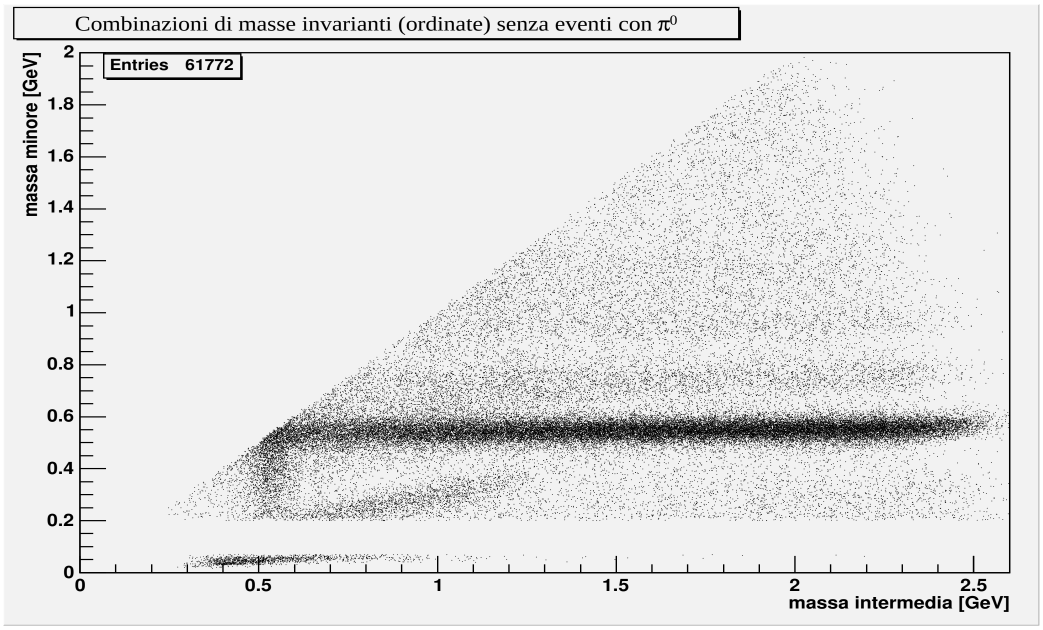


Figura 4.10: **Dalitz plot dopo il taglio della banda di π^0.**

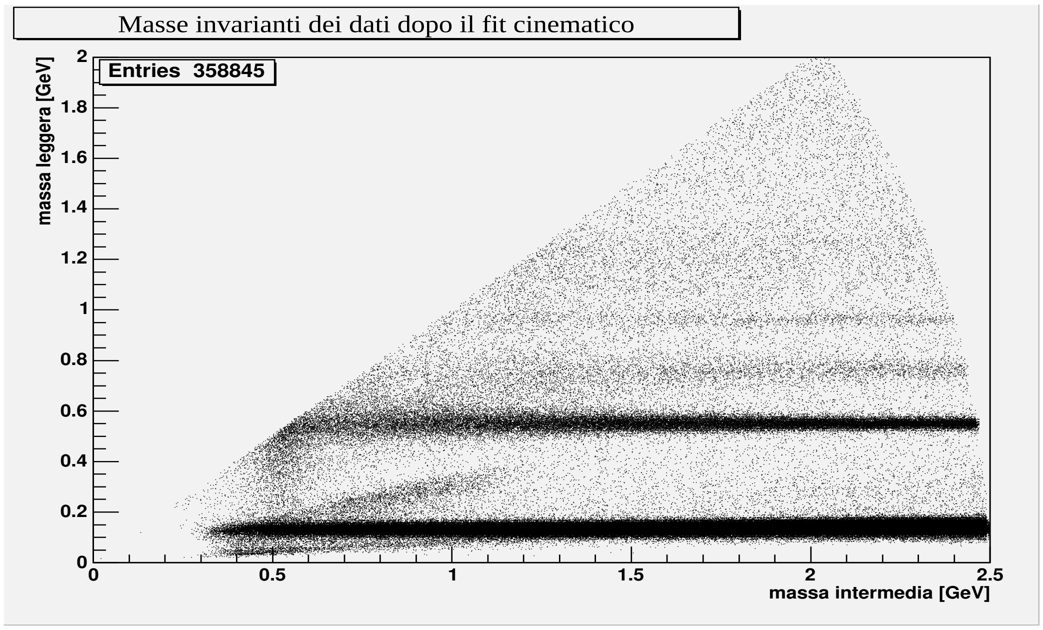


Figura 4.11: **Dalitz plot di tutti eventi con i valori fittati**.

essere meno influente.

Questo estrae dal campione 36886 eventi. La simulazione[15] mostra che questo taglio esclude il $(3,05 \pm 0,01)\%$ del segnale rimasto .

Per isolare il segnale da $\eta'\gamma$ sono esclusi gli eventi già contati come $\eta\gamma$. Questo lascia 24465 eventi.

Il grafico delle masse mostra, oltre a residui dei picchi eliminati, un evidente picco nella regione di ω, il picco di η' e subito dopo probabilmente due strutture poco distinte tra loro. Ad energie oltre 1 GeV sono state viste numerose risonanze molto larghe: tra di esse f_2 (1270 MeV) decade in due fotoni, così come a_2 (1320 MeV), f_0 (1370 MeV); inoltre ϕ (1020 MeV ma molto

[15]La simulazione «disturba» i dati estratti, cinematicamente esatti, con un errore gaussiano della forma di quello nominale del calorimetro centrale; questo porta ad un allargamento della massa invariante di η da una distribuzione deltiforme ad una di forma simile ad una gaussiana con $\sigma \approx 30$ MeV.

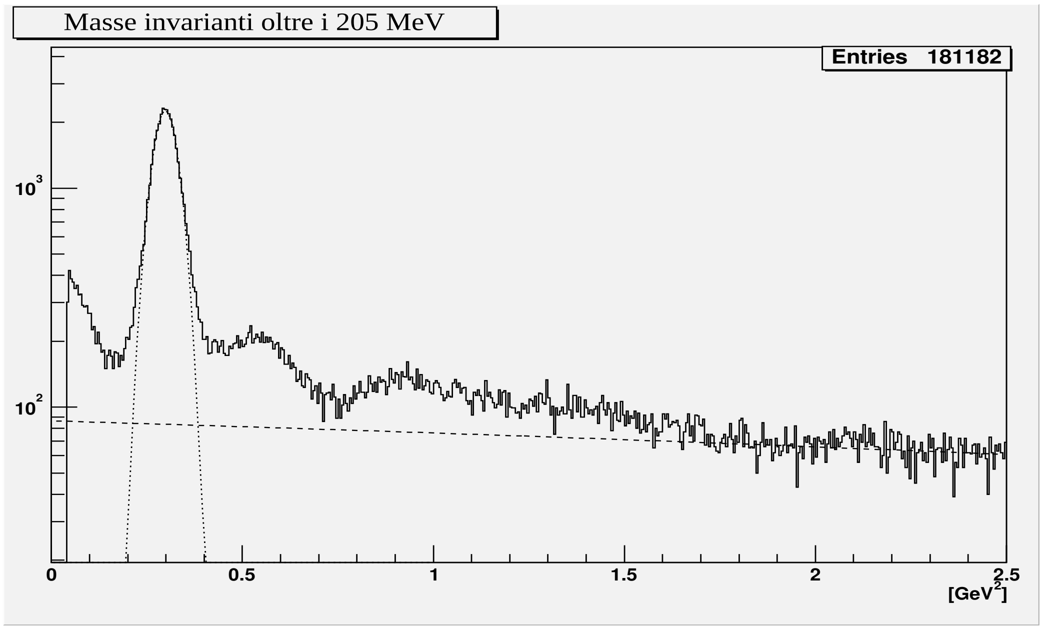


Figura 4.12: **Tutte le combinazioni di massa invariante dopo il taglio di eventi con combinazioni di massa sotto i 205 MeV**: la linea tratteggiata è un fit lineare del fondo combinatorio (oltre 2 GeV^2); la linea puntinata è un fit gaussiano sul picco di η (scala logaritmica).

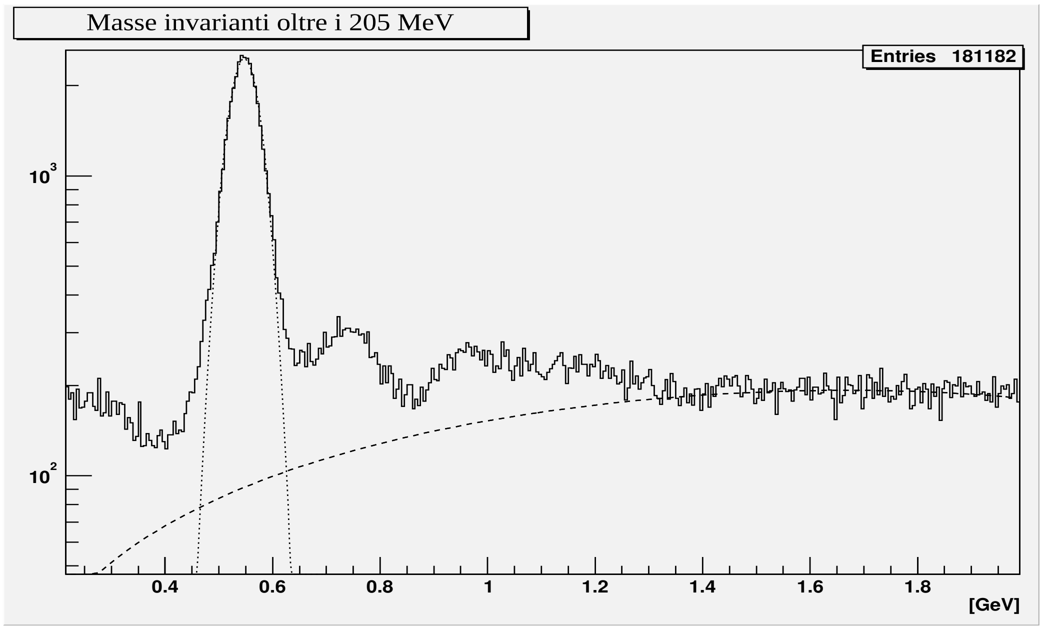


Figura 4.13: **Tutte le combinazioni di massa invariante come in fig. ??** con masse in scala lineare: la linea tratteggiata è lo stesso fit del fondo in fig. **??**; un fit lineare del fondo combinatorio (oltre 2 GeV^2); la linea puntinata è un fit gaussiano ($\sigma = (31,0 \pm 0,2)$ MeV) sul picco di η. Il picco di η sembra stagliarsi sul fondo combinatorio da 460 a 640 MeV (scala logaritmica).

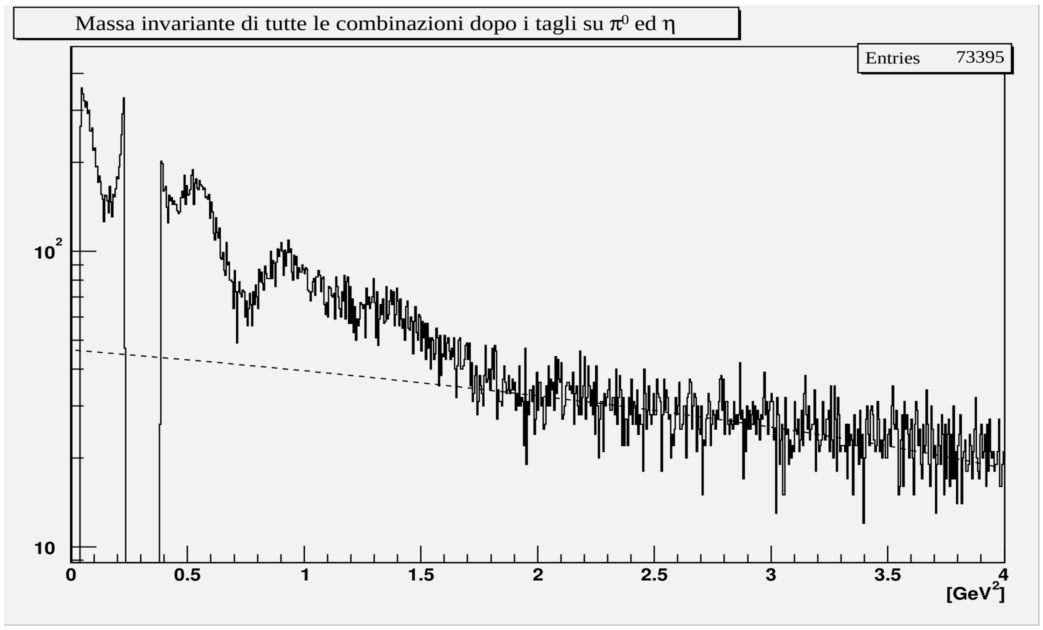


Figura 4.14: **Tutte le combinazioni di massa invariante, esclusi i picchi di π^0 e η.** La linea tratteggiata mostra il livello del fondo combinatorio. Oltre a residui dei picchi eliminati si distingue bene il picco (allargato) di ω, quello di η' e una terza struttura larga (scala logaritmica).

stretta) decade anche in η o π^0 e un fotone e quindi può portare feed-down come ω.

Per eliminare più ω possibile e nel contempo escludere la struttura individuata nel Dalitz plot tra le bande di η e di π^0 verrà imposto un taglio molto severo, escludendo tutti gli eventi con una combinazione con massa invariante inferiore a 850 MeV. Questo taglio, simulato, elimina il $(6,32 \pm 0,03)\%$ del segnale, incidendo abbastanza uniformemente sull'angolo $\cos\theta^*_{\eta'}$. Anche così i due picchi sono molto confusi.

La distribuzione delle masse invarianti dopo il fit al contrario isola abbastanza bene i due picchi; il primo ha una larghezza totale di circa 100 MeV sul fondo.

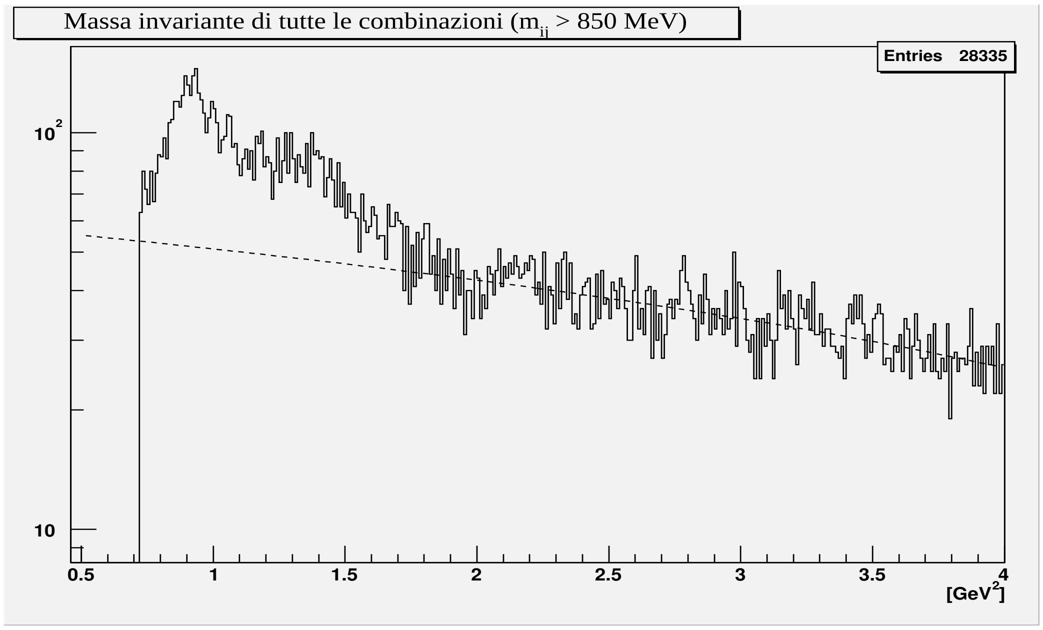


Figura 4.15: **Masse invarianti quadrate attorno a η'** dopo il taglio sotto i 850 MeV. La linea tratteggiata mostra il livello di fondo, fittato ad una retta nella regione tra 2 e 3,5 GeV^2, non visibile in questo grafico.

Il campione di eventi $\eta'\gamma$ è composto dai 2046 eventi con (almeno) una massa combinatoria calcolata sui dati fittati entro la finestra di (960 ± 50) MeV; la simulazione di questo taglio su un campione puro evidenzia un'inefficienza del $(8,8 \pm 0,1)\%$.

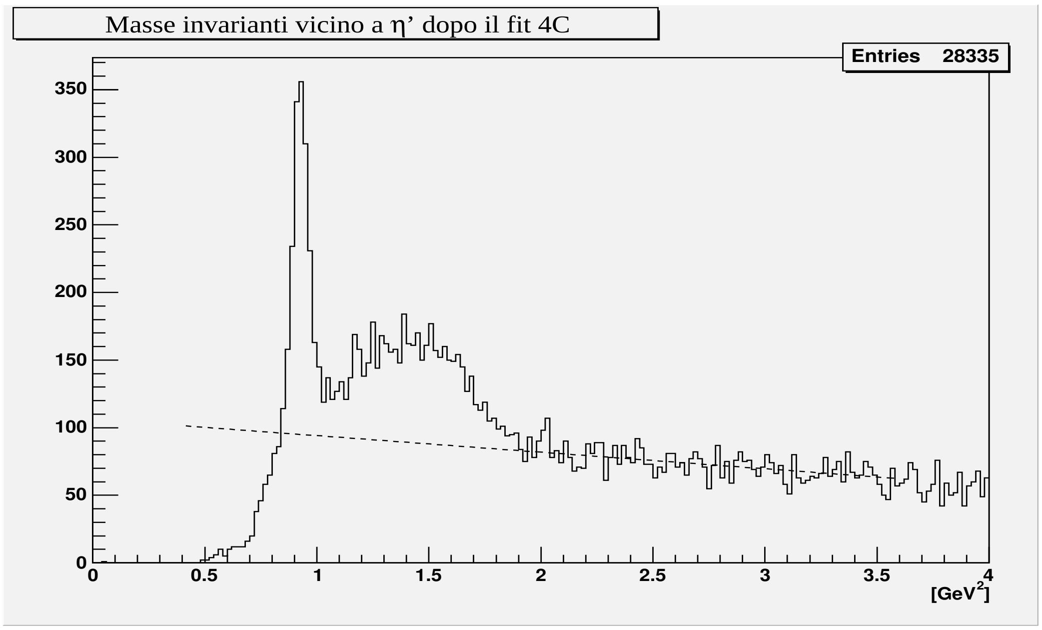


Figura 4.16: **Masse invarianti quadrate attorno a η' dopo il fit cinematico**. La linea tratteggiata mostra il livello di fondo, fittato ad una retta nella regione tra 2 e 3,5 GeV^2.

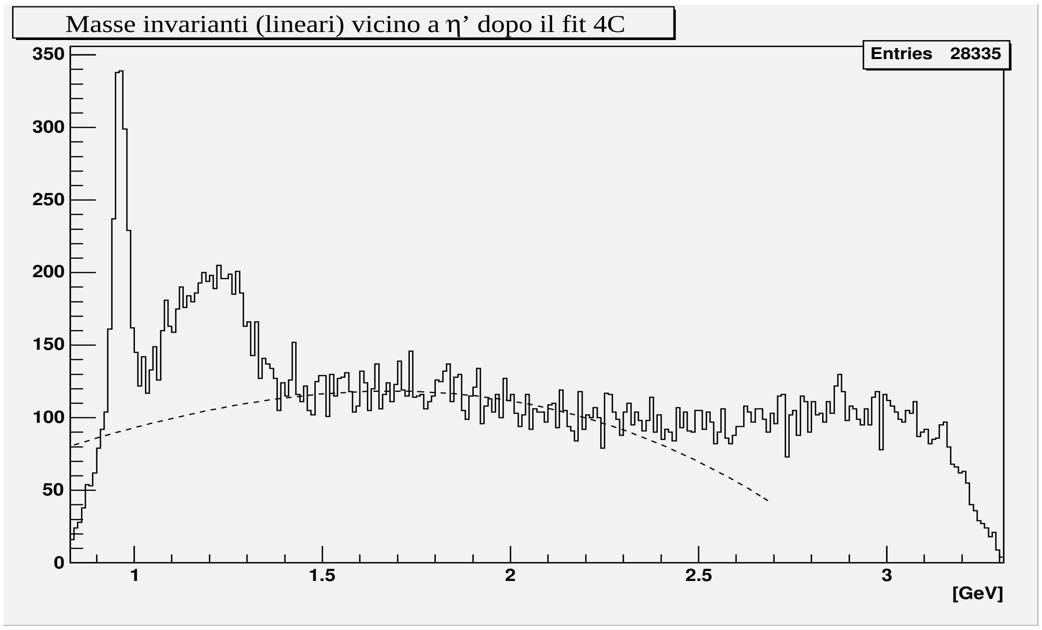


Figura 4.17: **Masse invarianti come in fig. ??** in scala lineare: la linea tratteggiata è lo stesso fit del fondo in fig. ??; un fit lineare del fondo combinatorio (oltre 2 GeV^2).

Stack	**Run contenuti**	$\sqrt{s}$ **[MeV]**	$\mathcal{L}$ **d**t **[nb^{-1}]**
15	5599–5611	3526,2	3674,47
16	5616–5620, 5626–5632	3525,7	3315,97
17	5634, 5636–5638, 5641–5649	3526,5	3707,48
18	5651–5654, 5671–5678, 5682–5684	3526,0	3742,37
19	5694–5705	3526,8	3036,71
20	5708–5721	3525,4	4305,05
21	5733–5743	3525,1	3709,64
22	5746–5754	3526,2	2627,88
23	5757–5766	3523,3	3058,62
24	5770, 5771	3526,3	510,45
25	5779–5781	3526,3	952,59
26	5783–5790	3526,3	2469,46
27	5792–5795, 5799–5802	3528,9	2647,02
28	5811–5814	3528,5	1279,28
35	7002–7006	3526,2	1488,56
36	7009–7011, 7014–7016	3526,2	1647,48
37	7018–7022	3525,8	1668,10
38	7025–7029	3525,8	1638,30
39	7031–7037	3524,7	2032,97
40	7046–7049	3527,2	1223,26
41	7052, 7054–7059	3526,2	1947,31
21	**173**		**50503,07**

Tabella 4.1: **Luminosità integrata** degli stack analizzati; l'energia riportata è quella nominale dello stack.

Eventi con cluster CCAL:	
0 o.	99,0%
1 o.	0,6%
2 o.	0,2%
>0 o.	1,0%
1 u.	0,6%
2 u.	0,005%
Eventi con cluster FCAL:	
0 i.	73,9%
0 i.o.u.	62,1%
0 o.	90,1%

Tabella 4.2: **Composizione dei dati**: le statistiche sono estratte dagli eventi a 3 cluster i.o.u. dello stack 20 (luminosità $2,7 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}).

4.5.3 Fit cinematico degli eventi

Il fit cinematico a quattro vincoli consegue due risultati: il primo è migliorare le misure ottenute con l'apparato sperimentale; il secondo è fornire una misura della «bontà» dell'evento. Entrambi questi risultati non hanno però validità assoluta.

Il fit cinematico 4C costringe le misure dell'evento ad adattarsi (*fit*, appunto) alle richieste di energia ed impulso totali: esso lavora sull'ipotesi che l'evento sia «chiuso», cioè che tutta l'energia sia stata raccolta e misurata. Se le misure delle singole quantità sono sufficientemente corrette, il fit le migliora: tende però ad allontanarsi il meno possibile dalle misure di partenza. Se invece per un evento l'ipotesi alla base del fit è errata (se qualche particella è andata persa per esempio perché fuori accettanza geometrica o perché troppo debole), le misure saranno falsate.

Il fit dà anche una probabilità, basata sulla distribuzione della variabile χ^2 (eq. **??**), che l'ipotesi sulla quale si basa il fit sia corretta. Un campione con misure distribuite gaussianamente attorno ad un valore medio porta ad una distribuzione di eventi in probabilità di χ^2 piatta. In caso di sovrastima o sottostima degli errori la distribuzione per un campione puro di eventi sarà lineare ma con pendenza positiva o negativa, rispettivamente.

Il campione di 36886 eventi candidati $\eta\gamma$ selezionati con il taglio precedente è formato da eventi con una coppia di fotoni che simulano bene un η (o provengono da esso). Gli stessi dati affinati dal fit cinematico mostrano un restringimento del picco di η e la fuoriuscita di eventi in due code.

La fuoriuscita di eventi dal picco mostra come ci siano ancora eventi estranei al campione $\eta\gamma$. Il campione può essere catalogato in tre componenti:

- eventi $\eta\gamma$ originali, derivanti dal continuo o dal decadimento cercato.

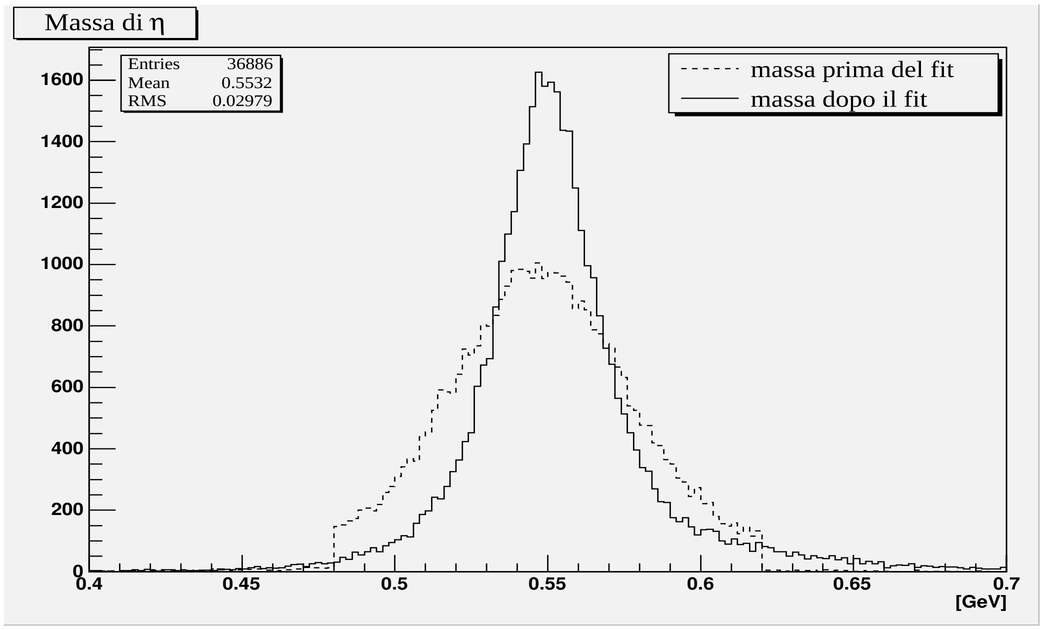


Figura 4.18: **Massa della coppia più vicina a $m_\eta = 547{,}75$ MeV prima e dopo il fit**, dopo la prima selezione di eventi $\eta\gamma$. La linea tratteggiata mostra le stesse masse prima del fit; alcuni eventi hanno superato la selezione grazie ad una coppia di fotoni, ma dopo il fit un'altra coppia è risultata essere la più vicina a m_η: questo giustifica i pochi eventi fuori dalla finestra di selezione di 140 MeV sulla massa prima del fit.

- eventi $\eta X \to \eta\gamma$, dovuti a feed-down da eventi a più di 3 fotoni in cui almeno un prodotto intermedio è stato un η i cui due fotoni sono stati raccolti. Questi eventi non possono essere separati dai precedenti con tagli sulla massa invariante.

- eventi 3γ in cui due fotoni hanno massa invariante compatibile con quella di η; essendo questa identificazione casuale, il loro numero è lo stesso sia nella finestra di η, dove "sollevano" il picco delle due categorie precedenti, sia fuori.

Gli eventi con un η (la seconda categoria) sono dominati dal feed-down da $\eta\pi^0$: eventi con altre particelle o particelle più pesanti devono perdere più energia e questo da un lato è più improbabile e dall'altro è più facilmente eliminabile quando si richiede la chiusura dell'evento.

Gli errori applicati sulle misure dalla simulazione influiscono sulla procedura di fitting e sul calcolo della sua bontà. L'errore sull'energia è nominale e quindi non assolutamente affidabile; per questo è stata eseguita una simulazione con dispersione delle misure aumentata del 10% (che si traduce in una sottostima degli errori) e sono state confrontate le distribuzioni risultanti, per avere una quantificazione della dipendenza della simulazione dalla correttezza delle stime degli errori. Alla luce di queste prove si può affermare che per un errore sulla stima degli errori sulle misure del 10% il risultato della simulazione soffre di una fluttuazione del 5%, che è quanto sarà assunto come errore sulle sue previsioni.

sottostima degli errori	47,22%
stima nominale degli errori	51,75%
sovrastima degli errori	56,59%

La terza componente è molto difficile da simulare perché è eterogenea e complessa; un suo campione è però isolabile grazie agli eventi fuori dal picco di η, a cui le prime due categorie non contribuiscono se non in maniera trascurabile. Questo campione sarà ritenuto analogo a quello sotto il picco di η e indipendente da esso; applicando gli stessi tagli ad esso e ai dati della finestra di η, che ne contengono la stessa componente, si quantifica il comportamento di questa terza componente.

A questo scopo si è scelto di isolare il picco di η in una finestra di 140 MeV e di analizzare parallelamente due finestre laterali di 70 MeV (in cui la distribuzione di eventi è ragionevolmente piatta — fig. **??**).

Prima del taglio sulla probabilità del fit si hanno 36948 eventi nella banda centrale e 3689 in quelle laterali.

Il grafico della distribuzione di probabilità di χ^2 (fig. **??**) mostra un an-

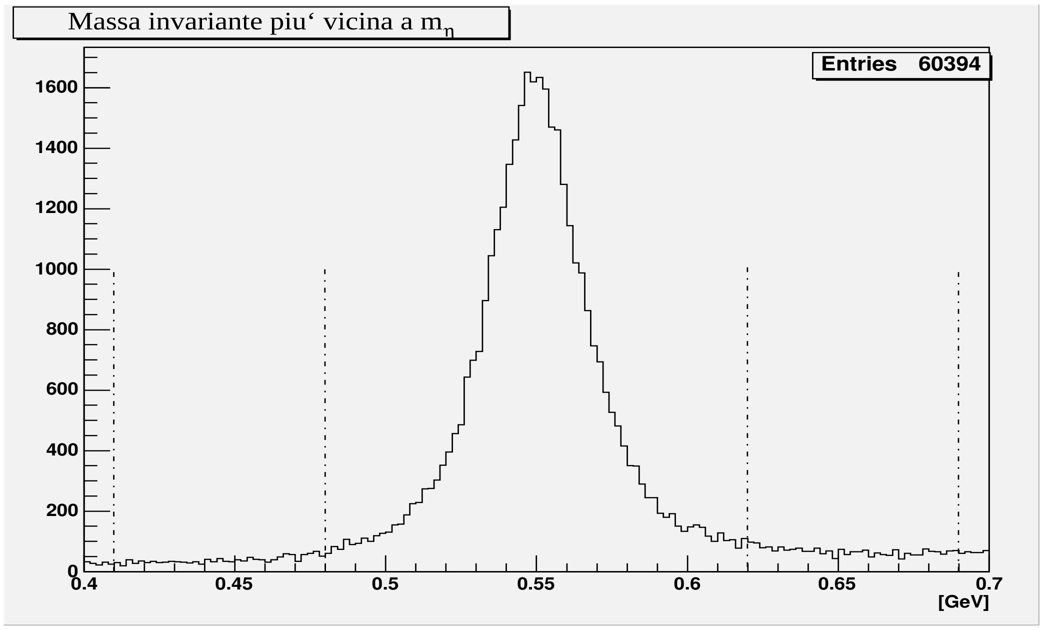


Figura 4.19: **Massa della coppia più vicina a m_η = 547,75 MeV dopo il fit** e identificazione delle bande laterali e di quella centrale.

damento lineare per probabilità oltre il 30%, limite che verrà utilizzato come taglio. Gli eventi con probabilità oltre il 30% sono 10399; il fit lineare mostra che un taglio al 30% esclude il $(36,67 \pm 0,06)\%$ degli eventi.

Applicando lo stesso taglio sui campioni delle due finestre (banda centrale e laterali) si ha che gli eventi rimasti sono 10484 nella finestra centrale e 629 sulle bande laterali. Questo taglio «purifica» la regione centrale da feed-down con un η che non siano dovuti a $\eta\pi^0$: da questo punto in poi questa regione sarà considerata composta solo da questo feed-down e da eventi della terza categoria. Si può quindi affermare che dopo il taglio sulla probabilità del fit la terza categoria di eventi ha un peso nella regione centrale del 6,0% (mentre arriva a pesare oltre il 10% a probabilità minore di 10% — fig. **??**).

Per il campione $\eta'\gamma$ il grafico della distribuzione di probabilità di χ^2 mostra un andamento lineare per probabilità oltre il 20%. Gli eventi con proba-

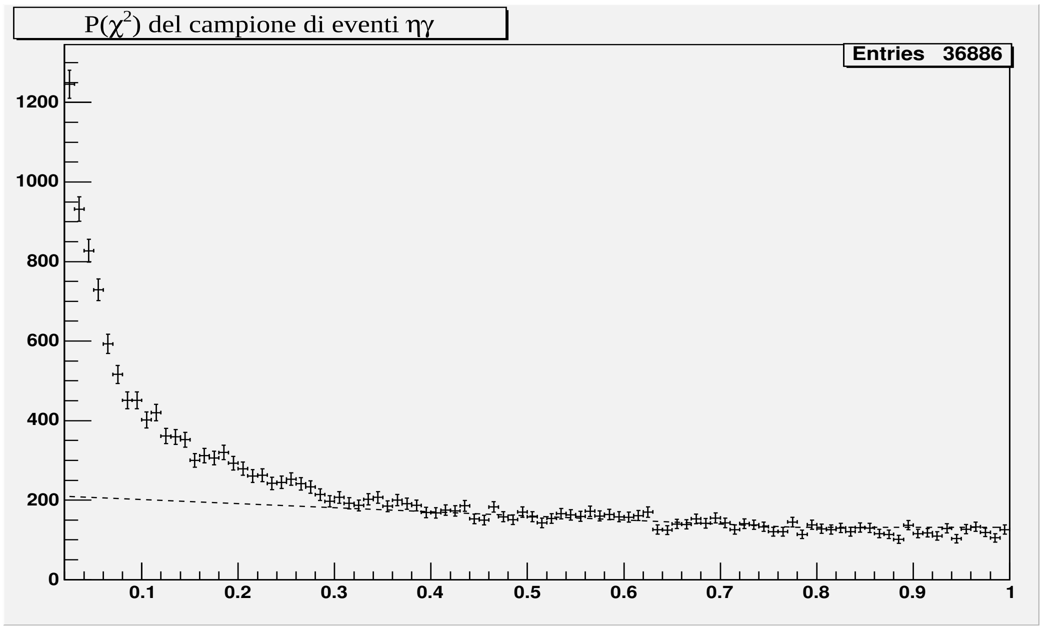


Figura 4.20: **Probabilità di χ^2 del fit cinematico 4C su eventi candidati** $\eta\gamma$. Il fit lineare, calcolato sulla base degli evento con probabilità oltre il 40%, dà $(211 \pm 7) - (102 \pm 9) \cdot \mathrm{P}(\chi^2)$ eventi per ogni punto percentuale.

bilità oltre il 20% sono 880 e il fit lineare mostra che un taglio al 20% esclude il $(38,07 \pm 0,12)\%$ degli eventi.

La divisione in due parti come per l'analisi del canale $\eta\gamma$ è inutile, mancando i dati della sezione d'urto del feed-down dominante (in questo caso $\eta'\pi^0$).

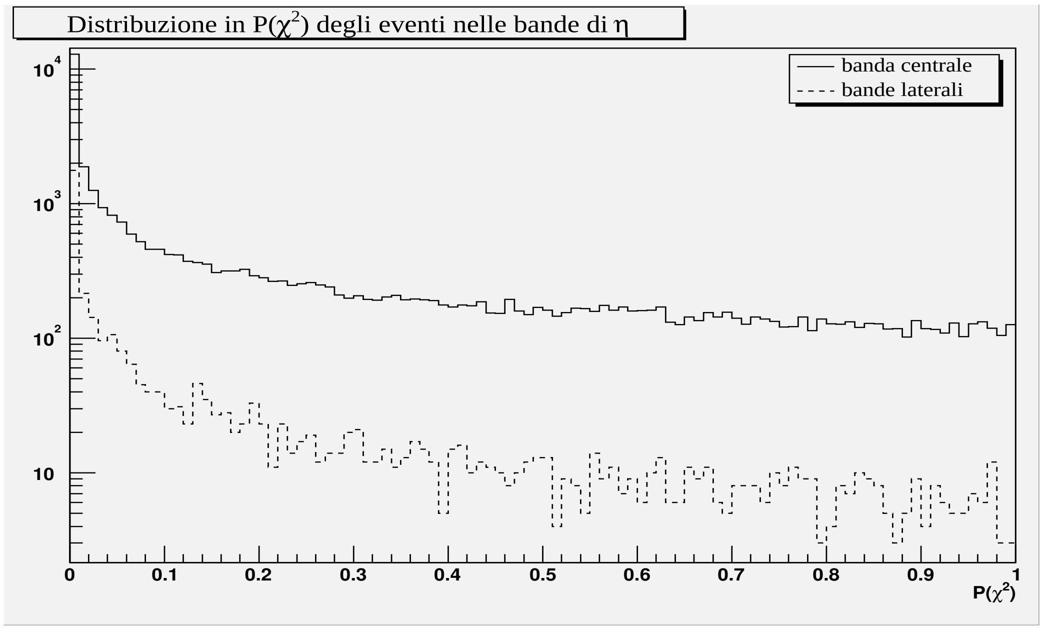


Figura 4.21: **Probabilità di χ^2 del fit cinematico 4C per le due bande di** η centrale (480÷640 MeV) e laterali (70 MeV ai deu lati di quella centrale).

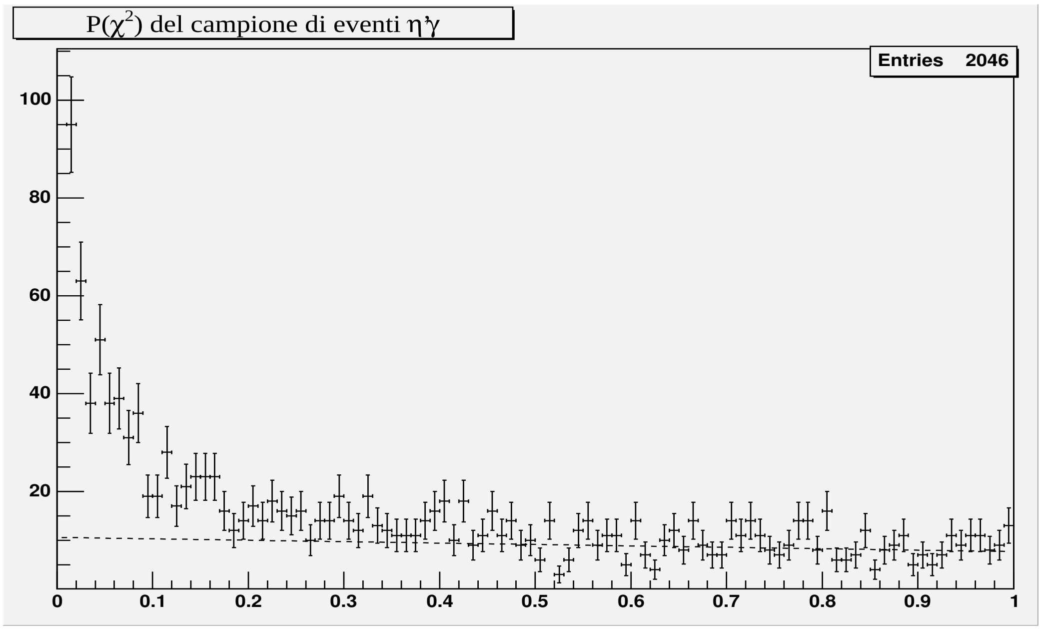


Figura 4.22: **Probabilità di χ^2 del fit cinematico 4C su eventi candidati** $\eta'\gamma$. Il fit lineare, calcolato sulla base degli evento con probabilità oltre il 40%, dà $(211 \pm 7) - (102 \pm 9) \cdot \mathrm{P}(\chi^2)$ eventi per ogni punto percentuale.

4.5.4 Selezione angolare

La distribuzione del segnale cercato ha la forma di $\text{sen}^2\,\theta^*_\eta$; il feed-down è invece fortemente piccato lungo l'asse del fascio. L'ultimo taglio sfrutta queste informazioni per tentare di escludere il fondo a grande coseno.

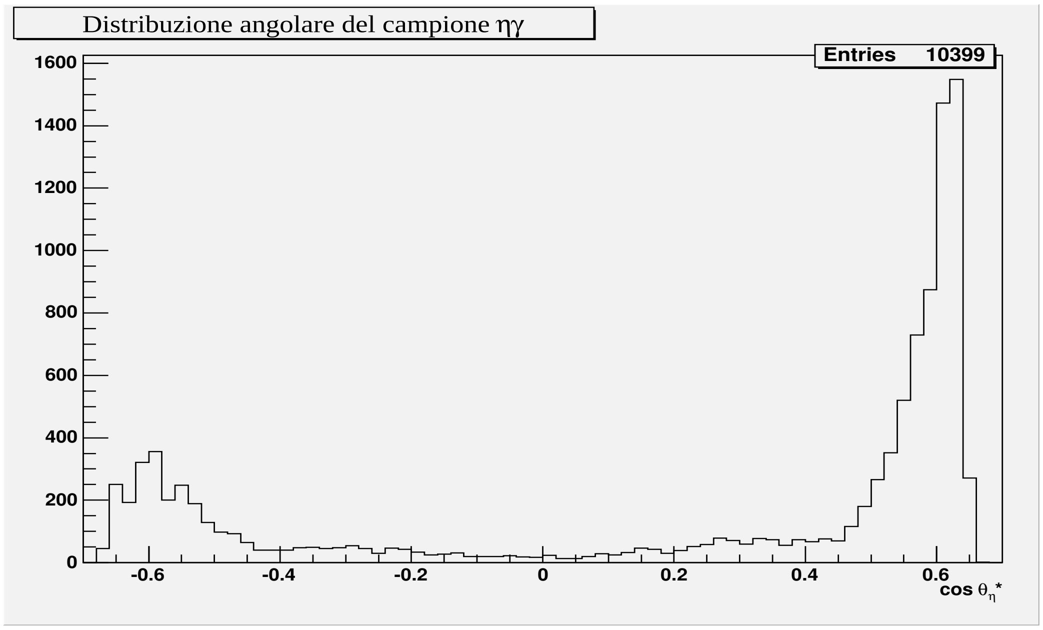


Figura 4.23: **Distribuzione angolare del campione** $\eta\gamma$ in funzione del coseno dell'angolo di η nel centro di massa.

Si nota dalla distribuzione dei dati sperimentali che essi risentono ancora delle code dei picchi laterali, crescendo con $\cos\theta^*_\eta$. Per questo sono stati fatti i tagli sul coseno sotto 0,4, 0,2 e 0,1 (riportati nella tabella **??**), in modo da poter confrontare i risultati.

La comparazione delle due bande del campione $\eta\gamma$ non rende evidenti sbilanciamenti angolari. Tuttavia sottraendo alla banda centrale il fondo continuo rappresentato dalle bande laterali (che hanno stessa larghezza totale) si nota che il numero di eventi rimasti non riflette l'andamento della szione d'urto di feed-down, che ha bordi ai lati molto più alti. Inoltre sempre nella regione centrale si vede che il fondo continuo, difficilmente controllabile e simulabile, guadagna peso. Questo suggerisce che non si possa in effetti trascurarlo rispetto al feed-down $\eta\pi^0$. Parimenti l'incongruenza tra la distribuzione degli eventi nella banda centrale e la sezione d'urto di feed-down insinua la presenza del feed-down a tre corpi $\eta\pi^0\pi^0$.

La distribuzione angolare del campione $\eta'\gamma$ mostra che sebbene l'andamento generale sia simile a quello del campione $\eta\gamma$ i picchi sono molto meno pronunciati; questo può essere sintomo che i tagli hanno agito meglio sul rumore di fondo ma, a causa della bassa statistica e della mancanza di una previsione sul fondo, non si possono trarre conclusioni definitive in questo senso.

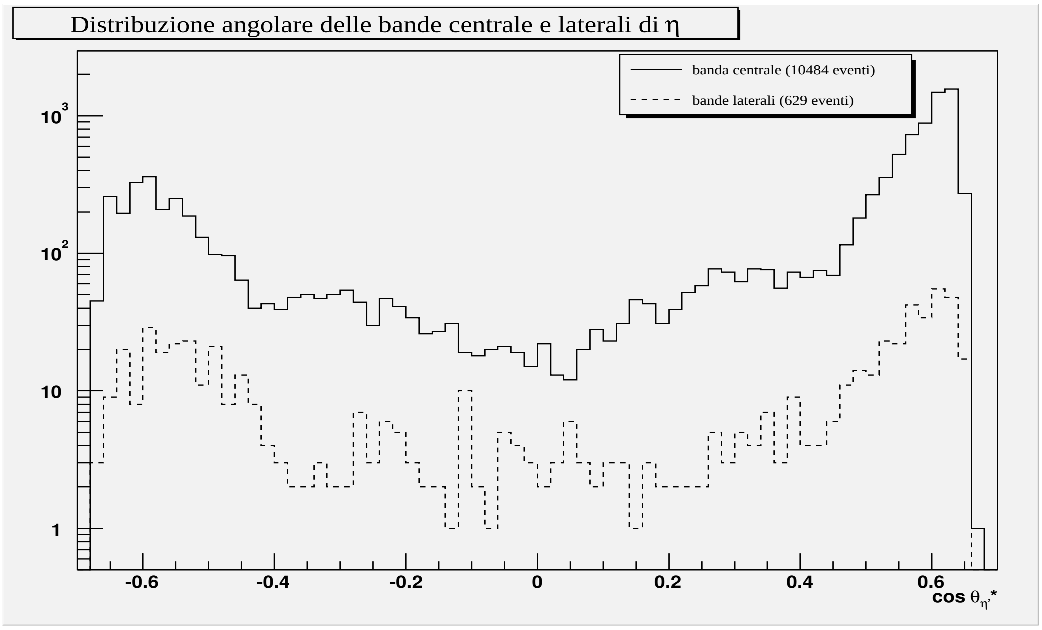


Figura 4.24: **Distribuzione angolare delle due bande del campione** $\eta\gamma$ in funzione del coseno dell'angolo di η nel centro di massa.

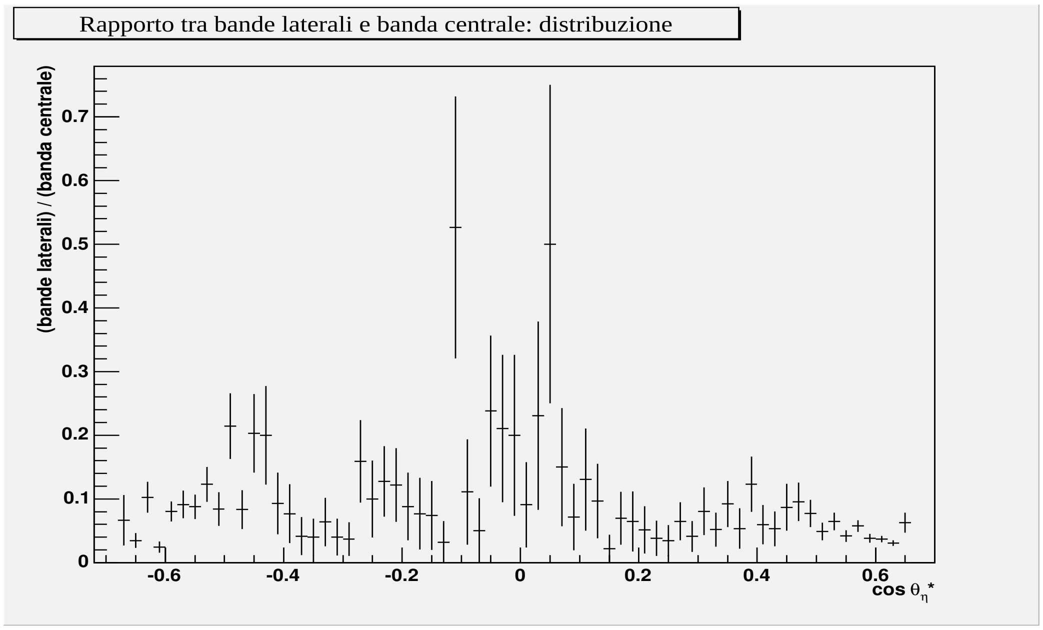


Figura 4.25: **Rapporto tra i due istogrammi precedenti**.

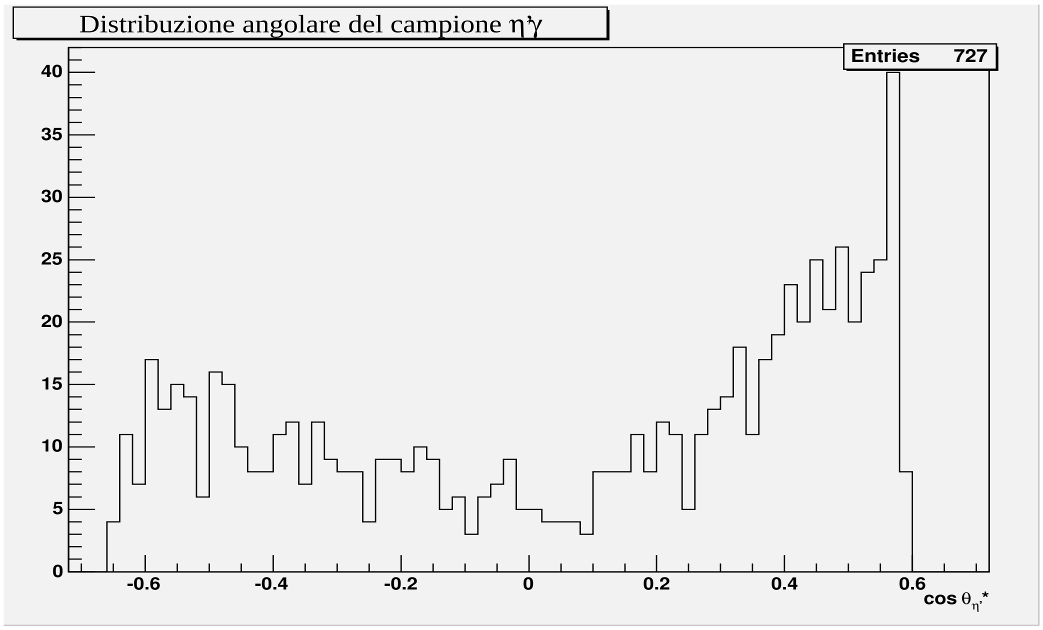


Figura 4.26: **Distribuzione angolare dei campione** $\eta'\gamma$ dopo il taglio sulla probabilità di χ^2.

4.5.5 Sezioni d'urto

Il numero di eventi rimasti dopo i tagli descritti è dato da $N = \mathcal{L}(\epsilon\sigma_{\text{segnale}}(E) + \epsilon'\sigma_{\text{fondo}})$; ϵ e ϵ' sono le efficienze totali sul segnale e sul fondo, caratterizzate dalle loro sezioni d'urto; quella di fondo è considerata costante con l'energia mentre quella del segnale dipende da essa e nel caso di una risonanza ha la forma dell'equazione di Breit-Wigner (eq. **??**).

L'efficienza di rivelazione del segnale $\eta\gamma$ è il prodotto dell'efficienza del trigger neutro ETOT-HI (99,3%), dell'inefficienza di conversione prima dell'odoscopio H1[16] (95,28L'efficienza di rivelazione del segnale $\eta'\gamma$ differisce dalla precedente per i tagli sulle masse e sulla probabilità di χ^2: il taglio per eventi con almeno una massa invariante a meno di 850 MeV porta ad un'inefficienza del 93,68%, il taglio sulla massa (dopo il fit) di η' ad una di 96,80% e il taglio sulla probabilità di χ^2 al 61,93%. L'accettanza, le cui percentuali dipendono dalla particella studiata, è composta dal fattore di accettanza del rivelatore (71,98%) e dal fattore del taglio sulla distribuzione angolare di η (che è differente da quella geometrica in quanto questa richiede che sia η dentro un certo volume e non entrambi i suoi fotoni); entrambe sono state ricavate tramite la simulazione.

Con qusti valori di efficienza si ottiene una sezione d'urto di $\eta\gamma$. In realtà gli eventi contenuti nei campioni *non* sono solo $\eta\gamma$, ma si è vista la presenza di fondo non dominato. Tutti i valori misurati sono a meno di 1,5 deviazioni standard dal valore dei fit, che hanno in ogni caso $P(\chi^2) \geq 10\%$.

[16] I fotoni possono interagire con il tubo del fascio prima di raggiungere gli odoscopi; se questo avviene prima del primo odoscopio, essi saranno attraversati dalle due particelle cariche generate e se le rivelano l'evento sarà catalogato come carico e escluso da questi dati. L'inefficienza è di 1,16% per ogni fotone (3 nei dati analizzati).

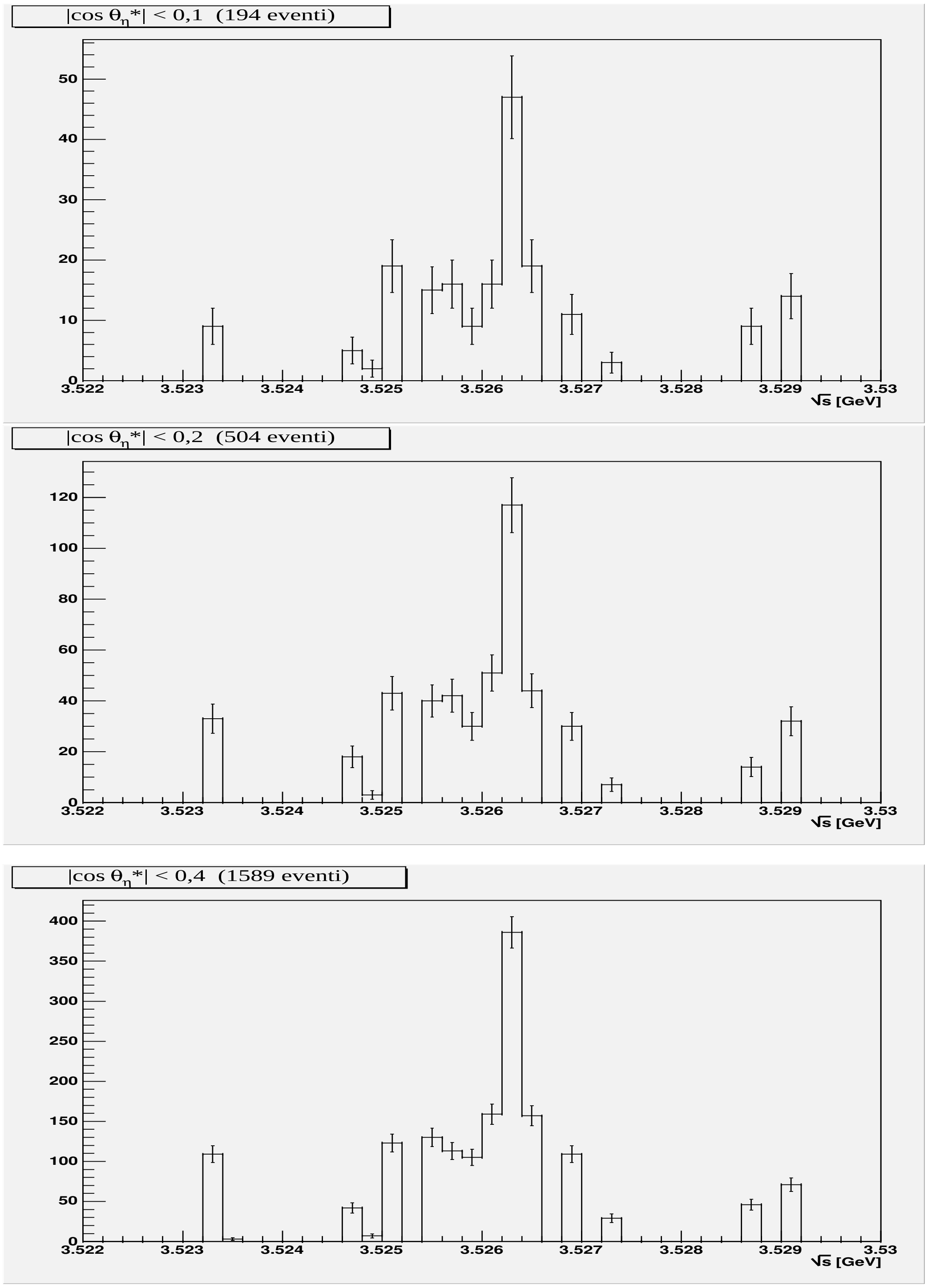


Figura 4.27: **Distribuzione in energia del campione** $\eta\gamma$ con diversi tagli in accettanza.

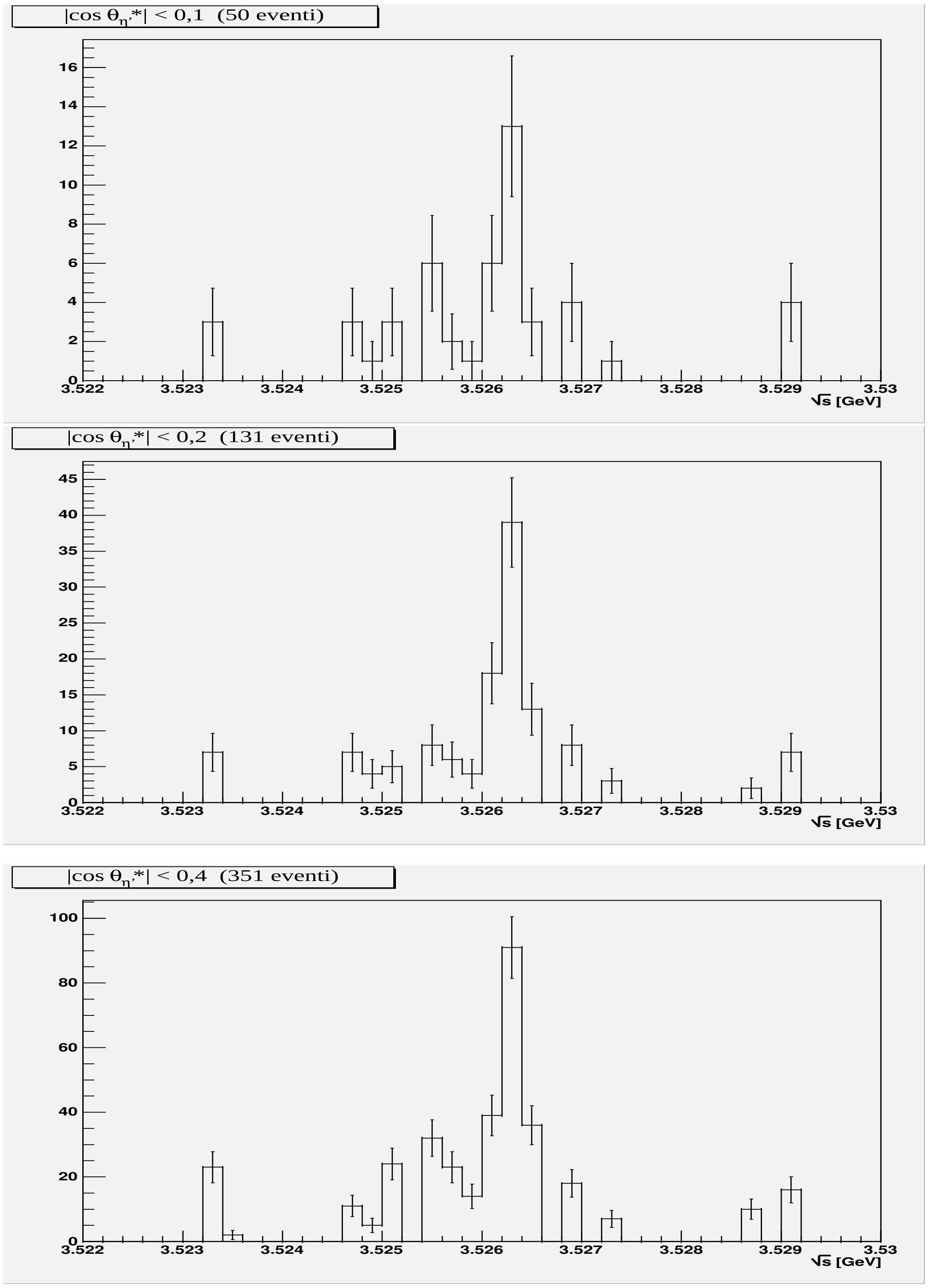


Figura 4.28: **Distribuzione in energia del campione** $\eta'\gamma$ con diversi tagli in accettanza.

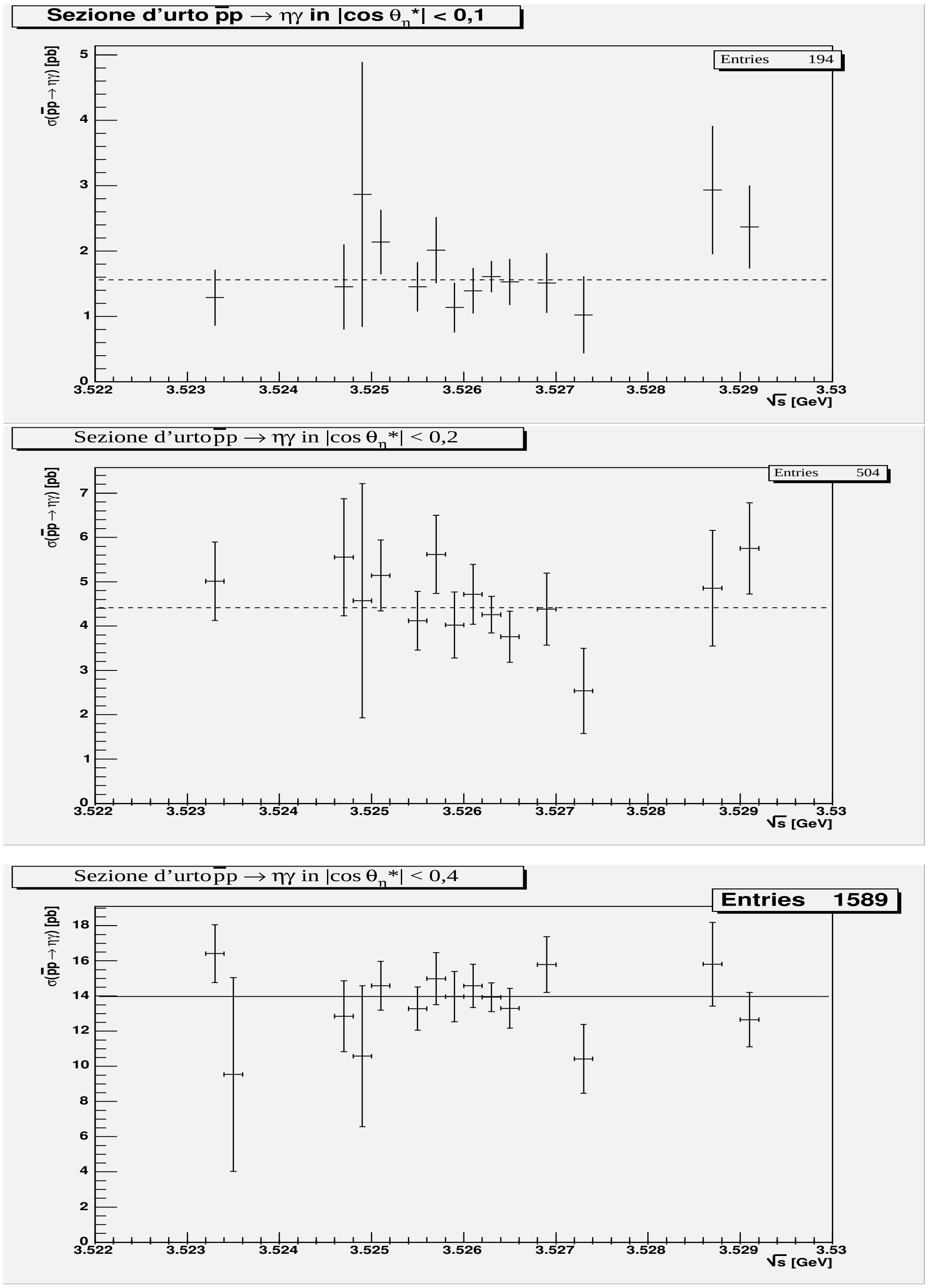


Figura 4.29: **Sezione d'urto del canale** $\eta\gamma$ a diversi tagli in accettanza.

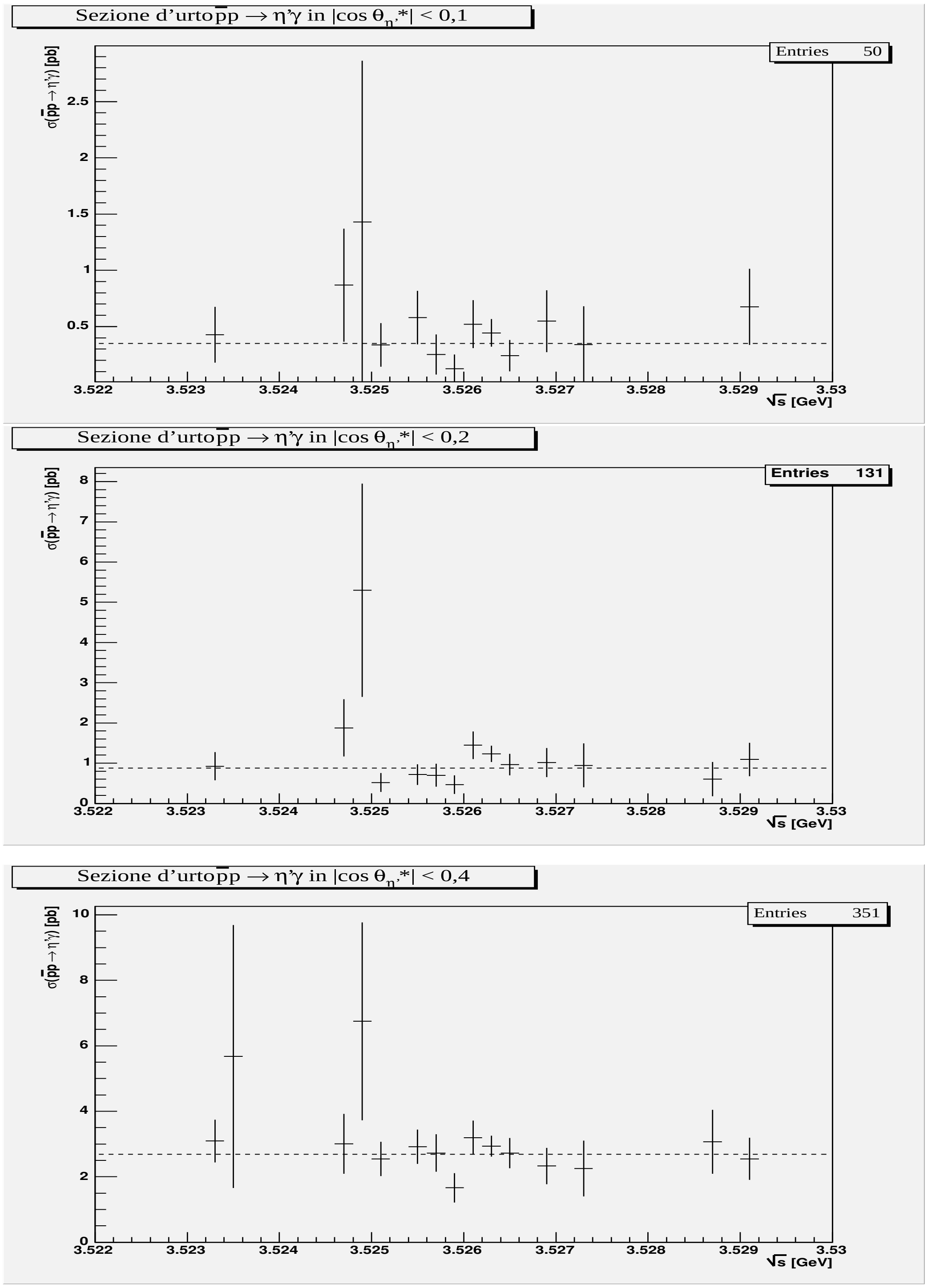


Figura 4.30: **Sezione d'urto del canale** $\eta'\gamma$ a diversi tagli in accettanza.

4.6 Risultati dell'analisi

Tutte le sezioni d'urto differenziali trovate non presentano strutture e sono compatibili con un'ipotesi nulla di assenza di segnale. La sezione d'urto presente è attribuibile al solo rumore di fondo, principalmente da feed-down, che però non è stato possibile quantificare dai dati noti.

Taglio	$\eta\gamma$ eventi	$\eta\gamma$ inefficienza
Eventi in partenza (**??**)	4724307	$(71,98 \pm 0,27)\%$
3 cluster, $P(\chi^2) \geq 10^{-4}$ (**??**)	320131	
Finestra π^0 (**??**)	61772	$(0,3034 \pm 0.0023)\%$
Taglio sotto 205 MeV (**??**)	60394	$(0,3381 \pm 0,0024)\%$
Estrazione della banda di η (**??**)	36886	$(3,05 \pm 0,01)\%$
$P(\chi^2) \geq 30\%$ (**??**)	10399	$(36,67 \pm 0,06)\%$
$\lvert\cos\theta^*_{\eta^{[\prime]}}\rvert \leq 0,4$ (**??**)	1589	$(36,26 \pm 0,71)\%$
$\lvert\cos\theta^*_{\eta^{[\prime]}}\rvert \leq 0,2$ (**??**)	504	$(66,23 \pm 0,89)\%$
$\lvert\cos\theta^*_{\eta^{[\prime]}}\rvert \leq 0,1$ (**??**)	194	$(82,93 \pm 1,17)\%$

Taglio	$\eta'\gamma$ eventi	$\eta'\gamma$ inefficienza
Eventi in partenza (**??**)	4724307	$(62,23 \pm 0,25)\%$
3 cluster, $P(\chi^2) \geq 10^{-4}$ (**??**)	320131	
Finestra π^0 (**??**)	61772	$(0,473 \pm 0,009)\%$
Taglio sotto 850 MeV (**??**)	9445	$(6,32 \pm 0,03)\%$
Estrazione della banda di η' (**??**)	2046	$(3,20 \pm 0,02)\%$
$P(\chi^2) \geq 30\%$ (**??**)	727	$(38,07 \pm 0,12)\%$
$\lvert\cos\theta^*_{\eta^{[\prime]}}\rvert \leq 0,4$ (**??**)	363	$(44,03 \pm 0,80)\%$
$\lvert\cos\theta^*_{\eta^{[\prime]}}\rvert \leq 0,2$ (**??**)	131	$(73,06 \pm 1,04)\%$
$\lvert\cos\theta^*_{\eta^{[\prime]}}\rvert \leq 0,1$ (**??**)	50	$(86,50 \pm 1,39)\%$

Tabella 4.3: **Efficienze dei tagli** nelle due analisi. Tra parentesi sono indicati i paragrafi nei quali i tagli sono descritti; la percentuale sulla prima riga è l'accettanza geometrica; l'efficienza del trigger neutro (99,3%) è stata lasciata fuori. L'errore indicato per l'inefficienza del taglio sulla probabilità di χ^2 è quello statistico dell'estrazione; tuttavia per esso è stato utilizzato un errore del 5% a causa delle considerazioni esposte nel paragrafo **??**.

canale:	$\eta\gamma$	$\eta'\gamma$
accettanza geometrica ed energetica del rivelatore:	$(72,0 \pm 0,3)\%$	$(62,3 \pm 2,5)\%$
$\lvert\cos\theta^*_\eta\rvert \leq 0,4$	$(31,08 \pm 1,74)\%$	$(23,45 \pm 1,8)\%$
$\lvert\cos\theta^*_\eta\rvert \leq 0,2$	$(16,47 \pm 1,3)\%$	$(11,28 \pm 0,10)\%$
$\lvert\cos\theta^*_\eta\rvert \leq 0,1$	$(8,24 \pm 0,09)\%$	$(5,66 \pm 0,07)\%$

Tabella 4.4: **Accettanza della selezione del segnale.**

Taglio	480÷620 MeV	410÷480 MeV ∪ 620÷690 MeV	rapporto
Totale	36948	3689	$(9,98 \pm 1,72)\%$
$P(\chi^2) \geq 30\%$	10484	629	$(6,00 \pm 0,25)\%$
$\lvert\cos\theta^*_\eta\rvert \leq 0,4$	1592	138	$(8,67 \pm 0,77)\%$
$\lvert\cos\theta^*_\eta\rvert \leq 0,2$	499	61	$(12,22 \pm 1,65)\%$
$\lvert\cos\theta^*_\eta\rvert \leq 0,1$	188	31	$(16,49 \pm 3,20)\%$

Tabella 4.5: **Eventi nelle bande centrale e laterali di η.**

	$\sigma(\bar{p}p \to \eta\gamma \to 3\gamma)$	$\sigma(\bar{p}p \to \eta'\gamma \to 3\gamma)$
$\lvert\cos\theta_{\eta[']}\rvert \leq 0,4$	$(202,7 \pm 5,2)$ pb	$(47,7 \pm 2,6)$ pb
$\lvert\cos\theta_{\eta[']}\rvert \leq 0,2$	$(64,3 \pm 2,9)$ pb	$(17,8 \pm 1,6)$ pb
$\lvert\cos\theta_{\eta[']}\rvert \leq 0,1$	$(24,7 \pm 1,8)$ pb	$(6,79 \pm 0,96)$ pb

Tabella 4.6: **Sezioni d'urto corrette per l'accettanza del segnale.**

Capitolo 5

Conclusioni

Gli andamenti delle sezioni d'urto misurate mostrano come non sia identificabile alcun picco di risonanza.

Un grosso limite dell'analisi è stato non conoscere la distribuzione degli eventi dei principali canali di feed-down: una analisi del feed-down da eventi a 4 fotoni parallela a quella di questo segnale porterebbe ad un limite sulle sezioni d'urto trovate.

Allo stato attuale invece non è stato possibile quantificare il rumore di fondo.

Bibliografia

[1] Sito web dell'esperimento E835: http://www.e835.to.infn.it/

[2] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS, 2002

[3] Marco S. Sozzi, *Studio dei decadimenti radiativi dello stato $^1P_1$ del charmonio (h_c) formato in annichilazioni $p\bar{p}$* (Tesi di Dottorato, Università degli Studi di Torino), 1993

[4] C. Baglin *et al.*, *J/ψ resonance formation and mass measurement in anti-proton - proton annihilations*, NUCL. PHYS. B **286** (1987) 592

[5] The E760 Collaboration, *Proposal to continue the study of charmonium spectroscopy in proton-antiproton annihilations*, 1992 (disponibile in [**?**])

[6] T. A. Armstrong *et al.* [E760 Collaboration], *Measurement of the J/ψ and ψ' resonance parameters in $\bar{p}p$ annihilation*, PHYS. REV. D **47** (1993) 772

[7] M. Gell-mann, *Homi Bhabha e i quaranta adroni*, (1956)

[8] T. A. Armstrong *et al.* [E760 Collaboration], *Two-body neutral final states produced in antiproton-proton annihilations at* $2.911 \leq \sqrt{s} \leq 3.686$ *GeV*, PHYS. REV. D **56** (1997) 2509

[9] M. Obertino, *Studio dei decadimenti dello stato $^3P_0$ del charmonio: $\chi_{c0} \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$ e $\chi_{c0} \to \gamma\gamma$ nell'ambito dell'esperimento E835 del Fermilab*, (Tesi di Dottorato, Università degli Studi di Torino), 2001

[10] D. Allspach *e al.* [E835 Collaboration], *The variable density gas jet internal target for Experiment 835 at Fermilab*, Nucl. Instrum. Meth. A **410** (1998) 195

[11] Mc Clary, Byers, *Relativistic effects in heavy-quarkonium spectroscopy*, Phys. Rev. D **28** (1983) 2509

[12] L. Bartoszek *et al.*, *The E760 lead-glass central calorimeter: design and initial test results*, Nucl. Instrum. Meth. A **301** (1991) 47