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

# TESI DI LAUREA

## Studio delle reazioni

$$p\overline{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow 3\eta \qquad \textbf{e} \qquad p\overline{p} \longrightarrow \eta_c' \longrightarrow 3\eta$$

Relatore: **Prof. Rosanna Cester**

Candidato: **Descrovi Emiliano**

**Anno Accademico 1998-1999**

# Indice


**1 Le interazioni forti ed il $c\overline{c}$** **7**
1.1 Il campo mesonico . . . 7
1.1.1 L'accoppiamento leptone carico-campo e.m. . . . 8
1.1.2 Il potenziale di Yukawa . . . 10
1.2 Gruppi unitari e SU(3) . . . 11
1.2.1 Gli stati di $\overline{3} \otimes 3$ . . . 14
1.3 Modello a quark e SU(6) . . . 15
1.3.1 Gli stati di $\overline{6} \otimes 6$: mesoni . . . 16
1.4 Quark *charm* . . . 17
1.5 Cenni di QCD . . . 19
1.5.1 L'ipotesi del colore . . . 19
1.5.2 Libertá asintotica e confinamento . . . 20
1.6 I sistemi $q\overline{q}$ . . . 21
1.6.1 Potenziali ispirati alla QCD . . . 21

**2 L'esperimento FNAL E835** **25**
2.1 Produzione ed accumulazione del fascio di $\overline{p}$ . . . 25
2.1.1 Misura dell'energia del fascio . . . 27
2.2 Il bersaglio di idrogeno . . . 27
2.3 Il rivelatore . . . 29
2.3.1 Rivelatori interni . . . 29
2.3.2 Contatore Čherenkov . . . 31
2.3.3 Calorimetro centrale . . . 32
2.3.4 Rivelatori in avanti . . . 33
2.3.5 Monitor di luminositá . . . 34
2.4 Il sistema di trigger . . . 34
2.4.1 Primo livello: trigger neutro . . . 35
2.4.2 Secondo livello: filtro software (PRUDE) . . . 36

**3 Gli stati $1^1S_0$ e $2^1S_0$ del charmonio** **39**
3.1 Il processo $\eta_c \longrightarrow 3\eta$ . . . 41
3.2 Il processo $\eta_c' \longrightarrow 3\eta$ . . . 42

**4 Analisi Multigamma: $\eta_c$** **45**
4.1 Selezione degli eventi neutri . . . 45
4.1.1 Efficienza del Trigger Neutro . . . 45
4.1.2 Il formato NDST . . . 47
4.2 Accettanza geometrica di CCAL . . . 49
4.3 Preselezione degli eventi $3\eta$ . . . 51
4.3.1 Contaminazione dai canali $3\pi^0$, $2\pi^0\eta$, $2\eta\pi^0$: il fondo combinatorio . . . 52
4.3.2 Il fit cinematico . . . 55
4.4 Tagli . . . 57
4.5 Il canale di controllo $2\eta\pi^0$ . . . 62
4.6 Il fondo non risonante . . . 69
4.7 Selezione del canale risonante . . . 71
4.7.1 Dalitz Plot . . . 71

4.7.2 Il parametro *thrust* . . . . . 72

**5 Analisi Multigamma: $\eta_c'$** **79**
5.1 Selezione del campione . . . . . 79
5.2 Dalitz plots e *thrust* . . . . . 79

**6 Conclusioni** **87**
6.1 Risultati per la $\eta_c$ . . . . . 87
6.2 Risultati per la $\eta_c'$ . . . . . 91

**A Laser Event Monitor** **93**
A.1 Il codice LEM . . . . . 93
A.2 Analisi dei dati . . . . . 94
A.3 Monitoraggio . . . . . 101
A.3.1 Problemi riscontrati . . . . . 101
A.4 Conclusioni . . . . . 103

# Introduzione

La storia del charmonio comincia nel 1974, con l'individuazione, a Brookhaven ed a Stanford, di una risonanza bosonica di massa $\simeq 3.1$ GeV prodotta in processi del tipo:

$$p + Be \longrightarrow e^+e^- + X$$
$$e^+e^- \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow adroni$$

Questo mesone, che decade in $e^+e^-$, venne chiamato $J/\psi$ ed identificato con lo stato fondamentale, in configurazione di tripletto di spin, del $c\overline{c}$ (in notazione spettroscopica $^3S_1$).
A questa conclusione si giunse in considerazione delle previsioni teoriche di Glashow, Iliapoulas e Maiani sull'esistenza del quark *charm*, degli studi di Applequist e Politzer sul legame *charm-anticharm*, e dei risultati sperimentali dei primi anni '70 relativi al rapporto $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to adroni)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$ ad energie, nel centro di massa, superiori ai 3 GeV.
In seguito a questa prima, entusiasmante scoperta, altre risonanze vicino alla $J/\psi$ vennero messe in evidenza, e quindi ricondotte ad altrettante configurazioni spettrali del charmonio. Questo sistema legato *quark-antiquark* si riveló subito di grande interesse poiché prospettava la possibilitá di avere un test efficiente per il modello proposto dalla nascente QCD, come giá era stato il positronio per la QED e l'atomo di H per la prima meccanica quantistica. Infatti, il charmonio puó, a ragione, essere considerato un sistema semplice per lo studio delle interazioni forti: le masse in gioco sono sufficientemente grandi da ammettere una trattazione teorica non relativistica, e nello stesso tempo, abbastanza piccole da rendere largamente apprezzabili le sezioni d'urto per la sua produzione.
I primi esperimenti ebbero luogo in *colliders* $e^+e^-$ in cui il charmonio veniva formato attraverso lo stato intermedio di un fotone. Il motivo che giustificava questa scelta é dovuto al bassissimo fondo adronico (inferiore ad un centesimo del rate di produzione di $J/\psi$ e $\psi'$) che la reazione comportava. D'altro canto, il grosso limite consisteva nell'impossibilitá di formare direttamente stati non-vettori del $c\overline{c}$ ($J^{PC} \neq 1^{--}$); e nonostante potessero comunque essere ottenuti mediante transizioni e.m. da $1^3S_1$ e da $2^3S_1$, i loro rate di produzione venivano ridotti dal fattore di branching ratio radiativo di queste ultime e la misura delle masse e delle larghezze restava vincolata alla misura energetica del $\gamma$ emesso e dunque alla risoluzione stessa del calorimetro. Nel caso dell'$h_c$ ($^1P_1$) queste condizioni si rivelano disastrose, essendo essa prodotta in una doppia transizione radiativa (tipo E1) attraverso uno stato non facilmente rivelabile: $\psi' \to \gamma\eta_c' \to \gamma\gamma h_c$.
Un secondo modo per produrre charmonio é rappresentato dai cosiddetti *processi a due fotoni virtuali* (fig.2) in collisioni $e^+e^-$ ad alte energie. Anche in questo caso, il rate di produzione é fortemente soppresso (fattore $\alpha^2$ rispetto ai processi ad un fotone).

E835 con i suoi predecessori E760 e R704, rappresenta una terza via nello studio del charmonio, qui prodotto tramite annichilazioni $p\overline{p}$ (fig.1). Lo stato intermedio, costituito da 2 o 3 gluoni, consente la creazione di una coppia $c\overline{c}$ con qualsivoglia configurazione di $J^{PC}$. Gli urti (del tipo fascio-targhetta) vengono effettuati per diversi valori di $\sqrt{s}$, ed é chiaro come le stime delle masse e delle larghezze delle risonanze siano affette esclusivamente dall'incertezza nella determinazione di $\sqrt{s}$, invero assai piccola. Il grosso inconveniente, legato a questo modo di procedere, é nella rivelazione dei prodotti di decadimento del charmonio, di fatto sommersi da un enorme fondo adronico (dell'ordine dei $mb$). In R704 si riuscí, tuttavia, a dimostrare che é possibile mettere in evidenza un chiaro segnale da $c\overline{c}$ selezionando solo gli stati finali elettromagnetici. R704 ha il merito di aver misurato per primo la larghezza totale della $\chi_2$ e fornito ulteriori informazoni sulle masse della $\chi_1$ e della $\chi_2$. L'esperimento suo successore fu E760 che

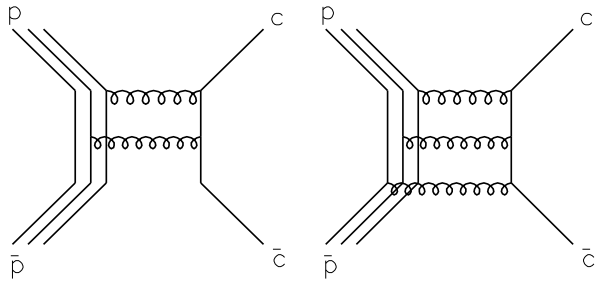


Figura 1: Produzione di charmonio mediante annichilazioni $p\overline{p}$ in 2 o 3 gluoni

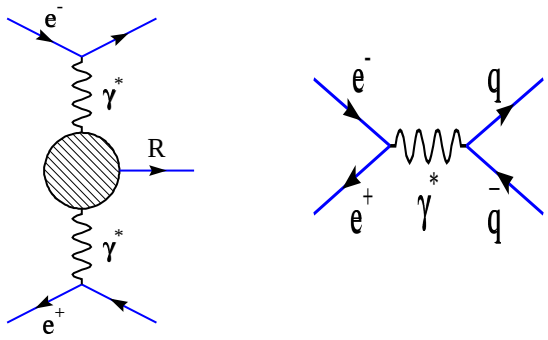


Figura 2: Produzione di charmonio in processi 'a due fotoni' e mediante annichilazioni $e^+e^-$

utilizzó e perfezionó le tecniche sperimentali giá testate in R704. Partendo da una presa dati di circa *30* $pb^{-1}$, riportó una prima evidenza dello stato $h_c$ e pubblicó precise misurazioni dei parametri delle risonanze $\chi_1$, $\chi_2$, $\eta_c$.
Con E835, la mole di dati raccolta é salita a *150* $pb^{-1}$ .

A partire dai dati raccolti durante il run 1996-1997, é stata eseguita un'analisi sul seguente processo:

$$p\overline{p} \longrightarrow \eta_c \longrightarrow 3\eta \longrightarrow 6\gamma$$

ed una ricerca, nel medesimo canale, della risonanza $\eta_c'$. Nel capitolo I sará esposta un' introduzione teorica al charmonio ed alla QCD a partire dal modello di Yukawa; nel capitolo II verranno descritte le caratteristiche tecniche dell'esperimento E835: l'accumulatore di antiprotoni, il detector in tutte le sue parti, il monitor di luminosità ed il sistema di trigger. Il capitolo III sará dedicato allo studio in particolare degli stati $1^1S_0$ e $2^1S_0$ del $c\overline{c}$, mentre nel IV e nel V verrá esposta l'analisi eseguita per le due risonanze ed i risultati ottenuti.

Infine, le conclusioni saranno riassunte nel VI ed ultimo capitolo. In appendice viene presentato un prototipo del programma di monitoraggio on-line del calorimetro centrale durante la presa dati.

# Capitolo 1

# Le interazioni forti ed il $c\overline{c}$

## 1.1 Il campo mesonico

La prima formulazione di un modello teorico che tentasse di rappresentare le interazioni forti tra nucleoni, risale all'anno 1935, ad opera del fisico giapponese H.Yukawa [1]. L'interesse intorno a questo nuovo tipo di forze era grande, e dovuto soprattutto alla particolaritá con cui esse si manifestavano: contrariamente all'interazione elettromagnetica e gravitazionale, presentavano un raggio d'azione limitato e ben definito ($\sim 1.4 \cdot 10^{-13} \cdot A^{\frac{1}{3}}$ cm. con A numero atomico) che ne impediva un andamento del tipo ben noto $\sim \frac{const}{r^2}$.
Seguendo l'esempio del campo elettromagnetico, il modello proposto ammetteva l'esistenza di un 'campo forte', generato dai nucleoni e mediato da una particella massiva: il mesone. Qui di seguito verrá presentato un modo semplice per derivare il potenziale di Yukawa nell'approssimazione non-relativistica.
Partendo dalla definizione di sezione d'urto differenziale, si trova ottenere, per il processo di scattering elastico tra due particelle di massa $m_1$ ed $m_2$, la seguente espressione della sezione d'urto nel centro di massa del sistema:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \left|\frac{1}{4\pi}\frac{2m_1m_2}{m_1+m_2}\mathcal{M}_{fi}\right|^2 \tag{1.1}$$

dove $\mathcal{M}_{fi}$ é l'elemento di matrice covariante per il processo $m_1 + m_2 \rightarrow m_1 + m_2$ ed é stata effettuata la semplificazione $E = \sqrt{p^2 + m^2} \simeq m$. Comparando la (1.1) con la sezione d'urto calcolata nell'approssimazione di Born:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \left|\frac{\mu}{2\pi}\int e^{-i\overline{p}'\cdot\overline{x}}V(\overline{x})e^{i\overline{p}\cdot\overline{x}}d^3x\right|^2 \tag{1.2}$$

con $\mu = \frac{m_1m_2}{m_1+m_2}$ massa ridotta del sistema, e $\overline{p}$ e $\overline{p}'$ momenti iniziale e finale di una delle due particelle nel CM, si ottiene l'importante relazione:

$$\mathcal{M}_{fi} = \int V e^{-i(\overline{p}'-\overline{p})\cdot\overline{x}}d^3x \tag{1.3}$$

Che, in altri temini, sta a significare che le funzioni $V(\overline{x})$ e $\mathcal{M}_{fi}$ sono, tra loro, in rapporto di trasformata-antitrasformata di Fourier. Quindi, esplicitando V si ha:

$$V(\overline{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int \mathcal{M}_{fi}e^{i(\overline{p}'-\overline{p})\cdot\overline{x}}d^3(|\overline{p}'-\overline{p}|) \tag{1.4}$$

Il problema risulta, quindi traslato alla determinazione dell'elemento di matrice $\mathcal{M}_{fi}$, che sará calcolato attraverso considerazioni semiclassiche. Le condizioni di partenza sono:

- le funzioni d'onda dei nucleoni sono rappresentate nella forma di spinori di Dirac, sebbene in pratica ció non sia ammissibile;
- il campo mesonico é una campo bosonico scalare o pseudoscalare ad 1 componente (spin nullo),

- sono ignorati gli stati di carica del mesone diversi da quello neutro: i processi ammessi sono solo del tipo p-p o n-n;

- nell'interazione nucleone-nucleone verrá considerato solo il termine all'ordine perturbativo piú basso, cioé quello legato allo scambio di un mesone.

La presenza del nucleone (1) genera un campo mesonico scalare (classico) che chiameremo $\phi^{(1)}$. Esso soddisfa l'equazione inomogenea di Klein-Gordon:

$$\Box\phi^{(1)}(x^\mu) - \mu^2\phi^{(1)}(x^\mu) = Gs^{(1)}(x^\mu) \tag{1.5}$$

dove:

- $G$ é una costante che caratterizza l'intensitá della sorgente del campo (é analoga alla $e$ coulombiana);

- $s^{(1)}(x^\mu)$ é l'invariante di Lorentz che identifica la 'densitá della sorgente', analogamente (ma con differenze che metteremo in evidenza) alla $\rho$ elettrica.

Per la determinazione della forma analitica di $s^{(1)}(x^\mu)$ puó essere utile aprire una piccola parentesi e studiare l'analogo problema nel caso dell'interazione particella di Dirac carica-campo elettromagnetico. [1]

### 1.1.1 L'accoppiamento leptone carico-campo e.m.

Si consideri un sistema di un fermione libero descritto dalla funzione d'onda $\psi(x^\mu)$ e tale che la densitá lagrangiana $\mathcal{L}$ da cui essa discende, sia invariante per la seguente trasformazione di gauge (o di fase) globale :

$$\psi'(x\mu) = e^{iq\Lambda}\psi(x^\mu) \qquad \Lambda = const \tag{1.6}$$

Nell'espressione precedente, q é il generatore del gruppo di gauge globale $U_q(1)$. Ora ci si domanda se, e sotto quali condizioni, l'invarianza della densitá lagrangiana $\mathcal{L}(\psi, \partial_\mu\psi)$ possa persistere nel caso $\Lambda$ sia una funzione delle variabili spazio-temporali: $\Lambda(x^\mu)$. Se si prova a riscrivere l'equazione di Dirac con la nuova funzione d'onda $\psi'$, ci si accorge che, per compensare i termini che rompono l'invarianza, é necessario introdurre nella formula della lagrangiana, un termine vettore $A_\mu$ che si trasformi secondo la:

$$A_\mu \longrightarrow A_\mu + \partial_\mu\Lambda(x^\mu) \tag{1.7}$$

ed operare con una derivata generalizzata del tipo:

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu \tag{1.8}$$

Si indovina facilmente come le componenti di $A_\mu = (\phi, \overline{A})$ siano, in realtá, i potenziali scalare e vettore dell'elettromagnetismo classico, legati ai campi $\overline{E}$ e $\overline{B}$ nel modo noto:

$$\overline{E} = -\frac{\partial\overline{A}}{\partial t} - \nabla\phi$$

$$\overline{B} = \nabla \times \overline{A}$$

[1] Le formule che compariranno da ora in avanti saranno scritte, salvo diversa annotazione, nel sistema di unitá naturali in cui $c = \hbar = 1$. Il tensore metrico é:

$$\mathbf{g}_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

evidentemente invariante per trasformazioni di gauge. L'uso della derivata generalizzata $D_\mu$ riflette il fatto che, in presenza di cariche in moto, il momento $\overline{p}$ canonicamente coniugato ad $\overline{x}$, non sia piú $m\dot{\overline{x}} = \overline{p}$, ma piuttosto: $m\dot{\overline{x}} = \overline{p} - q\overline{A}$. La lagrangiana che si ottiene:

$$\mathcal{L}(\psi, \partial_\mu \psi) = \overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + q\overline{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu \tag{1.9}$$

presenta l'importante termine aggiuntivo $j^\mu A_\mu = q\overline{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu$, che definisce l'accoppiamento tra campo e particella (corrente di spostamento). Si verifica che $\overline{\psi}\gamma^\mu \psi$ é conservato, vale cioé l'equazione di continuitá:

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \tag{1.10}$$

Consideriamo ora, il campo elettromagnetico in presenza di sorgenti. Dalle equazioni di Maxwell (sempre con c=1):

$$\nabla \cdot \overline{E} = \rho \tag{1.11}$$

$$\nabla \times \overline{B} - \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} = \overline{j} \tag{1.12}$$

$$\nabla \cdot \overline{B} = 0 \tag{1.13}$$

$$\nabla \times \overline{E} + \frac{\partial \overline{B}}{\partial t} = 0 \tag{1.14}$$

é possibile [2] definire un campo tensoriale antisimmetrico di rango 2:

$$F_{\mu\nu} = -F_{\nu\mu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu$$

che ne permette un utilizzo piú immediato. Ad esempio, in questo modo, le equazioni (1.11) e (1.12), si possono scrivere in forma covariante:

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} = j^\mu \tag{1.15}$$

La sola lagrangiana lorentz-invariante che si possa costruire dal campo tensoriale $F_{\mu\nu}$ é:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + j^\mu A_\mu \tag{1.16}$$

Infatti l'applicazione dell'equazione di Euler-Lagrange sulla (3.3) conduce immediatamente all'identitá con la (1.15). La lagrangiana risulta effettivamente invariante per trasformazioni di gauge. Concludendo, sembra naturale scrivere la forma completa della lagrangiana della QED come:

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + q\overline{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \tag{1.17}$$

e trarre le seguenti conclusioni:

- a partire dalla lagrangiana (3.3) é possibile ottenere le equazioni del campo $\psi$ della particella o di $A_\mu$ a seconda di come si operino le derivazioni nell'equazione di Euler-Lagrange: $j^\mu A_\mu$ é, nel primo caso, un termine d'accoppiamento con il campo e.m., nel secondo, la sorgente di $A_\mu$. In entrambi i casi, l'ordine di grandezza di questo termine é connesso all'intensitá della carica elettrica coulombiana $e$;

- il quadrivettore $j^\mu = q\overline{\psi}\gamma^\mu \psi = \partial_\nu \partial^\nu A^\mu - \partial_\nu \partial^\mu A^\nu$ é conservato;

- il campo elettromagnetico é un campo bosonico vettoriale;

- il fotone deve avere *massa nulla*, perché un termine di massa nella sua lagrangiana, $\mu^2 A^\mu A_\mu$ ($\mu = (\frac{\hbar}{mc})^{-1}$), non é compatibile con la caratteristica invarianza per trasformazioni di gauge, e quindi con il raggio d'azione infinito della forza.

### 1.1.2 Il potenziale di Yukawa

Se il campo $\phi^{(1)}$ é un campo scalare ad una componente e la sorgente $s^{(1)}$ deve anch'essa essere uno scalare, in analogia col caso dell'elettromagnetismo, possiamo assumere:

$$\mathcal{L}_{int} = -\overline{\psi}\psi\phi^{(1)} \tag{1.18}$$

da cui:

$$s^{(1)} = \overline{\psi}\psi \tag{1.19}$$

Fattorizzando le parti spinoriali $u_1$ e $\overline{u}_1$ di $\psi$ e $\overline{\psi}$, si ha:

$$s^{(1)} = \sqrt{\Big(\frac{m}{E_1'V}\Big)\Big(\frac{m}{E_1V}\Big)}\overline{u}_1' u_1 e^{i(p_1'-p_1)_\mu \cdot x^\mu} \tag{1.20}$$

Risolvendo la (1.5) con queste posizioni, ed ammettendo che $\phi^{(1)}$ abbia anch'essa una dipendenza spazio-temporale del tipo: $e^{i(p_1'-p_1)_\mu \cdot x^\mu}$, (il che comporta che $\mathcal{H}_{int}$ sia giá nella *rappresentazione di interazion* otteniamo:

$$\phi^{(1)} = -\frac{G}{(p_1-p_1')^2+\mu^2}\sqrt{\Big(\frac{m}{E_1'V}\Big)\Big(\frac{m}{E_1V}\Big)}\overline{u}_1' u_1 e^{i(p_1-p_1')_\mu \cdot x^\mu} \tag{1.21}$$

Essendo interessati all'effetto del nucleone (2) con il campo $\phi^{(1)}$, calcoliamo l'Hamiltoniana di interazione in analogia con il caso elettromagnetico:

$$\begin{aligned} H_{int} &= \int \mathcal{H}_{int} d^3x = G\int \phi^{(1)}(x^\mu)s^{(2)}(x^\mu)d^3x \\ &= G\int \phi^{(1)}(x^\mu)\sqrt{\Big(\frac{m}{E_2'V}\Big)\Big(\frac{m}{E_2V}\Big)}\overline{u}_2' u_2 e^{i(p_2-p_2')_\mu \cdot x^\mu} \end{aligned} \tag{1.22}$$

Dall'espansione in serie della matrice di interazione $S$:

$$\begin{aligned} S &= S^{(0)} + S^{(1)} + S^{(2)} + \dots \\ &= 1 - i\int_{-\infty}^{\infty} dt_1 H_I(t_1) + (-i)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 H_I(t_1)H_I(t_2) + \dots \end{aligned} \tag{1.23}$$

si vede che $(-i)$ moltiplicato per l'integrale sul tempo di $H_{int}$, é uguale ad $S_{fi} - 1$ all'ordine piú basso. Da qui:

$$\begin{aligned} S_{fi} &= -(-i)^2 G^2 \sqrt{\Big(\frac{m^4}{E_1'E_1E_2'E_2V^4}\Big)} \\ &\times \int d^4x \frac{(\overline{u}_1'u_1)(\overline{u}_2'u_2)}{(p_1-p_1')^2+\mu^2} e^{i(p_1+p_2-p_1'-p_2')_\mu \cdot x^\mu} \\ &= (2\pi)^4 \delta(p_1+p_2-p_1'-p_2') \\ &\times \sqrt{\Big(\frac{m^4}{E_1'E_1E_2'E_2V^4}\Big)} \frac{(-G^2)(\overline{u}_1'u_1)(\overline{u}_2'u_2)}{i(p_1-p_1')^2+i\mu^2} \end{aligned} \tag{1.24}$$

Dalla definizione di $\mathcal{M}_{fi}$, si ha:

$$-i\mathcal{M}_{fi} = (-iG)^2 \frac{(\overline{u}_1'u_1)(\overline{u}_2'u_2)}{i(p_1-p_1')^2+i\mu^2} \tag{1.25}$$

Utilizzando questo risultato nella (1.4), otteniamo la familiare forma del potenziale di Yukawa nel caso scalare:

$$V^{(S)}(\overline{x}) = -\frac{G^2}{4\pi}\frac{e^{-\mu|\overline{x}|}}{|\overline{x}|} \tag{1.26}$$

Dodici anni dopo il lavoro di Yukawa, venne identificata una particella che poteva ragionevolmente passare per il quanto del campo forte. Oggi sappiamo che si tratta del pione, il piú leggero dei mesoni che puó essere scambiato. Tuttavia, la paritá (dispari) del pione contraddice l'assunto per cui $\phi$ sia un campo scalare, comportandosi di fatto come uno pseudoscalare. Ció significa dover riscrivere il termine di interazione nella lagrangiana. Ricordando che $\mathcal{L}_{int}$ deve essere un invariante e che, ora, $\phi$ é pseudoscalare, le possibilitá che ci si offrono sono due:

- accoppiamento *pseudoscalare*: $\mathcal{L}_{int} = iG\overline{\psi}\gamma_5\psi\phi$;
- accoppiamento *pseudovettoriale*: $\mathcal{L}_{int} = i\frac{F}{\mu}\overline{\psi}\gamma_\mu\psi\partial_\mu\phi$.

Se utilizziamo l'accoppiamento pseudoscalare, svolgendo tutti i conti e considerando l'approssimazione non-relativistica:

$$V^{(PS)}(\overline{x}) = \frac{G^2}{4\pi(2m)^2}(\overline{\sigma}^{(1)} \cdot \overline{\nabla}) \cdot (\overline{\sigma}^{(2)} \cdot \overline{\nabla})\frac{e^{-\mu|\overline{x}|}}{|\overline{x}|} \tag{1.27}$$

Considerazioni:

- il potenziale decresce molto rapidamente per distanze $|\overline{x}| \gg \mu^{-1}$;
- la massa del mesone viene stimata a partire da una valutazione del raggio d'azione del campo: $m_X \simeq 300 \times m_e$;
- come si puó vedere in maniera esplicita in (1.26), il potenziale é sempre attrattivo a differenza del potenziale coulombiano;
- quest'ultimo si trasforma come la componente temporale di un quadrivettore, mentre il potenziale di Yukawa é un invariante per trasformazioni di Lorentz;
- si giunge alla conclusione (1.27) anche nel caso di accoppiamento pseudovettoriale (sempre nel limite non-relativistico), con $\frac{G^2}{4\pi} = \frac{F^2}{4\pi}\left(\frac{2m}{\mu}\right)^2$;

Tutta la teoria di Yukawa presenta una serie di 'buchi' che non la rendono efficiente nella descrizione delle interazioni forti. Vediamo i problemi che rimarrebbero insoluti se si tenesse per buono questo modello:

- studi sulle sezioni d'urto per processi:
  $\pi + N \longrightarrow \pi + N$ scattering elastico di un pione su un nucleone
  $\gamma + N \longrightarrow \pi + N$ fotoproduzione di pione
  danno una stima per la costante di accoppiamento $\frac{G^2}{4\pi} \simeq 1$ che risulta essere troppo grande per essere parametro di qualsiasi sviluppo perturbativo;
- come il nucleone, anche il pione stesso é stato trovato possedere una sottostruttura complessa;
- l'esplosione demografica della popolazione di mesoni e barioni suggerirebbe l'esistenza di molteplici campi a seconda delle particelle coinvolte nelle interazioni.

Tutte queste motivazioni portarono ad abbandonare la teoria del campo mesonico ed affrontare lo studio delle interazioni forti seguendo altre vie. Quella che tutt'oggi viene considerata come la piú promettente é legata all'utilizzo di principi di invarianza di gauge. In ques'ottica, é di aiuto la teoria matematica dei gruppi, di cui verrá mostrata, qui di seguito, un'applicazione di particolare interesse.

## 1.2 Gruppi unitari e SU(3)

Prima di discutere il modello a quark che rappresenta il nuovo modo di approcciarsi allo studio delle particelle elementari, puó essere utile introdurre il concetto di gruppo speciale unitario da un punto di vista prettamente teorico. A giustificazione di questa scelta basti pensare al fatto che non solo il modello a quark, come fu concepito inizialmente negli anni '60, utilizza questa teoria, ma tutta la meccanica quantistica ne fa un uso notevole.
Si definisce gruppo $U(N)$ l'insieme di tutte le martici complesse $N \times N$ unitarie, tali cioé da soddisfare $UU^+ = U^+U = 1$
Consideriamo uno spazio vettoriale a $N$ dimensioni. Un suo vettore (colonna) $\phi_i$ con $i = 1, 2, 3, \ldots, N$ si trasforma, in generale, secondo:

$$\phi_i' = a_i^j \phi_j$$

Per un gruppo unitario $U(N)$, vale la:

$$a_i^{*j} a_j^k = a_i^j a_j^{*k} = \delta_j^i \tag{1.28}$$

Ogni gruppo puó essere rappresentato in piú modi. Le rappresentazioni piú utilizzate sono la *fondamentale* e l'*aggiunta* che verranno definite piú avanti.
Consideriamo la trasformazione infinitesima del vettore $\phi$:

$$\phi' = [\delta_i^j + \epsilon_i^j]\phi_j \tag{1.29}$$

La condizione (1.28) diventa:

$$\epsilon_i^{*j} = -\epsilon_j^i \tag{1.30}$$

Una trasformazione unitaria che corrisponda alla (1.29) é:

$$U(a) = 1 - \epsilon_i^j A_j^i \tag{1.31}$$

dove $A_j^i$ sono gli $N^2$ generatori di $U(N)$ e lo caratterizzano completamente. Si dimostra facilmente [6] che per i generatori vale la seguente proprietá:

$$\left(A_j^i\right)^+ = A_i^j \tag{1.32}$$

Riscriviamo la (1.29) facendo comparire gli elementi $M_k^l$ dei generatori $A_i^j$:

$$\phi_k = U_k^l \phi_l = \left(\delta_k^l + \epsilon_i^j (M_j^i)_k^l\right)\phi_l \tag{1.33}$$

che, paragonata con la (1.29) fornisce:

$$\left(M_j^i\right)_k^l = \delta_k^i \delta_j^l \tag{1.34}$$

Le matrici $M_j^i$ costruiscono il gruppo $U(N)$ nella *rappresentazione fondamentale* di $\phi_i$. É possibile rappresentare $U(N)$ in $\overline{N}$, utilizzando il vettore coniugato di $\phi$:

$$\phi^i = \phi_i^*$$

che si traforma cosí:

$$\phi'^i = U_i^{*j} \phi^j \tag{1.35}$$

In generale le trasformazioni che operano in $N$ e $\overline{N}$ sono diverse tra loro. Solo in $U(2)$ é possibile riarrangiare i vettori in modo da averle identiche -si pensi allo spazio di isospin ed ai 2 doppietti particella-antiparticella $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -\overline{n} \\ \overline{p} \end{pmatrix}$
Definiamo, ora, $SU(N)$ come l'insieme delle matrici di $U(N)$ che siano unimodulari, cioé $det(U) = 1$. Questa richiesta porta ad avere le seguente proprietá dei generatori:

$$Tr(A_j^i) = 0 \tag{1.36}$$

Se li riscriviamo:

$$F_j^i = A_j^i - \tfrac{1}{N}\delta_j^i A_k^k$$
$$F_i^i = 0$$

la (1.36) rimane automaticamente soddisfatta. Essa rappresenta il vincolo che porta ad $N^2 - 1 = 8$ il numero di generatori linearmente indipendenti, essendo $F_1^1 + F_2^2 + F_3^3 = 0$. Continua a valere la proprietá (1.32). Le matrici $M_j^i$ restano definite come:

$$\left(M_j^i\right)_k^l = \delta_k^i \delta_j^l - \frac{1}{N}\delta_j^i \delta_k^l \tag{1.37}$$

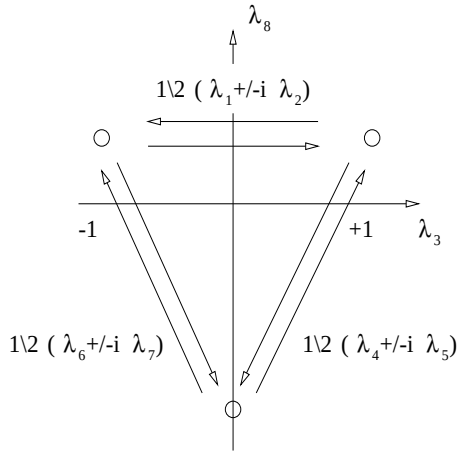


Figura 1.1: La rapresentazione fondamentale di SU(3) e l'azione dei generatori sugli autostati di $\lambda_3$ e $\lambda_8$.

Nel caso $N = 3$, é conveniente, seguendo Gell-Mann, scrivere una combinazione lineare delle $F^i_j$ in modo da ottenere 8 $F_\alpha$, hermitiane:

$$F_1 = \frac{1}{2}(F^1_2 + F^2_1), \quad F_2 = -\frac{i}{2}(F^1_2 - F^2_1), \quad F_3 = \frac{1}{2}(F^1_1 - F^2_2)$$

$$F_4 = \frac{1}{2}(F^1_3 + F^3_1), \quad F_5 = -\frac{i}{2}(F^1_3 - F^3_1), \quad F_6 = \frac{1}{2}(F^2_3 + F^3_2) \tag{1.38}$$

$$F_7 = -\frac{i}{2}(F^3_2 - F^2_3), \quad F_8 = -\frac{\sqrt{3}}{2}(F^3_3)$$

che soddisfano alla:

$$[F_\alpha, F_\beta] = i f_{\alpha\beta\gamma} F_\gamma \tag{1.39}$$

con $f_{\alpha\beta\gamma}$ reale e totalmente antisimmetrico. Ai generatori $F_\alpha$ corrisponde la rappresentazione matriciale delle matrici di Gell-Mann $\lambda_\alpha$. La scelta della loro forma é stata fatta in modo da avere $\lambda_3$ e $\lambda_8$ diagonali e mutuamente commutanti (infatti il numero di generatori diagonalizzabili é uguale al numero di operatori di Casimir associabili al gruppo ed in questo caso sono $N - 1 = 2$). Le $F^j_i$ fanno passare da un autostato di $\lambda_3$ e $\lambda_8$ all'altro, (vedi fig.1.1). Se si fattorizza un $\frac{1}{2}$, le trasformazioni (1.29) diventano:

$$\phi'_i = U^j_i \phi_j = [\delta^j_i - \frac{i}{2}(\epsilon_\alpha \lambda_\alpha)^j_i]\phi_j$$

Le matrici $M^j_i$ restano definite coerentemente alle (1.38): $M^1_2 = \frac{1}{2}(\lambda_1 - i\lambda_2)$, etc...
Ricordiamo infine, due proprietá delle $\lambda_\alpha$:

$$[\lambda_\alpha, \lambda_\beta] = 2i f_{\alpha\beta\gamma}\lambda_\gamma \tag{1.40}$$

$$Tr(\lambda_\alpha, \lambda_\beta) = 2\delta_{\alpha\beta} \tag{1.41}$$

Le costanti di struttura $f_{\alpha\beta\gamma}$ sono:

$$f_{123} = 1, \quad f_{458} = f_{678} = \sqrt{3}/2,$$
$$f_{147} = f_{165} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{376} = 1/2 \tag{1.42}$$

In vista delle applicazioni fisiche che utilizzeranno le strutture definite dai gruppi, é consigliabile descrivere gli stati di $SU(3)$ considerando che:

- il set di generatori $F^1_1$, $F^2_1$, $F^1_2$, $F^2_2$ possono essere visti come i $3 \oplus 1$ generatori del gruppo $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ contenuto in $SU(3)$ (anche le altre scelte sono possibili in principio: il motivo di questa in particolare sará chiaro in seguito);

- il rango di $SU(2)_I \times U(1)_Y$ resta uguale a 2: dunque il numero di generatori diagonalizzabili e mutuamente commutanti sono 2

Una conveniente definizione dei generatori é la seguente:

$$I_+ = F_1^2, \quad I_- = F_2^1, \quad I_3 = \frac{1}{2}(F_1^1 - F_2^2), \quad Y = F_1^1 + F_2^2 = -F_3^3 \tag{1.43}$$

Detta $Q = F_1^1$, la (1.43) diventa la nota relazione di Gell-Mann Nihijima:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.44}$$

Dalla relazione che determina gli elementi di $F_i^j$ (1.37), si verifica che $I_3$, $Y$ e $Q$ sono diagonali.

### 1.2.1 Gli stati di $\overline{3} \otimes 3$

Sia $q_i$ il vettore a 3 dimensioni che definisce la rappresentazione irriducibile fondamentale 3 di $SU(3)$. In termini matriciali viene rappresentato da un vettore colonna:

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}$$

Il vettore $q^i = q_i^*$ di $\overline{3}$ é invece rappresentato da una riga :

$$\overline{q} = (q^1 \quad q^2 \quad q^3) = (\overline{u} \quad \overline{d} \quad \overline{s})$$

É utile poter far uso del linguaggio introdotto dalla QED nella quantizzazione dei campi e interpretare gli stati $q_i$ e $q^i$ come operatori di campo :

$$\mathbf{q^i} = \begin{bmatrix} q^1 \\ q^2 \\ q^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u \\ d \\ s \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{q_i} = \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{u} \\ \overline{d} \\ \overline{s} \end{bmatrix}$$

dove, ogni componente opera, ad esempio: $\overline{u}|0>=|u>$, $\overline{d}|0>=|d>$, $\overline{s}|0>=|s>$. Si noti come i $q_i$ creino stati della rappresentazione 3 o annichilino stati di $\overline{3}$, mentre i $q^i$ facciano l'opposto.
Ricordando che $F_\alpha = \frac{\lambda_\alpha}{2}$, si verifica che gli stati $|u>$, $|d>$, $|s>$ sono caratterizzati da i seguenti numeri quantici (autovalori di $I_3$ e $Y$):

| | $I_3$ | Y | Q |
|---|---|---|---|
| $\|u>$ | 1/2 | 1/3 | 2/3 |
| $\|d>$ | -1/2 | 1/3 | -1/3 |
| $\|s>$ | 0 | -2/3 | -1/3 |

I risultati sopra esposti si possono riassumere nel *diagramma dei pesi* (fig.1.2), estendibile anche agli stati di $\overline{3}$.

Come giá accennato, la rappresentazione $\overline{3}$ non é equivalente a 3. Infatti il vettore $q^i$ si trasforma come $q_i^*$:

$$q'^i = U_i^{*j} q^j = [\delta_i^j - \frac{i}{2}(\epsilon_\alpha \lambda_\alpha^*)_i^j] q^j = [\delta_j^i - \frac{i}{2}(\epsilon_\alpha \lambda_\alpha)_j^i] q^j \tag{1.45}$$

dove si é sfruttata l'hermiticitá di $\lambda_\alpha$, e il suo diagramma dei pesi é raffigurato in fig 1.2.
Consideriamo ora, il problema di costruire stati appartenenti allo spazio vettoriale ottenuto dal

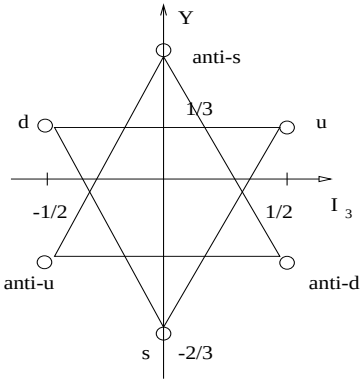


Figura 1.2: Diagrammi dei pesi per 3 e $\overline{3}$.

prodotto tensoriale $\overline{3} \otimes 3$. I suoi elementi si possono pensare come generati dall'operatore di campo $q^i q_j$. In particolare é interessante la seguente scomposizione:

$$q^i q_j = (q^i q_j - \frac{1}{3}\delta^i_j q^k q_k) + \frac{1}{3}\delta^i_j q^k q_k = P^i_j + S \tag{1.46}$$

dove, con $P^i_j$, si sono indicati in forma compatta 8 operatori di campo (ottetto): $P^i_j|0>= |P^i_j>$ e con $S$ un singolo operatore (singoletto). In altre parole , l'ottetto definisce una nuova rappresentazione irriducibile di $SU(3)$, detta *aggiunta*. In analogia con la definizione di $q_i$, il vettore che appartiene a questo spazio ha 8 elementi corrispondenti agli 8 stati ammessi. Essi sono in numero uguale ai generatori e gli operatori di campo $P^i_j$ che li determinano si trasformano nel medesimo modo ([6]). L'ottetto in forma esplicita é:

$$\begin{aligned}
|P^2_1> &= |\overline{d}u> = d\overline{u}|0> \\
\tfrac{1}{\sqrt{2}}|P^1_1 - P^2_2> &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\overline{u}u - \overline{d}d)|0> \\
|P^1_2> &= |\overline{u}d> = u\overline{d}|0> \\
|P^3_1> &= |\overline{s}u> = s\overline{u}|0> \\
|P^3_2> &= |\overline{s}d> = s\overline{d}|0> \\
|P^2_3> &= |\overline{d}s> = d\overline{s}|0> \\
|P^1_3> &= |\overline{u}s> = u\overline{s}|0> \\
-\tfrac{3}{\sqrt{6}}|P^3_3> &= \tfrac{1}{\sqrt{6}}(\overline{u}u + \overline{d}d - 2\overline{s}s)|0>
\end{aligned} \tag{1.47}$$

ed il singoletto:

$$|S> = \tfrac{1}{\sqrt{3}}(\overline{u}u + \overline{d}d + \overline{s}s)|0>$$

Non é possibile passare dall'ottetto al singoletto con trasformazioni in $SU(3)$ cosí come é impossibile passare da $q^i$ a $q_i$. L'operazione si $\overline{3} \otimes 3$ si puó illustrare graficamente considerando il vertice di ogni autostato di 3, come l'origine di altrettanti diagrammi dei pesi di $\overline{3}$.

## 1.3 Modello a quark e SU(6)

Il modello matematico presentato nella sezione precedente é di notevole aiuto nel caso in cui si vogliano descrivere le caratteristiche fisiche di una particella, riconducendole alle strutture elementari che la compongono. Storicamente, il modello a quark rappresenta il primo tentativo in questa direzione.
Esso nasce nel 1964, con l'osservazione, da parte di Gell-Mann e Zweig, della possibilitá di classificare gli adroni, in multipletti aventi i medesimi valori $J^P$, dove $J$ é lo spin della particella e $P$ la sua paritá. Venne postulata l'esistenza di particelle piú elementari, i quarks, costituenti di base delle particelle osservate. I punti fondamentali di questo modello sono i seguenti:

- i quarks sono particelle puntiformi di spin 1/2 che non possono esistere in stati liberi (confinamento), quindi le loro masse possono essere stimate o in quanto 'frazioni' della massa di un adrone o studiando interazioni adrone-adrone a piccole distanze, in questa condizione i quark si muovono come se fossero liberi;

- ai quarks é associata una *carica barionica*, $B = 1/3$, conservata nelle interazioni forti ed un valore di *stranezza*, oltre ad una carica elttrica frazionaria, $S = 0, \pm 1$, numero quantico anch'esso conservato nelle interazioni forti ed introdotto per rendere conto della produzione associata di alcune particelle;

- i quarks sono di tre *sapori*, $u$ up, $d$ down, $s$ strange: essi costituiscono un tripletto, che é la rappresentazione 3 di un gruppo speciale $SU(3)$ di sapore;

- esistono *antiquarks*, appartenenti allo spazio $\overline{3}$;

- i generatori del gruppo $SU(3)$ sono anche i generatori di $SU(2)_I$ di isospin e di $U(1)_Y$ di ipercarica, essendo l'ipercarica una grandezza correlata alla *stranezza* dello stato: $Y = B + S$;

- i numeri quantici che caratterizzano i tre *flavours* sono essenzialmente due, ovvero gli autovalori di due generatori diagonali: $I_3$ terza componente di isospin e $Y$ (cioé $S$): questa scomposizione di $SU(3)$ é giustificata dal fatto che $u$ e $d$ hanno masse cosí vicine da indurre a pensarli come due configurazioni diverse del medesimo stato di isospin ($I = 1/2$, $I_3 = \pm 1/2$). In questo modo il doppietto $u - d$ fornisce la rappresentazione fondamentale di $SU(2)_I$;

- i barioni sono costituiti da uno stato legato di 3 quarks, e vengono rappresentati nello spazio vettoriale $3 \otimes 3 \otimes 3$, mentre i mesoni da uno stato quark-antiquark ed appartengono a $3 \otimes \overline{3}$.

- i quark si comportano, all'interno dei nucleoni, come se fossero liberi (libertá asintotica).

Nel momento in cui si applica questo modello, non ci si deve dimenticare del ruolo dello spin dei quarks, che determina la $J$ dell'adrone che cosituiscono. Per questo motivo si suole costruire una rappresentazione di rango piú elevato di $SU(3)$, che in un certo senso, 'contenga' i gruppi di sapore e di spin. Il gruppo $SU(6)$ ammette sia $SU(3)$ che $SU(2)$, che $SU(3) \times SU(2)$ come suoi sottogruppi.[2]. La rappresentazione fondamentale di $SU(6)$ é una sestupla del tipo:

$$\psi = \begin{pmatrix} u\uparrow & d\uparrow & s\uparrow \\ u\downarrow & d\downarrow & s\downarrow \end{pmatrix}$$

Il sottogruppo $SU(3) \times SU(2)$ ammette come rappresentazione la $(3, 2)$, che ha per generatori $\frac{\lambda_\alpha}{2} \otimes \frac{\sigma_n}{2}$.

### 1.3.1 Gli stati di $\overline{6} \otimes 6$: mesoni

$\overline{6} \otimes 6 = 35 \oplus 1$. I generatori di $SU(6)$ sono $N^2 - 1 = 35$. La rappresentazione aggiunta di questo gruppo é, allora, costituita da un vettore a 35 componenti, ognuna delle quali é uno stato possibile. Il sottogruppo $SU(3) \times SU(2)$ viene rappresentato in modo da mettere maggiormente in evidenza le simmetrie in $SU(2)$ e $SU(3)$; infatti il multipletto 35 é costituito da:

$$35 = [(3, 2) \otimes (3, 2)] = (8, 3) \oplus (1, 3) \oplus (8, 1) \oplus (1, 1)$$

cioé da un ottetto piú un singoletto di sapore in configurazione di tripletto di spin, e da un ottetto piú un singoletto di sapore in configurazione di singoletto di spin.
Se consideriamo il sistema $q\overline{q}$ con L=0, questi stati hanno paritá $P = (-1) \cdot (-1)^L = -1$. Essi sono effettivamente stati osservati e rappresentano il gruppo dei mesoni pseudoscalari ($0^-$) e dei vettori ($1^-$).
In tab.1.1 e tab.1.2 sono riportati i possibili stati pseudoscalari, costruiti avendo presente gli stati $P_i^j$ e $S$ definiti nella sezione precedente.

| Mesone | Stato in SU(6) |
|---|---|
| $\pi^+$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\overline{d}\uparrow u\downarrow -\overline{d}\downarrow u\uparrow)$ |
| $\pi^0$ | $\frac{1}{2}(\overline{u}\uparrow u\downarrow -\overline{u}\downarrow u\uparrow -\overline{d}\uparrow d\downarrow +\overline{d}\downarrow d\uparrow)$ |
| $\pi^-$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\overline{u}\uparrow d\downarrow -\overline{u}\downarrow d\uparrow)$ |
| $K^+$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\overline{s}\uparrow u\downarrow -\overline{s}\downarrow u\uparrow)$ |
| $K^0$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\overline{s}\uparrow d\downarrow -\overline{s}\downarrow d\uparrow)$ |
| $K^-$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\overline{u}\uparrow s\downarrow -\overline{u}\downarrow s\uparrow)$ |
| $\overline{K^0}$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(\overline{d}\uparrow s\downarrow -\overline{d}\downarrow s\uparrow)$ |
| $\eta_8$ | $\frac{1}{\sqrt{12}}(\overline{u}\uparrow u\downarrow +\overline{u}\downarrow u\uparrow +\overline{d}\uparrow d\downarrow -\overline{d}\downarrow d\uparrow -2\overline{s}\uparrow s\downarrow +2\overline{s}\downarrow s\uparrow)$ |

Tabella 1.1: L'ottetto pseudoscalare

| Mesone | Stato in SU(6) |
|---|---|
| $\eta_0$ | $\frac{1}{\sqrt{6}}(\overline{u}\uparrow u\downarrow -\overline{u}\downarrow u\uparrow +\overline{d}\uparrow d\downarrow -\overline{d}\downarrow d\uparrow +\overline{s}\uparrow s\downarrow -\overline{s}\downarrow s\uparrow)$ |

Tabella 1.2: Il singoletto pseudoscalare

Ci si sofferma sui mesoni pseudoscalari perché l'analisi presentata dal capitolo quarto in avanti, studia il decadimento della risonanza $\eta_c$ ( $\eta_c'$) in 3 particolari mesoni pseudoscalari: le $\eta$. Gli stati fisici $\eta(550)$ ed $\eta\prime(960)$ sono in realtá miscele di stati puri $\eta_8$ e $\eta_0$ , indice, questo, della rottura di simmetria in SU(3) a causa delle differenza in masse tra *up* ( o *down*) e *strange*:

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta\prime \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta & sin\theta \\ -sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_8 \\ \eta_0 \end{pmatrix}$$

## 1.4 Quark *charm*

Nello stesso anno in cui Gell-Mann e Zweig proponevano la classificazione degli adroni in termini di quark, Bjorken e Glashow aggiungevano un quarto sapore al modello nascente. La motivazione iniziale era perlopiú estetica: la presenza del quark $s$ come singoletto, rompeva la simmetria tra i doppietti neutrino-leptone carico delle interazioni deboli ed il doppietto $u$ e $d$ in $SU(2)$ di isospin:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$$

ma in seguito, l'esistenza di un quarto quark divenne un'ipotesi necessaria per rendere conto del basso rate con cui occorrevano i processi deboli con $\Delta S = 1$. Il modello di Weinberg-Salam veniva cosí ampliato grazie al *meccanismo GIM*, che sintetizzava le idee di Cabibbo sul mixing degli stati e l'ipotesi del *charm* ($c$) attraverso la ri-definizione dei doppietti di quark:

$$\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ dcos\theta_c + ssin\theta_c \end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ scos\theta_c - dsin\theta_c \end{pmatrix}$$

Il nuovo quark si fa portatore di un numero quantico, il charm, come la stranezza conservato nelle interazioni forti ed elettromagnetiche ma non nelle deboli.

Evidenza sperimentale di questa speculazione teorica si ebbe nel novembre 1974, con la scoperta delle risonanza $J/\psi$ e $\psi'$, mesoni con $J^{PC} = 1^{--}$, e Brookhaven ed a SLAC (fig.1.3). Le proprietá osservate di queste risonanze, portarono alla conclusione che dovevano trattarsi degli stati $1^3S_1$ e $2^3S_1$ di quello che fu definito charmonio, ovvero una particella formata da $c\overline{c}$. La larghezza inaspettatamente piccola delle $J/\psi$ e $\psi'$ veniva spiegata applicando la regola di OZI (vedi fig.1.4) giá sfruttata con successo per rendere conto della soppressione dei decadimenti della $\phi$ in stati non-strani (ad es. $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$).

[2]Si nota che combinare elementi che definiscono una simmetria interna con altri che ne definiscono una legata alle variabili spazio-temporali, puó essere problematico in regime relativistico

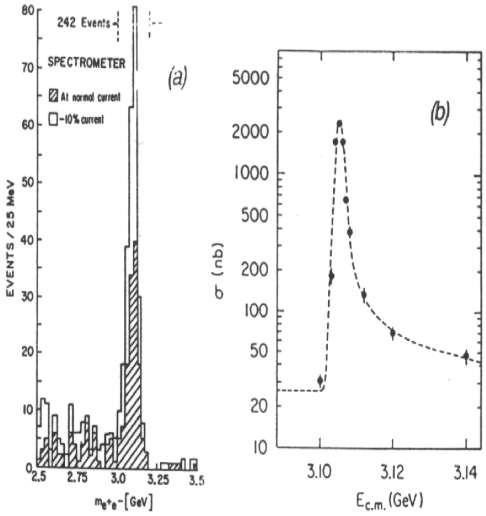


Figura 1.3: Scoperta della $J/\psi$.

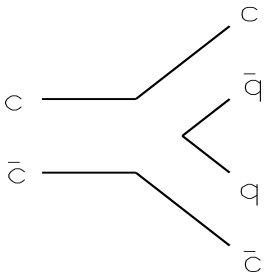


Figura 1.4: Diagramma connesso per un decadimento compatibile con la regola di OZI

Un'altra indicazione della natura del charmonio é stata ottenuta dallo studio del rapporto

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to adroni)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$$

in funzione dell'energia nel centro di massa. Intorno a 3.1 GeV l'andamento di R presenta una serie di picchi acuti e stretti, attribuibili al raggiungimento della soglia di produzione di una coppia charm-anticharm. Inoltre, la differenza in massa delle risonanze della famiglia della $\psi$ (qualche centinaio di MeV), piccola se paragonata alla massa di $c\overline{c}$, suggerisce una interpretazione non-relativistica del charmonio. Il che porta a considerare queste risonanze come eccitazioni radiali o angolari di uno stato fondamentale.

## 1.5 Cenni di QCD

La QCD appartiene ad una classe di teorie di campo dette di 'gauge non abeliane', introdotte da Yang e Mills nel 1954. Con essa vengono descritte le interazioni tra quark sulla base del *colore*, caratteristica nascosta di questi costituenti fondamentali.

### 1.5.1 L'ipotesi del colore

La necessitá di un nuovo grado di libertá interno, non osservabile direttamente, si manifesta chiaramente quando si cerchi di applicare il modello a quark alla particella $\Delta^{++}$. Un generico barione, costituito da 3 quarks, ha una funzione d'onda che puó essere scritta come

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

dove $\alpha$ é funzione delle coordinate spaziali, $\beta$ descrive gli stati di spin e $\gamma$ i costituenti di sapore. Nel caso della $\Delta^{++}$, la configurazione é tale da avere una funzione d'onda totalmente simmetrica, che quindi viola il principio di Pauli per il quale due fermioni identici non possono esistere nel medesimo stato. Questo problema é appunto risolto facendo l'ipotesi del colore, che contribuisce alla funzione d'onda con un nuovo termine, $\delta$, antisimmetrico.
In questo scenario, ogni quark é portatore di un colore (rosso R, blu B, verde G), mentre gli antiquark di un anti-colore. Ogni stato di quark viene descritto, quindi, oltre che da un vettore nello spazio $SU(3)$ di sapore, anche da un vettore nello spazio $SU(3)$ di colore, ovvero rappresentano due basi per le rappresentazioni 3 e $\overline{3}$ di $SU(3)_{colore}$. Gli aggregati di quark non ne manifestano evidenza, quindi esso appare sempre in stato di singoletto. I barioni avranno una configurazione del tipo:

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

mentre i mesoni:

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

Lo studio del rapporto R conferma sperimentalmente l'ipotesi del colore. Infatti, detta $Q_i$ la carica in unitá di $e$ del quark i-esimo, si ha

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to adroni)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)} = \sum_i Q_i^2$$

Ammettendo che la reazione $e^+e^- \to adroni$ avvegna attraverso:

$$e^+e^- \to \gamma^* \begin{pmatrix} u + \overline{u} \\ d + \overline{d} \\ s + \overline{s} \end{pmatrix} \to adroni$$

si dovrebbe ottenere $R = 2/3$. Dati sperimentali presi al di sotto di $\sqrt{s} \sim 3\ GeV$ danno, invece, $R = 2$. Ogni processo accadrebbe, infatti, in tre configurazioni diverse in termini di colore. Questo risulta in un valore di R 3 volte maggiore di quello aspettato senza questa ipotesi.

Il colore viene intepretato come un vera e propria carica forte, e le trasformazioni nello spazio di colore vengono considerate come un gruppo di simmetria esatta.
La matematica legata al gruppo $SU_c(3)$ é quella esposta nelle sezioni precedenti: le modifiche sono minime.

La Lagrangiana si costruisce imponendo l'invarianza per trasformazioni di gauge locale

$$U(x) = e^{\frac{i}{2}\lambda_A \Lambda_A(x)} \tag{1.48}$$

(dove $\lambda_A$ con A=1,2...8 sono gli 8 generatori dello spazio di colore) a vettori appartenenti alla rappresentazione 3 di $SU(3)$. Analogamente al caso dell'elettromagnetismo, detti $G_{A\mu}$ 8 campi vettoriali (gluonici) che si trasformino come:

$$G_{A\mu} \to G_{A\mu} + \frac{1}{g_s}\partial_\mu \Lambda_A - f_{ABC}\Lambda_B G_{C\mu} \tag{1.49}$$

quando si operi sul vettore q con la (1.48) infinitesima

$$q \to (1 + \frac{i}{2}\lambda_A \Lambda_A(x))q \tag{1.50}$$

si ottiene :

$$\mathcal{L} = -\overline{q}^i \gamma_\mu (\partial_\mu - \frac{i}{2} g_s \lambda_A G_{A\mu})_i^j q_j - \overline{q}^i m q_j - \frac{1}{4} G_{A\mu\nu} G_{A\mu\nu} \tag{1.51}$$

dove

$$G_{A\mu\nu} = \partial_\mu G_{A\nu} - \partial_\nu G_{A\mu} + g_s f_{ABC} G_{B\mu} G_{C\nu} \tag{1.52}$$

che rappresenta la lagrangiana per le interazioni tra quark sulla base della carica di colore. Gli 8 campi vettoriali $G_{A_\mu}$ rappresentano i mediatori delle interazioni forti e sono detti gluoni. Le trasformazioni che li caratterizzano sono non-abeliane a causa del termine di interazione gluone-gluone in (1.52). La motivazione fisica di tutto ció e' che, a differenza dei fotoni (mediatori del campo e.m.), i gluoni sono portatori di carica di colore, e quindi é ammissibile l'esistenza di vertici in cui ne interagiscono diversi. Si noti come non compaia un termine di massa nella forma della lagrangiana, che comprometterebbe l'invarianza di gauge. Il vertice di interazione é caratterizzato da $g_s$, la costante di accoppiamento ad essa legata é data dal termine

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$$

### 1.5.2 Libertá asintotica e confinamento

Come giá accadeva in QED, anche nel caso della QCD esistono effetti di schermatura della carica di colore che portano ad una ridefinizione del termine di accoppiamento $\alpha_s$. Se consideriamo quark presenti in $n_f$ stati di sapore con masse $m_f$, si puó scrivere, per distanze di interazione $d \ll \frac{1}{m_f}$, ovvero per impulsi trasferiti $Q = p_f - p_i \gg m_f$:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{(33-2n_f)}{12\pi}\alpha_s(\mu^2) log(\frac{Q^2}{\mu^2})} \tag{1.53}$$

dove $\mu$ é un fattore di normalizzazione. Dal momento che i sapori noti sono inferiori a 17, il segno del denominatore é positivo, il che comporta un andamento logaritmico verso zero della costante di interazione. Questo fatto é giustificato dalla libertá asintotica (concetto giá introdotto precedentemente).
Se si introduce un parametro $\Lambda$:

$$\Lambda = \mu^2 e^{\frac{-12\pi}{(33-2n_f) alpha_s(\mu^2)}}$$

si puó riscrivere la (1.53) come:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\frac{(33-2n_f)}{3} log(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \tag{1.54}$$

Il valore di $\Lambda$ é determinato sperimentalmente intorno ai 200 MeV ed é dello stesso ordine di grandezza dell'inverso del raggio $r_a$ di un adrone. Questo aspetto rende conto del fenomeno del confinamento, che impedisce l'esistenza di quark liberi a causa di una barriera di potenziale infinita.

## 1.6 I sistemi $q\overline{q}$

Da un punto di vista teorico, i sistemi legati $q\overline{q}$ di quark pesanti sono interessanti perché sono sistemi semplici. Ad esempio, in buona approssimazione é possibile considerare tali stati come sistemi non-relativistici. Quindi é ammissibile l'uso dell'equazione di Schrodinger (con $\mu$ massa ridotta del $q\overline{q}$):

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\Psi(\overline{r}) + [V(r) - E]\Psi(\overline{r}) = 0 \tag{1.55}$$

Fattorizzando, come si é soliti fare in questi casi, nel seguente modo: $\Psi(\overline{r}) = R(r)Y_{lm}(\theta, \phi)$, e considerando stati in onda S, si ottiene, dopo alcuni passaggi l'importante risultato:

$$|\Psi_s(0)|^2 = \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} < \frac{dV}{dr} > \tag{1.56}$$

Inotre, con una semplice applicazione del teorema del viriale, si trova la seguente relazione, utile per giustificare il trattamento non-relativistico del quarkonio:

$$< \frac{p^2}{2\mu} >= \frac{2}{3}\alpha_s < \frac{1}{r} >= \frac{2}{3}\alpha_s\frac{1}{a} \tag{1.57}$$

dove $a = 3(4\mu\alpha_s)^{-1}$ é il raggio di Bohr. Quindi, presa

$$\frac{v}{c} = \frac{2}{3}\alpha_s$$

si trova, che, essendo $\alpha_s$ decrescente con la massa, per masse sufficientemente grandi, $v/c \ll 1$.

### 1.6.1 Potenziali ispirati alla QCD

Sebbene le differenze siano sostanziali e non permettano facili sintesi, l'accostamento $q\overline{q}$-positronio é suggestivo ed inevitabile. Calcoli teorici sulle ampiezze parziali di decadimento $\Gamma_{e^+e^-}(J/\psi)$, $\Gamma_{ggg}(J/\psi)$, $\Gamma_{gg}(\eta_c)$ e $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$ sono (al zeresimo termine perturbativo) esattamente quelle del positronio con le sostituzioni riguardanti le costanti di accoppiamento ($\alpha$ e $\alpha_s$), le masse dello stato legato ($m_e$ e $M_q$) ed un fattore di colore moltiplicativo nel caso di decadimenti gluonici. Un modello non-relativistico proposto da Applequist, Politzer ed altri, descrive il sistema $c\overline{c}$ con una funzione d'onda $\phi(r)$, soluzione dell'equazione di Schrodinger con un appropriato potenziale V(r). É stato dimostrato che la relazione che intercorre tra l'elemento di matrice di una interazione ed il potenziale responsabile, é di trasformata-antitrasformata di Fourier (nell'approssimazione di Born). In base ad argomentazioni simili a quelle usate nella prima sezione, si puó calcolare una forma del potenziale cercato. Ció che si ottiene é la seguente formula:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} \tag{1.58}$$

valido entro un range di $\sim 3\ fm$, in accordo con il vincolo imposto dalla libertá asintotica. Per tenere anche conto del fenomeno del confinamento, viene introdotto un termine ulteriore:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + kr \tag{1.59}$$

conosciuto come potenziale di Cornell. Altre forme possono essere considerate. I vincoli che devono rispettati dal potenziale riguardano innanzitutto l'ordine dei livelli energetici osservato sperimentalmente: $E(1S) < E(1P) < E(2S)\ldots$ che si traduce in:

$$\frac{d^3}{dr^3}(r^2 V_C) > 0 \tag{1.60}$$

$$\frac{d}{dr}\Big[\frac{1}{r}\frac{d}{r}(2V_C + r\frac{dV_C}{dr})\Big] < 0 \tag{1.61}$$

$$\lim_{r\to\infty}(2rV_C + r^2\frac{dV_C}{dr}) = 0 \tag{1.62}$$

e la relazione tra le ampiezze della parte radiale della funzione d'onda:

$$|\frac{R_{2S}(0)}{R_{1S}(0)}| < 1 \tag{1.63}$$

implica:

$$V''(r) < 0 \tag{1.64}$$

Se si desidera considerare anche la struttura fine ed iperfine del sistema, bisogna aggiungere nella forma del potenziale ,termini dipendenti dallo spin.
Nel 1975 Schnitzer e Pumplin proposero l'esistenza di due termini dominanti nel potenziale:

$$V(r) = V_s(r) + V_v(r) \tag{1.65}$$

posizione motivata dall'esistenza di stati pseudoscalari e vettori del charmonio. Una seconda assunzione fu quella di pensare al legame quark-antiquark come dovuto allo scambio di un gluone: questo permetteva loro di svolgere previsioni teoriche in totale analogia con il positronio ed usare la forma di Fermi-Breit per l'Hamiltoniana del sistema:

$$H = H_0 + H_1 = \Big[2m + \frac{p^2}{2m} + V_s(r) + V_v(r)\Big] + \Big[-\frac{p^4}{4m^3} + H_{SI} + H_{SO} + H_T + H_{SS}\Big] \tag{1.66}$$

il termine di interazione $H_1$ include:

- un termine indipendente dallo spin:

$$H_{SI} = \frac{1}{4m^2}\Big[\frac{2L(L+1)}{r}V_v' + [p^2, V_v - rV_v'] + 2(V_v - rV_v')p^2 + \frac{1}{2}\Big(\frac{8}{r}V_v'' + V_v'' - rV_v'''\Big)\Big] \tag{1.67}$$

- un termine di interazione spin-orbita:

$$H_{SO} = \overline{L}\cdot(\overline{S}_1 + \overline{S}_2)\frac{1}{2m^2 r}(3V_v' - V_s') \tag{1.68}$$

- un termine tensoriale:

$$H_T = \Big[(\overline{S}_1\cdot\overline{r})\cdot(\overline{S}_2\cdot\overline{r}) - \frac{(\overline{S}_1\cdot\overline{S}_2)}{3}\Big]\frac{V_v' - rV_v''}{m^2 r} \tag{1.69}$$

- ed un termine di interazione spin-spin:

$$H_{SS} = (\overline{S}_1\cdot\overline{S}_2)\frac{2}{3m^2}\nabla^2 V_v \tag{1.70}$$

dove si sono indicati con $\overline{L}$,$\overline{S}_1$, $\overline{S}_2$, m rispettivamente il momento angolare orbitale, gli spin e la massa dei quark. La differenza di massa tra gli stati ${}^1S_0$ e ${}^3S_1$ nasce dal termine spin-spin, poiché gli altri contributi si annullano nel caso del singoletto. Il risulato é:

$$\Delta E = \frac{2}{3m_c^2} < \nabla^2 v_v >$$

con il valor medio inteso utilizzando le funzioni d'onda imperturbate. Misurazioni di tale *splitting* nella massa puó dare informazioni sulla bontá nella scelta del potenziale utilizzato nel calcolo. In genere si associa al termine $V_v$ un potenziale di tipo coulombiano della forma $V_v(r) = -\alpha_s/r$. in questo caso, la (1.6.1) diventa:

$$\Delta E = \frac{8\pi\alpha_s}{3m_c^3}|R_S(0)|^2$$

con $|R_S(0)|^2$ il quadrato della funxzione d'onda nell'origine. La misura diretta di $\Delta E$ da' indicazioni fenomenologiche sui parametri $m_c$ e $\alpha_s$.
Di una certa rilevanza sono anche le predizioni teoriche riguardo le ampiezze di decadimento in gluoni o fotoni. Il problema legato all'impossibilitá di un uso sicuro ed attendibile delle tecniche

do calcolo perturbative, fu messo a fuoco da Bodwin, Braaten e Lepage, che proposero una fattorizzazione dei rate di decadimento. Trattasi di una separazione della fisica non-relativistica per la struttura del quarkonio (valida per momenti $\sim Mv$) da una fisica non perturbativa relativistica valida per momenti $\sim M$.

Con questa assunzione, Kwong calcoló le ampiezza per i decadimenti in 2 gluoni o 2 fotoni per la $\eta_c$:

$$\Gamma(\eta_c \to \gamma\gamma) = \frac{12\pi e^4 \alpha^2}{m_q^2} |\psi(0)|^2 \left[1 - \alpha_s \frac{3.4}{\pi}\right]$$

$$\Gamma(\eta_c \to gg) = \frac{8\pi \alpha_s^2}{3m_q^2} |\psi(0)|^2 \left[1 + \alpha_s \frac{4.8}{\pi}\right]$$

# Capitolo 2

# L'esperimento FNAL E835

L'esperimento E835 é incentrato sull'analisi spettroscopica del charmonio prodotto in annichilazioni $p\overline{p}$. Questa tecnica presenta il vantaggio di poter formare direttamente qualsiasi configurazione $J^{PC}$ di $c\overline{c}$ (fig.2.1), e lo svantaggio di introdurre un enorme fondo indesiderato ($\sigma_{p\overline{p}\to\overline{c}c}/\sigma_{p\overline{p}\to adroni} \simeq 1.5\ 10^{-3}$ alla $J/\psi$). In R704, esperimento progenitore dei successivi E760 e E835, si riuscí a dimostrare la fattibilitá di uno studio della spettroscopia del charmonio basandosi unicamente sulla rivelazione dei prodotti finali di natura elettromagnetica [20].

Nel presente capitolo verranno affrontate le descrizioni delle 4 componenti principali dell'equipaggiamento sperimentale di E835: la sorgente di antiprotoni, il bersaglio di idrogeno, il rivelatore, il sistema di trigger.

## 2.1 Produzione ed accumulazione del fascio di $\overline{p}$

Gli antiprotoni a Fermilab vengono prodotti attraverso la seguente sequenza di operazioni. Innanzitutto, ioni negativi $H^-$ vengono accelerati in una macchina di Cockroft-Walton fino all'energia di 750 KeV e successivamente portati a 200 MeV da un linac. Successivamente, un foglio di grafite attraverso il quale viene fatto passare il fascio, sottrae gli elettroni dagli ioni, che vengono poi inviati al *Booster*: un sincrotrone in grado di accelerare ad energie finanche di 8 GeV i protoni circolanti al suo interno. La struttura in cui si trovano i protoni ora é 'a pacchetto': l'estensione temporale di ogni *bunch* é di $\sim 1ns$ ed ognuno di essi é separato dagli altri da un intervallo di $\sim 19ns$. Una terza ed ultima fase di accelerazione si ha quando il fascio é introdotto nel sincrotrone *Main Ring*, in cui viene accelerato fino a 120 GeV (fig.2.2).

Ogni $\sim 2$ secondi, parte dei protoni sono estratti dal *Main Ring* per essere fatti collidere contro un bersaglio di tungsteno. Come risultato dell'interazione, si trovano i $\overline{p}$ (uno ogni $\sim 10^5\ p$). Un dipolo magnetico deflette le particelle di carica negativa e con momento $8.9 \pm 0.36\ GeV/c$ dirottandole nel *Debuncher*.

Per ottenere un'accumulazione ottimale di antiprotoni nell'*Accumulator Ring*, é indispensabile ridurre la dispersione in momento del fascio. Questa operazione viene appunto effettuata nel

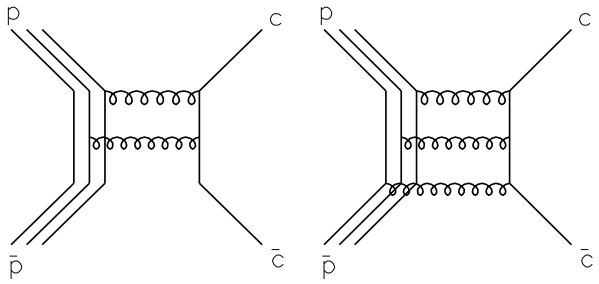


Figura 2.1: Produzione di charmonio mediante annichilazioni $p\overline{p}$ in 2 o 3 gluoni

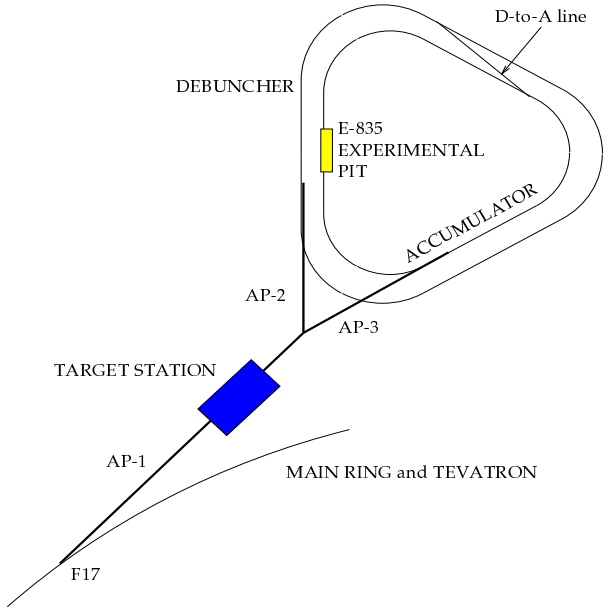


Figura 2.2: Schema dell'*Accumulator Ring* e del *Debuncher* a Fermilab

*Debuncher*, dove, con l'utilizzo di cavitá risonanti, viene distrutta la struttura a pacchetti degli antiprotoni (*de-bunching*) uniformandone la distribuzione lungo tutto l'anello. Cosí facendo si ottiene una migliore definizione del momento delle particelle circolanti a scapito della loro localizzazione temporale. In questa fase si verifica anche il decadimento di tutte le particelle negative (pioni e muoni) che sono state deflesse insieme ai $\overline{p}$. Infine, tecniche di raffreddamento stocastico sono utilizzate per portare l'indeterminazione su p a $\Delta p/p \simeq 0.09\%$. Gli antiprotoni vengono, quindi, iniettati nell'accumulatore ove sono ulteriormente raffreddati. Il processo di accumulazione avviene ad una frequenza di 3 $mA/h$ ($1mA \sim 10^{10}\ \overline{p}$): occorrono dalle 15 alle 25 ore per raggiungere l'intensitá necessaria per gli scopi di E835 ($50 - 80 \times 10^{10}\overline{p}$), dopodiché la produzione di $\overline{p}$ viene terminata. A questo punto, il fascio é pronto per essere utilizzato: esso si presenta con una dispersione in momento di $\sim 0.02\%$.
Per poter formare stati risonanti di $c\overline{c}$, é necessario decelerare il fascio da 8.9 $GeV/c$ ad un valore di momento opportuno. Questo viene attuato con una serie di piccoli decrementi dell'ordine di $\sim 150\ KeV/c$, che significano una variazione dell'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} \simeq 50\ KeV$. A parte il caso della $J/\psi$, ció é sufficiente per scandagliare in piú punti le regioni in cui si trovano le varie risonanze. La tecnica sperimentale adottata prevede, infatti, una misura di sezione d'urto per ogni punto della zona di interesse: in presenza di risonanze, la curva ottenuta graficando le sezioni d'urto misurate in funzione dell'energia nel centro di massa, é la convoluzione di una funzione di Breit e Wigner con la distribuzione (gaussiana) dell'energia del fascio (fig.2.3):

$$\sigma(E) = \int_0^\infty G_{fascio}(E - E_0)\sigma_{BW}(E)dE \tag{2.1}$$

dove si é indicato con $G_{fascio}(E - E_0)$ la distribuzione normalizzata dell'energia del fascio nel sistema del centro di massa e con $\sigma_{BW}(E)$ la Breit e Wigner:

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{4\pi}{k^2}\frac{2J+1}{(2S_p+1)\cdot(2S_{\overline{p}}+1)}\frac{\Gamma^2 \cdot B_i \cdot B_{out}}{4(E - M_R c^2) + \Gamma^2} \tag{2.2}$$

Nota $G_{fascio}$, é possibile estrarre i parametri $M_R$, $\Gamma_R$, ed il prodotto dei branching-ratio $B_{in} \times B_{out}$ dal miglior fit della curva misurata. Il vantaggio di questa tecnica sta nel poter ottenere misure indipendenti di energia e sezione d'urto, essendo la prima determinata non attraverso le rivelazione dei prodotti dell'interazione $p\overline{p}$, ma con misurazioni dirette sul momento del fascio.

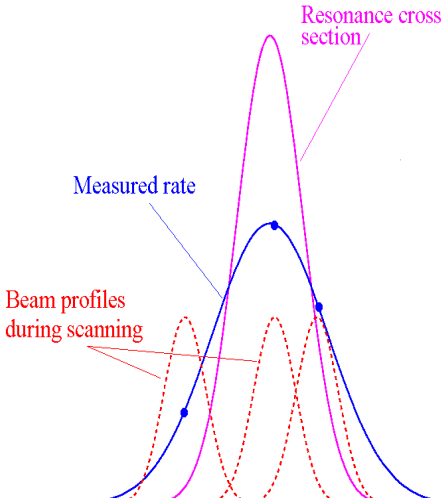


Figura 2.3: Convoluzione della sezione d'urto di una risonanza e della distribuzione in energia del fascio di $\overline{p}$

### 2.1.1 Misura dell'energia del fascio

Dalla formula (2.1) e da quanto detto sopra, si comprende quanto sia importante una buona determinazione della funzione $G_{fascio}$. La velocitá (costante) del fascio, $\beta c$ é legata alla frequenza $f$ di rivoluzione nell'accumulatore ed alla lunghezza $\mathcal{L}$ della sua orbita dalla relazione:

$$\beta c = f\mathcal{L} \tag{2.3}$$

La frequenza di rivoluzione e la lunghezza dell'orbita sono misurate con una precisione inferiore a 1 $Hz$ ed a 0.5 $mm$ rispettivamente. Questo ci porta a valutare l'energia nel centro di massa $\sqrt{s}$ con una tolleranza di $\sim 100$ $KeV$, errore dominato largamente dall'incertezza su $\mathcal{L}$.
Poiché l'orbita é variabile con il momento degli antiprotoni, viene piú comodo misurare, invece che $\mathcal{L}$, le differenze $\Delta\mathcal{L} = \mathcal{L} - \mathcal{L}_0$ da un'orbita di riferimento, il cui momento corrispondente sia ben noto. Questo viene fatto all'energia di massa della $\psi'$, nota con una indeterminazione di soli 90 $KeV$. L'orbita di riferimento é $\mathcal{L}_0 \sim 474050 \pm 1$ $mm$. La variazioni di $\mathcal{L}$ vengono rivelate dai BPMs (Beam Position Monitors) posizionati lungo l'accumulatore.
Per la misura della frequenza di rivoluzione, si fa uso dello spettro del *rumore di Schottky* della corrente del fascio [21], ovvero il rumore elettromagnetico generato da fluttuazioni di singole particelle cariche in una corrente. Come giá accennato, l'indeterminazione su $f$ é comunque trascurabile.

## 2.2 Il bersaglio di idrogeno

La formazione del charmonio in annichilazioni $p\overline{p}$ avviene nel momento in cui il fascio di $\overline{p}$ interseca normalmente un getto di idrogeno molecolare gassoso ad alta densitá. L'apparato iniettore, ed in particolare, il *nozzle* (fig.2.5), é costruito in modo tale da poter variare agevolmente le dimensioni e la densitá del getto da $10^{13}$ a $3.2 \cdot 10^{14}$ $atomi/cm^3$ mediante variazioni di pressione e temperatura del gas uscente. Questa possibilitá permette di operare la presa dati in modo piú stabile, garantendo anche per ampi periodi, una luminositá integrata di $\sim 2 \times 10^{31} cm^{-2} s{-1}$ quasi costante.
Le alte densitá raggiunte, sono possibili grazie al manifestarsi del fenomeno di clusterizzazione, che interessa lo stato dell'idrogeno in moto verso la zona di interazione. Si tratta di un processo che consiste nella formazione di nuclei di condensazione (*clusters*) formati da molecole tenute insieme dalle forze di Van der Waals.

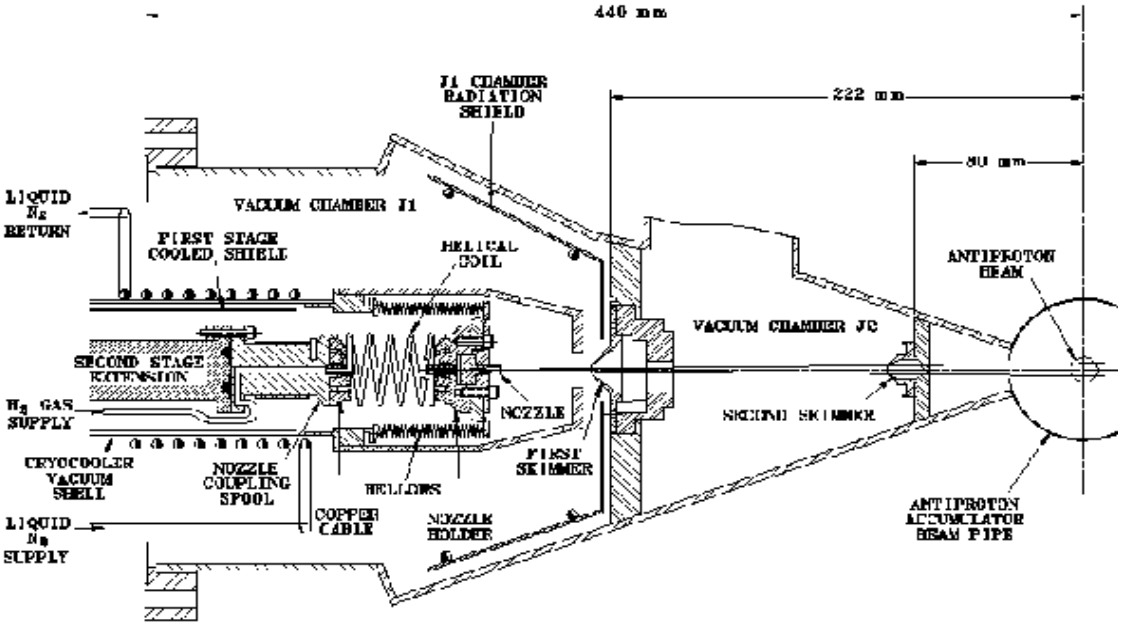


Figura 2.4: Schema del bersaglio di idrogeno.

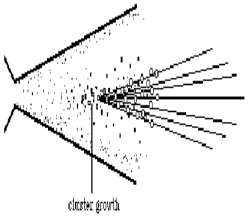


Figura 2.5: Schematizzazione della formazione dei cluster in uscita dal nozzle.

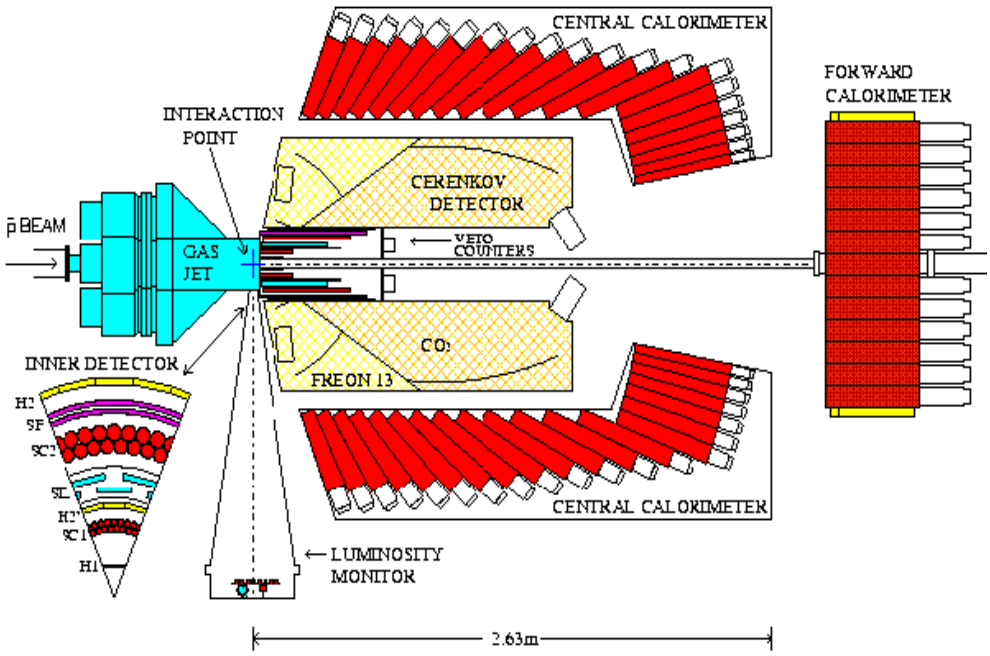


Figura 2.6: Schema del rivelatore di E835.

## 2.3 Il rivelatore

Il rivelatore di E835 é uno spettrometro non-magnetico a simmetria cilindrica rispetto la direzione del fascio. La sua regione centrale é suddivisibile in 3 parti principali: una interna caratterizzata dalla presenza di rivelatori utilizzati per i segnali di trigger ed il tracciamento, una intermedia costituita da un contatore Ĉerenkov per l'identificazione degli elettroni, ed infine un calorimetro elettromagnetico (CCAL) contenente tutti i precedenti. Oltre ai sunnominati, vi é un monitor di luminositá posto a $90^o$ rispetto all'asse del fascio ed un ulteriore calorimetro cilindrico 'in avanti' (FCAL) (fig.2.6).

### 2.3.1 Rivelatori interni

Nell'apparato di rivelazione di E835, esistono 7 differenti rivelatori interni, la cui sezione é mostrata in fig.2.7. Partendo dal piú vicino alla zona di interazione si trovano, in ordine: un odoscopio denominato H1, una camera a *straws* SC1, un secondo odoscopio H2', un rivelatore a microstrip di silicio SI, una seconda camera a *straws* SC2, due strati di fibre scintillanti ed un ulteriore odoscopio H2. Infine, un quarto odoscopio, FCV, é posto sull'asse del fascio, a valle della zona di interazione ed é utilizzato generalmente come *veto*.

#### Odoscopi

L'odoscopio é un rivelatore costituito da una serie di contatori, ognuno consistente in uno scintillatore, una guida di luce ed un fotomoltiplicatore [23]. Uno scintillatore é un materiale in grado di emettere luce se attraversato da una particella carica, in modo proporzionale alla quantitá di energia che questa vi deposita. Essi sono perció in grado di rivelare unicamente il passaggio di particelle cariche. La luce prodotta viene raccolta da una guida di luce ed inviata al fotomoltiplicatore. Ognuno dei tre odoscopi H1, H2, H2', é composto da una serie di scintillatori Bicron 408 disposti simmetricamente attorno al condotto degli antiprotoni. La loro funzione principale é quella di produrre un segnale di trigger veloce ed eventualmente vetare

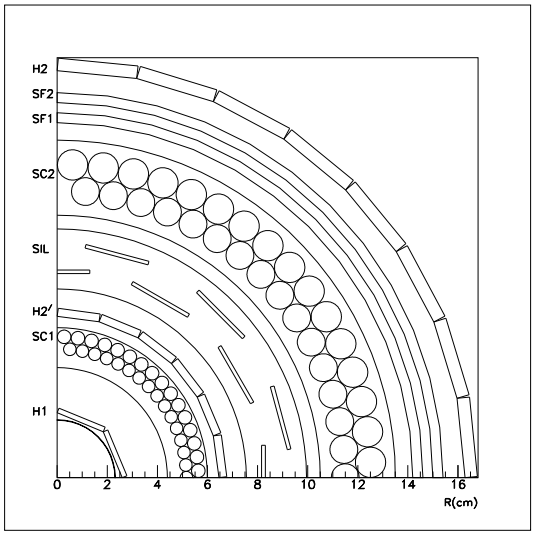


Figura 2.7: Schema dei 7 rivelatori interni.

l'acquisizione dell'evento.

- H1 consiste di 8 elementi parallelepipeidali di scintillatore aventi 2 mm di spessore. Il centro di ognuno si trova ad una distanza di 2.2 cm dall'asse della beam pipe, ed insieme coprono l'intera regione azimuthale tra $0^o$ e $360^o$ , e la zona polare compresa tra $9^o$ e $65^o$.

- H2 é formato da 32 elementi scintillanti di 4 mm di spessore e copre la zona polare tra $15^o$ e $65^o$. Il centro di ogni elemento si trova a 16.5 cm dall'asse della beam pipe.

- H2' é formato da 24 scintillatori di 4 mm ed é posizionato a 6.8 cm dall'asse. Il suo ruolo é principalmente quello di coprire i *cracks* di H1 e H2, ovvero le zone morte in corrispondenza dell'unione di 2 elementi degli odoscopi.

### Camere a deriva

I 2 rivelatori a straws presenti nell'equipaggiamento di E835 sono costituiti ognuno da due serie di camere a deriva a forma di cannuccia, disposte secondo simmetria cilindrica e coassialmente alla direzione del fascio. L'uso di questi rivelatori consiste nella determinazione della posizione aziuthale delle particelle rivelate.
Nelle camere flussa un miscela gassosa di argon, $CO_2$ e metano: quando si verifica il passaggio di una particella, gli elettroni prodotti nel processo di ionizzazione del mezzo, migrano verso un filo anodico centrale che li raccoglie e forniscono un segnale (negativo) in uscita. A causa della geometria del sistema, della tensione applicata all'anodo, e della miscela gassosa utilizzata, si riesce a far funzionare la camera in un regime in cui la velocitá di deriva degli elettroni é circa costante. In questo modo, dalla misura dell'intervallo di tempo trascorso dal passaggio della carica ionizzante alla raccolta degli elettroni prodotti nel gas, si riesce a risalire alla distanza della particella primaria dall'anodo. L'utilizzo di due strati di straws per camera si rende necessario per risolvere spazialmente intervalli inferiori al raggio di ogni singola cannuccia: infatti con un solo strato non é possibile stabilire il lato da cui é passata la particella da rivelare. Sfruttando la coincidenza dei segnali di entrambi gli strati (sfasati tra loro di un raggio di cannuccia) si ovvia a questo inconveniente.
Inoltre, al fine di limitare le zone morte, vi é un ulteriore sfasamento (di mezzo raggio) tra le due camere. Il rivelatore a straw copre l'intera regione azimuthale e la zona polare compresa tra $15^o$ e $60^o$ (camera interna) e tra $15^o$ e $65^o$ (camera esterna).

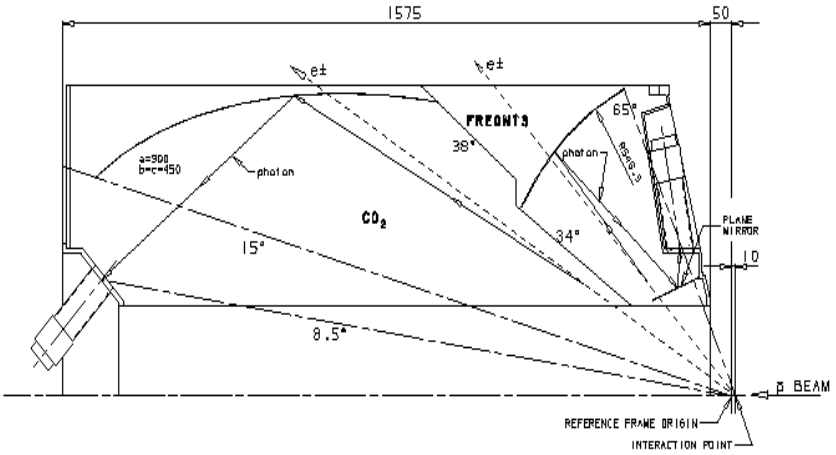


Figura 2.8: Spaccato laterale del contatore Čherenkov.

### Rivelatore al silicio

Si tratta di un rivelatore a stato solido costituito da 24 barre contenenti 192 microstrip di silicio ognuna. Una particella carica che lo attraversa libera coppie elettrone-lacuna in numero proporzionale all'energia che vi deposita. La soglia per la formazione di una coppia é molto bassa ($\sim 3.6eV$), per cui questo genere di rivelatori possono offrire buone possibilitá sia nella rivelazione della posizione della particella(risoluzione $\sim 60\mu m$), sia nella determinazione della sua energia. Lo svantaggio sta nella debolezza del segnale in uscita, che richiede, per questo, forti amplificazioni e tempi piuttosto lunghi per formarlo.
Insieme al calorimetro centrale é l'unico detector in grado di misurare contemporaneamente entrambe le coordinate polari che definiscono la posizione di una particella e di fare un'associazione diretta $\phi - \theta$. Inoltre, trovandosi molto vicino alla zona di interazione, puó essere utilizzato per l'identificazione del processo:

$$\eta_c \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^-$$

per il quale il calorimetro centrale risulta inadeguato a causa del rapido decadimento dei kaoni. Il rivelatore al silicio si é dimostrato fallimentare durante la presa dati di E835. Cosí ha funzionato come uno strato di materiale inerte che favoriva conversioni $\gamma \rightarrow e^+e^-$ con conseguente perdita di efficienza nella rivelazione.

### Fibre scintillanti

Lo scopo principale del tracciatore a fibre scintillanti é di effettuare misure ad alta risoluzione dell'angolo polare $\theta$ (tra $15^o$ e $65^o$) delle particelle rivelate.
Ogni strato é formato da un cilindro di plexiglass sul quale sono avvolte 430 fibre scintillanti di 835 $\mu$m di diametro. La sede delle fibre é una scanalatura la cui profonditá cresce al crescere di $\phi$ e che consente ad ogni fibra, di sistemarsi a spirale sul piano ortogonale all'asse del fascio. Quando una particella carica attraversa una fibra, viene emessa della luce ($\lambda = 530$ $\mu$m) proporzionalmente all'energia d questa rilasciata, che viene portata ad una stringa di VLPCs (Visible Light Photon Detector: fotomoltiplicatori a stato solido con efficienza quantica del 70%). Ogni stringa consiste di 8 VLPC pixel. 16 stringhe sono collocate in una cassetta e 12 di queste cassette (1536 pixel in totale) sono poste in un cryostato a $6.5^o$ $K$. per minimizzare il rumore termico. L'elevata capacitá di conteggio e la rapiditá con cui il segnale viene formato lo rendono utilizzabile per la definizione del trigger.

## 2.3.2 Contatore Čherenkov

Il contatore a luce Čherenkov é stato studiato appositamente per la rivelazione degli elettroni, altrimenti mascherati dall'enorme fondo di pioni carichi.

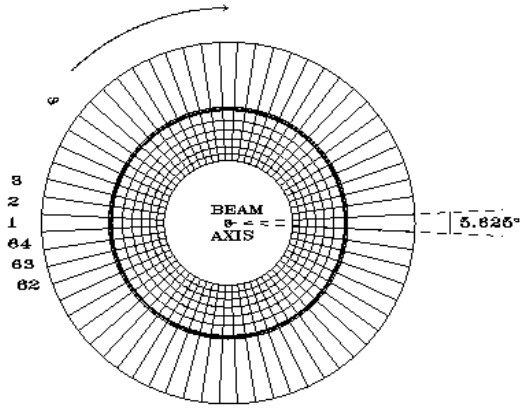


Figura 2.9: Spaccato frontale del calorimetro centrale.

Si tratta di un rivelatore a simmetria cilindrica avente l'asse coincidente con quello del fascio, diviso in due regioni polari (fig.2.8) ognuna delle quali segmentata in 8 sezioni azimuthali. Il settore piú arretrato ($34^o < \theta < 65^o$) é riempito con Freon 13 (n=1.00072). mentre quello in avanti ($38^o < \theta < 25^o$) contiene $CO_2$ (n=1.00041).
Affinché una particella di massa $m$ possa emettere un cono di luce Čherenkov in un determinato mezzo (indice di rifrazione $n$), é necessario che la sua energia superi una determinata soglia:

$$E_{soglia} = m\sqrt{\frac{n^2}{n^2-1}} \tag{2.4}$$

dovendo essere $\beta > 1/n$. Inoltre, poiché il numero di fotoni emessi da una carica lungo un tragitto L é:

$$N_\gamma \propto L\Big(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\Big) \tag{2.5}$$

si é scelto di utilizzare un mezzo avente indice di rifrazione maggiore nel settore piú arretrato, ove ci si aspetta che le particelle cariche percorrano lunghezze inferiori rispetto alla sezione in avanti. L'idea guida nella progettazione di un rivelatore del genere é di fare in modo che solo gli elettroni siano in grado di emettere luce Čherenkov. Dalla formula (2.4),si ottiene, per i pioni carichi una soglia $E_{\pi^\pm} = 3.7\ GeV$ nella sezione contenente Freon, ed una $E_{\pi^\pm} = 4.9\ GeV$ per la regione con la $CO_2$. Questi valori che vanno comparati con le massime energie dei pioni ammesse dalla dinamica degli urti: in particolare, per una reazione del tipo $p\overline{p} \to \pi^+\pi^-$ alla massa della $\psi'$ (3686 GeV) ci si aspetta che questi non possano superare i 2.67 GeV nella regione intorno a $\theta = 38^o$ e i 4.68 GeV intorno a $\theta = 15^o$.
La luce prodotta nel mezzo viene focalizzata attraverso una serie di specchi sferici ed elissoidali, ad un fotomoltiplicatore, posizionato come in fig.2.8.

### 2.3.3 Calorimetro centrale

Il calorimetro centrale é formato da un insieme di 1280 contatori Čherenkov disposti a simmetria cilindrica rispetto all'asse del fascio . Questi sono organizzati (vedi fig.2.9 e 2.10) in *ring* (con $\theta$ costante) ed in *wedge* (con $\phi$ costante). Insieme coprono $360^o$ in azimuth e una regione polare compresa tra $10.5^o$ e $70^o$. Ogni singolo contatore é costituito da un blocco di vetro-piombo tipo SCHOTT F2, e da un fotomoltiplicatore incollato sulla base piú esterna di quest'ultimo. I blocchi sono rivolti verso la zona di interazione ed hanno dimensioni longitudinali crescenti (da 38 cm a 50 cm) al descrescere di $\theta$. La ragione di questa scelta é legata al problema del contenimento degli eventi, che verrá brevemente esposto di seguito. Per monitorare lo stato del calorimetro é stato messo a punto un sistema di controllo consistente in un emettitore laser che, per mezzo di fibre ottiche, illumina ognuno dei 1280 contatori. Nell'appendice verrá proposta una descrizione dettagliata del sistema di monitoraggio ed un progetto sul suo utilizzo.

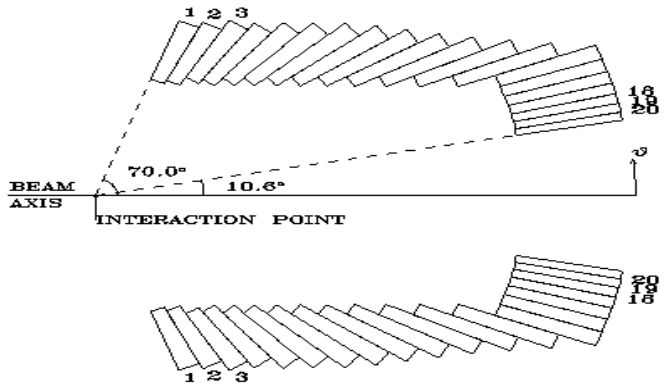


Figura 2.10: Spaccato laterale del calorimetro centrale.

La granularitá della segmentazione del calorimetro é stata studiata in modo da poter rivelare i due fotoni distinti in un decadimento simmetrico $\pi^o \rightarrow \gamma\gamma$ alla massima energia raggiungibile. I 64 wedge sono costruiti come unitá indipendenti, contenenti ognuna le sedi per il posizionamento di 20 blocchi (a $\theta$ differenti). Gli spessori della struttura portante determinano inefficienze legate a zone morte (*cracks*).
Il calorimetro é l'unico rivelatore di E835 (insieme ai silici che peró non hanno funzionato durante la presa dati) in grado di attuare una misura simultanea di entrambe le coordinate polari che determinano la posizione di una particella, anche nel caso questa sia neutra (fotone). Infatti, la rivelazione delle particelle avviene attraverso la raccolta della luce emessa (per effetto Čherenkov o per bremsstrahlung) durante lo sviluppo di uno sciame elettromagnetico, innescabile, con la produzione di coppie $e^+e^-$ anche da fotoni. L'informazione energetica é proporzionale alla quantitá di luce raccolta, e quindi, alle dimensioni dello sviluppo dello sciamem che é quindi necessario poter contenere totalmente per avere una misura calorimetrica sull'evento. É per questo motivo che la lunghezza dei blocchi é variabile con l'angolo polare a cui sono posti: per contenere sciami molto energetici sono necessarie dimensioni tali da contenere un numero maggiore di lunghezze di radiazione (fino a 20). Oltre ad essere variabili per lunghezza, i blocchi presentano differenze anche per quanto riguarda la loro sezione e le caratteristiche dei fotomoltiplicatori ad essi incollati. Questa scelta é giustificata dalla necessitá di dover raccogliere la maggior quantitá di luce Čherenkov anche nel caso in cui i carichi abbiano una $\beta$ relativamente piccola.
Si ricordano, infine, le risoluzioni angolari del calorimetro: 6 mrad per $\theta$, 12 mrad per $\phi$. La risoluzione energetica é:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{0.06}{\sqrt{E(GeV)}} \tag{2.6}$$

La funzione del calorimetro all'interno del processo di rivelazione é di massima importanza ed il suo utilizzo é fodamentale nella ricostruzione delle tracce e nella definizione del trigger neutro di cui si parlerá diffusamente in seguito.

### 2.3.4 Rivelatori in avanti

#### Calorimetro in avanti (FCAL)

É costituito da 144 elementi ognuno dei quali formato da un successione alternata di strati di piombo e materiale plastico scintillante. Su una faccia di ciascun elemento é posto un *wavelight shifter*, che riceve luce dallo sciame generatosi nel blocco e la trasmette al fotomoltiplicatore. La copertura angolare di FCAL é i$2^o < \theta < 12^o$.

**Odoscopio FCV**

Posto ad una distanza di 70 cm dal vertice di interazione, l'odoscopio FCV si presenta in forma di ottagono adagiato su di un piano perpendicolare all'asse del fascio. Contiene 8 scintillatori indipendenti e copre la regione polare $2^o < \theta < 10^o$. Il suo utilizzo é principalmente di *veto* nelle logiche di trigger.

### 2.3.5 Monitor di luminositá

É costituito da 3 rivelatori a stato solido posti a 150 cm sotto la regione di interazione: due sono simmetrici rispetto la *beam pipe*, mentre il terzo é montato su un carellino in grado di muoversi collinearmente alla direzione degli antiprotoni.
Un buona conoscenza della luminositá integrata a cui si sta operando é indispensabile per effettuare precise misurazioni di sezioni d'urto. Il monitor di luminositá provvede questo scopo misurando essenzialmente il numero i protoni diffusi a $90^o$ rispetto all'asse del fascio, in seguito ad un processo di scattering elastico $\overline{p}-p$. Nota la sezione d'urto $\frac{d\sigma}{d\Omega}$per un determinato processo di urto, detta $N$ la densitá del bersaglio in $\#\ atomi/cm^3$, $d$ il suo spessore in cm, $n$ il *rate* delle particelle incidenti in $\#\ atomi/s$, allora il numero di eventi osservati $S$ in un angolo solido $\Omega$ con una effcienza $\epsilon$ é:

$$s = nNd \int_0^\Omega \epsilon \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = nNd \int_0^\Omega \frac{d\sigma}{dt}\frac{dt}{d\Omega} d\Omega \tag{2.7}$$

Il prodotto $nNd$ si identifica con la luinositá istantanea che si vuole ottenere. Quindi é necessario sapere, oltre che la misura accurata dell'area del rivelatore, la sua distanza dal vertice (per calcolare l'angolo solido $\Omega$), e dei conteggi $S$, l'andamento della sezione d'urto differenziale in funzione del momento trasferito $t = (\tilde{p}^i_{\overline{p}} - \tilde{p}^f_{\overline{p}})^2$. La cosa non é semplice poiché alla sezione d'urto contribuicono due diversi processi, lo scattering coulombiano, ben conosciuto, e quello nucleare. Sfortunatamente lo scattering coulombiano é importante per piccoli valori di $t$, cosí che sarebbe stato necessario effetture i conteggi dei protoni diffusi, in una regione a valle della zona di interazione, in cui l'alta frequenza di arrivo delle particelle avrebbe reso difficile la misura. Tuttavia, in una collisione elastica tra due particelle avente massa uguale, si verifica che il rinculo é $90^o - \theta$ dove $\theta$ é l'angolo di scattering del proiettile. Se $\theta$ é piccolo come ci si aspetta, allora diventa possibile osservare protoni rinculanti a $\sim 90^o$ la cui dinamica é governata dalla diffusione coulombiana. Questi vengono rivelati dai tre silici (quello sul carrello fonisce la dipendenza dal momento trasferito $t$), di spessore tale da far fermare al loro interno, solamente quei protoni di energia (dell'ordine dei MeV) derivati da questo processo.

## 2.4 Il sistema di trigger

La funzione del trigger é essenzialmente quella di ridurre il flusso di dati in via di acquisizione. Infatti, considerato che il rate di interazione di E835 é di 1.5 MHz, e che il contributo maggiore a questa mole di eventi é rappresentato dal fondo adronico non risonante, risulta indispensabile l'introduzione di un metodo di selezione con la duplice funzione di aumentare il rapporto $N\ eventi_{p\overline{p}\to c\overline{c}}/N\ eventi_{p\overline{p}\to adroni}$ e portare la frequenza di acquisizione a valori supportabili dal sistema.
La soluzione migliore consiste in semplici logiche veloci che discriminino, sulla base dei segnali in arrivo dai rivelatori, gli eventi da registrare dagli eventi da rigettare. Con il sistema di trigger di E835 si é riusciti a portare la frequenza di acquisizione intorno ai 2.5 KHz. Esso é costituito da due trigger operanti a livelli differenti: quello di primo livello (veloce) abbatte fortemente il rate di acquisizione tenendo conto dei segnali forniti dai due calorimetri, dagli odoscopi, dal contatore Čherenkov e dalle fibre scintillanti; quello di secondo livello opera una prima analisi sulla dinamica dell'evento e procede ad etichettarlo registrandolo opportunamente ed associando ad esso un valore per la variabile KPRID inserita a questo scopo. Il trigger di primo livello (hardware) é a sua volta suddiviso in tre sottoclassi, relativamente al tipo di processi che si prefigge di selezionare. Uno schema riassuntivo é proposto in tab.2.1.

| Classe | Reazioni interessate |
|---|---|
| trigger carico | $p\overline{p} \rightarrow J\psi X \rightarrow e^+e^-X$ |
| trigger neutro | $p\overline{p} \rightarrow \gamma\gamma$ |
| | $p\overline{p} \rightarrow adroni\ neutri \rightarrow multi\gamma$ |
| trigger $\phi\phi$ | $p\overline{p} \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ |
| | $p\overline{p} \rightarrow p\overline{p}$ |

Tabella 2.1: Reazioni associate alle tre classi del trigger di E835.

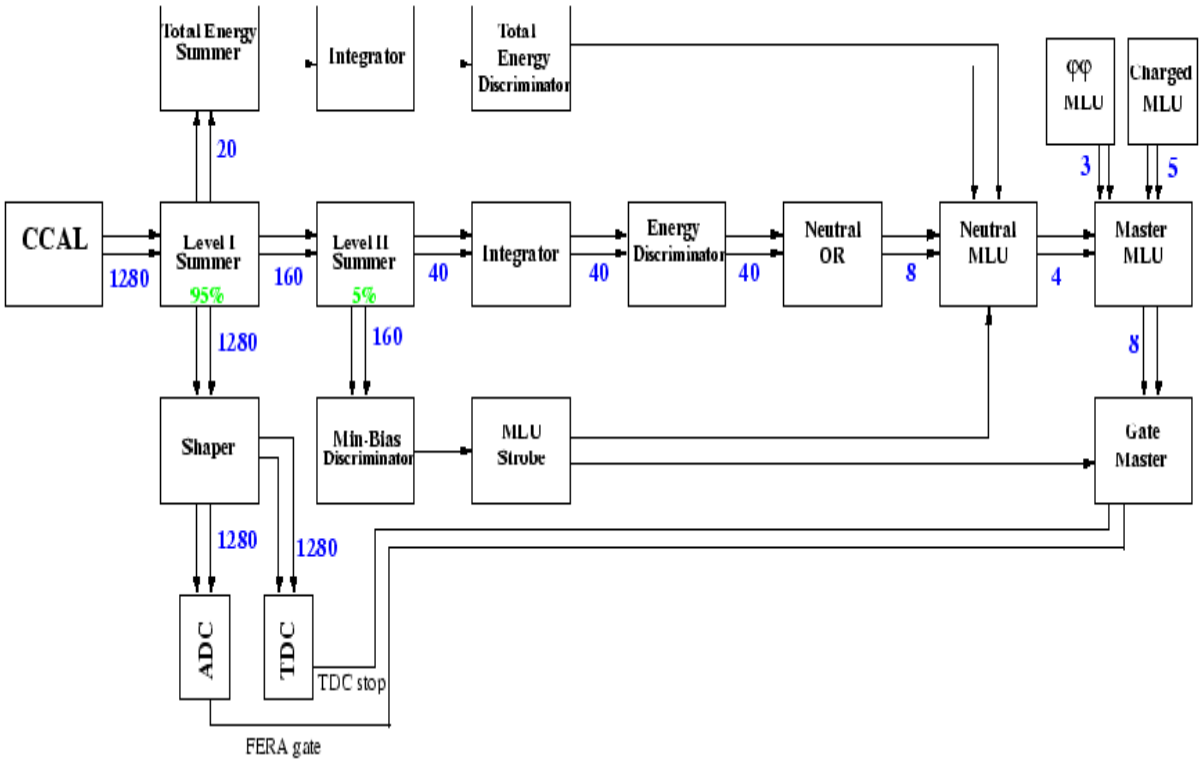


Figura 2.11: Schema del trigger neutro.

### 2.4.1 Primo livello: trigger neutro

Il sistema del trigger di primo livello é gestito da 4 MLU (Memory Lookup Unit), unitá logiche programmabili a 16 ingressi ed 8 uscite che controllano il verificarsi di opportune condizioni nei segnali in input. Le 4 MLU sono: la *Charged MLU*, la *Phi-Phi MLU*, la *Neutral MLU*, la *Master MLU* . La *Master MLU* riceve in ingresso le uscite delle restanti tre (che rispecchiano le 3 classi di trigger di cui si é accennato sopra) ed é preposta al dialogo con il *Gatemaster* responsabile dell'invio dei segnali gate ai moduli ADC e dei common stop ai TDC.
Verrá qui di seguito descritto il funzionamento del trigger neutro, responsabile della selezione dei dati utilizzati per l'analisi oggetto della tesi.
Il calorimetro centrale é l'unica componente del detector di E835 sensibile a particelle neutre. É per questo che la logica implementata dal trigger neutro sfrutta principalmente le informazioni provenienti da CCAL. Lo schema del suo funzionamento é mostrato in fig.2.11.
Il trigger neutro é costiuito da 2 rami differenti, non escludentesi l'un l'altro. Il primo, incentrato su richieste riguardanti la frazione di energia raccolta nel calorimetro, é preposto alla selezione di eventi con stati finali adronici interamente neutri (come ad esempio $3\eta$); mentre il secondo (PBG) é utilizzato per la selezione di eventi neutri con dinamiche approssimativamente di

decadimento a due corpi.
Come illustrato nel diagramma 2.11, la prima operazione effettuata é una somma analogica (in due passaggi) dei segnali provenienti dai 1280 contatori di CCAL.
Il segnale di ogni fotomoltiplicatore é inizialmente processato nei *level 1 summers*, in cui viene suddiviso nel seguente modo: il 95% é mandato ai convertitori analogico-digitale (FERA ADC) e successivamente ad un discriminatore con due diverse soglie: una per $ETOT_{HI}$ ed una per $ETOT_{LO}$ (rispettivamente 80% e 70% dell'energia totale aspettata); il 2.5% é sommato a quello degli altri 64 blocchi appartenenti allo stesso *ring* per costruire un segnale di *total ring* (in tutto ci sono 20 segnali di *total ring* che, combinati insieme, danno informazioni sull'energia totale rilasciata dall'evento), il restante 2.5% é utilizzato nella formazione di 160 somme (*super-ring*) ognuna su 9 *wedge* del medesimo *ring*, che verrano inviate ai *level 2 summers*. In quest'ultima operazione, ogni *super-ring* presenta una sovrapposizione del primo e dell'ultimo *wedge* con i *super-ring* precedente e successivo. Durante la seconda operazione di somma, il 5% dei segnali in ingresso vengono mandati al discriminatore *Min-Bias* ed il restante 95% usato per operare somme pesate di 4 *ring* sovrapposti in modo analogo a quanto fatto per i *wedge* nei *level 1 summers*. Il risultato finale é un set di 40 segnali provenienti da altrettanti *super-block*, ognuno dei quali si sovrappone agli adiacenti per un *super-ring* ed un *super-wedge*. La somma pesata si rende necessaria considerando che il deposito di energia in eventi a 2 corpi é variabile con l'angolo polare. Questo artificio consente anche l'uso di una unica soglia per il descriminatore. in cui vengono mandati i 40 segnali in uscita dai sommatori dopo essere stati opportunamente integrati. La soglia é impostata al 60% dell'energia attesa. Dopo essere passato nel discriminatore, ognuno dei 40 segnali di *super-block* é sottoposto ad una operazione di OR logico tra i segnali di *super-ring* che gli appartengono, ed il risultato é mandato in ingresso alla NMLU.
La NMLU utilizza due logiche semplici per verificare se sono presenti due abbondanti depositi di energia in CCAL che soddisfino ad una cinematica tipo decadimento a due corpi. PBG1 é la richiesta piú stretta e per essere soddisfatta, devono essere presenti due *super-wedge* opposti e sopra soglia. PBG3 é invece soddisfatta ad se un *super-wedge* sopra soglia puó esserne associato un altro all'opposto o uno dei due adiacenti a quest'ultimo. Infine, la NMLU fornisce 4 output che sono i bit che definiscono la tipologia dell'evento, come mostrato in fig.2.12: questi rappresentano parte degli ingressi della MMLU. Questa, combinando le informazioni provenienti dall'odoscopio in avanti (FCV) (bit FCV-OR, ovvero almeno un hit in FCV) e da H1 e H2', definisce le seguenti 4 tipologie di eventi neutri:

1 GM4: Neutral PBG1 = $PBG1 \times \overline{H1 - H2'} \times \overline{FCV_{OR}}$

2 GM5: Neutral Etot = $ETOT_{HI} \times \overline{H1 - H2'} \times \overline{FCV_{OR}}$

3 GM7: Etot No-Veto = $ETOT_{HI} \times \overline{H2 \geq 2}$

4 GM8: Neutral Etot-lo = $ETOT_{LO} \times \overline{H1 - H2'} \times \overline{FCV_{OR}}$

Le uscite della MMLU sono illustrate in tab.2.2.

### 2.4.2 Secondo livello: filtro software (PRUDE)

Program Rejecting Unwanted Data. Si tratta di un programma con due funzioni: processa gli eventi durante la presa dati svolgendo semplici operazioni di ricostruzione cinematica, e riconosce il trigger che ha causato l'acquisizione e ne indirizza la scrittura verso l'appropriata unitá nastro. Inoltre, l'algoritmo provvede ad attuare una rudimentale 'clusterizzazione' nel CCAL, in base alla quale effettuare delle scelte (in genere dai vincoli molto larghi). Si occupa di assegnare agli eventi una etichetta che ne identifichi le peculiaritá. Per la selezione dei dati analizzati in questa tesi non si é utilizzato l'identificativo KPRID associato da PRUDE agli eventi. Di conseguenza non vi sono inefficienze da mettere in rilievo per il treigger di secondo livello.

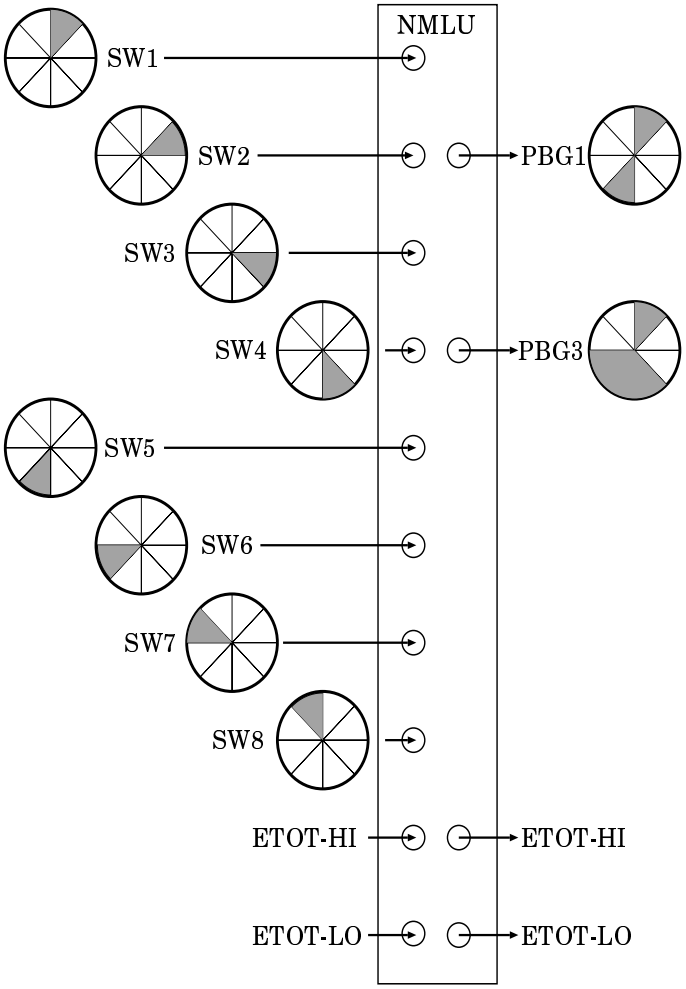


Figura 2.12: Gli ingressi e le uscite della *Neutral MLU*. Sono state indicate le richieste di soglia sui *super-wedge* per ogni canale di input.

| GM# | Tipologia evento |
|---|---|
| 1 | $e^+e^-$ |
| 2 | $p\overline{p}$ $90^o$ |
| 3 | $\phi\phi$ |
| 4 | Neutral PBG1 |
| 5 | Neutral ETOT |
| 6 | $p\overline{p}$ control (55%) |
| 7 | ETOT-NOVETO |
| 8 | ETOT-LO |
| 9 | CCAL Laser |
| 10 | Silicon Strobe |
| 11 | ALL |
| 12 | Minimum Bias |
| 13 | Random Gate |
| 14 | FCAL Cosmic |
| 15 | High Rate Minimum Bias |
| 16 | non utilizzato |

Tabella 2.2: Gli output della MMLU relativi alle varie tipologie di eventi acquisiti.

# Capitolo 3

# Gli stati $1^1S_0$ e $2^1S_0$ del charmonio

Il mesone $\eta_c$ rappresenta lo stato legato $c\overline{c}$ nel suo livello fondamentale: $1^1S_0$. Sebbene di grande interesse, le sue proprietá non sono ancora ben note. Questo fatto é da attribuirsi all'impossibilitá di formare direttamente la risonanza, via fotone virtuale, mediante annichilazioni $e^+e^-$, che per anni hanno rappresentato il modo standard per la produzione di charmonio.
Gli esperimenti che per primi diedero notizia della scoperta della $\eta_c$ furono MARK II e CRYSTAL BALL, entrambi realizzati a SLAC con l'utilizzo dell'anello di accumulazione SPEAR. L'osservazione della risonanza avvenne (fig.3.2), rispettivamente, attraverso la ricostruzione degli stati finali adronici nelle transizioni radiative (M1) della $\psi'$:

$$e^+e^- \longrightarrow \psi' \longrightarrow \gamma\eta_c \qquad \eta_c \rightarrow p\overline{p},\ 2\pi^+\pi^-,\ \pi^+\pi^-K^+K^-,\ K^\pm\pi^\mp K_s$$

e lo studio dello spettro del fotone emesso nei processi inclusivi:

$$e^+e^- \longrightarrow \psi' \longrightarrow \gamma + X$$
$$e^+e^- \longrightarrow J/\psi \longrightarrow \gamma + X$$

La collaborazione di Crystal Ball ottenne i seguenti valori per i parametri che caratterizzano la risonanza [14]:

$$M_{\eta_c} = 2978 \pm 9\ MeV/c^2$$
$$\Gamma < 20\ MeV \qquad \%90\ \ confidence\ \ level$$

dati che si accordavano con quanto venne trovato da Mark II:

$$M_{\eta_c} = 2980 \pm 8\ MeV/c^2$$
$$\Gamma < 40\ MeV \qquad \%90\ \ confidence\ \ level$$

Successivamente, altri esperimenti si occuparono del charmonio, confermando ed arricchendo i risultati di Mark e Crystal Ball; tra questi ricordiamo PLUTO [16] e TASSO [17] a DESY e CLEO [18] al CESR. La reazione utilizzata per la produzione dell'$\eta_c$ é il seguente processo (esclusivo) a due fotoni quasi-reali:

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \longrightarrow e^+e^-\eta_c \longrightarrow e^+e^- + X$$

Riveste una certa importanza storica l'esperimento R704 realizzato all'ISR del CERN nel 1986. Esso fu il predecessore di E760 (FNAL) e E835 (FNAL), che da questo hanno ereditato e migliorato la tecnica sperimentale.
Qui il charmonio viene prodotto con annichilazioni $p\overline{p}$ direttamente in qualsivoglia stato, e rivelato attraverso stati finali elettromagnetici, in cui l'enorme fondo adronico é meno rilevante. I parametri della $\eta_c$, misurati da E760 nel canale $\gamma\gamma$ sono:

$$M_{\eta_c} = 2988.3 \pm 3.3\ MeV/c^2$$
$$\Gamma \sim 24\ MeV$$

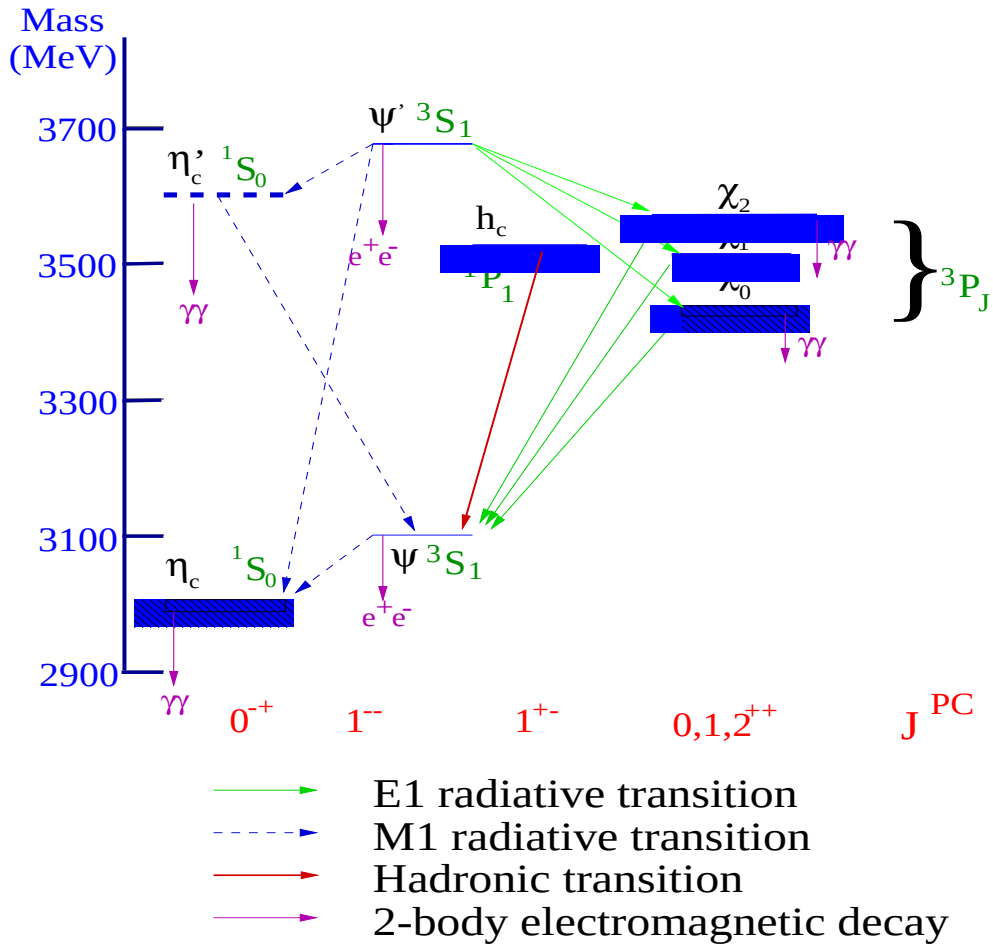


Figura 3.1: Schema dello spettro del charmonio

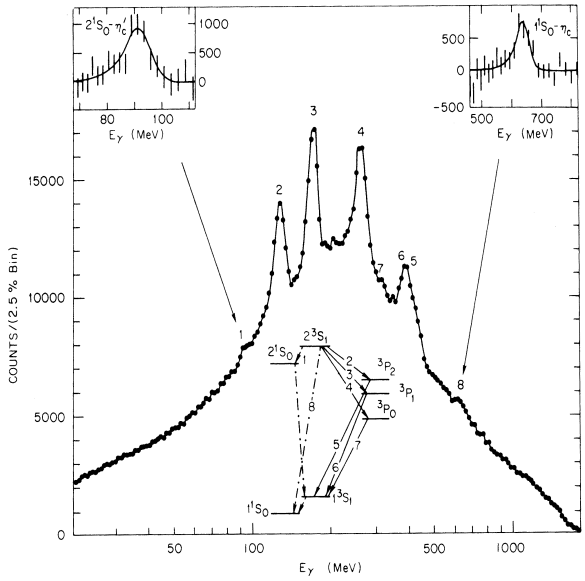


Figura 3.2: Spettro del fotone inclusivo osservato da CRYSTAL BALL

## 3.1 Il processo $\eta_c \longrightarrow 3\eta$

In questa sezione verrà affrontato, dal punto di vista teorico, il processo

$$\eta_c \longrightarrow PPP$$

dove con $P$ si sono indicati generici mesoni pseudoscalari ($\pi$,$K$,$\eta$,$\eta'$) appartenenti al nonetto di $SU(3)$ di sapore. In particolare varrá trattato il caso in cui $P = \eta$.
Facendo riferimento agli operatori di campo $P_i^j$ definiti in (1.47), definiamo i seguenti stati:

$$|\pi^+ >= |P_1^2 >= \frac{1}{\sqrt{2}}|P_1 + iP_2 >$$
$$|\pi^0 >= \frac{1}{\sqrt{2}}|P_1^1 - P_2^2 >= |P^3 >$$
$$|\pi^- >= |P_2^1 >= \frac{1}{\sqrt{2}}|P_1 - iP_2 >$$
$$|K^+ >= |P_1^3 >= \frac{1}{\sqrt{2}}|P_4 + iP_5 >$$
$$|K^0 >= |P_2^3 >= \frac{1}{\sqrt{2}}|P_6 + iP_7 >$$
$$|\overline{K^0} >= |P_3^2 >= \frac{1}{\sqrt{2}}|P_6 - iP_7 >$$
$$|K^- >= |P_3^1 >= \frac{1}{\sqrt{2}}|P_4 - iP_5 >$$
$$|\eta >= cos(\theta_P)\ |P^8 > -sin(\theta_P)|P^0 >$$
$$|\eta' >= sin(\theta_P)|P^8 > +cos(\theta_P)|P^0 >$$

La miscela di stati di singoletto e di tripletto nelle ultime due righe é sintomatica della rottura di simmetria SU(3) di sapore a causa della differenza di massa tra quark *strange* (stato di $U_Y(1)$) ed il doppietto *up down*. L'angolo di mixing introdotto nella descrizione degli stati $\eta$ ed $\eta'$, puó essere ricavato ricorrendo alla formula di Okubo per lo splitting nelle masse dei multipletti di sapore:

$$M_K^2 = \frac{3M_{\eta_8}^2 + M_\pi^2}{4} \tag{3.1}$$

che porta ad avere:

$$\theta_P = -10.1^o$$

Sperimentalmente, una stima di $\theta_P$ si ricava dal rapporto tra le ampiezze di decadimento in due fotoni di mesoni pseudoscalar neutri:

$$\theta_P \sim -20^o$$

La compatibilitá con la previsione teorica é ammessa se consideriamo correzioni di $\Delta \simeq 12\%$ alla formula di Okubo:

$$M_{\eta_8}^2 = \frac{1}{3}(4M_K^2 - M_\pi^2)(1 + \Delta) \tag{3.2}$$

É stato osservato [9] che se la $\eta_c$ é un singoletto di sapore in SU(3), allora é possibile descrivere il decadimento in questione attraverso una lagrangiana di interazione invariante per traformazioni in SU(3) all'interno del multipletto scalare. La lagrangiana che potrebbe fare al nostro caso é la seguente, in cui vi si trovano tutti i possibili accoppiamenti SU(3)-invarianti tra la $\eta_c$ ed i tre pseudoscalari [9].

$$\mathcal{L}_{int} = \psi[g_S d_{abc} P_1^a P_2^b P_3^c + g_A f_{abc} P_2^b P_3^c + \sqrt{\frac{2}{3}} \sum_{i,j\neq k: i<j} C_{ijk} P_i^a P_j^b P_k^c + \sqrt{\frac{2}{3}} S_1 S_2 S_3] \tag{3.3}$$

dove $f_{abc}$ e $d_{abc}$ sono i due tensori invarianti in SU(3) (simmetrico ed antisimmetrico). Se si impone l'invarianza per un'operazione di C-paritá, é possibile semplificare l'espressione (3.3). Infatti i membri di un nonetto $N^a$, si trasformano nel modo seguente:

$$N^a \rightarrow C\epsilon^a N^a$$

| $\eta_c \to (\ldots)/\eta_c \to \eta\pi^+\pi^-$ | Previsione |
|---|---|
| $\eta_c \to \eta'\pi^+\pi^-$ | 1.26 |
| $\eta_c \to \pi^0 K^+ K^-$ | 1.09 |
| $\eta_c \to \pi^\pm K^\mp K_s$ | 2.17 |
| $\eta_c \to \eta K^+ K^-$ | 1.09 |
| $\eta_c \to 3\eta$ | 1.52 |

Tabella 3.1: Rapporti di decadimento $\eta_c \to PPP$: previsioni teoriche.

con C autovalore della C-paritá dello stato $N^3$ (ovvero $P^3$: il pione neutro). I valori di $\epsilon$ sono: $\epsilon^2 = \epsilon^5 = \epsilon^7 = -1$ e tutti gli altri $\epsilon = +1$. Sfruttando, inoltre, le proprietá di simmetria definita dei tensori $f$ e $d$, si trova che per il decadimento in tre pseudoscalari, deve essere $G_A = 0$, cioé non compare un termine antisimmetrico nell'interazione.
Utilizzando il modello appena accennato, é possibile fare previsioni sui rapporti di decadimenti nei diversi canali $PPP$ dai numeri quantici compatibili. I risultati sono raccolti in tab.3.1.
Il branching ratio $\eta_c \to \eta\pi^+\pi^-$ é stato misurato sia da MARK III che da CRYSTAL BALL. Risportiamo entrambe le misure [27] e la sintesi pubblicata sul Review of Particle Physics:

- MARK III: $0.054 \pm 0.02$. Misurato nel decadimento $J/\psi \to \gamma\eta_c$;
- CRYSTAL BALL: $0.037 \pm 0.013 \pm 0.020$. Misurato nel decadimento esclusivo $J/\psi \to \eta\pi^+\pi^-\gamma$.
- DATA PARTICLE GROUP: $0.049 \pm 0.018$.

Ora é possibile fare un calcolo approssimativo sul valore di sezione d'urto atteso al picco (2985 MeV) della $\eta_c$. Si utilizza la formula di Breit-Wigner:

$$\sigma_{picco}(2985) = \frac{\pi(2J+1)}{k^2_{2985}(2S_p+1)(2S_{\overline{p}}+1)} \frac{B_i B_o \Gamma^2}{(\sqrt{2985} - M_R)^2 + \Gamma^2/4} = B_i B_o \frac{\pi}{k^2_{2985}} \tag{3.4}$$

Dove si é indicato con $B_i$ e $B_o$ i seguenti branching ratio:

$$\begin{aligned} B_i &= B_{\eta_c \to p\overline{p}} \\ B_o &= B_{\eta_c \to 3\eta} \times B^3_{\eta \to 2\gamma} \end{aligned} \tag{3.5}$$

Facendo le dovute sostituzioni:

$$\begin{aligned} B_{\eta_c \to p\overline{p}} &= (1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \\ B_{\eta \to 2\gamma} &= 0.39 \pm 3.410^{-3} \\ B_{\eta_c \to 3\eta} &\simeq 0.05 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Quando, in seguito si fará riferimento alla sezione d'urto prevista al picco, si assumerá il valore $\sigma_{picco} = 3.5\ nb$.

## 3.2 Il processo $\eta'_c \longrightarrow 3\eta$

Il mesone $\eta'_c$ rappresenta la prima eccitazione radiale della $\eta_c$, come questa avente $J^{PC} = 0^{-+}$. La ricerca della $\eta'_c$, attesa intorno ai 3600 MeV, ha interessato ricercatori per piú di dieci anni. CRYSTAL BALL ha riportato evidenza di questo stato [28], che peró non é mai stato riconfermato da altri esperimenti. Riportiamo il risultato di CRYSTAL BALL:

- $M_{\eta'_c} = 3592 \pm 5$ MeV;
- $\Gamma_{\eta'_c} < 8$ MeV (confidence level 95%);

- $BR(\psi' \to \gamma\eta_c') = 0.2\% \div 1.3\%$ (confidence level 95%)

Riportiamo anche il risultato del gruppo di DESY-Heidelberg [29], che osserva un segnale a $M = (3591 \pm 7)$ nel canale esclusivo $\psi' \to \eta^+\eta^-\gamma\gamma$. Conferme sono state cercate anche da CRYSTAL BALL nello stesso punto, senza nessun risultato positivo.
La stima del segnale atteso al picco é ardua perché della risonanza non si conosce nulla. Si possono peró fare delle ipotesi ragionevoli.

- Il valore della massa é arrotondato a 3600 meV, convalidando ma in un certo senso, disconstanosi dalle misure di CRYSTAL BALL.
- il branching ratio $B(\eta_c' \to 3\eta)$ é stato preso uguale a quello per la $\eta_c$
- l'accoppiamento $p\overline{p} - c\overline{c}$ scala come l'ottava potenza della massa della risonanza [30]:

$$B(\eta_c' \to p\overline{p}) = \left(\frac{M_{\eta_c}}{M_{\eta_c'}}\right)^8 \times B(\eta_c \to p\overline{p}) \tag{3.7}$$

Inserendo questi dati nella formula di Breit-Wigner, otteniamo il risultato cercato:

$$\sigma_{picco} = 0.4\ nb \tag{3.8}$$

# Capitolo 4

# Analisi Multigamma: $\eta_C$

## 4.1 Selezione degli eventi neutri

In questo capitolo viene presentata l'analisi della reazione $p\overline{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow 3\eta \rightarrow 6\gamma$ utilizzando i dati raccolti durante il run del 1996-1997. Lo studio é da intendersi come una preliminare ricerca di segnale nel canale suddetto.

### 4.1.1 Efficienza del Trigger Neutro

Se si esclude l'utilizzo degli odoscopi come *veto* sugli eventi carichi, lo studio di un decadimento interamente neutro richiede l'utilizzo del solo calorimetro centrale: di tutto l'equipaggiamento di E835 é infatti l'unico detector, ad esclusione di FCAL non utilizzato in questa analisi, in grado di rivelare fotoni e dare informazioni energetiche su di essi. E835 dispone di un trigger apposito per la selezione di eventi neutri (vedi cap.II). Ricordiamo che le 4 uscite della MMLU utili per l'identificazione di un evento neutro sono:

1 GM4: Neutral PBG1 = $PBG1 \times \overline{H1 - H2'} \times \overline{FCV_{OR}}$

2 GM5: Neutral Etot = $ETOT_{HI} \times \overline{H1 - H2'} \times \overline{FCV_{OR}}$

3 GM7: Etot No-Veto = $ETOT_{HI} \times \overline{H2 \geq 2}$

4 GM8: Neutral Etot-lo = $ETOT_{LO} \times \overline{H1 - H2'} \times \overline{FCV_{OR}}$

Tenendo conto di questo, l'inefficienza del trigger neutro, é riconducibile a 4 fattori:

- la richiesta $PBG1$
- la richiesta $ETOT_{HI}$
- il veto sui carichi $\overline{H1 - H2'} \times \overline{FCV - OR}$
- conversioni di $\gamma \rightarrow e^+e^-$ tra vertice di interazione e H1

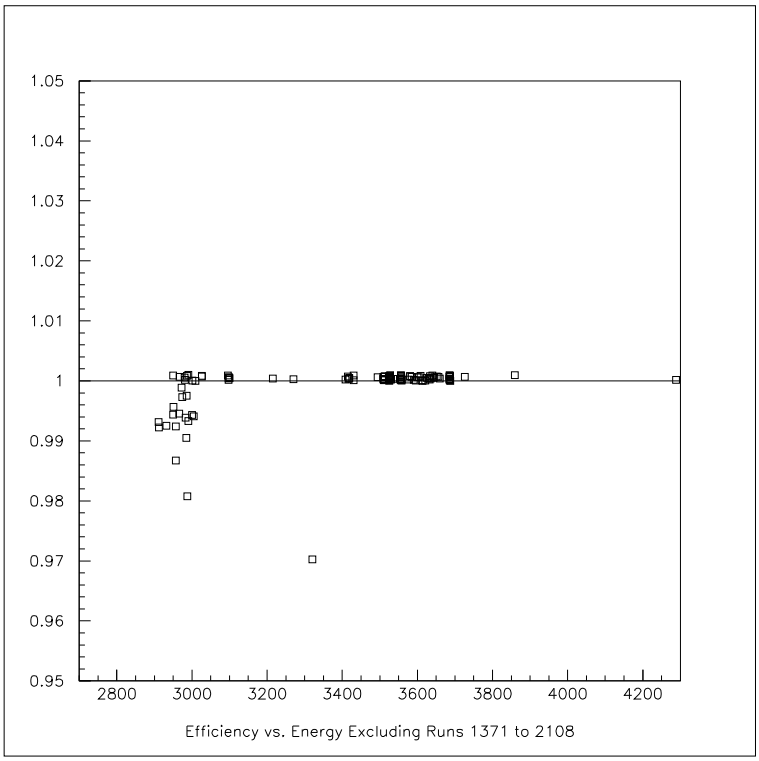


Figura 4.1: $PBG1$ efficiency. By J.Kasper

**Efficienza di** $PBG1$

Si parte da un campione di dati registrati con $PRUDE\ ID = 80$, ovvero soddisfacenti la condizione (4). Da questi si seleziona un campione di $\pi^0\pi^0$ richiedendo esattamente 4 clusters e tagliando in modo ristretto sulla cinematica dell'evento e sulle masse invarianti ricostruite. A questo punto si simula il processo di acquisizione ricalcolando i segnali dei *superblocks* ed si impongono le stesse condizioni di $PBG1$. Infine si controlla se gli eventi che soddisfano a questa selezione $'PBG1\ software'$, hanno impostato il bit relativo a $PBG1$ (hardware) oppure no. L'efficienza plottata in fig.4.1, é data dal rapporto:

$$\epsilon_{PBG1} = \frac{\#\ \pi^0\pi^0(hard\ \&\ soft\ PBG1)}{\#\ \pi^0\pi^0(soft\ PBG1)}$$

**Efficienza di** $ETOT_{HI}$

Si utilizza il medesimo campione $\pi^0\pi^0$. Le energie in ogni singolo blocco vengono sommate coerentemente con quanto viene fatto durante il run ed il totale viene confrontato con i valori di soglia. Quindi se l'energia totale collezionata é almeno l'80% di tutta l'energia disponibile nel sistema del laboratorio, viene dichiarato un $'ETOT_{HI}\ software'$. Dopo aver controllato se il bit relativo a $ETOT_{HI}$ é impostato, si calcola il rapporto (fig.4.2):

$$\epsilon_{ETOT_{HI}} = \frac{\#\ \pi^0\pi^0(hard\ \&\ soft\ ETOT_{HI})}{\#\ \pi^0\pi^0(soft\ ETOT_{HI})}$$

**Efficienza del veto sulle tracce cariche**

Se un evento buono che soddisfa le richieste di $ETOT$ o $PBG1$ occorre in coincidenza con un segnale casuale nell'odoscopio, non viene registrato. Questa inefficienza del veto é stimabile facendo uso dei *random gate*, ovvero segnali random che forzano il trigger ad acquisire eventi

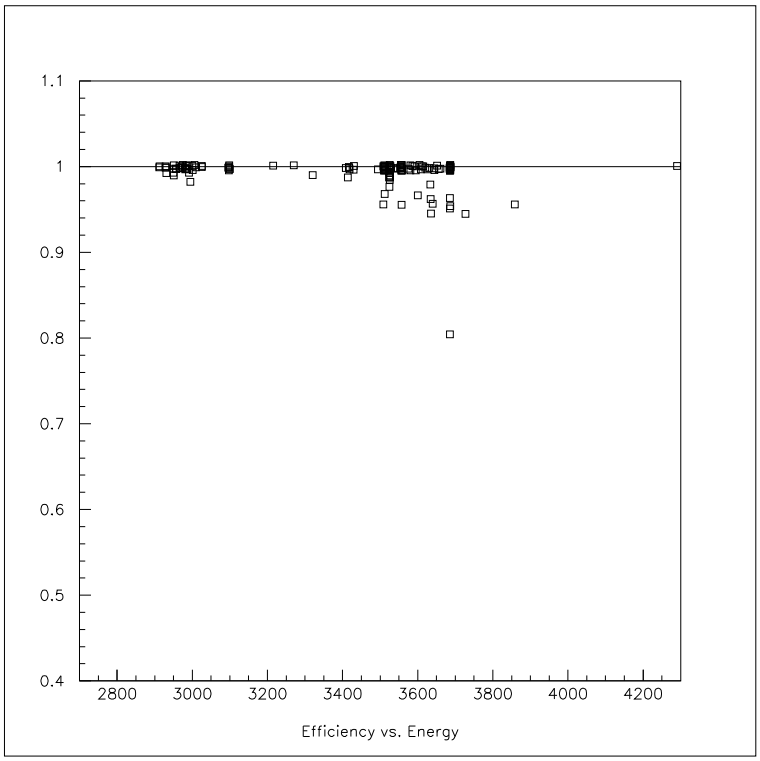


Figura 4.2: $ETOT_{HI}$ efficiency. By J.Kasper

fittizi. Il rapporto del numero di volte in cui si ha segnale $(H1 - H2') + FCV$ sul numero totale di random gate, stima l'inefficienza del veto. In fig.4.3 si mette in evidenza la marcata dipendenza di $\epsilon_{veto}$ dalla luminositá istantanea.

$$\epsilon_{veto} = 1 - \frac{\#[(H1 - H2') + FCV]}{\#\ Random\ Gate}$$

**Conversioni** $\gamma \rightarrow e^+e^-$

Se un fotone crea una coppia elettrone-positrone prima di giungere all'odoscopio H1, il trigger neutro viene posto in veto e l'evento non viene acquisito. La probabilitá che un fotone si converta in una coppia durante un percorso lungo $x$ é:

$$P(x) = 1 - e^{-\frac{7}{9}\frac{x}{X_0}}$$

dove si é indicata con $X_0$ la lunghezza di radiazione del $\gamma$. Poiché il percorso é interamente contenuto nello spessore della beam pipe (acciaio), si valuta che, nel caso di un attraversamento perpendicolare all'asse del fascio, $\frac{x}{X_0} = 1\%$. Quindi:

$$P(x) = 1 - e^{-\frac{7}{9}\cdot 0.01} = 0.8\%$$

La probabilitá media, considerando tutte le direzioni in $\theta$ compatibili con l'accettanza geometrica del rivelatore ($11^o < \theta < 70^o$), é: $P(x) \simeq 1\%$ per fotone. Nel nostro caso, con $6\gamma$, si assumerá:

$$\epsilon_{\gamma \rightarrow e^+e^-} = 94\%$$

### 4.1.2 Il formato NDST

Per facilitare lo studio dei canali neutri, é stato scritto un codice [8] che individua, seleziona ed etichetta eventi neutri di varie topologie, scrivendoli poi su cassetta. Il risultato di questa

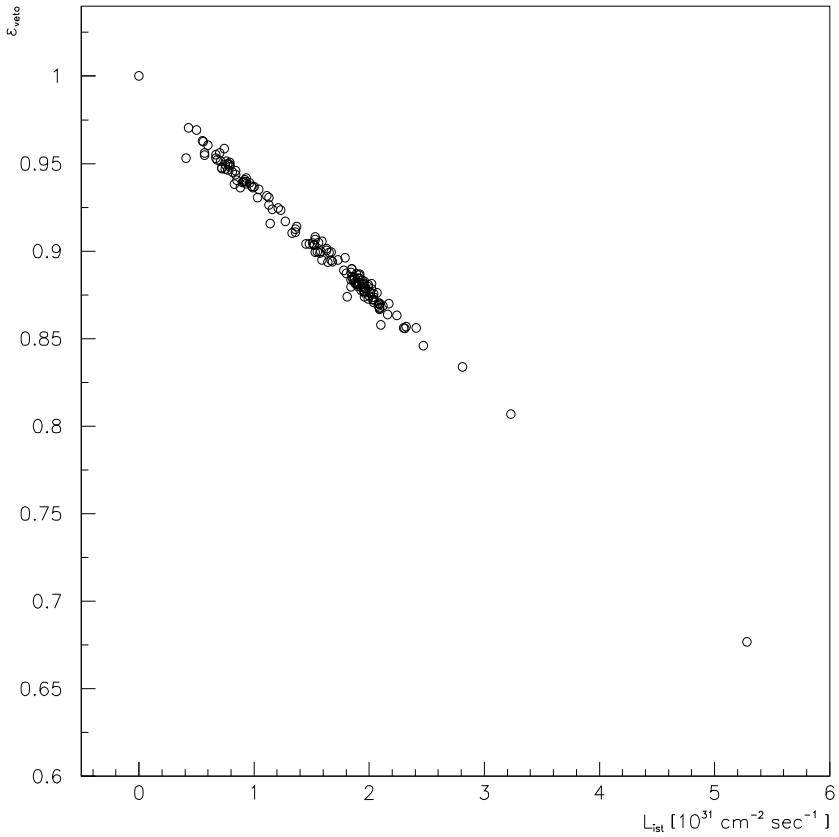


Figura 4.3: $Veto$ efficiency

pre-selezione, che é il punto di partenza della presente analisi, definisce il formato *NDST* dei dati.
Gli eventi processati dall' *NDST production code* sono convogliati in 15 categorie, relativamente alle peculiaritá che presentano ed in base. Queste sono:

- KPRID 040 Autopass for Neutral PBG1 Trigger
- KPRID 050 Autopass for Neutral ETOT Trigger
- KPRID 070 Autopass for Neutral $ETOT_{HI}$ (80%), No FCH Veto
- KPRID 080 Autopass for Neutral $ETOT_{LO}$ (70%)
- KPRID 090 Autopass for Laser Hardware Trigger
- KPRID 120 Autopass for Min Bias Trigger
- KPRID 130 Autopass for Random Gate
- 2 neutral in-time or undetermined (i.o.u) clusters
- 3 neutral i.o.u clusters

- 4 neutral i.o.u clusters
- 5 neutral i.o.u clusters
- 6 neutral i.o.u clusters
- 7 neutral i.o.u clusters
- 8 neutral i.o.u clusters
- 9 neutral i.o.u clusters

Gli eventi *Autopass* [1] vengono utilizzati per valutare le efficienze delle logiche hardware che li hanno selezionati. Essi vengono scritti su cassette etichettate GK, mentre quelli che soddisfano le richieste sul numero dei cluster i.o.u. si trovano sulle cassette GN.
L'*NDST production code* viene chiamato come subroutine dal programma per l'analisi off-line di E835 e consta di due parti separate operanti a differenti livelli di elaborazione-dati. La parte relativa al livello piú basso individua gli eventi *Autopass* e li scrive su nastro. I restanti eventi sono soggetti ad un taglio molto largo sul numero di clusters individuati da PRUDE: $\# \; cluster < 10$. Il secondo step del codice utilizza variabili calcolate dal clusterizzatore che rappresenta il segmento finale nell'elaborazione off-line. Viene eseguito il *timing*, ed infine selezionati eventi secondo i seguenti tagli:

- $\# \; cluster < 2$ or $\# \; cluster > 9$
- $|P_z - P_{\overline{p}}| > 0.15 \cdot P_{\overline{p}}$
- $P_\perp \equiv \sqrt{P_x^2 + P_y^2} > 350$ MeV

É stato affrontato lo studio sull'efficienza di questi tagli [10] nella selezione di eventi a 4 fotoni i.o.u. (vedi fig.4.1.2). Esistono motivi per credere che, a parte i fattori di accettanza geometrica, non si presentino grosse variazioni quando si vanno a selezionare eventi con 6 fotoni i.o.u. considerando gli alti valori dell'efficienza nella regione dell'$\eta_c$.

## 4.2 Accettanza geometrica di CCAL

Come illustrato nel secondo capitolo, il calorimetro centrale copre l'intera regione azimuthale ($0^o < \phi < 360^o$) e la zona polare $10^o < \theta < 70^o$. Una valore indicativo sull'accettanza geometrica del rivelatore é rilevabile utilizzando simulazioni Montecarlo.
Essendo la risonanza $\eta_c$ uno stato a $J = 0$, i suoi decadimenti sono isotropi nel centro di massa e quindi la cinematica del processo é dipendente unicamente dal fattore di spazio delle fasi.
Tenendo conto di questo, é stata eseguita la simulazione per il processo $\eta_c \rightarrow 3\eta \rightarrow 6\gamma$ prendendo $\sqrt{s} = M_{\eta_c} = 2985 \; MeV$. Nel calcolo dell'accettanza, i limiti imposti per l'angolo $\theta$ dei fotoni sono leggermente piú stretti di quelli determinati dalle reali dimensioni del calorimetro: questo taglio é giustificato dalla cattiva ricostruzione della cinematica dei cluster ai confini della zona fiduciale. Quindi:

$$12^o < \theta_\gamma < 68^o$$

[1] trattasi di eventi acquisiti senza imporre ulteriori vincoli da parte del trigger di secondo livello

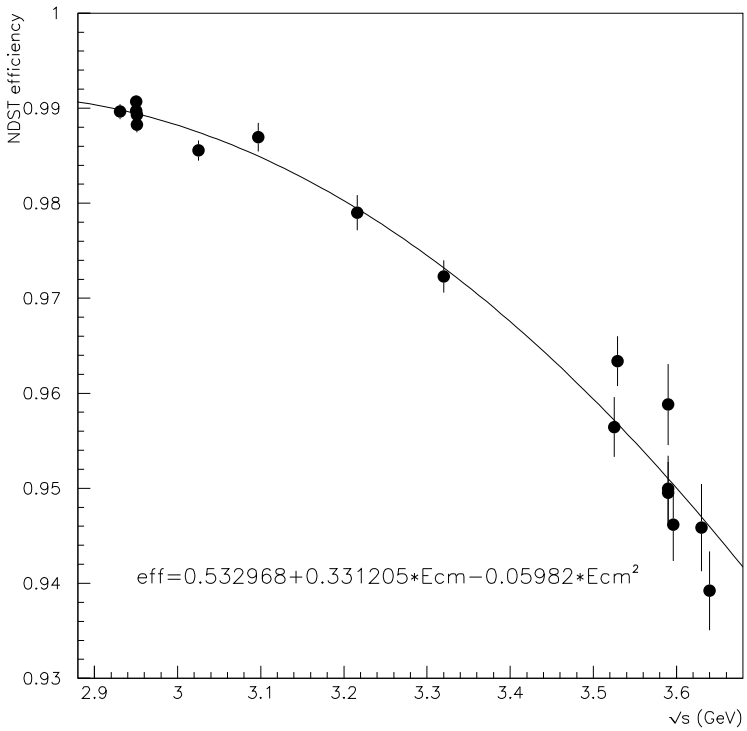


Figura 4.4: NDST efficiency for $\pi^0\pi^0$ events. By Michelle Stancari

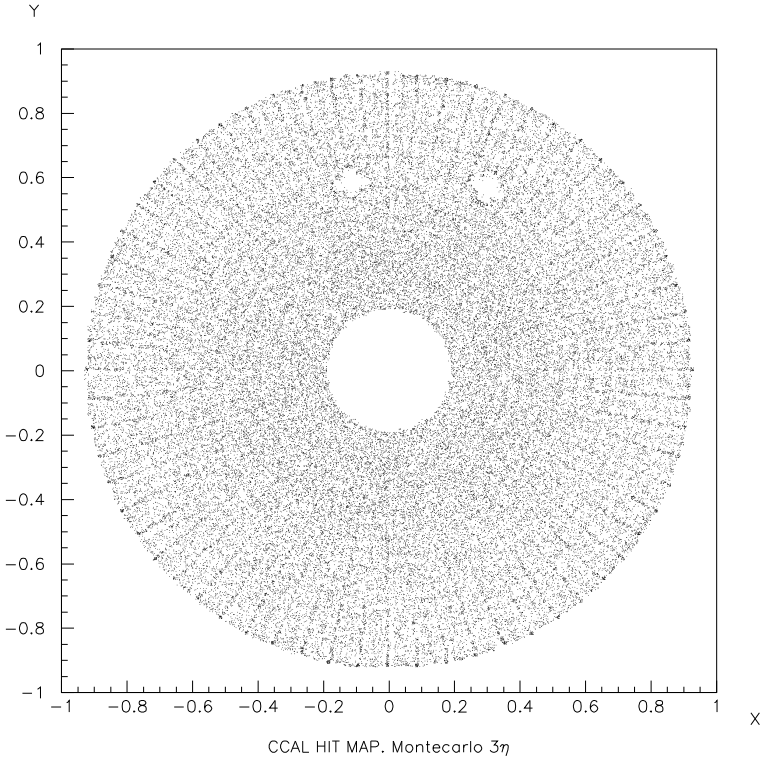


Figura 4.5: CCAL hit map. Montecarlo $3\eta$ isotropo a $\sqrt{s} = 2985\ MeV$

É stata effettuata anche una simulazione per il calcolo dell'accettanza dei processi con $2\eta\pi^0$ nello stato finale, la cui utilitá sará chiara in seguito. I valori trovati per l'accettanza sono

$$\epsilon^{3\eta}_{geom} \simeq 11\% \qquad \sqrt{s} = 2985\ MeV$$
$$\epsilon^{2\eta\pi^0}_{geom} \simeq 13.6\% \qquad \sqrt{s} = 2985\ MeV$$

## 4.3 Preselezione degli eventi $3\eta$

Come accennato in precedenza, i dati selezionati dall' *NDST production code* aventi 6 $\gamma$ i.o.u., rappresentano il materiale di partenza dell'analisi. Il primo e fondamentale taglio effettuato é sul *timing* dei fotoni: si sono richiesti esattamente 6 $\gamma$ in-time. Dallo spettro in energia dei cluster nel CCAL, si riscontra che i fotoni in-time sono quelli mediamente piú energetici.
Un generico decadimento isotropo a tre corpi:

$$X \longrightarrow P_1\ P_2\ P_3 \qquad P_i \longrightarrow \gamma\gamma$$

non presenta particolari vincoli cinematici se non quello imposto dai valori delle masse invarianti degli stati intermedi $P_i$. La richiesta di 'chiusura' dell'evento[2] in questo frangente non ci é di particolare aiuto nella scelta di un canale piuttosto che un altro. Quindi la selezione iniziale degli eventi non puó che operare unicamente sugli spettri delle masse ricostruite. Questo aspetto verrá affrontato nel dettaglio nel paragrafo successivo. I tagli utilizzati in questa prima fase per identificare $\pi^0$ ed $\eta$ sono:

$$0.1\ GeV < M_{\pi^0} < 0.17\ GeV \tag{4.1}$$
$$0.45\ GeV < M_{\eta} < 0.62\ GeV \tag{4.2}$$

[2]Viene definito *chiuso* un evento interamente contenuto nel detector.

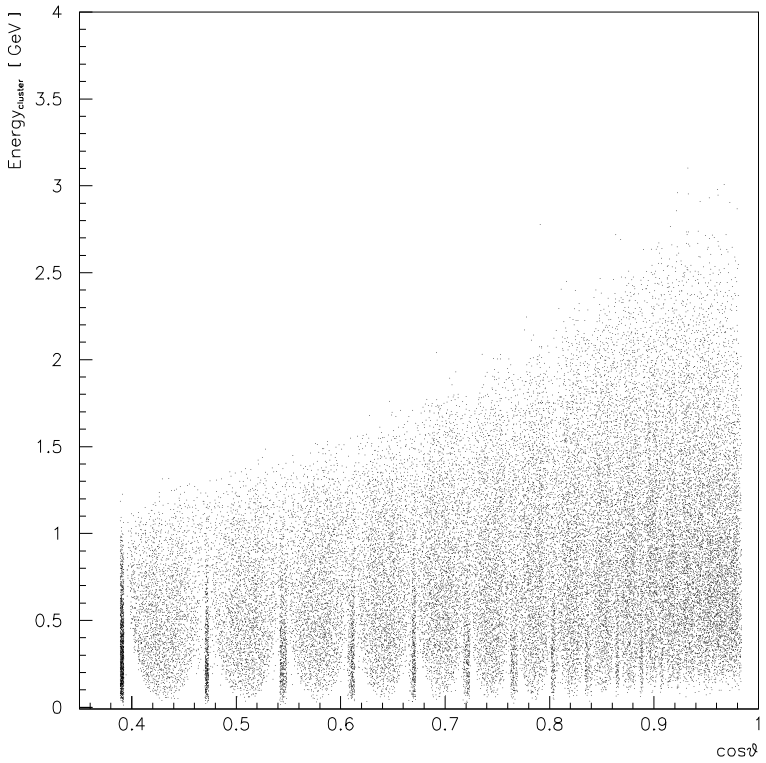


Figura 4.6: Energia dei cluster in funzione della profonditá del calorimetro.

### 4.3.1 Contaminazione dai canali $3\pi^0$, $2\pi^0\eta$, $2\eta\pi^0$: il fondo combinatorio

In questa sezione verá illustrato uno degli aspetti di piú ardua risoluzione nella ricostruzione di eventi a partire da stati finali *multigamma*. Questo problema é stato affrontato nella prima parte dell'analisi, durante la fase di progettazione della logica di preselezione, il cui scopo é di leggere i dati NDST dal nastro, ed in base a richieste non eccessivamente restrittive, fornire un insieme di eventi verosimilmente di tipo $3\eta$, su cui lavorare in seguito.

Le possibili combinazioni di masse invarianti ricostruite a partire da $6\gamma$ iniziali, sono 15: $M_{ij}$ con $i = 1, 2, \ldots 5$, $j = i+1, \ldots 6$. Di queste, 3 sono 'reali', mentre le restanti, 'fittizie', derivano dal fondo di combinatorio generato dall' operazione di ricostruzione. Mostriamo come, per isolare un evento buono, non sia sufficiente scegliere, tra le 15 possibilitá, quelle indipendenti[3] aventi massa $M_{ij} = M_\eta$. Per mettere in evidenza questo aspetto e quantificare l'*overlapping* combinatorio tra i diversi canali, si sono collezionati eventi $3\eta$-fasulli a partire da un campione di $2\pi^0\eta$, $2\eta\pi^0$ e $3\pi^0$ ed eventi $3\eta$-reali da un campione di $3\eta$ utilizzando una simulazione Montecarlo. Poi si sono comparati i loro spettri di massa invariante. Le fig.4.7, fig.4.8 e fig.4.9 si riferiscono rispettivamente ai casi $3\pi^0$, $2\eta\pi^0$, $2\pi^0\eta$ e $3\eta$ in cui é stata identificata una tripletta di $\eta$ indipendenti. Si nota che:

- il picco all'$\eta$ in fig.4.7 é *unicamente* dovuto al combinatorio, mentre in fig.4.8 e fig.4.9 il suo contributo si somma al segnale fisico;
- un campione pulito di $3\eta$ non ha picchi al $\pi^0$;

L'inquinamento é stimato in tab.4.1 in termini di percentuale di 'eventi sorgente'.

Per ovviare a questo inconveniente, é stata utilizzata la seguente logica di selezione, che si basa su 2 presupposti:
-tutti gli eventi sono riconducibili alle tipologie $3\eta$, $2\eta\pi^0$, $2\pi^0\eta$, $3\pi^0$
-le configurazioni contenenti pioni sono favorite rispetto a quelle con $\eta$:

[3]Per 'masse indipendenti' si intende una configurazione di tre masse che non condividono neanche un fotone. Ad esempio ($M_{12}$, $M_{35}$, $M_{46}$) sono indipendenti, mentre ($M_{13}$, $M_{35}$, $M_{46}$) non lo sono.

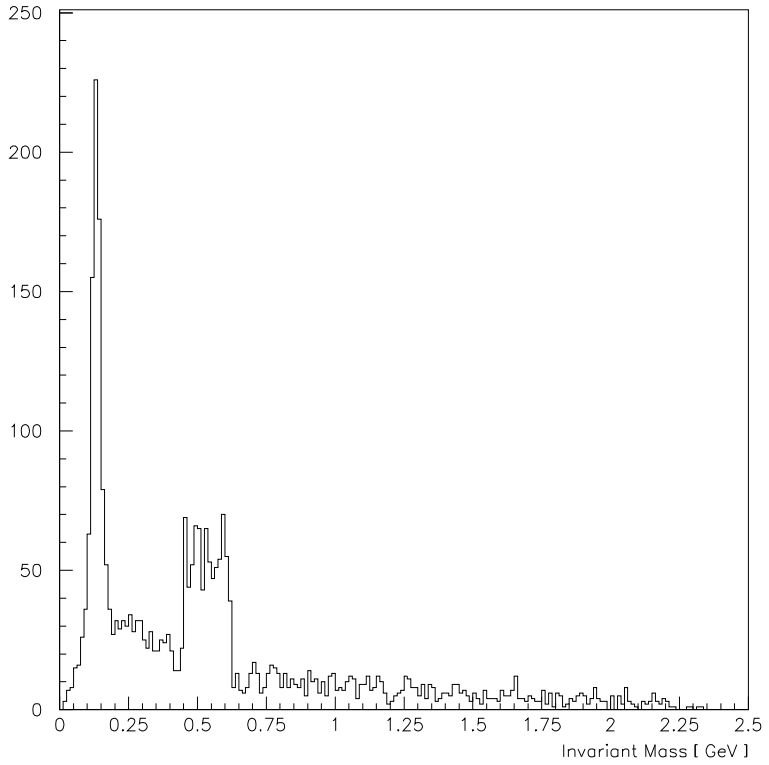


Figura 4.7: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi con una tripletta di $\eta$ indipendenti. Selezione da un campione $3\pi^0$. Montecarlo a 2985 MeV nel centro di massa

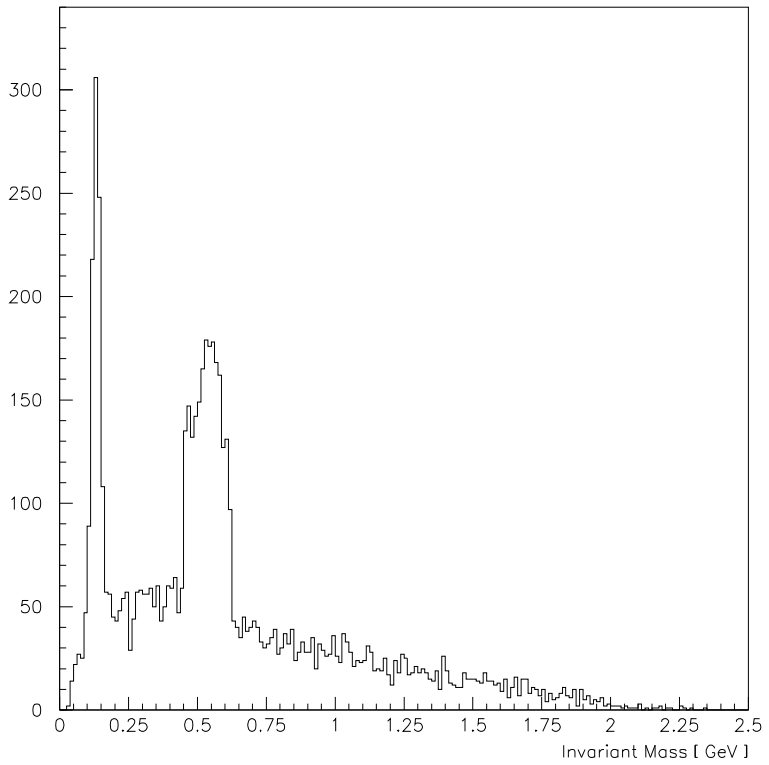


Figura 4.8: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi con una tripletta di $\eta$ indipendenti. Selezione da un campione $2\pi^0\eta$. Montecarlo a 2985 MeV nel centro di massa

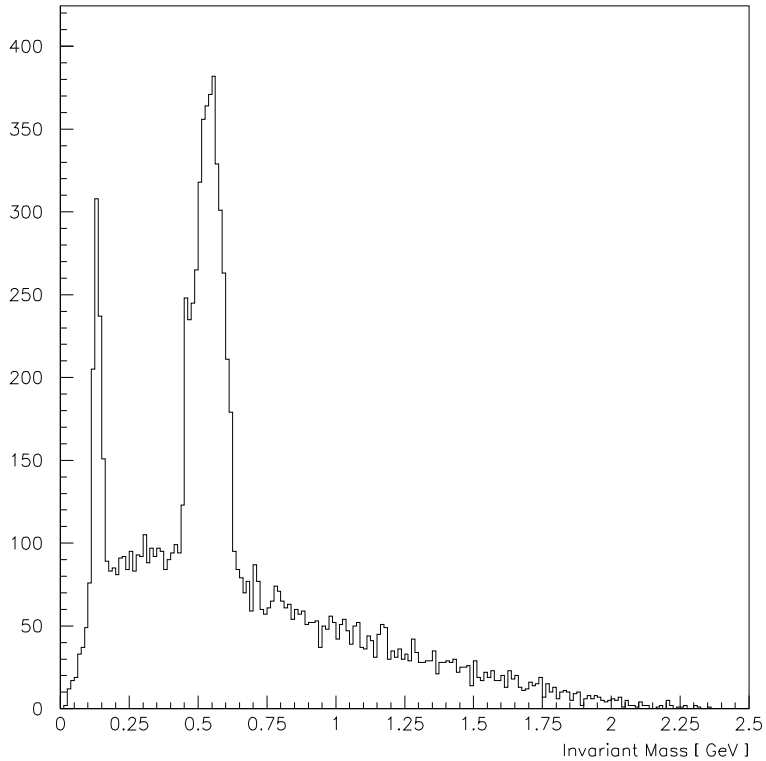


Figura 4.9: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi con una tripletta di $\eta$ indipendenti. Selezione da un campione $2\eta\pi^0$. Montecarlo a 2985 MeV nel centro di massa

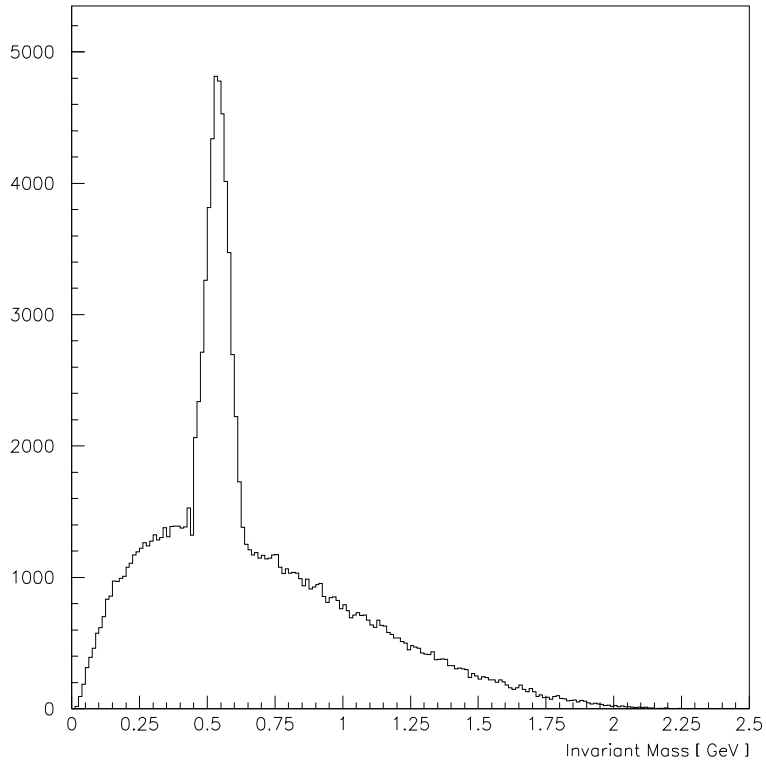


Figura 4.10: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi con una tripletta di $\eta$ indipendenti. Selezione da un campione $3\eta$. Montecarlo a 2985 MeV nel centro di massa

| Sorgente | Overlapping |
|---|---|
| $3\pi^0$ | $\simeq 2\%$ |
| $2\pi^0\eta$ | $\simeq 5.6\%$ |
| $2\eta\pi^0$ | $\simeq 12.2\%$ |

Tabella 4.1: Proporzioni di overlapping.

| Sorgente | Overlapping |
|---|---|
| $3\pi^0$ | $\simeq 0.3\%$ |
| $2\pi^0\eta$ | $\simeq 0.7\%$ |
| $2\eta\pi^0$ | $\simeq 1.6\%$ |

Tabella 4.2: Proporzioni di overlapping. Con logica

(1) ricerca, tra le 15 masse invarianti, delle combinazioni compatibili con i tagli (4.1) e (4.2);

(2) costruzione delle configurazioni di 3 masse indipendenti (triplette) utilizzando le combinazioni trovate al punto (1);

(3) reiezione delle triplette con il numero maggiore di pioni (*internal* $\pi^0$ *cut*);

(4) fit cinematico.

Quindi, dato un evento, si ammetterá di aver identificato un $3\eta$ solo quando non saranno presenti triplette con $\pi^0$. Il taglio abbatte notevolmente la componente pionica, ma non la elimina del tutto. Nei plot seguenti vengono riproposte le precedenti distribuzioni di massa filtrate attraverso questa logica. I nuovi valori dell'*overlapping* sono rappresentati in tab.4.2. Il fattore di reiezione di eventi spuri associato alla selezione é:

$$r_{preselect} = \frac{\#\ eventi\ rigettati}{\#\ eventi\ spuri\ in\ ingresso} \simeq 86\%$$

La preselezione ha un'efficienza totale:

$$\epsilon^{3\eta}_{preselect} \simeq 71\%$$

Nel corso dell'analisi, é stato verificato che, per eliminare completamente il fondo combinatorio, risulta necessario un taglio su *tutte* le 15 masse invarianti ricostruite, ed imporre: $M_{ij} \neq M_{\pi^0}$.

### 4.3.2 Il fit cinematico

Puó accadere, che configurazioni diverse tra loro (ma appartenenti alla stessa tipologia) passino insieme il taglio al punto (3). In questo caso la scelta é lasciata al valore del $\chi^2$ del fit cinematico: verrá conservata la configurazione con $|\chi^2_\nu - \nu|$ minore. In questa analisi i fit cinematici sono stati effettuati facendo uso delle routine di SQUAW.
L'idea che sottende a questa operazione é quella di postulare che un processo si manifesti attraverso una certa dinamica, e di ottenere un valore numerico indicativo sulla probabilitá che l'ipotesi sia corretta. L'input del programma é rappresentato da 2 generi di informazioni: la struttura del processo e la definizione delle particelle coinvolte. La struttura del processo é fissata attraverso una rappresentazione 'ad albero' dove ogni particella ne costituisce un 'ramo'. Questi sono definiti con un set di 4 variabili, generalmente il quadrimpulso o grandezze derivate. Le interazioni od i decadimenti delle tracce vengono identificate come 'vertici', in cui valgono i vincoli imposti dalla conservazione di energia ed impulso: il numero dei vincoli linearmente indipendenti di un processo rappresenta i gradi di libertá del fit cinematico.
La produzione di $3\eta \to 6\gamma$ é caratterizzato da 7 vincoli: conservazione del quadrimpulso totale (4 equazioni) e vincoli sulle masse invarianti delle $\eta$ (3 equazioni). Durante la preselezione degli eventi, vengono eseguiti fit cinematici in base ai quali verranno prese decisioni anche in una

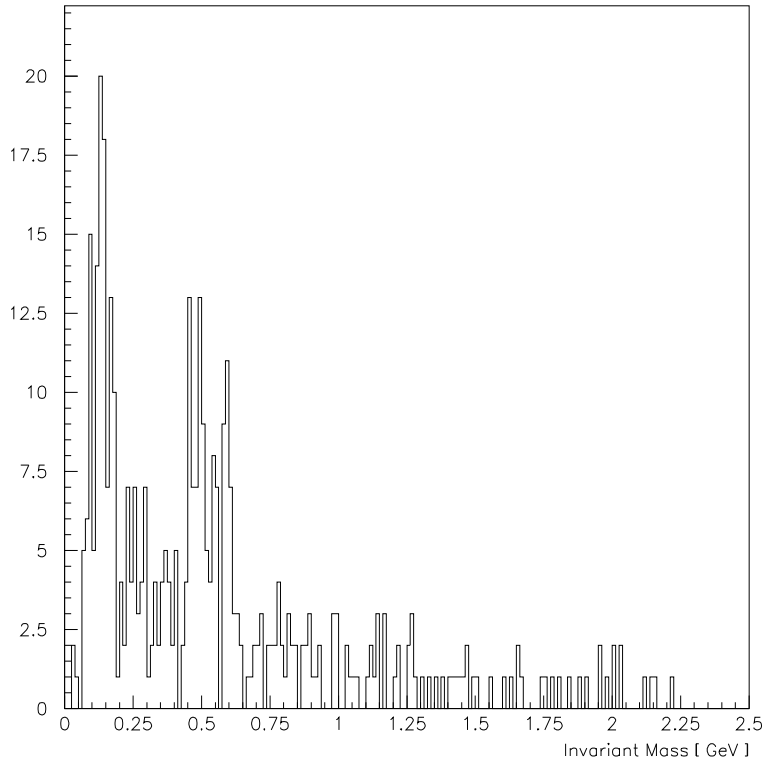


Figura 4.11: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi $3\eta$ selezionati dalla logica a partire da un campione di $3\pi^0$. Montecarlo a 2985 MeV nel centro di massa

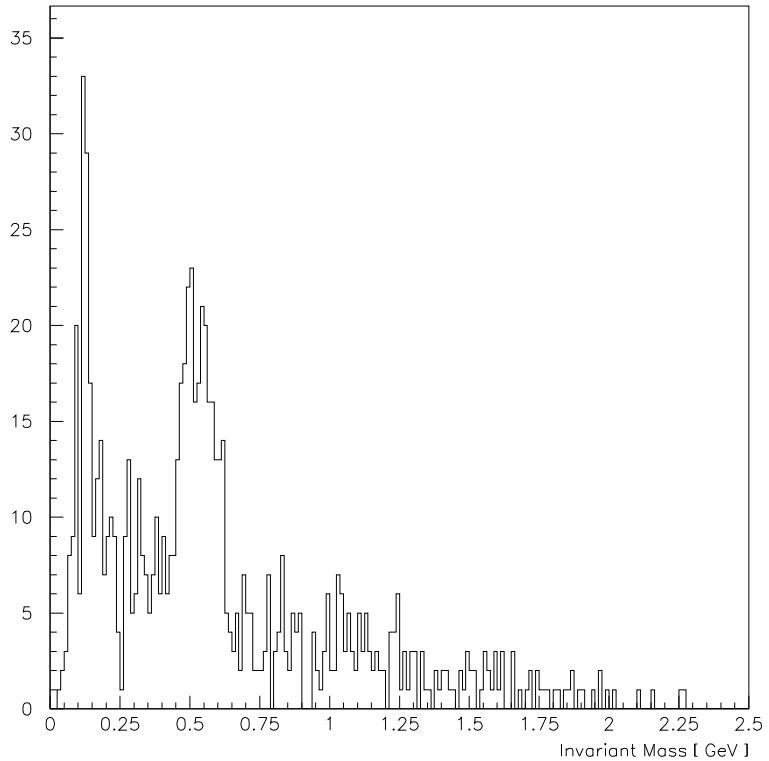


Figura 4.12: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi $3\eta$ selezionati dalla logica a partire da un campione di $2\pi^0\eta$. Montecarlo a 2985 MeV nel centro di massa

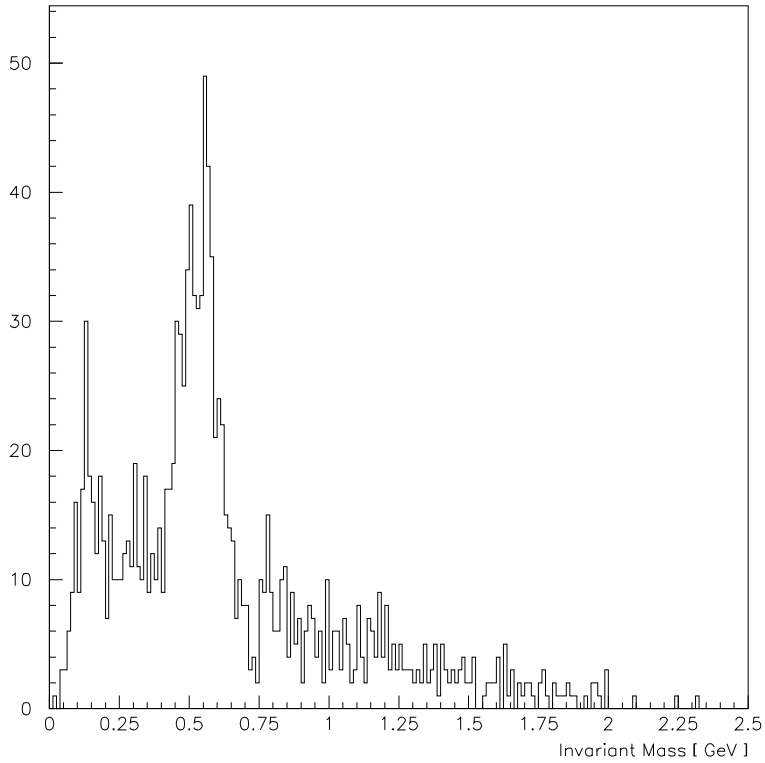


Figura 4.13: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi $3\eta$ selezionati dalla logica a partire da un campione di $2\eta\pi^0$. Montecarlo a 2985 MeV nel centro di massa

fase di analisi successiva. In fig.4.14 é plottato il risultato del fit cinematico per un campione Montecarlo di eventi $3\eta$ a $\sqrt{s} = 2985\ MeV$: si tratta della distribuzione della variabile $\chi^2$ associata al fit. Essa presenta i caratteristici 7 gradi di libertá, ognuno di questi corrispondente ad un singolo addendo (che definiscono il $\chi^2$) minimizzato con il metodo dei moltiplicatori di lagrange.

## 4.4 Tagli

Lo spettro di massa invariante si presenta come in fig.4.15 in seguito alla preselezione. I plot si riferiscono, salvo diversa indicazione, ad un sample di 6563.8 $nb^{-1}$ con 2912 $MeV < \sqrt{s} <$ 2929.6 $MeV$. Come si riscontrava anche nel Montecarlo, sono presenti infiltrazioni di eventi con pioni reali che falsano il segnale all'$\eta$.
Verranno ora presentati due tagli ortogonali che sono essenziali per isolare un campione pulito di $3\eta$.

### Masscut

Imponiamo il seguente taglio sulle masse (*masscut*):

$$0.1\ GeV < M_{\gamma_i\gamma_j} < 0.17\ GeV \qquad i = 1, 2, \ldots 5,\ j = i+1, \ldots, 6 \tag{4.3}$$

Un modo per valutare qualitativamente l'effetto del taglio,é di confrontare i plot relativi al $\chi^2_{3\eta}$ del fit cinematico. Ricordiamo che la distribuzione di $\chi^2$ deve avere valor medio $\mu = 7$ (fig.4.14). Le fig.4.16 e 4.17 mostrano la distribuzione di $\chi^2_{3\eta}$ prima e dopo il taglio *masscut*.

Applicando il *masscut* ai dati Montecarlo, si riscontra la totale eliminazione delle contaminazioni di combinatorio da $3\pi^0$ e $2\pi^0\eta$. L'overlapping con il canale $2\eta\pi^0$ non sparisce, ma é abbattuto ulteriormente con $r_{masscut} = 81\%$, portando ad avere, come limite inferiore del

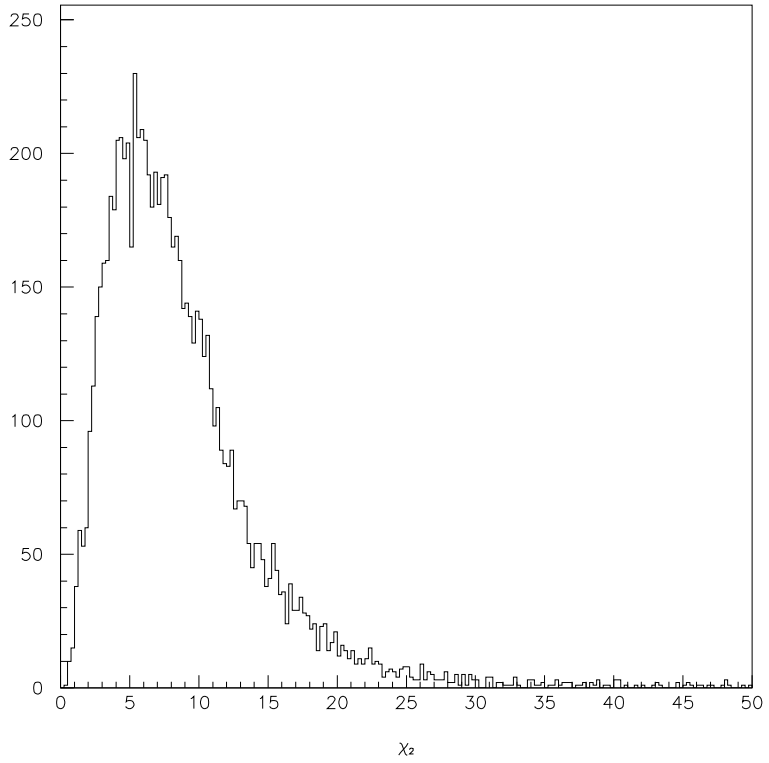


Figura 4.14: $\chi^2$ del fit cinematico a $3\eta$ di eventi selezionati da un campione di $3\eta$. Montecarlo a 2985 MeV nel centro di massa

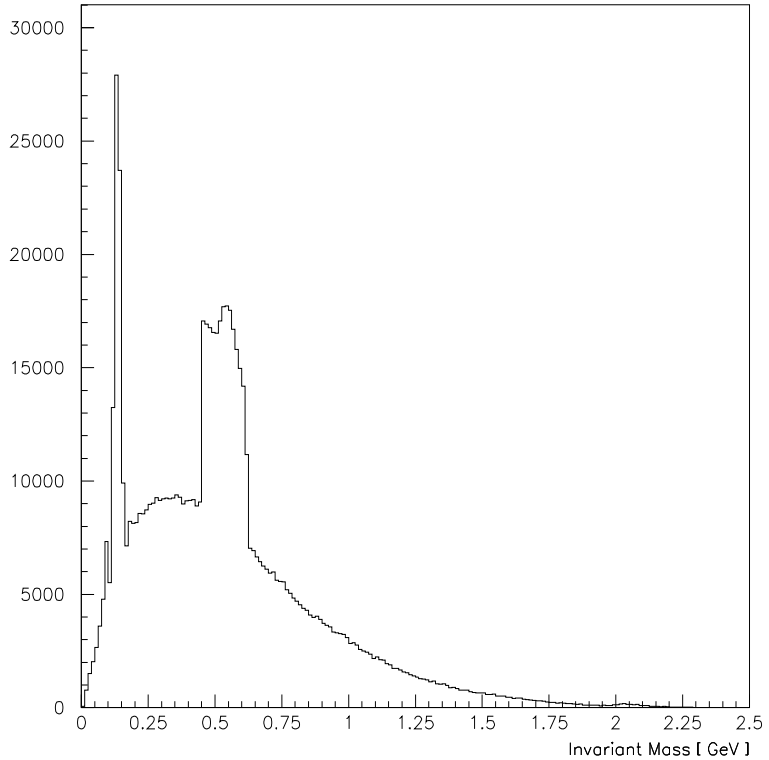


Figura 4.15: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi $3\eta$ selezionati dalla logica . Dati a 2912 $MeV < \sqrt{s} <$ 2929.6 $MeV$

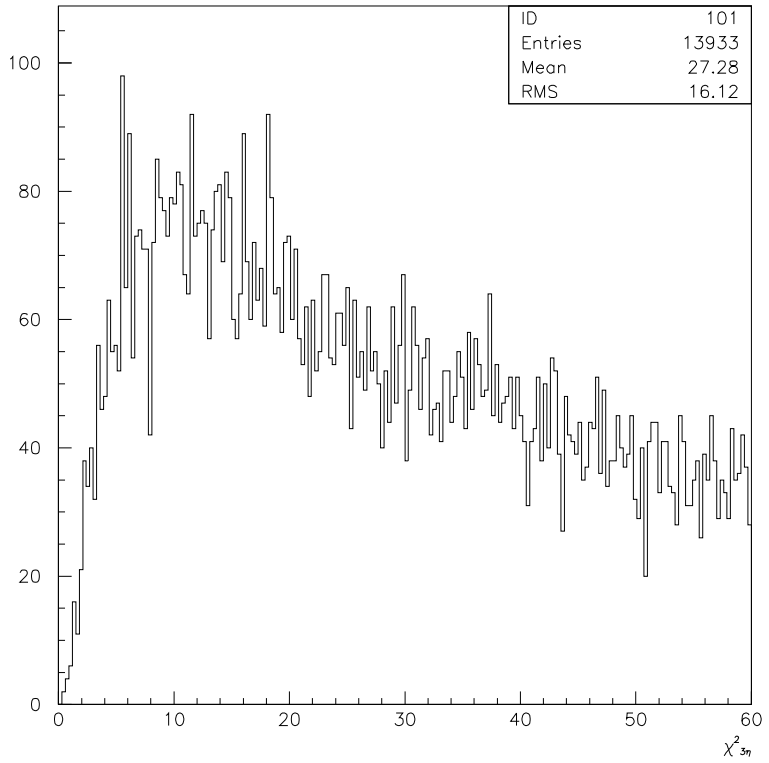


Figura 4.16: Distribuzione del $\chi^2$ del fit cinematico a $3\eta$ senza masscut.

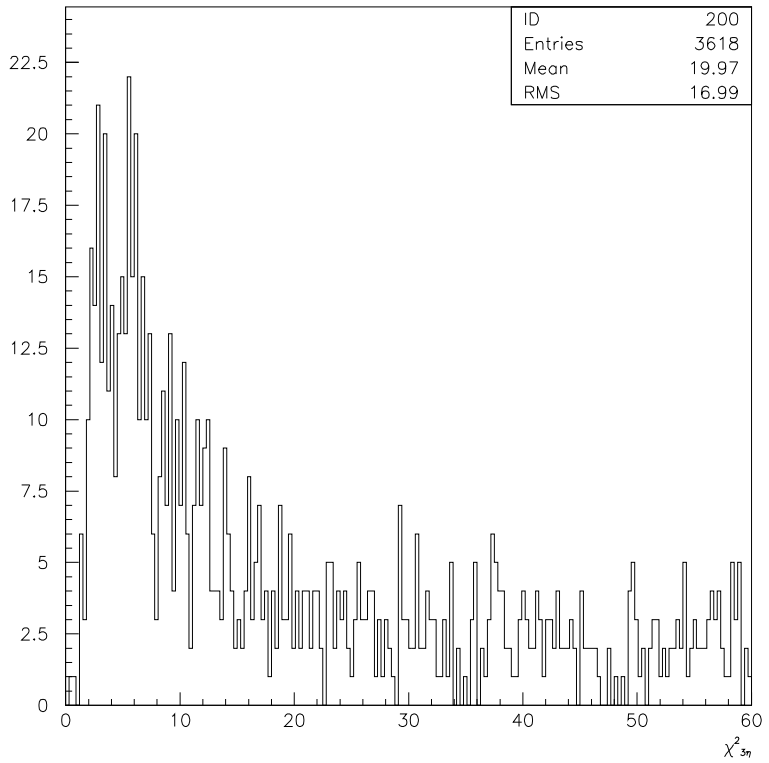


Figura 4.17: Distribuzione del $\chi^2$ del fit cinematico a $3\eta$ con *masscut* (4.3).

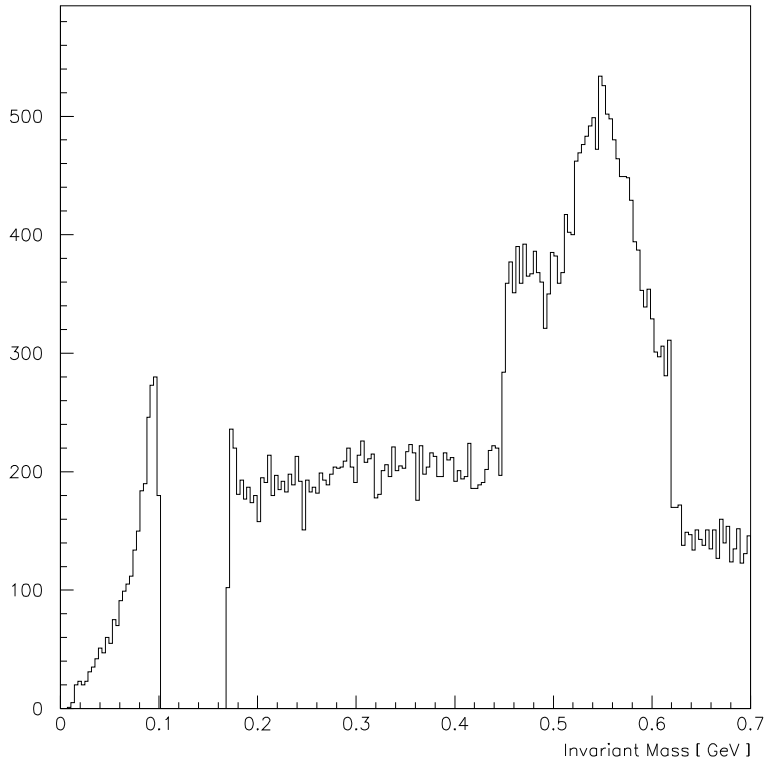


Figura 4.18: Spettro di $M_{ij}$ di eventi $3\eta$ selezionati con *masscut* (4.3).

fattore di reiezione totale sugli spuri:

$$r_{tot} \simeq 97.5\%.$$

L'efficienza del taglio é stimata essere:

$$\epsilon^{3\eta}_{masscut} \simeq 65.2\%$$

L'effetto sulla distribuzione delle masse invarianti e' plottato in fig.4.18.

### Il taglio sul $\chi^2$ del fit cinematico

Al livello di confidenza (CL) dell'99% corrisponde un taglio sulla distribuzione di $\chi^2$ di:

$$\chi^2_{3\eta} < 18 \qquad CL = 99\% \tag{4.4}$$

L'efficienza calcolata é:

$$\epsilon^{3\eta}_{\chi^2 cut} \simeq 92.3\%$$

L'effetto del taglio sullo spettro delle masse é illustrato in fig.4.19.

Complessivamente, l'uso combinato dei due tagli porta ad identificare in modo attendibile gli eventi voluti (fig.4.20).

Le variabili cinematiche non richiedono tagli espliciti essendo giá soggette ai vincoli imposti dal fit cinematico. Dopo aver tagliato sul $\chi^2$ le distribuzioni di impulso ed energia rispondono alle richieste di 'evento chiuso'. Si é inoltre verificato che un ulteriore selezione su questa base non sarebbe ortogonale al *masscut* ed al $\chi^2 cut$ ed conseguentemente, impoverirerebbe il segnale piú che pulirlo.

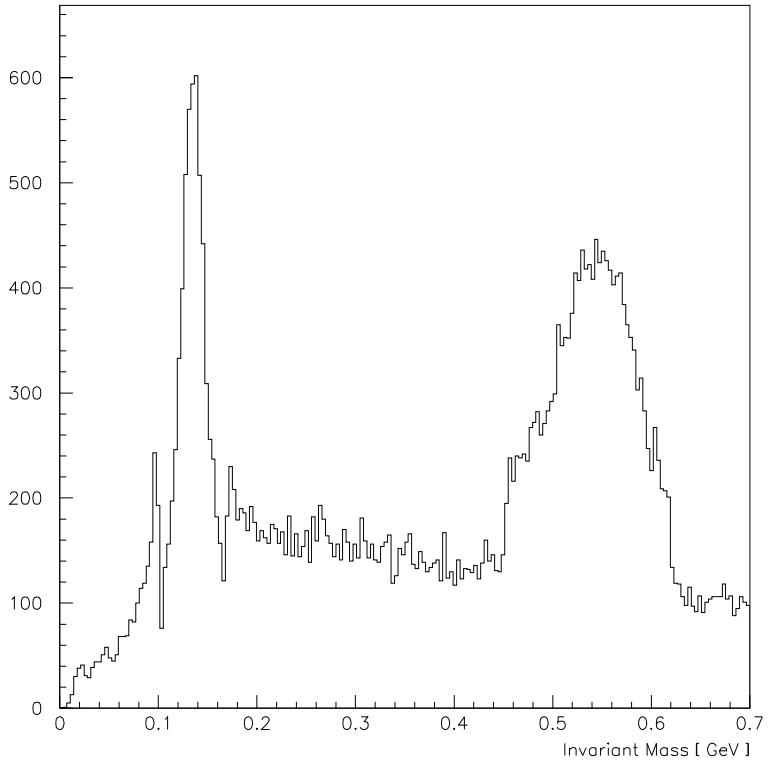


Figura 4.19: Spettro di $M_{ij}$ di eventi $3\eta$ con $\chi^2 < 18$.

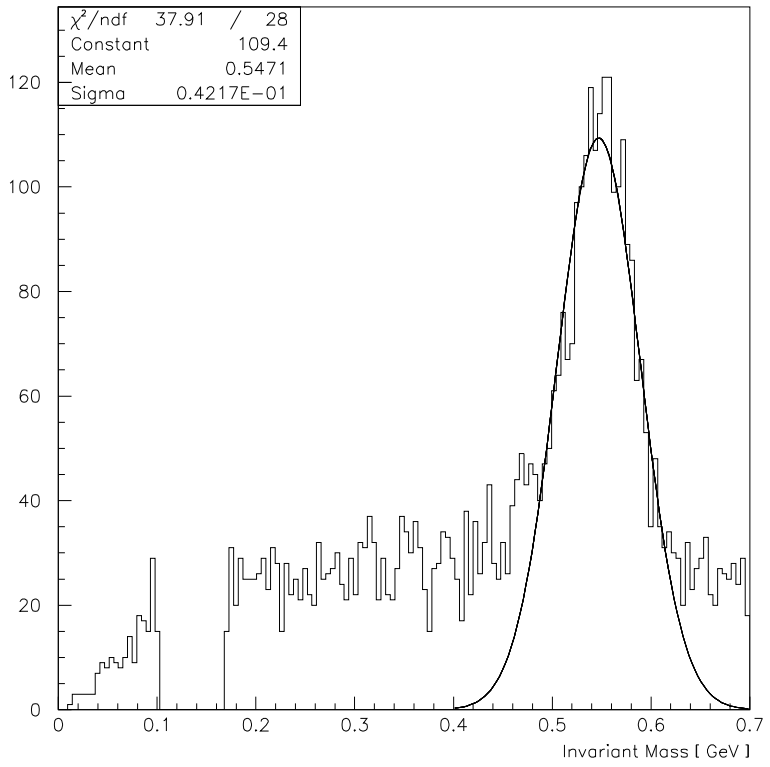


Figura 4.20: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi $3\eta$ con tagli *masscut* e $\chi^2 cut$

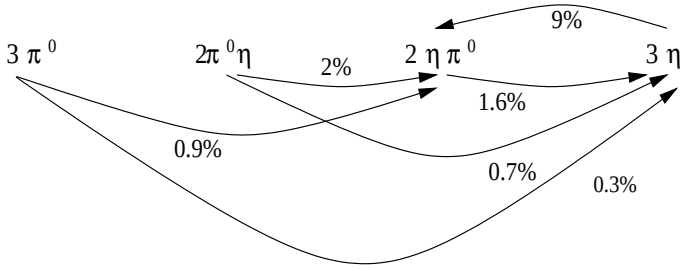


Figura 4.21: Schema per il processo di contaminazione tra i vari canali. Le frecce partono dalla sorgente che fornisce eventi fasulli ed indicano il canale inquinato.

| Sorgente | Overlapping |
|---|---|
| $3\pi^0$ | $\simeq 0.9\%$ |
| $2\pi^0\eta$ | $\simeq 2\%$ |
| $3\eta$ | $\simeq 9\%$ |

Tabella 4.3: Contaminazione nel canale $2\eta\pi^0$. Con logica

## 4.5 Il canale di controllo $2\eta\pi^0$

Il processo:

$$\eta_c \longrightarrow 2\eta\pi^0$$

é proibito dalla conservazione di isospin.
Per controllare eventuali dipendenze sistematiche del segnale di $\eta_c$, é utile poter studiare la stabilitá di un canale che presenti stati finali simili e che non riceva contributi dalla risonanza. Per questo motivo é stata effettuata una selezione degli eventi $2\eta\pi^0$.
La selezione di un campione pulito presenta piú problemi rispetto al caso di $3\eta$. Infatti, come si vede nello schema di fig.4.21, mentre per le $3\eta$ la contaminazione avveniva *da sinistra verso destra* ed era eliminabile tagliando sui $\pi^0$, ora si verifica un ulteriore effetto *da destra verso sinistra*, non banalmente risolubile nell'ambito della selezione attuata. Con la simulazione Montecarlo, si sono calcolate le percentuali di inquinamento dei $2\eta\pi^0$: esse sono illustrate in fig.4.22. Inoltre bisogna considerare che:

- la logica di preselezione abbatte (anche se non del tutto) la sovrapposizione con $2\pi^0\eta$ e $3\pi^0$ (tab.4.3) analogamente alla selezione dei $3\eta$;
- essendo gli eventi $3\pi^0$ indipendenti dalla risonanza, una contaminazione del genere non altera il ruolo di 'canale di controllo' dei $2\eta\pi^0$ anche se falsa il valore della sezione d'urto;
- la produzione di $3\eta$ non risonanti é soppressa rispetto ai $2\eta\pi^0$, quindi l'effetto in questo caso ci si aspetta che sia trascurabile.

Nei plot (4.23) e (4.24) sono mostrate le distribuzioni delle masse invarianti per eventi $2\eta\pi^0$, risultanti unicamente dalla preselezione, nel caso di un Montecarlo e nel caso dei dati reali. Come si puó notare, pare che vi sia un'infiltrazione di eventi con extra-pioni reali. É stato, inoltre, effettuato un fit cinematico per il processo $p\overline{p} \rightarrow 2\eta\pi^0$ nel centro di massa. Dopo aver tagliato sul $\chi^2_{2\eta\pi^0}$ al $CL = 99\%$, il plot della massa invariante é quello raffigurato in fig.4.25.

### Il taglio degli extra-$\pi^0$

Per eliminare l'intrusione, si é introdotto il seguente taglio sulle masse invarianti del fondo combinatorio:

$$\#\ \pi^0 < 0.3 \cdot \#\ \eta$$

La ragione di questa posizione si trova constatando che, contribuiscono alla contaminazione

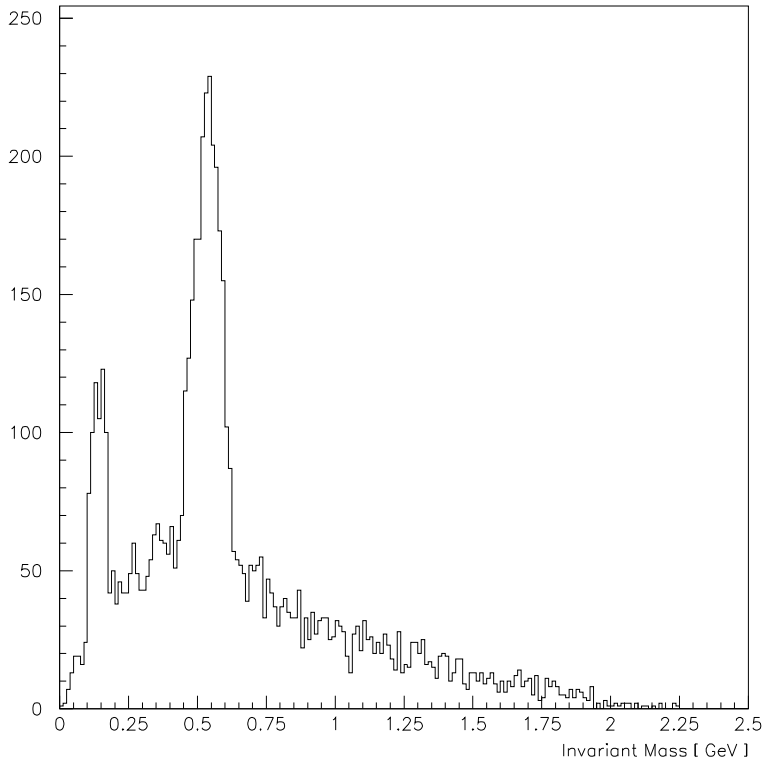


Figura 4.22: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi $2\eta\pi^0$ spuri derivanti da un campione di $3\eta$. Montecarlo a $\sqrt{s} = 2985\ MeV$.

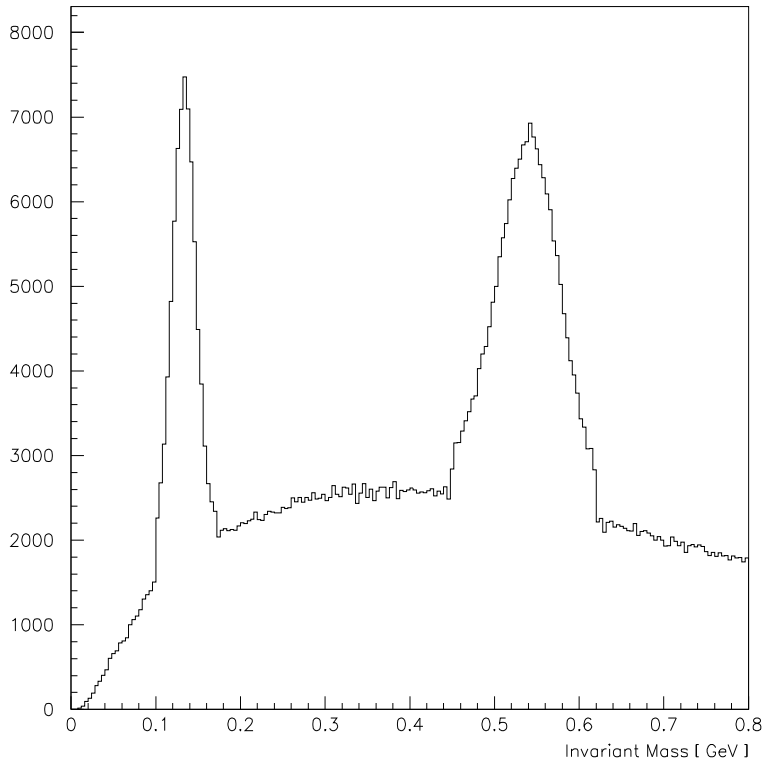


Figura 4.23: Spettro di $M_{ij}$ degli eventi $2\eta\pi^0$ filtrati dal processo di preselezione. Montecarlo a $\sqrt{s} = 2985\ MeV$.

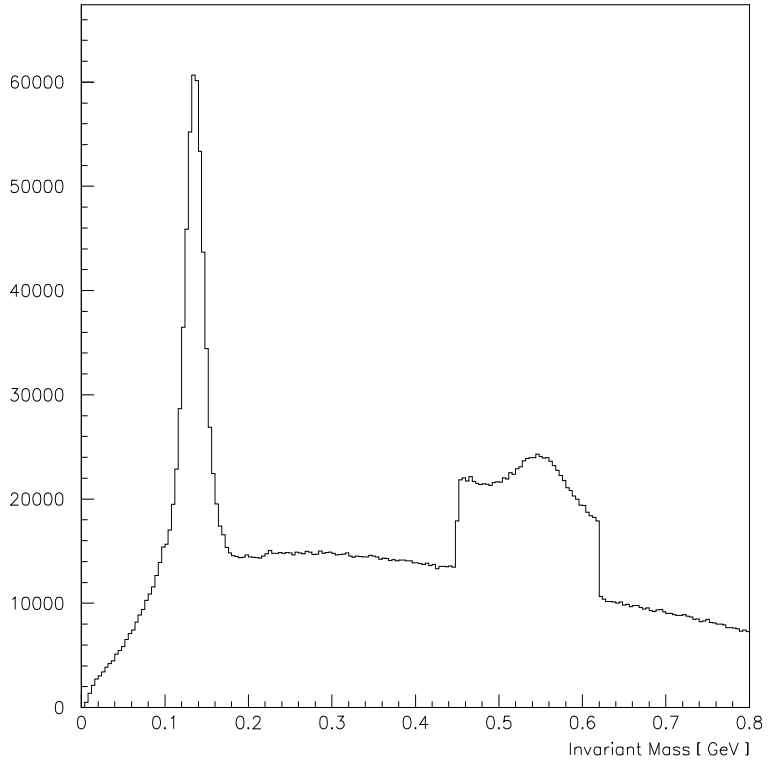


Figura 4.24: Distribuzione di massa invariante per eventi $2\eta\pi^0$ filtrati dal processo di preselezione. Dati reali.

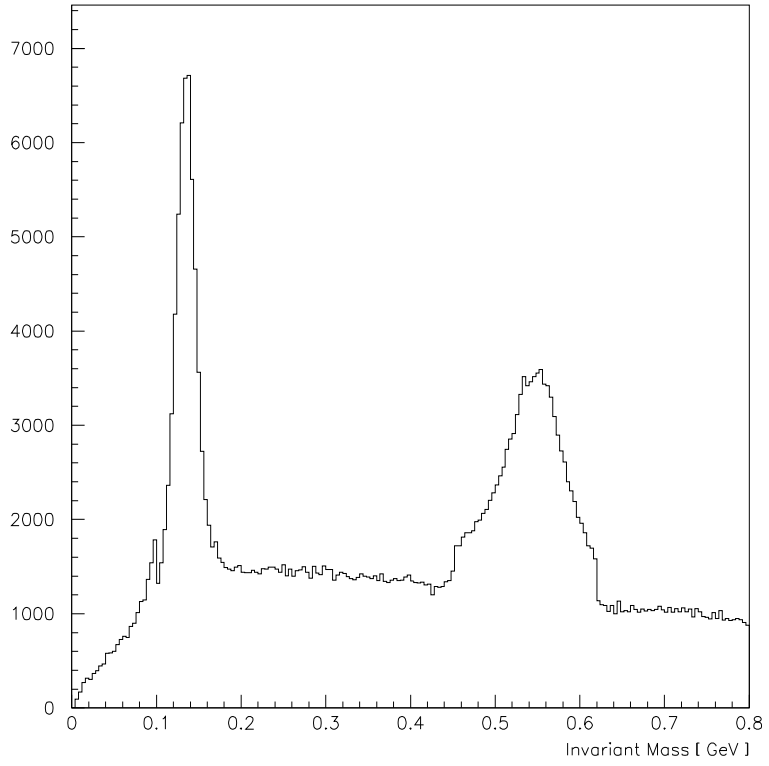


Figura 4.25: Distribuzione di massa invariante per eventi $2\eta\pi^0$ con taglio sul $\chi^2_{2\eta\pi^0}$. Dati reali.

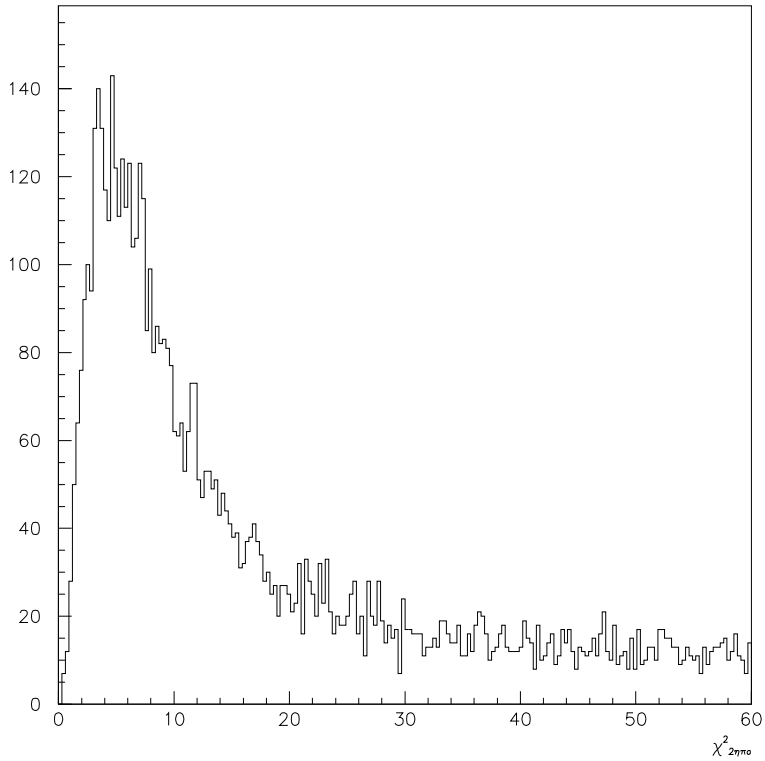


Figura 4.26: Distribuzione di $\chi^2_{2\eta\pi^0}$ con taglio sugli extra-$\pi^0$. Dati reali.

| Sorgente | Overlapping |
|---|---|
| $3\pi^0$ | $\lesssim 0.05\%$ |
| $2\pi^0\eta$ | $\simeq 0.1\%$ |
| $3\eta$ | $\simeq 6.5\%$ |

Tabella 4.4: Contaminazione nel canale $2\eta\pi^0$ dopo il taglio sugli extra-$\pi^0$.

principalmente eventi caratterizzati da un combinatorio eccedente di pioni *NON* organizzati in triplette (in tal caso verrebbero eliminati giá al livello della preselezione). Studiando l'andamento del combinatorio, si scopre che é endemico nella ricostruzione di eventi $2\eta\pi^0$, l'avere: $\# \ \pi^0 \simeq 0.66 \cdot \# \ \eta$. Quindi quando il numero di $\pi^0$ (non di segnale, ovvero non della tripletta che definisce l'evento) supera il livello ammesso, ci si trova di fronte ad un falso $2\eta\pi^0$.
Tuttavia bisogna considerare che anche il segnale all'$\eta$ ha un contributo di 'fake': é per questo che il taglio é piú restrittivo e non ammette pioni oltre un fattore 0.3 rispetto al numero di $\eta$ (non di segnale).
Il plot di fig4.26 mostra la distribuzione di $\chi^2_{2\eta\pi^0}$ di eventi sottoposti al taglio sugli extra $\pi^0$.
Le percentuali di overlapping dopo il taglio extra-$\pi^0$ sono mostrate in tab.4.4.
In conclusione, gli eventi $2\eta\pi^0$ vengono collezionati con efficienze:

$$\begin{aligned} &\epsilon^{2\eta\pi^0}_{preselect} \simeq 77.5\% \\ &\epsilon^{2\eta\pi^0}_{extra\pi^0 cut} \simeq 62\% \\ &\epsilon^{2\eta\pi^0}_{\chi^2 cut} \simeq 93.3\% \qquad\qquad CL = 99\% \end{aligned} \tag{4.5}$$

In fig.4.27 é plottato lo spettro della massa invariante per eventi $2\eta\pi^0$ risultanti dai due tagli $\chi^2 cut$ e $extra\pi^0 cut$. In definitiva, i conteggi trovati nel canale $2\eta\pi^0$ sono riassunti in tab.4.5.
Si fa notare che non sono state eseguite correzioni dovute al fenomeno dell'overlapping: si é infatti nell'impossibilitá di stimare il reale numero di eventi dei vari canali, avendo ogni cri-

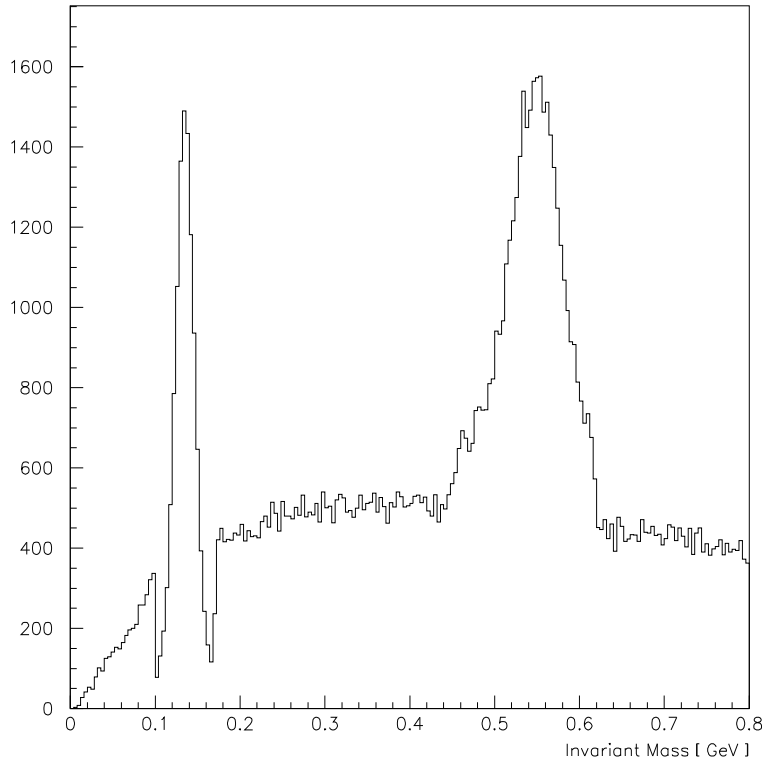


Figura 4.27: Distribuzione di massa invariante per eventi $2\eta\pi^0$ con taglio sul $\chi^2_{2\eta\pi^0}$ e sugli extra-$\pi^0$. Dati reali.

terio di selezione un bias nella selezione. Quindi si assume che il campione isolato con i tagli precedenti sia pulito. Un discorso del tutto analogo vale per gli eventi $3\eta$. Ricordiamo che durante l'acquisizione, il trigger presenta fattori di *prescaling* per i quali é necessario correggere il numero degli eventi [13].

Per ottenere i valori corretti della sezione d'urto per il processo $p\overline{p} \to 2\eta\pi^0 \to 6\gamma$, é necessario tenere conto delle efficienze nella rivelazione e dei tagli. In particolare:

$$\epsilon = \epsilon_{geom} \times \epsilon_{trigger} \times \epsilon_{analisi}$$

dove si sono indicati i vari contributi all'efficienza totale. Ricordando che l'efficienza nella produzione NDST é stata assunta essere $\sim 99\%$ e che l'inefficienza del trigger neutro é dovuta principalmente al veto sui carichi (fig.4.3), si ottiene:

$$\epsilon = \epsilon_{trigger}(L_i) \times 6.2\%$$

Il plot relativo al rapporto $\frac{\#_{2\eta\pi^0}}{L}$ corretto per le efficienze di trigger é illustrato in fig.4.28. Si é provveduto ad eseguire un fit ai punti ottenuti, del tipo:

$$\frac{\#\ 2\eta\pi^0}{L} = \alpha \times \left(\frac{\sqrt{s}}{2985}\right)^{\beta} \tag{4.6}$$

$$\alpha = 31.83 \pm 0.16 \qquad \beta = -7.3684 \pm 0.24062$$

Il valore di $\chi^2/d.o.f. = 1.37$ ammette la consistenza del fit. Essendo assenti evidenti effetti sistematici, é consentito l'utilizzo del campione di $2\eta\pi^0$ come 'stabilizzatore' del segnale in $3\eta$. In seguito, avrá, pertanto, particolare rilevanza l'andamento del rapporto $R = \frac{\#\ 3\eta}{\#\ 2\eta\pi^0}$.

| $E_{cm}$ (Mev) | $Run$ # | Luminositá integrata ($nb^{-1}$) | $N_{2\eta\pi^0}$ | $N_{2\eta\pi^0}$ upscaled |
|---|---|---|---|---|
| 2912 | 2295-2296 | 190.21 | 1983 | 7293 |
| 2912.17 | 2324-2328 | 514.68 | 5288 | 19310 |
| 2929.3 | 2102-2104 | 317.63 | 658 | 12035 |
| 2929.6 | 2042-2049 | 372.28 | 714 | 12810 |
| 2930 | 2107-2108 | 224.41 | 2215 | 8062 |
| 2930.3 | 2330-2341 | 767.83 | 7461 | 26928 |
| 2949.97 | 1136-1139 | 261.6 | 2423 | 8831 |
| 2950.1 | 2175-2177 | 373.33 | 3839 | 13823 |
| 2950.2 | 2098-2100 | 406.1 | 750 | 2730 |
| 2955.7 | 2309-2312 | 397.91 | 3898 | 14209 |
| 2956.2 | 2314-2322 | 979.22 | 9606 | 3460 |
| 2967.07 | 1255-1257 | 285.76 | 2751 | 9975 |
| 2969.8 | 2086-2092 | 542.05 | 1036 | 18680 |
| 2973 | 2273-2279 | 667.85 | 6234 | 22272 |
| 2973.5 | 2052-2060 | 619.8 | 1116 | 19815 |
| 2975.2 | 2150-2152 | 344.59 | 3177 | 11430 |
| 2980.25 | 1299-1304 | 440.73 | 4060 | 14467 |
| 2980.26 | 1291-1292 | 249.94 | 2354 | 8489 |
| 2982.6 | 2359-2373 | 1004.18 | 9047 | 32351 |
| 2985.9 | 2344-2357 | 1410.42 | 12470 | 44270 |
| 2986.2 | 2139-2143 | 467.67 | 4152 | 14751 |
| 2987.45 | 1271-1273 | 341 | 3128 | 11255 |
| 2987.57 | 1093-1094 | 249.58 | 1181 | 8354 |
| 2987.7 | 2188-2190 | 370.71 | 3392 | 11894 |
| 2990 | 2162-2165 | 499.08 | 4550 | 16142 |
| 2995.6 | 2065-2078 | 742.67 | 1325 | 23440 |
| 3000.7 | 2155-2157 | 347.31 | 2971 | 10555 |
| 3001.1 | 2184-2186 | 209.76 | 2042 | 7037 |
| 3004.4 | 2298-2306 | 1169.54 | 10216 | 36160 |
| 3008.7 | 2120-2131 | 929.27 | 8108 | 28751 |
| 3024.97 | 1193 | 104.22 | 856 | 2989 |
| 3025.92 | 1209-1215 | 489.33 | 4292 | 14888 |
| 3096.6 | 3078-3079 | 151.85 | 1106 | 3725 |
| 3096.91 | 824-830 | 167.86 | 665 | 4247 |
| 3096.92 | 908-909 | 285.22 | 1191 | 6951 |
| 3096.98 | 1331-1336 | 491.92 | 6608 | 12439 |
| 3097.1 | 2285-2288 | 328.29 | 2463 | 8265 |
| 3101 | 3284 | 143.16 | 1012 | 3409 |
| 3216 | 3206-3208 | 419.23 | 2232 | 6915 |
| 3270.6 | 3346 | 411.76 | 2116 | 6586 |
| 3320 | 3301-3303 | 951.38 | 4380 | 12426 |

Tabella 4.5: Conteggi $2\eta\pi^0$ (senza correzioni per efficienze), relativi alla selezione con $\chi^2 cut$ e $extra - \pi^0 cut$

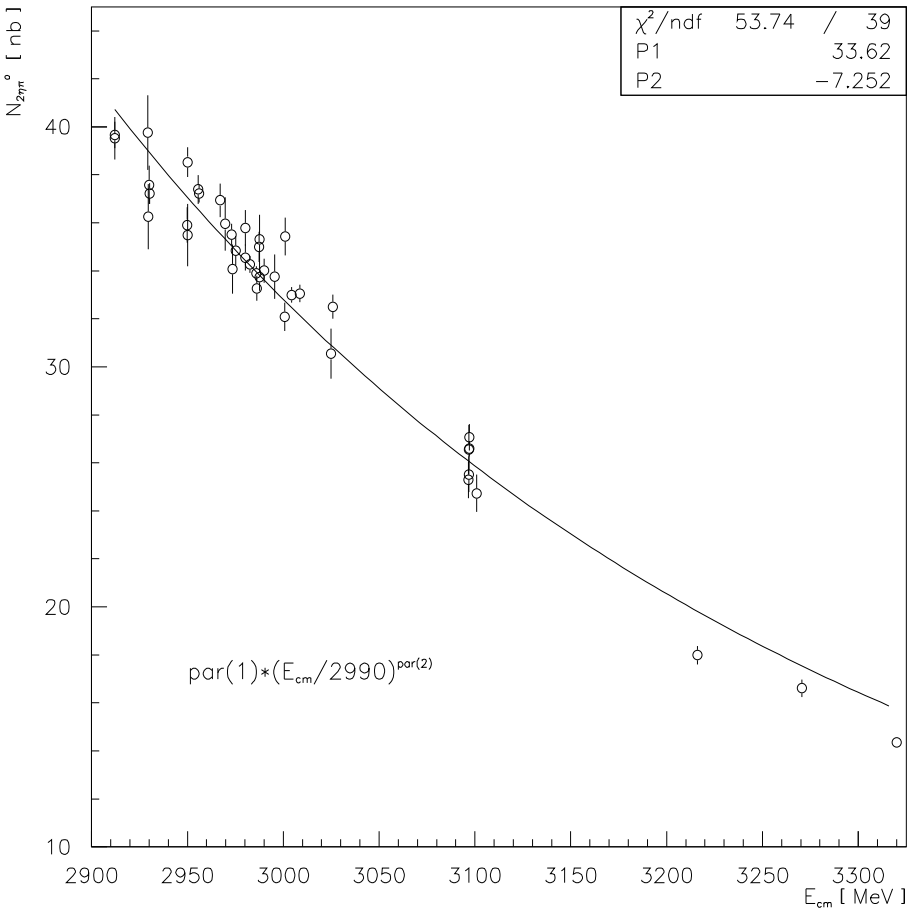


Figura 4.28: Distribuzione di $\frac{\#\ 2\eta\pi^0}{L}$ $nb$ (corretti per l'efficienza del trigger neutro) in funzione dell'energia nel centro di massa

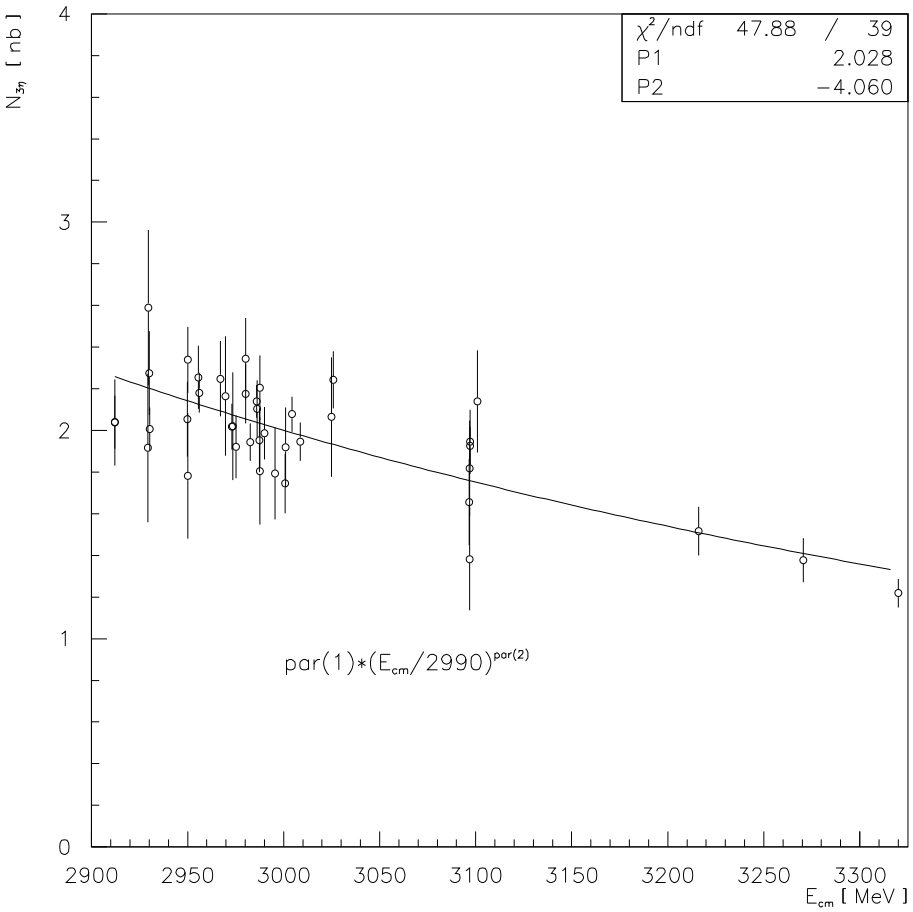


Figura 4.29: Distribuzione di $\frac{\# \, 3\eta}{L}$ $nb$ (corretti per l'efficienza del trigger neutro) in funzione dell'energia nel centro di massa

## 4.6 Il fondo non risonante

Analogamente a quanto fatto sopra, per ogni punto in energia é stato calcolato il numero di eventi $3\eta$ isolati con i tagli descritti nelle sezioni precedenti. La tab.4.5 riassume i conteggi. In fig.4.29 é plottato il rapporto tra il numero di eventi e la luminositá integrata. É evidente come il plot segua l'andamento della sezione d'urto per il processo non risonante:

$$p\overline{p} \longrightarrow 3\eta$$

che infatti costituisce il fondo fisico piú importante per il nostro segnale. A riprova di ció si é provato a fittare i dati con una curva del tipo (4.6), con i seguenti risultati:

$$\alpha = 2.028 \pm 0.02 \qquad \beta = -4.059 \pm 0.35 \qquad \chi^2/d.o.f. = 1.23$$

Come si osserva, non sono presenti strutture che farebbero pensare alla presenza di risonanze od a figure di interferenza tra stati finali risonanti e non. Questo é in accordo con le previsioni per la stima della sezione d'urto per produzione di $3\eta \rightarrow 6\gamma$ da $\eta_c$ data nel terzo capitolo. Infatti, essendo:

$$\sigma^{picco}_{\eta_c \rightarrow 3\eta} = 3.5 \ nb$$

e correggendo per l'accettanza geometrica ($\epsilon^{3\eta}_{geom} = 11\%$) e l'efficienza di tutta la selezione, si ottiene

$$\sigma^{picco}_{\eta_c \rightarrow 3\eta} \sim 0.17 \ nb$$

| $E_{cm}$ (Mev) | $Run$ # | Luminositá integrata ($nb^{-1}$) | $N_{3\eta}$ | $N_{3\eta}$ upscaled |
|---|---|---|---|---|
| 2912 | 2295-2296 | 190.21 | 97 | 376 |
| 2912.17 | 2324-2328 | 514.68 | 258 | 993 |
| 2929.3 | 2102-2104 | 317.63 | 29 | 580 |
| 2929.6 | 2042-2049 | 372.28 | 48 | 915 |
| 2930 | 2107-2108 | 224.41 | 128 | 488 |
| 2930.3 | 2330-2341 | 767.83 | 375 | 1452 |
| 2949.97 | 1136-1139 | 261.6 | 130 | 505 |
| 2950.1 | 2175-2177 | 373.33 | 215 | 839 |
| 2950.2 | 2098-2100 | 406.1 | 35 | 685 |
| 2955.7 | 2309-2312 | 397.91 | 221 | 857 |
| 2956.2 | 2314-2322 | 979.22 | 519 | 2007 |
| 2967.07 | 1255-1257 | 285.76 | 154 | 607 |
| 2969.8 | 2086-2092 | 542.05 | 57 | 1125 |
| 2973 | 2273-2279 | 667.85 | 339 | 1266 |
| 2973.5 | 2052-2060 | 619.8 | 61 | 1175 |
| 2975.2 | 2150-2152 | 344.59 | 162 | 630 |
| 2980.25 | 1299-1304 | 440.73 | 236 | 911 |
| 2980.26 | 1291-1292 | 249.94 | 142 | 556 |
| 2982.6 | 2359-2373 | 1004.18 | 473 | 1835 |
| 2985.9 | 2344-2357 | 1410.42 | 724 | 2794 |
| 2986.2 | 2139-2143 | 467.67 | 240 | 933 |
| 2987.45 | 1271-1273 | 341 | 163 | 628 |
| 2987.57 | 1093-1094 | 249.58 | 49 | 427 |
| 2987.7 | 2188-2190 | 370.71 | 201 | 777 |
| 2990 | 2162-2165 | 499.08 | 247 | 943 |
| 2995.6 | 2065-2078 | 742.67 | 66 | 1245 |
| 3000.7 | 2155-2157 | 347.31 | 148 | 574 |
| 3001.1 | 2184-2186 | 209.76 | 99 | 381 |
| 3004.4 | 2298-2306 | 1169.54 | 597 | 2277 |
| 3008.7 | 2120-2131 | 929.27 | 445 | 1693 |
| 3024.97 | 1193 | 104.22 | 52 | 202 |
| 3025.92 | 1209-1215 | 489.33 | 268 | 1027 |
| 3096.6 | 3078-3079 | 151.85 | 64 | 244 |
| 3096.91 | 824-830 | 167.86 | 32 | 221 |
| 3096.92 | 908-909 | 285.22 | 63 | 495 |
| 3096.98 | 1331-1336 | 491.92 | 462 | 901 |
| 3097.1 | 2285-2288 | 328.29 | 159 | 594 |
| 3101 | 3284 | 143.16 | 76 | 295 |
| 3216 | 3206-3208 | 419.23 | 169 | 583 |
| 3270.6 | 3346 | 411.76 | 168 | 546 |
| 3320 | 3301-3303 | 951.38 | 323 | 1055 |

Tabella 4.6: Conteggi $3\eta$ relativi alla selezione con *masscut* e $\chi^2 cut$ (senza correzione per efficienze)

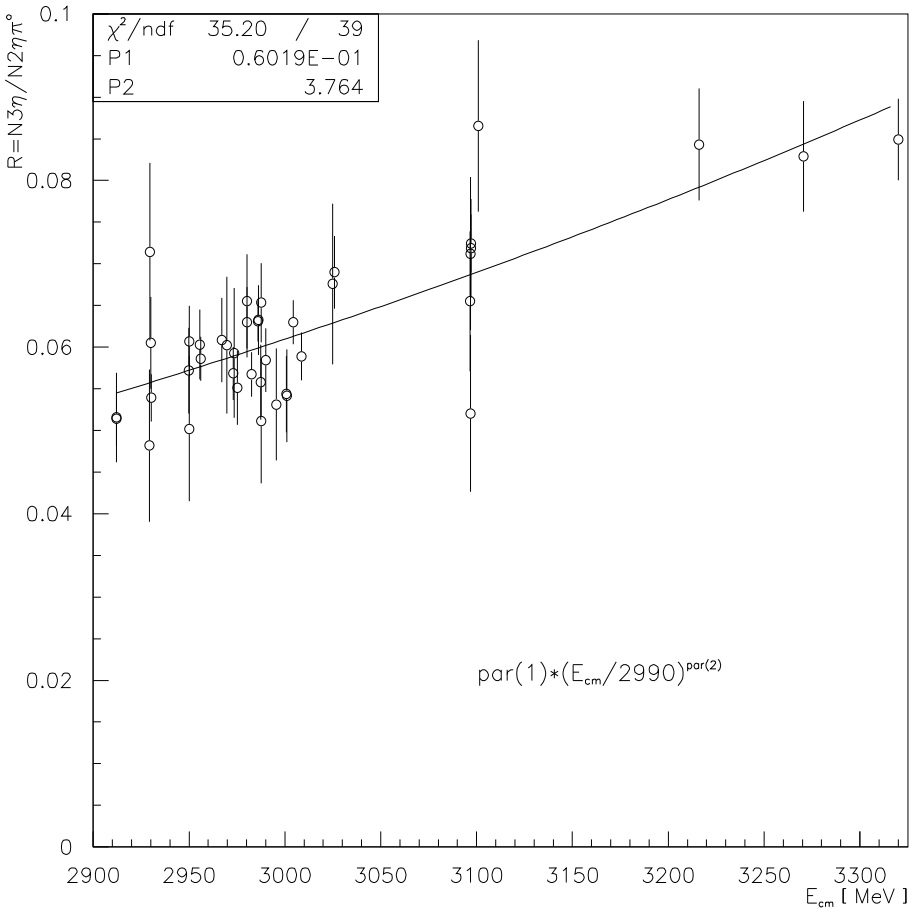


Figura 4.30: Distribuzione di $R = \frac{\#\ 3\eta}{\#\ 2\eta\pi^0}$ (corretto per l'efficienza di trigger) in funzione dell'energia nel centro di massa

che comporta un rapporto segnale/fondo$\sim$ 8.5%. In fig.4.30 viene proposto il plot relativo al rapporto R tra conteggi di eventi $3\eta$ e $2\eta\pi^0$. Anche in questo caso, non si nota la presenza di particolari strutture.

## 4.7 Selezione del canale risonante

Il problema della riduzione del fondo rappresenta sicuramente l'aspetto piú rilevante di tutta l'analisi. Per la sua risoluzione, viene proposto l'uso di due tagli che dovrebbero separare eventi risonanti, dal fondo non risonante e da eventi provenienti da decadimenti diversi da quello studiato. Verranno ora illustrate le caratteristiche di queste due selezioni.

### 4.7.1 Dalitz Plot

Tra le reazioni che portano ad avere $3\eta$ come stato finale, vi sono i processi *a due corpi* del tipo:

$$p\overline{p} \longrightarrow \eta + X \longrightarrow \eta + 2\eta$$

dove il mesone $X$ deve essere autostato di C con autovalore $+1$ ed avere isospin nullo. Le particelle che rispondono a queste caratteristiche e che decadono in $2\eta$ sono: $f_2(1270)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_2'(1525)$, $f_4(2050)$.
Per mettere in evidenza gli eventi che derivano dai decadimenti di queste risonanze, si ricorre ai *Dalitz Plot*, in cui vengono plottate, ciclicamente e una verso l'altra, le masse invarianti quadrate di due dei tre stati finali. Nel nostro caso avremmo 3 Dalitz plot, rispettivamente per

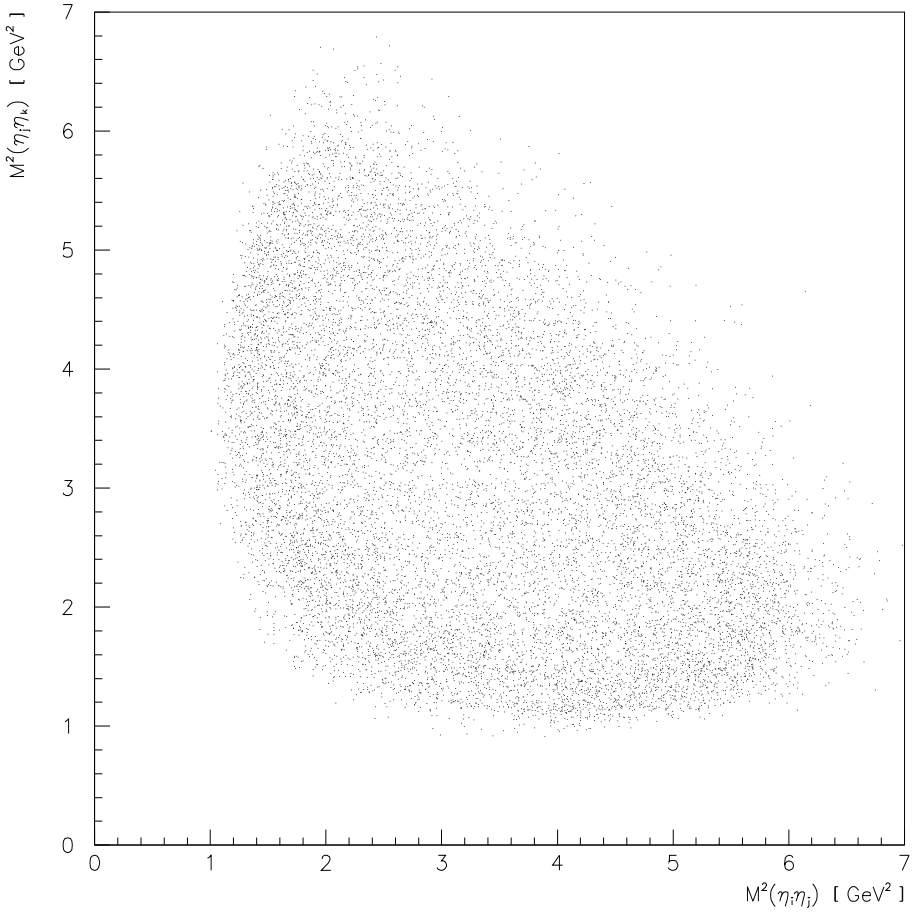


Figura 4.31: Dalitz plot per eventi $3\eta$. Il grafico é da intendersi come una sovrapposizione delle tre configurazioni ammesse ruotando ciclicamente gli indici ijk. Montecarlo a $\sqrt{s} = 2985\ MeV$.

$M^2(\eta_1\eta_2)\ vs\ M^2(\eta_2\eta_3)$, $M^2(\eta_3\eta_1)\ vs\ M^2(\eta_1\eta_2)$, $M^2(\eta_2\eta_3)\ vs\ M^2(\eta_3\eta_2)$, che, in principio sono identici, essendo identiche le particelle nello stato finale. Per questo motivo invece che tre plot, verrá proposto uno unico, il gnerico $M^2(\eta_j\eta_k)\ vs\ M^2(\eta_i\eta_k)$ .
Con la simulazione Montecarlo si é verificata una visibile alterazione dell'attesa omegeneitá nella distribuzione dei punti, causata dal vincolo imposto dall'accettanza geometrica. (fig.4.31). L'analisi é stata effettuata a 2985 MeV, regione dove ha maggiore interesse l'individuazione e la rimozione di sottostrutture. Sono stati graficati eventi $3\eta$ isolati con i tagli *masscut* e $\chi^2 cut$. A causa della scarsitá degli eventi nei dati, il Dalitz plot di fig.4.32 si riferisce non ad un unico punto, ma a tutta la regione della risonanza, da 2975.2 MeV a 2990 MeV. Sebbene non molto evidenti, si possono scorgere delle strutture localizzate intorno ai valori $M^2 =\sim 4.2\ GeV^2$ e $M^2 =\sim 1.6\ GeV^2$ (fig.4.33), corrispondenti alle risonanze $f_4(2050)$ e $f_2(1270)$ Questa osservazione indicativa viene confermata dal confronto dello spettro delle masse invarianti $M_{\eta_i\eta_j}$ nella regione della risonanza (fig.4.34) e l'analogo simulato con il Montecarlo (fig.4.35) Per non impoverire ulteriormente il campione di eventi, si é deciso, tuttavia, di non tagliare sulle masse invarianti nei Dalitz plot. Proprio perché le strutture osservate non sono importanti, si deduce che il contributo dovuto ai decadimenti: $f_2 \to 2\eta$ e $f_4 \to 2\eta$ siano assolutamente trascurabili se paragonati al fondo del continuo.

### 4.7.2 Il parametro *thrust*

Si é speculato su quali potessero essere le differenze cinematiche tra un processo risonante ed uno non-risonante ed é stata messa in evidenza la possibilitá di una anisotropia nella distribuzione angolare degli stati finali (nel sistema del centro di massa), che, in questo secondo caso sarebbe

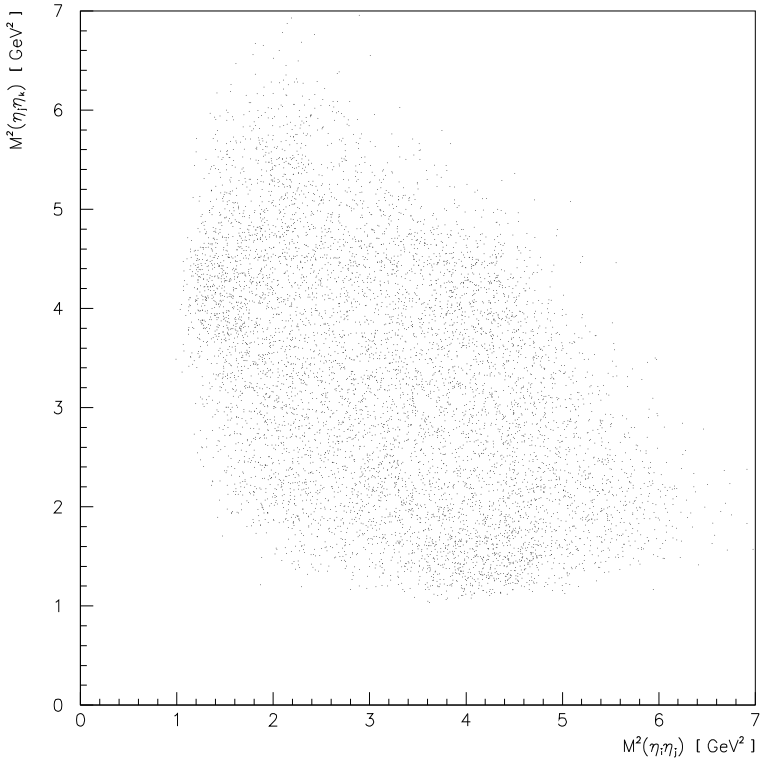


Figura 4.32: Dalitz plot per eventi reali $3\eta$ a $\sqrt{s} = 2975.2\ MeV$¡$\sqrt{s} < 2990\ MeV$.

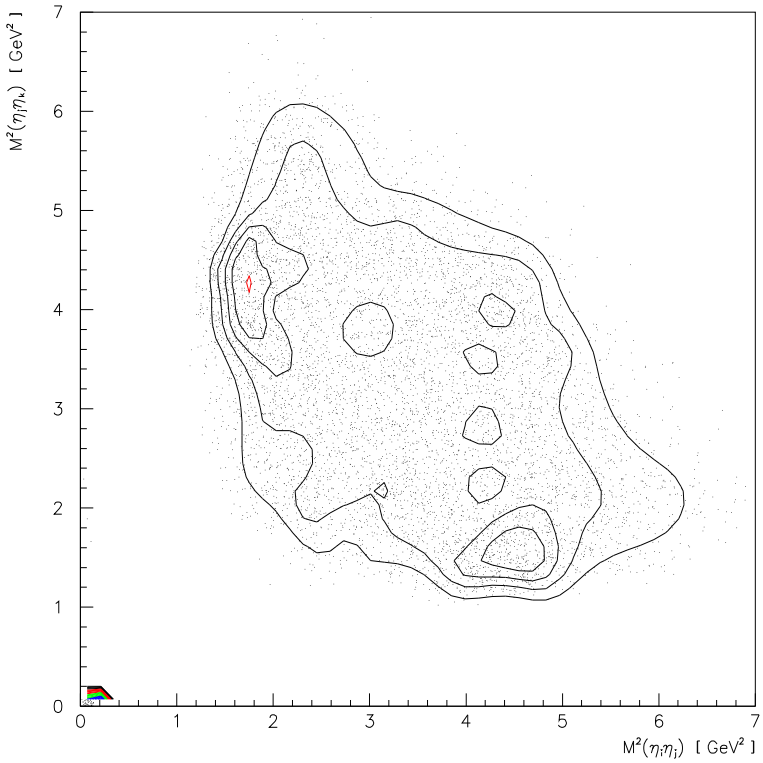


Figura 4.33: Dalitz plot a $\sqrt{s} = 2975.2\ MeV$¡$\sqrt{s} < 2990\ MeV$. Le isoipse delineano le zone a maggiore densitá di eventi

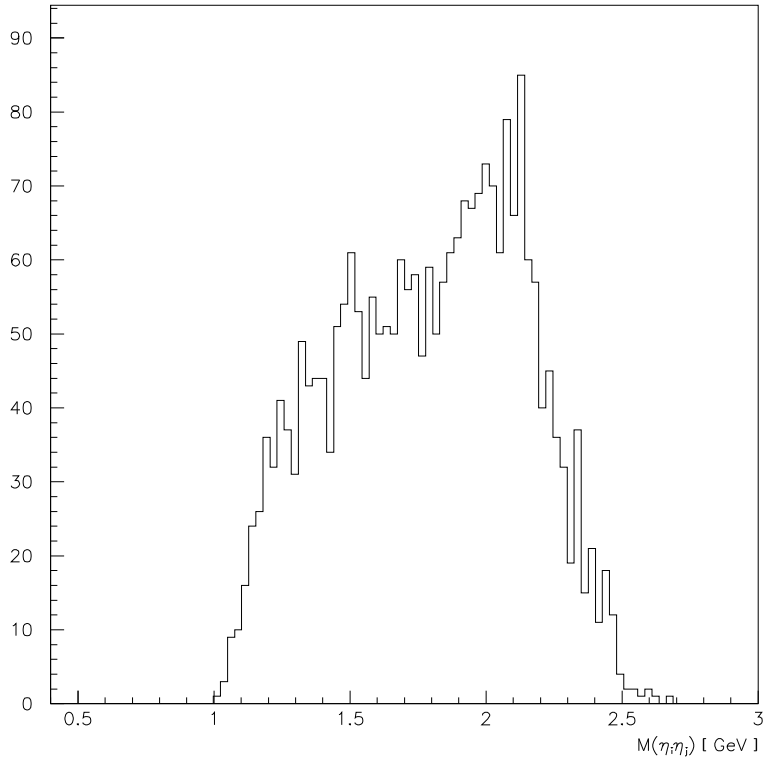


Figura 4.34: Spettro della massa invariante di $\eta_i\eta_j$ nella regione della risonanza

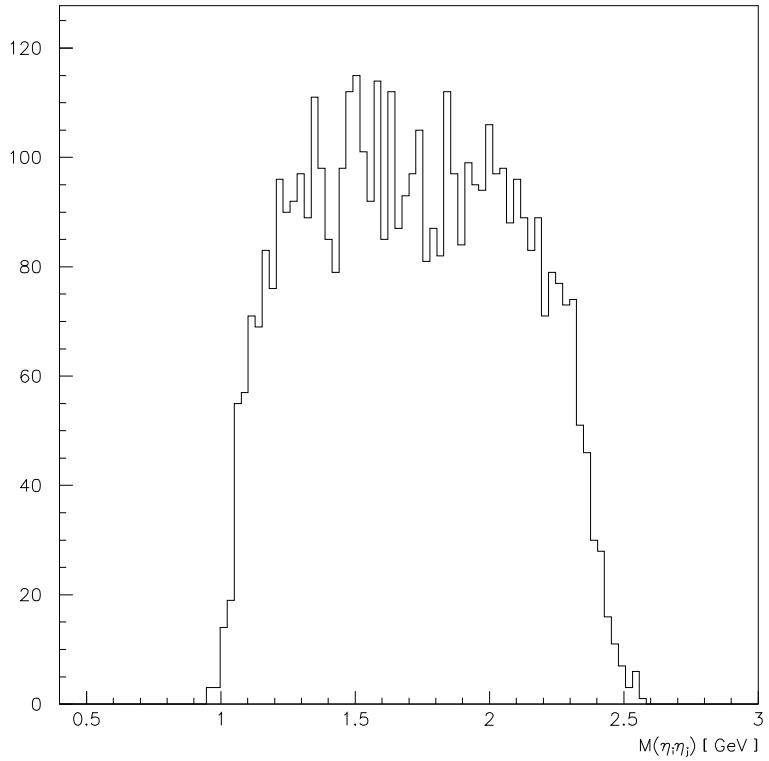


Figura 4.35: Spettro della massa invariante di $\eta_i\eta_j$ nella simulazione Montecarlo a $\sqrt{s} = 2985\ MeV$

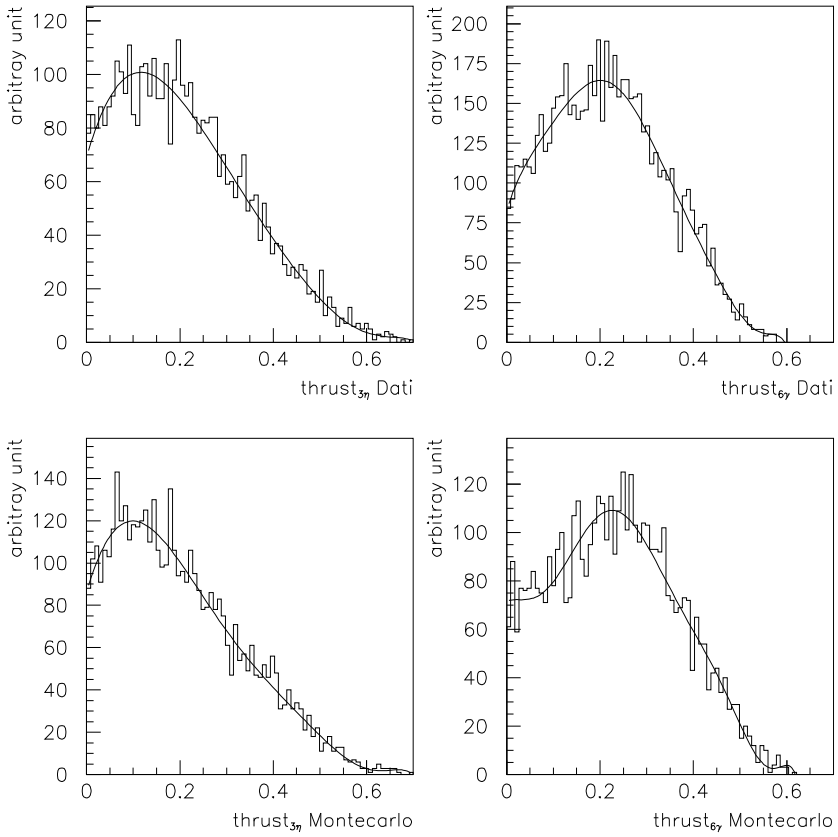


Figura 4.36: Le distribuzioni di *thrust* nelle 2 definizioni proposte, su un campione di dati e su Montecarlo

imputabile agli urti $p\overline{p}$ in onda-P. Un parametro indicativo della 'sfericitá' dell'evento é il *thrust*, ovvero il coseno medio dell'angolo di emissione della generica particella finale nel sistema del centro di massa. Poiché il decadimento studiato é scomponibile in due step $\eta_c \to 3\eta$ e $3\eta \to 6\gamma$, si sono studiati gli effetti di due definizioni di *thrust* relativamente ai $6\gamma$ oppure alle $3\eta$.

$$thrust_{6\gamma} = \sqrt{\frac{1}{1 + tg^2\theta^*_{6\gamma}}} \tag{4.7}$$

$$thrust_{3\eta} = \sqrt{\frac{1}{1 + tg^2\theta^*_{3\eta}}} \tag{4.8}$$

dove $tg\theta^*$ é stata calcolata a partire dai momenti parallelo e trasverso nel centro di massa ($P^*_{i\perp}$ e $P^*_{i\|}$) di ogni $\eta_i$ nel modo seguente:

$$tg\theta^*_{3\eta} = \frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3}\frac{|P^*_{\eta_i\perp}|}{|P^*_{\eta_i\|}|} \tag{4.9}$$

$$tg\theta^*_{6\gamma} = \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{6}\frac{|P^*_{\gamma_i\perp}|}{|P^*_{\gamma_i\|}|} \tag{4.10}$$

I plot relativi ai dati ed al Montecarlo sono riportati in fig.4.36. Le curve sono state fittate con espressioni di tipo polinomiale. Nella distribuzione di $thrust_{3\eta}$ relativa ai dati é abbastanza evidente uno shfiting verso destra se confrontata con il Montecarlo isotropo (fig.4.37). Per questo motivo si é deciso di operare il taglio:

$$thrust_{3\eta} < 0.2$$

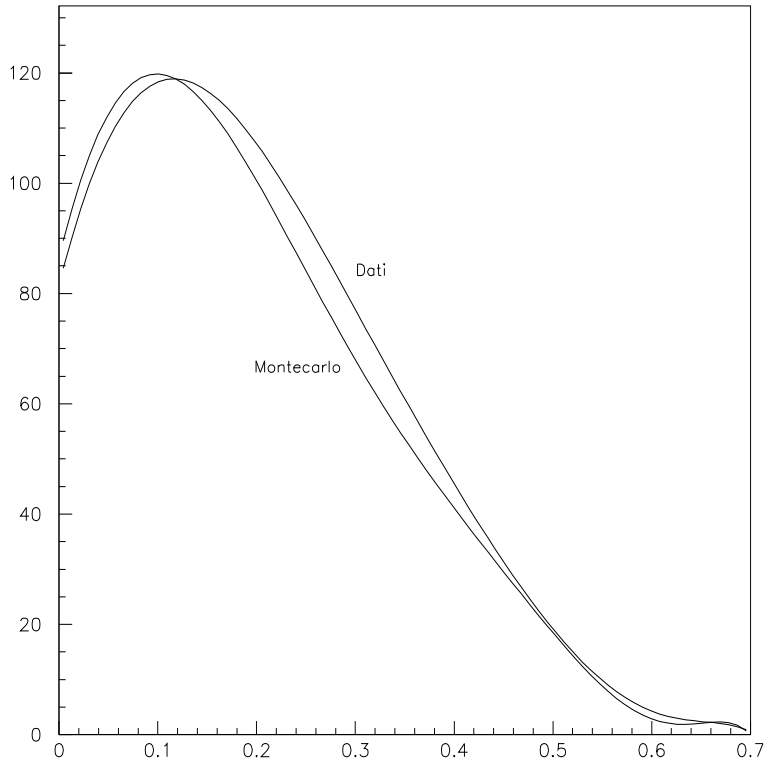


Figura 4.37: Shifting delle distribuzioni di *thrust* relative a dati e Montecarlo.

che seleziona una regione zenithale centrata, nel sistema del centro di massa, intorno a $\pi/2$ rispetto alla direzione del fascio. Qui il rapporto tra il numero di eventi di segnale ed il fondo é ipotizzato essere maggiore che altrove. L'efficienza del taglio, valutata con il Montecarlo é:

$$\epsilon_{thrust} = 42\%$$

Gli effetti di questo taglio su $\#3\eta/L$ e su $R = \#3\eta/\#2\eta\pi^0$ sono illustrate in fig.4.38 e 4.39. Anche cosí non si delinea alcun profilo che ricordi una curva di Breit e Wigner.

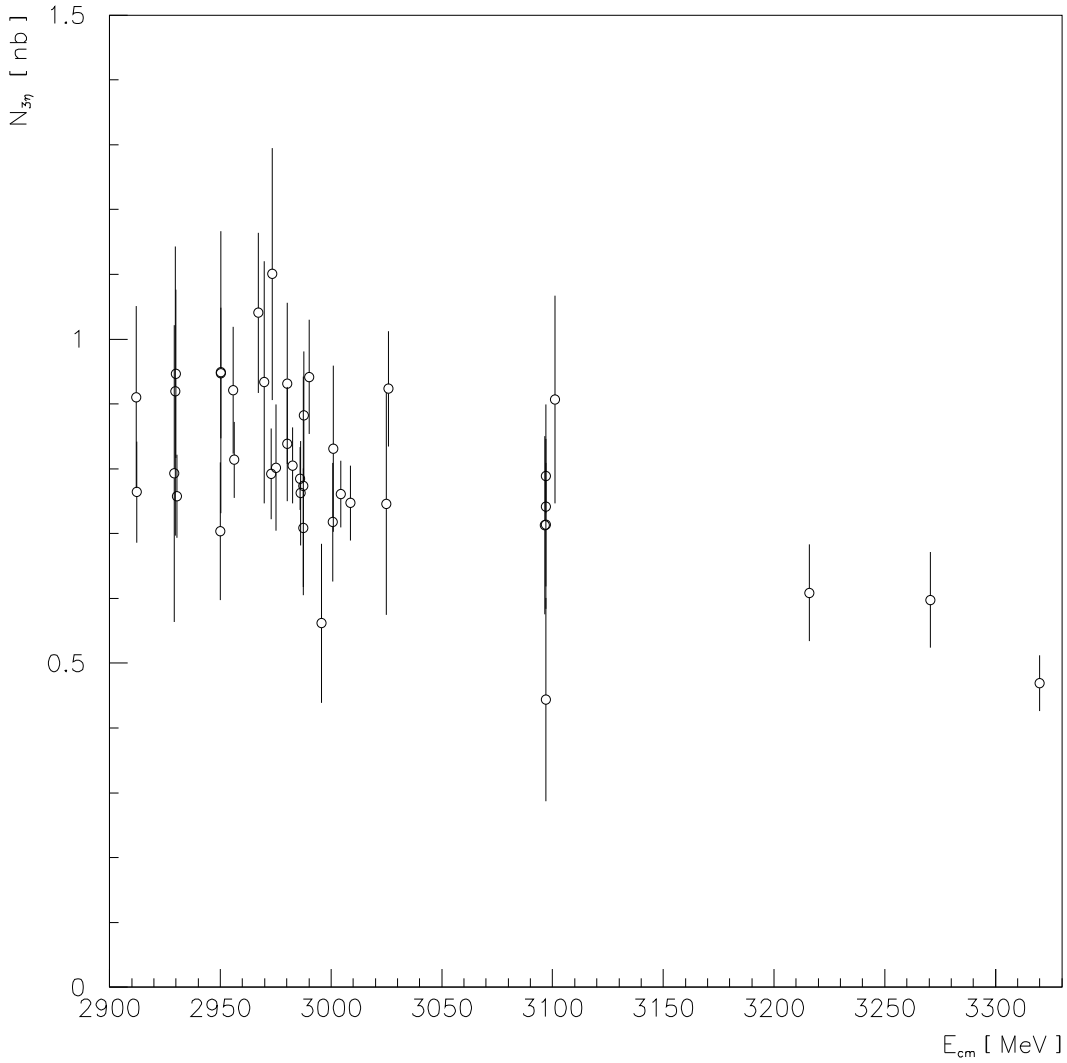


Figura 4.38: Distribuzione di $\frac{\#\ 3\eta}{L}\ nb$ con taglio sul $thrust_{3\eta}$, corretta per l'efficienza del trigger

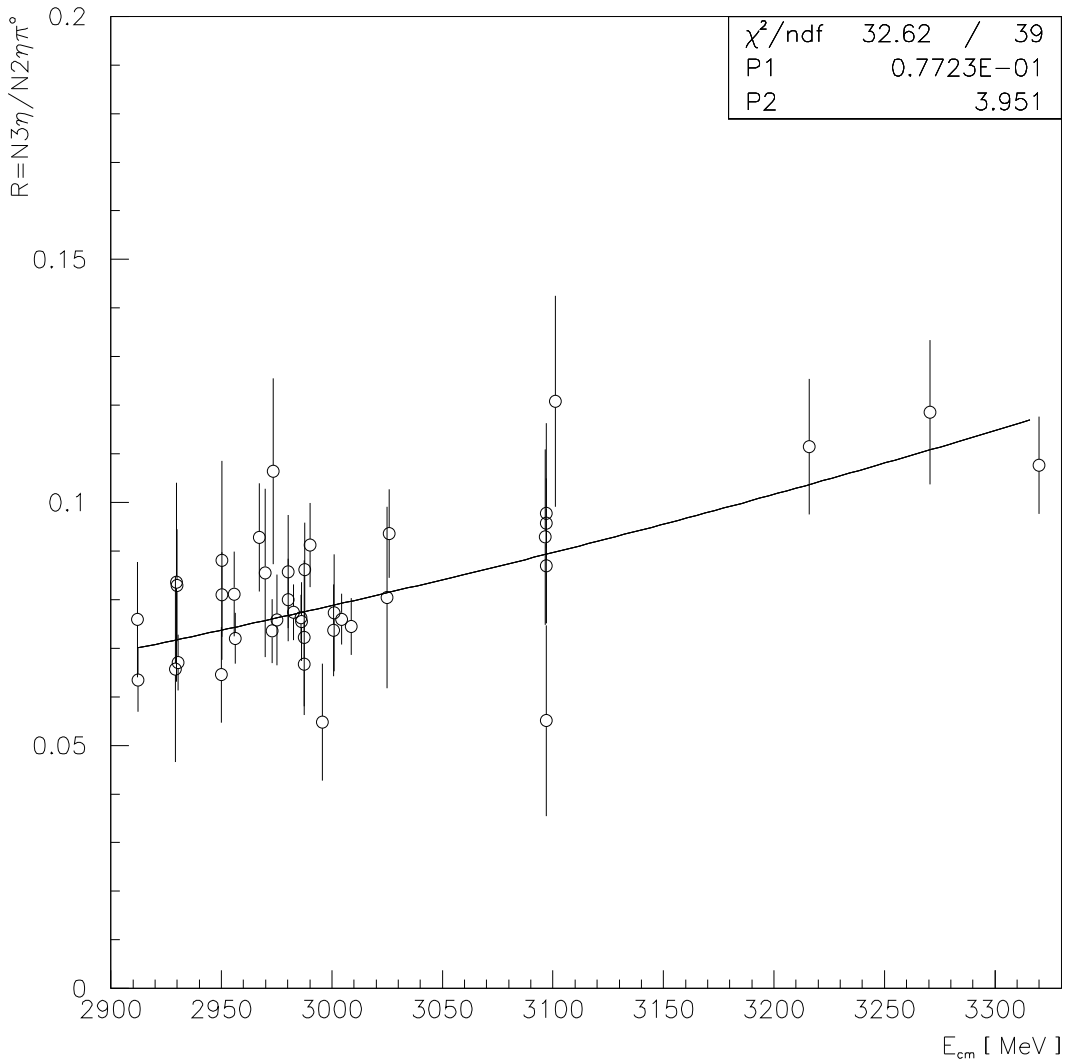


Figura 4.39: Distribuzione di $R = \frac{\#\ 3\eta}{\#2\eta\pi^0}$ $nb$ con taglio sul $thrust_{3\eta}$, corretta per l'efficienza del trigger

# Capitolo 5

# Analisi Multigamma: $\eta_c'$

Questo capitolo vuole essere una presentazione dei risultati ottenuti nella regione dove si suppone che si trovi la $\eta_c'$, essendo giá stato esposto il metodo di selezione degli eventi e i tagli utilizzati nell'analisi. Per una presentazione teorica dell'$\eta_c'$ si rimanda al terzo capitolo.

## 5.1 Selezione del campione

Utilizzando una simulazione Montecarlo a $\sqrt{s} = 3625\ MeV$, é stata ricalcolata l'accettanza del rivelatore:

$$\epsilon^{3\eta}_{geom} \simeq 18\%$$

L'incremento dell'accettanza é spiegabile considerando che a maggiori valori per l'impulso del fascio, corrispondono eventi piú 'in avanti' a causa del *boost* di Lorentz.
In fig.5.1 é raffigurata la distribuzione della massa invariante per eventi $3\eta$ appartenenti al campione pulito che ha passato tutta la selezione. Le efficienze di ogni passo sono elencate qui di seguito:

$$\epsilon^{3\eta}_{preselect} = 78.4\%$$
$$\epsilon^{3\eta}_{masscut} = 73\%$$
$$\epsilon^{3\eta}_{\chi^2 cut} = 95\%$$

Si ricorda l'ortogonalitá dei tagli $\chi^2 cut$ e $masscut$.
Facendo riferimento al plot in fig.4.3, é stata effettuata la correzione per l'efficienza di trigger. La curva ottenuta con i soli dati relativi ad un campione pulito di eventi é illustrata in fig.5.2, ed i conteggi, riportati in tab.5.1. Anche in questo caso, come per l'$\eta_c$, si é tentato un fit del fondo non risonante nella forma (4.6) , fissando come valore per la massa della risonanza: $M_{\eta_c'} = 3600\ MeV$:

$$\alpha = 0.529 \pm 0.006 \qquad \beta = -9.94 \pm 1.526 \qquad \chi^2/d.o.f. = 1.43$$

I valori di prescaling per i runs effettuati oltre i 3576 $MeV$ sono piú bassi di quelli relativi ai runs nella regione dell'$\eta_c$. Questo, sommato alla maggior luminositá spesa nella zona dell'$\eta_c'$, rende gli errori (statistici) molto piú piccoli.

Sono stati anche contati gli eventi $2\eta\pi^0$ selezionati con i tagli $extra\pi^0 cut$ e $\chi^2_{2\eta\pi^0} cut$. I risultati sono riportati in tab.5.2 e la curva relativa é mostrata in fig.5.3.

## 5.2 Dalitz plots e *thrust*

Come giá discusso nel percedente capitolo, puó essere di interesse l'identificare delle strutture nei Dalitz plots relativi al processo a tre corpi per rimuovere eventuali risonanze. In fig.5.5 e 5.6 sono mostrati i Dalitz plots riferiti rispettivamente ai dati ed al Montecarlo. Si noti

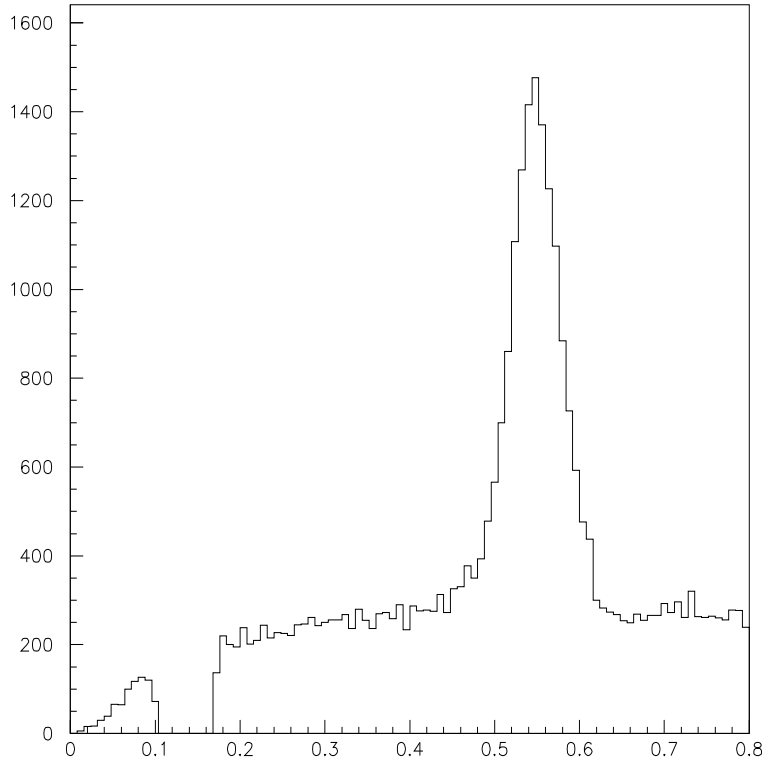


Figura 5.1: Distribuzione della massa invariante del campione pulito di eventi $3\eta$. I dati si riferiscono ad un sample di $L = 10\ \mu b^{-1}$

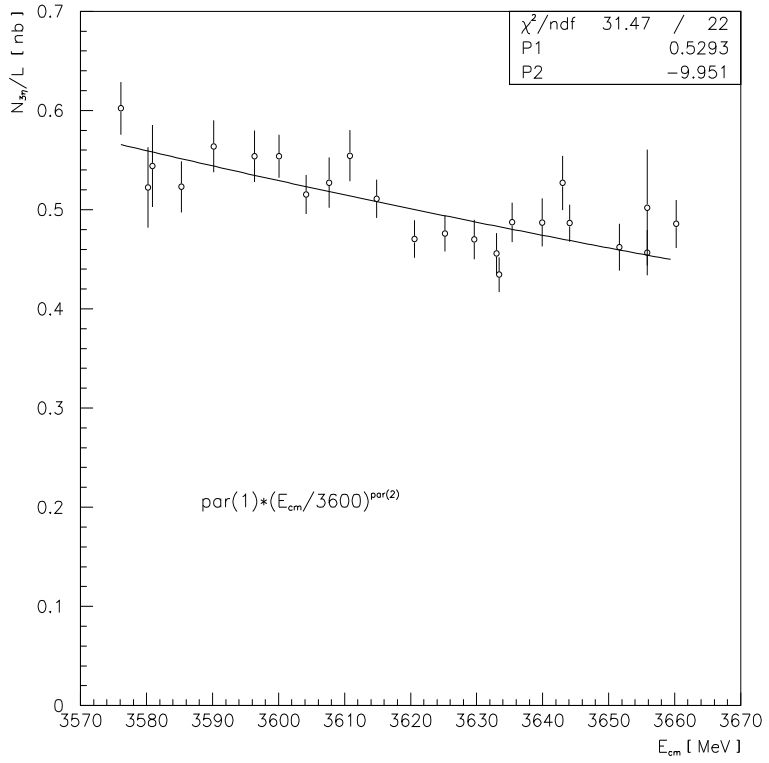


Figura 5.2: Distribuzione di $\frac{\#\ 3\eta}{L}$ $nb$. Eventi selezionati con *masscut* e $\chi^2_{3\eta}$cut e corretti per l'efficienza di trigger.

| $E_{cm}$ (Mev) | $Run$ # | Luminositá integrata ($nb^{-1}$) | $N_{3\eta}$ | $N_{3\eta}$ upscaled |
|---|---|---|---|---|
| 3576.14 | 1283-1289 | 1605.78 | 517 | 847 |
| 3580.2 | 1132-1134 | 582.8 | 166 | 271 |
| 3580.87 | 1122-1124 | 626.96 | 173 | 292 |
| 3585.27 | 1186-1191 | 1505.67 | 411 | 690 |
| 3590.17 | 1112-1118 | 1483.73 | 461 | 753 |
| 2596.36 | 1126-1131 | 1507.36 | 453 | 738 |
| 3600.04 | 1065-1079 | 1322.21 | 659 | 659 |
| 3604.15 | 864-873 | 1478.69 | 686 | 686 |
| 3607.63 | 1237-1242 | 1523.75 | 432 | 699 |
| 3610.8 | 1036-1043 | 922 | 460 | 460 |
| 3614.87 | 855-862 | 1538.01 | 690 | 690 |
| 3620.57 | 897-906 | 1471.64 | 623 | 623 |
| 3625.2 | 813-821 | 1637.33 | 686 | 686 |
| 3629.66 | 883-895 | 1311.71 | 551 | 551 |
| 3633 | 3309-3315 | 2013.79 | 496 | 786 |
| 3633.4 | 3250-3263 | 2572.89 | 612 | 957 |
| 3635.39 | 846-854 | 1408.19 | 599 | 599 |
| 3639.93 | 1217-1232 | 1498.49 | 403 | 630 |
| 3643 | 1106-1109 | 1233.31 | 373 | 585 |
| 3644.12 | 801-812 | 1723.31 | 675 | 675 |
| 3651.62 | 1199-1203 | 1456.51 | 378 | 591 |
| 3655.83 | 1103 | 256.32 | 74 | 113 |
| 3655.65 | 1096-1102 | 1389.69 | 401 | 556 |
| 3660.22 | 1180-1184 | 1486.46 | 403 | 636 |

Tabella 5.1: Conteggi $3\eta$ relativi alla selezione con *masscut* e $\chi^2 cut$ (senza correzione per efficienze)

| $E_{cm}$ (Mev) | $Run$ # | Luminositá integrata ($nb^{-1}$) | $N_{2\eta\pi^0}$ | $N_{2\eta\pi^0}$ upscaled |
|---|---|---|---|---|
| 3576.14 | 1283-1289 | 1605.78 | 6131 | 9682 |
| 3580.2 | 1132-1134 | 582.8 | 1901 | 2996 |
| 3580.87 | 1122-1124 | 626.96 | 2250 | 3528 |
| 3585.27 | 1186-1191 | 1505.67 | 55190 | 8597 |
| 3590.17 | 1112-1118 | 1483.73 | 5909 | 9185 |
| 2596.36 | 1126-1131 | 1507.36 | 5474 | 8433 |
| 3600.04 | 1065-1079 | 1322.21 | 7835 | 7835 |
| 3604.15 | 864-873 | 1478.69 | 8169 | 8169 |
| 3607.63 | 1237-1242 | 1523.75 | 5175 | 8048 |
| 3610.8 | 1036-1043 | 922 | 5220 | 5220 |
| 3614.87 | 855-862 | 1538.01 | 8309 | 8309 |
| 3620.57 | 897-906 | 1471.64 | 7578 | 7578 |
| 3625.2 | 813-821 | 1637.33 | 8030 | 8030 |
| 3629.66 | 883-895 | 1311.71 | 6740 | 6740 |
| 3633 | 3309-3315 | 2013.79 | 5822 | 8802 |
| 3633.4 | 3250-3263 | 2572.89 | 7471 | 11317 |
| 3635.39 | 846-854 | 1408.19 | 6949 | 6949 |
| 3639.93 | 1217-1232 | 1498.49 | 4716 | 7055 |
| 3643 | 1106-1109 | 1233.31 | 3977 | 6042 |
| 3644.12 | 801-812 | 1723.31 | 7469 | 7469 |
| 3651.62 | 1199-1203 | 1456.51 | 4484 | 6734 |
| 3655.83 | 1103 | 256.32 | 803 | 1202 |
| 3655.65 | 1096-1102 | 1389.69 | 4615 | 6979 |
| 3660.22 | 1180-1184 | 1486.46 | 4515 | 5646 |

Tabella 5.2: Conteggi $2\eta\pi^0$ (senza correzioni per efficienze), relativi alla selezione con $\chi^2 cut$ e $extra - \pi^0 cut$

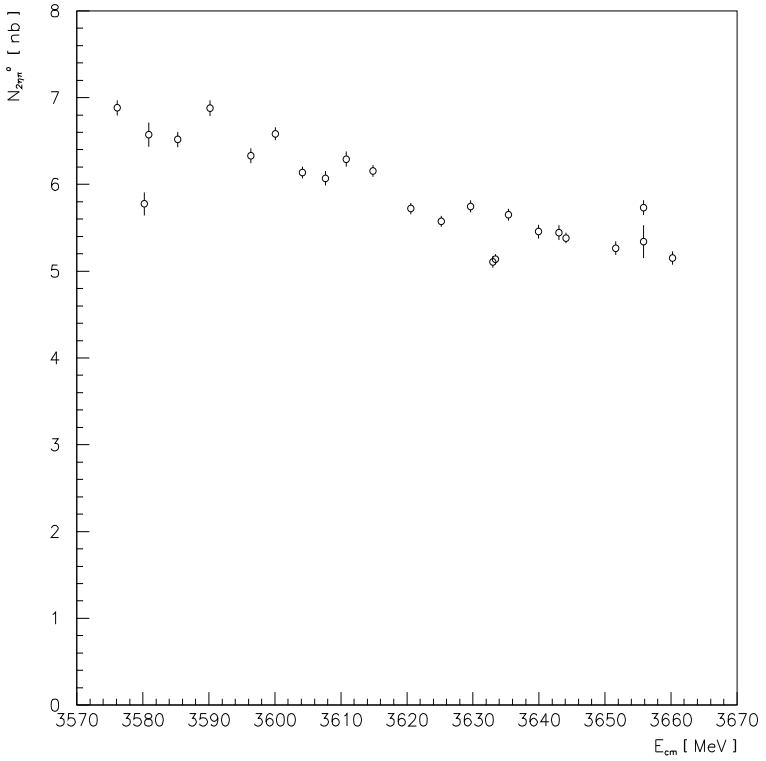


Figura 5.3: Distribuzione di $\frac{\#\ 2\eta}{L}$ $nb$. Eventi selezionati con extra$\pi^0$cut e $\chi^2_{3\eta}$cut e corretti per l'efficienza di trigger.

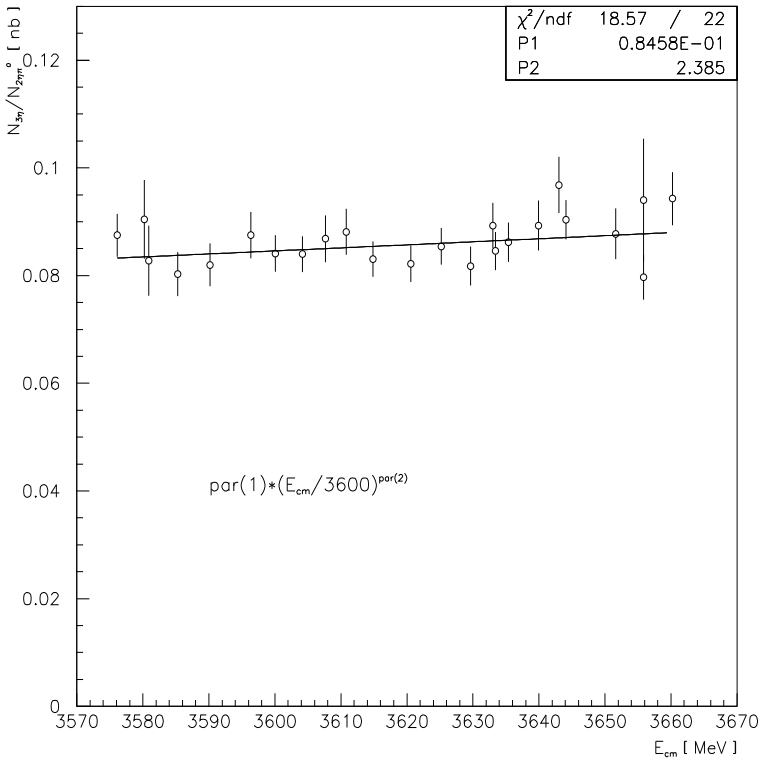


Figura 5.4: Distribuzione di $R = \frac{\#\ 3\eta}{\#\ 2\eta}$ corretto per l'efficienza di trigger.

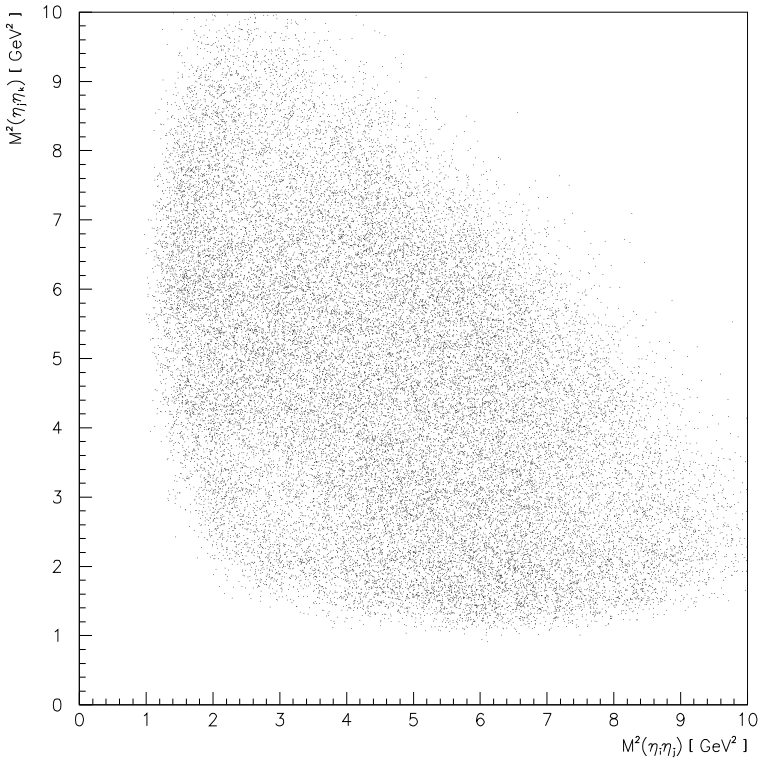


Figura 5.5: Dalitz plot a 3576 $MeV < \sqrt{s} < 304\ MeV$

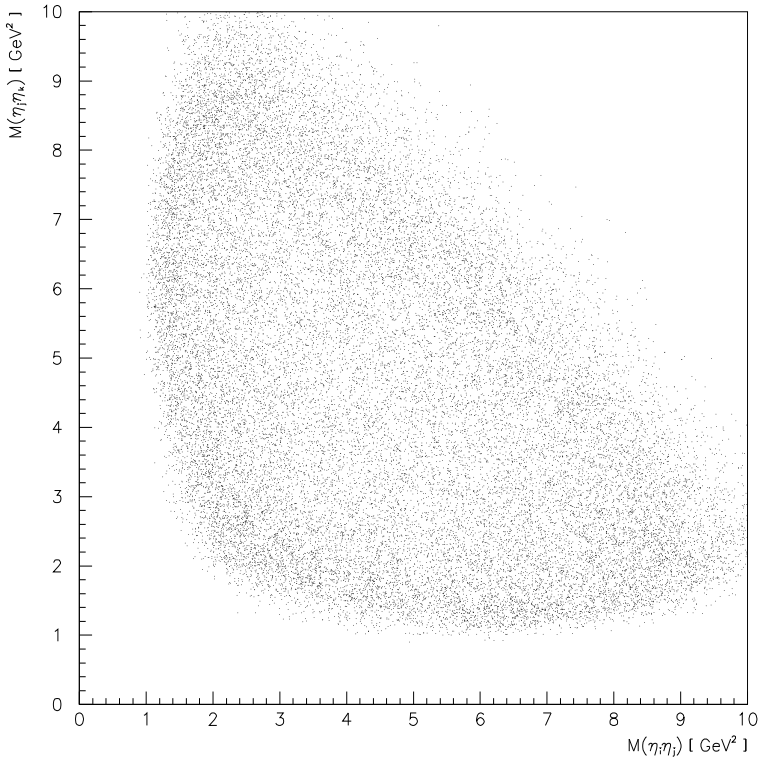


Figura 5.6: Dalitz plot, Montecarlo a $\sqrt{s} = 3625\ MeV$

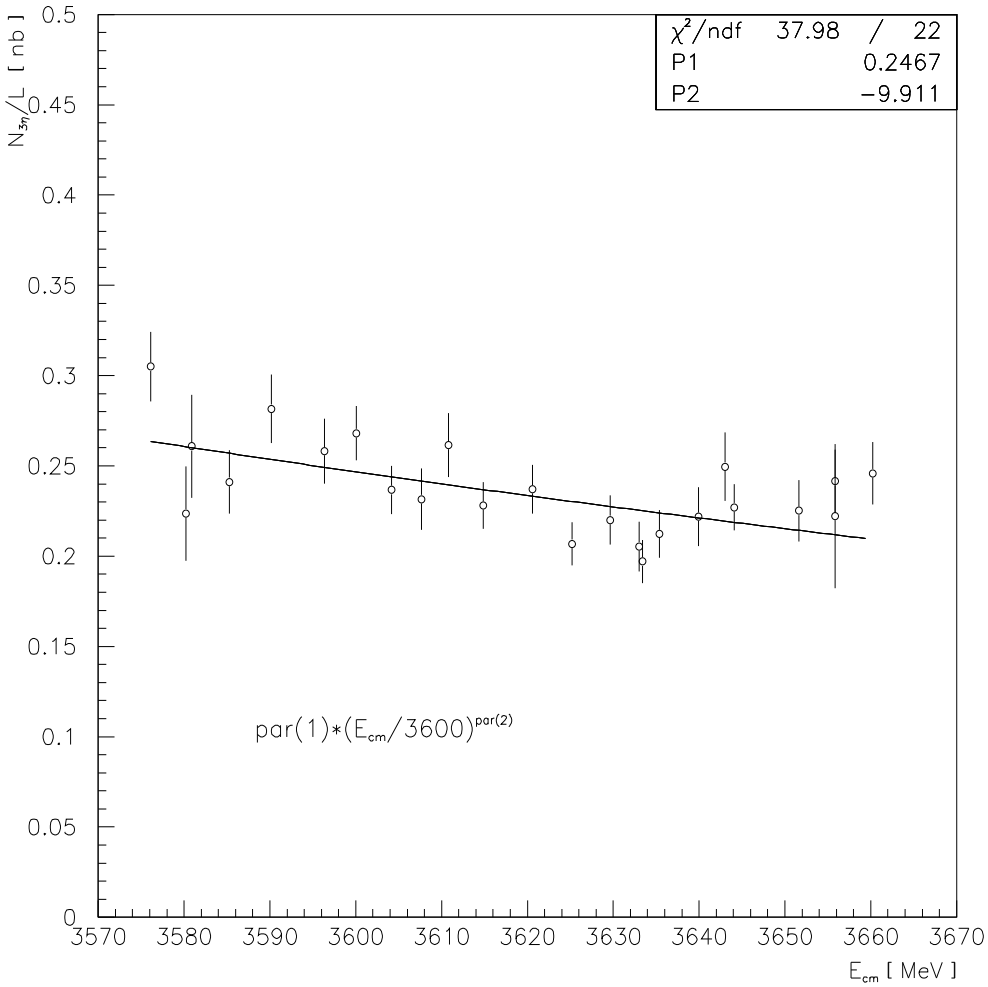


Figura 5.7: Distribuzione di $\#3\eta/L$ con taglio sul *thrust* e corretti per l'efficienza del trigger

come l'incremento dell'energia disponibile per l'interazione (rispetto alle energie considerate nel capitolo precedente) comporti un aumento dello spazio delle fasi che si riflette immediatamente nei Dalitz. Oltre ad essere assenti bande o zone indicanti processi diversi dal puro tre corpi, non emergono differenze sostanziali tra Montecarlo e dati, nemmeno confrontando le distribuzioni delle masse ricostruite. Si é, invece, utilizzato il taglio sulla distribuzione angolare (*thrust*):

$$thrust_{3\eta} < 0.2$$

di cui é stata calcolata l'efficienza a $\sqrt{3625}\ MeV$:

$$\epsilon^{3\eta}_{thrust} \simeq 50\%$$

Le curve che si ottengono da questa ultima selezione sono raffigurate in fig.5.7 5.8.

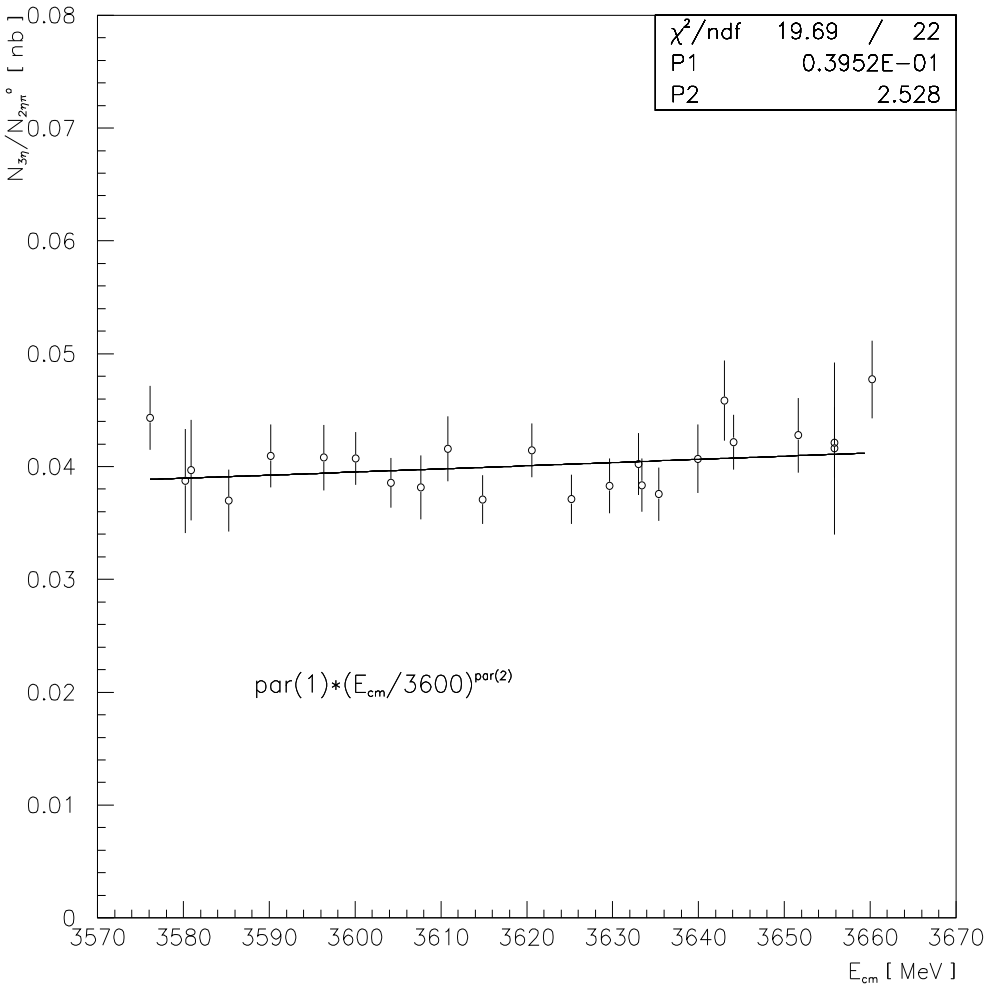


Figura 5.8: Distribuzione di $R = \#3\eta/\#2\eta\pi^0$ con taglio sul *thrust* e corretto per l'efficienza del trigger

# Capitolo 6

# Conclusioni

## 6.1 Risultati per la $\eta_c$

Riproponiamo in fig.6.1 e 6.2 le curve della sezione d'urto per la produzione di $3\eta$ e del rapporto $R = \sigma_{3\eta}/\sigma_{2\eta\pi^0}$, entrambi corretti per l'efficienza totale

$$\epsilon^{3\eta}_{no-cuts} = \epsilon^{3\eta}_{geom} \times \epsilon^{3\eta}_{trigger} \times \epsilon^{3\eta}_{selezione} \simeq 4.6\%$$
$$\epsilon^{3\eta}_{thrust} = \epsilon^{3\eta}_{geom} \times \epsilon^{3\eta}_{trigger} \times \epsilon^{3\eta}_{selezione}\epsilon^{3\eta}_{thrust} \simeq 1.9\%$$
$$\epsilon^{2\eta\pi^0} = \epsilon^{2\eta\pi^0}_{geom} \times \epsilon^{2\eta\pi^0}_{trigger} \times \epsilon^{2\eta\pi^0}_{selezione} \simeq 6.1\%$$

É chiaro che non ci sia, in entrambi i casi, alcuna evidenza di segnale.
É peró possibile calcolare un limite superiore per il valore del *branching ratio* $\eta_c \to 3\eta \to 6\gamma$, oltre che, naturalmente, fornire una misura della sezione d'urto per la reazione non risonante $p\overline{p} \to 3\eta \to 6\gamma$.
Si focalizzi l'attenzione sulle curve relative al rapporto $R = \sigma_{3\eta}/\sigma_{2\eta\pi^0}$. A quanto pare, il taglio sul *thrust* non é in grado di rappresentare un buon criterio per il rigetto del fondo non risonante. Basti infatti osservare che, quando si vadano ad effettuare le correzioni per la sua efficienza, si ritrovi essenzialmente una distribuzione di sezione d'urto dai valori simili a quella senza il taglio. L'unica differenza é costituita da fluttuazioni statistiche piú marcate, dovute forse all'impoverimento dei dati. Questo suggerisce che, il taglio non privilegia una parte a scapito dell'altra, ma é tendenzialmente democratico. Utilizzeremo, qundi, i dati relativi alle sezioni d'urto ed al rapporto R senza *thrustcut*.
Per stimare banalmente un limite superiore della sezione d'urto risonante, assumiamo le seguenti 2 posizioni:

1 a causa dell'annullarsi degli effetti sistematici (seppur piccoli), il rapporto R rappresenta la variabile piú stabile nella descrizione della produzione di $3\eta$ in funzione dell'energia;

2 affinché un segnale possa esser dato per esistente (al livello di confidenza $\sim 95\%$), deve superare di almeno 2 deviazioni standard il valore centrale del fondo all'energia di picco;

Quindi, in generale, se si fosse manifestata la presenza di una curva di Breit e Wigner, sarebbe stato corretto scrivere:

$$R(\sqrt{s}) = \frac{\sigma^{fondo}_{3\eta}(\sqrt{s}) + \sigma^{BW}_{3\eta}(\sqrt{s})}{\sigma_{2\eta\pi^o}(\sqrt{s})} \tag{6.1}$$

ma dal momento che questo non accade, possiamo ragionevolmente assumere che questa sia cosí piccola da essere totalmente (entro 2 deviazioni standard) occultata dalle fluttuazioni che caratterizzano l'andamento del fondo e che ne determinano l'errore con cui lo si misura. Al valore di 2985 MeV (picco), ció si traduce in:

$$\Delta R = R(\sqrt{2985}) + \Delta R - \frac{\sigma^{fondo}_{3\eta}(\sqrt{2985})}{\sigma_{2\eta\pi^o}(\sqrt{2985})} > \frac{1}{2}\frac{\sigma^{BW}_{3\eta}(\sqrt{2985})}{\sigma_{2\eta\pi^o}(\sqrt{2985})} \tag{6.2}$$

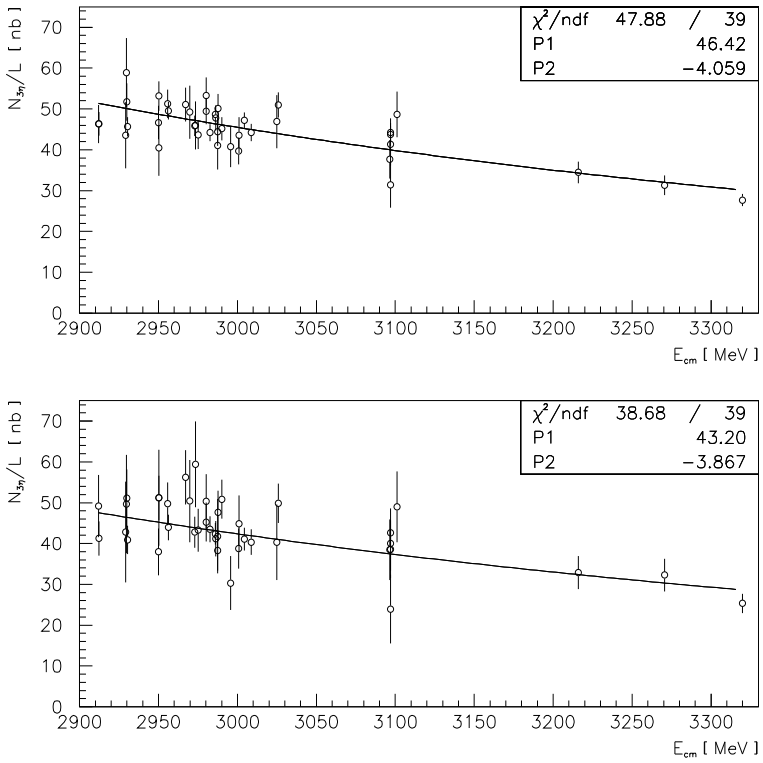


Figura 6.1: Sezione d'urto per produzione di $3\eta$ senza e con taglio sul thrust, corretta per le efficienze.

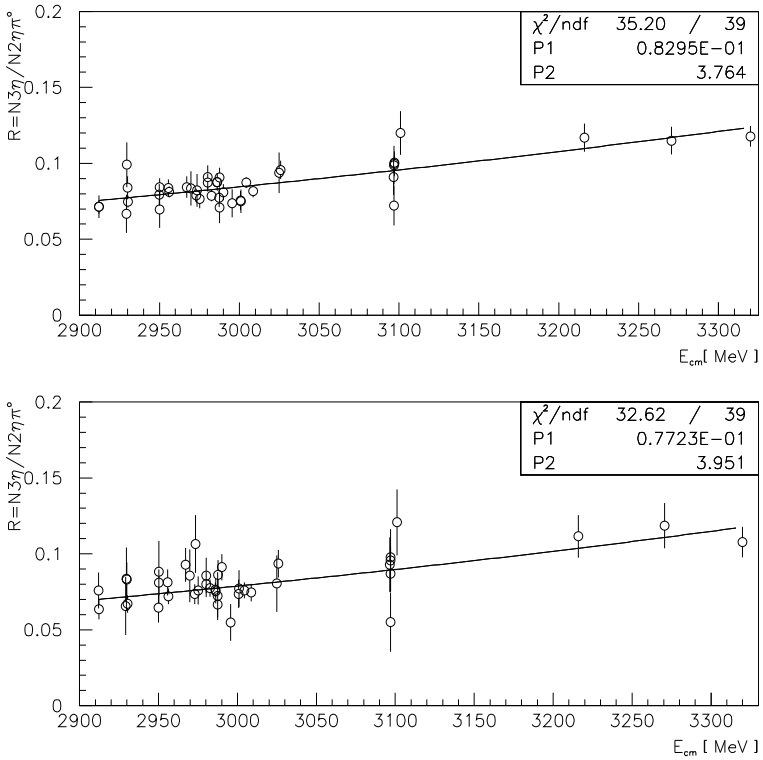


Figura 6.2: Rapporto $R = \sigma_{3\eta}/\sigma_{2\eta\pi^0}$ corretto per le efficienze.

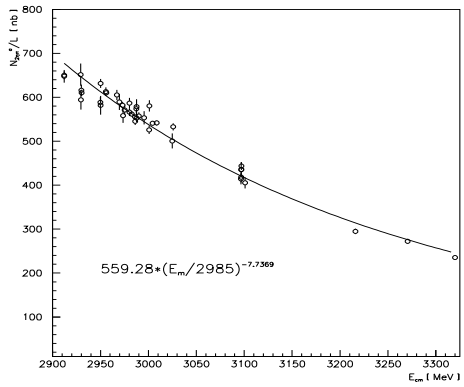


Figura 6.3: Sezione d'urto per produzione di $2\eta\pi^0$

É stato fatto un fit alla distribuzione di R e, limitando il dominio della funzione a valori $\sqrt{s} < 3100\ MeV$, é stato trovato il seguente valore per il suo errore:

$$\sigma_R \simeq 0.009$$

In fig.6.4 sono raffigurati i limiti a 2 deviazioni standard di R. ricordando che per la $\eta_c$ é J=0, il termine Breit-Winger é, al picco:

$$\frac{\pi(2J+1)}{k^2_{2985}(2S_p+1)(2S_{\overline{p}}+1)}\frac{B_iB_o\Gamma^2}{(\sqrt{2985}-M_R)^2+\Gamma^2/4} = B_iB_o\frac{\pi}{k^2_{2985}} \tag{6.3}$$

ove $B_i$ e $B_o$ sono i branching ratio per la formazione e per il decadimento della risonanza. In $B_i \times B_o = B_{\eta_c\to p\overline{p}} \times B_{\eta_c\to 3\eta} \times B^3_{\eta\to 2\gamma}$ é possibile fattorizzare il termine meglio noto: $B_{\eta\to 2\gamma} = 0.4$. Quindi

$$\frac{\pi}{k^2}(0.4)^3 \times B_{\eta_c\to 3\eta} \times B_{\eta_c\to p\overline{p}} < 2 \times 0.009 \times \sigma_{2\eta\pi^o}(\sqrt{2985})$$

Svolgendo i calcoli ed utilizzando i risultati del fit alla $\sigma_{2\eta\pi^0}$ (fig.6.3):

$$\begin{aligned} \pi/k^2_{2985} &= 0.09\ 10^{-26}\ cm^2 \\ \sigma_{2\eta\pi^o}(\sqrt{2985}) &= 559.3\ 10^{-33}\ cm^2 \\ B_{\eta_c\to p\overline{p}} &= (0.12 \pm 0.4)\% \end{aligned} \tag{6.4}$$

si ottiene:

$$B_{\eta_c\to 3\eta} \times B_{\eta_c\to p\overline{p}} < 2 \times 8.687\ 10^{-5} \tag{6.5}$$

Dal momento che $B_{\eta_c\to p\overline{p}}$ é noto con un errore del 30%, si é deciso di propagarlo anche sul valore di $B_{\eta_c\to 3\eta}$. In questo caso si ottiene:

$$B_{\eta_c\to 3\eta} < (14.48 \pm 4.83)\% \tag{6.6}$$

In fig.6.5 sono mostrate alcune curve di eccitazione nella forma fondo+Breit-Wigner, con svariati valori di branching-ratio.

Un altro modo approssimativo nell'imporre il limite ammette la possibilitá di poter vedere il segnale della risonanza attraverso una figura di interferenza. In genere, vale la seguente formula per la sezione d'urto di una sovrapposizione di due processi un risonante e l'altro no [12]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A^2 + 2AB\frac{(sin\delta - xcos\delta)}{1+x^2} + \frac{B^2}{1+x^2} \tag{6.7}$$

dove si sono fatte le seguenti posizioni:

$$\begin{aligned} x &= \tfrac{2(E-M_R)}{\Gamma} \\ A^2 &= \tfrac{d\sigma_{fondo}}{d\Omega} \\ B^2 &= \tfrac{d\sigma_{ris}}{d\Omega} \end{aligned} \tag{6.8}$$

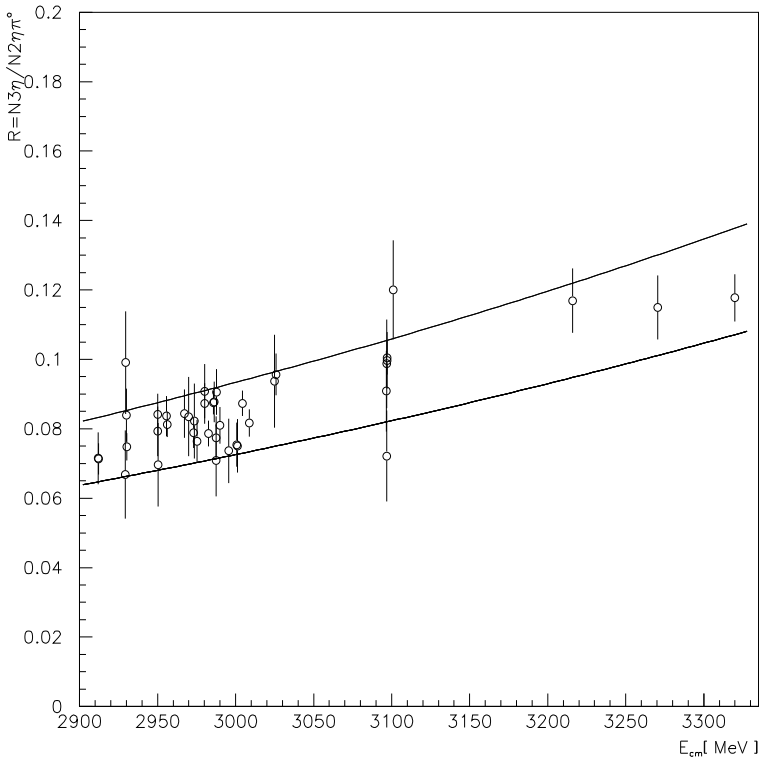


Figura 6.4: Distribuzione di R con evidenziati i limiti di 2 errori standard ($2\sigma_R$).

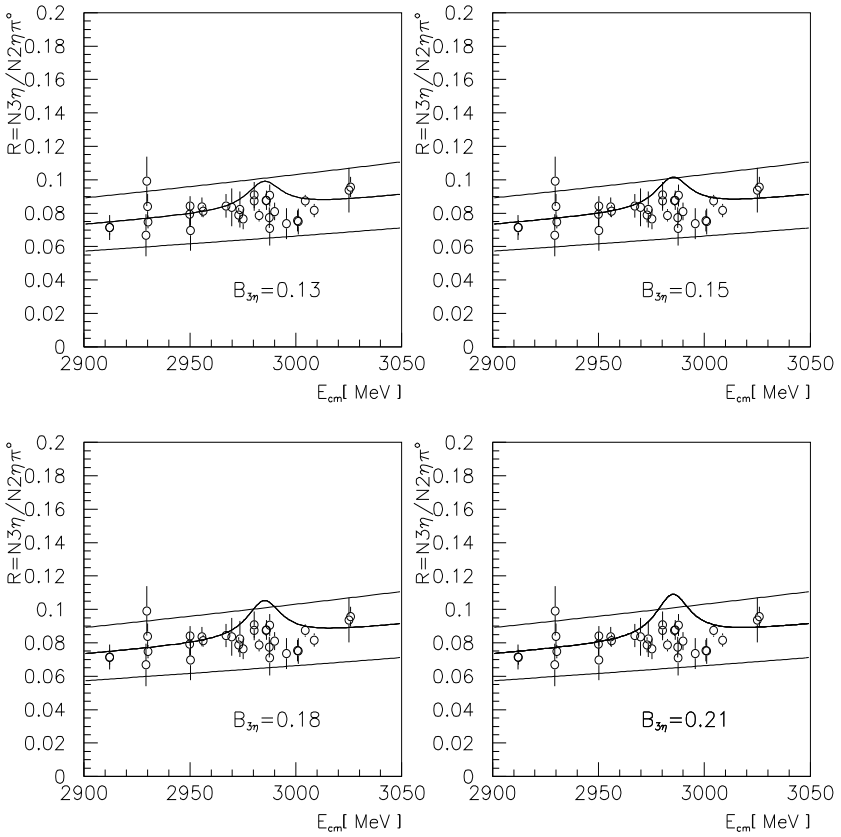


Figura 6.5: Curve di eccitazione per diversi valori di $B_{\eta_c \to 3\eta}$. Il plot con$B_{\eta_c \to 3\eta}$=0.15 rappresenta il limite calcolato.

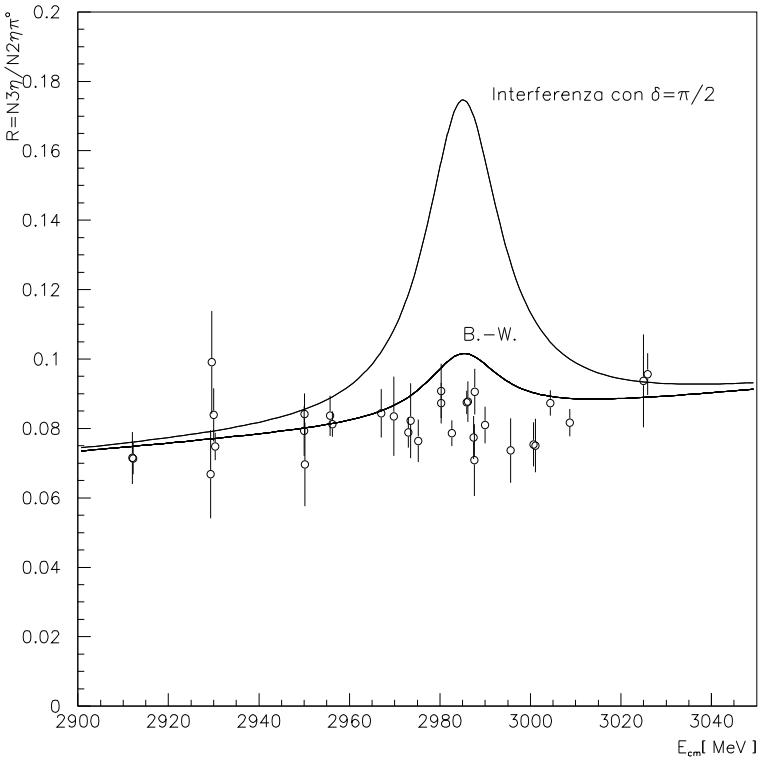


Figura 6.6: Sezione d'urto per produzione di $3\eta$ nel caso (ideale) di una interferenza tra stati risonanti e non, con differenza di fase costante $\delta = \pi/2$. Il branching ratio é 0.15

e si é indicato con $\delta$ la differenza di fase tra le funzioni d'onda interferenti. In realtá possono esistere dipendenze (ad esempio una dipendenza da $cos\theta^*$ da parte di $A$) e termini (come ad esempio le ampiezze legate all'elicitá degli stati iniziali) che sono state trascurate. Inoltre, nei grafici che seguiranno, si ammette che la $\delta$ resti costante mentre in realtá non é detto che accada. Il modello é, quindi, molto semplificato ma puó dare un'idea di come puó apparire diversa dalla classica forma lorentziana, una risonanza che interferisca con il fondo. Consideriamo i due casi limite in cui il contributo del termine di intereferenza é massimo ($\delta = \pi/2$) o minimo ($\delta = \pi$). In fig.6.6 é illustrata la curva generata da una funzione del tipo (6.7). Ammettendo di poter vedere la risonanza attraverso una figura di questo tipo, siamo autorizzati a modificare il limite superiore del branching ratio calcolato precedentemente di un fattore pari al rapporto $\sigma^{interf.}_{picco}/\sigma^{BW}_{picco} \simeq 5.2$. Cosí si otterrebbe

$$B_{\eta_c \to 3\eta} < (2.8 \pm 0.54)\% \tag{6.9}$$

Quando, invece, $\delta = 0$, la curva che si ottiene distrugge totalmente il picco, creando, per contro, l'effetto illutrato in fig.6.7. In questo caso per poter affermare di 'vedere' la risonanza, bisogna evidentemente abbandonare la richiesta #2 perché sarebbe troppo limitante. Ci si é interrogati se il caso presente non fosse simile a questo, in cui la fase assumesse valori molto prossimi a 0 od a $\pi$. Si sono tentati fit in questa direzione, senza peró riuscire ad ottenere convergenza. d'altro canto la bontá del fit con una curva del tipo (4.6) é tale da escludere ogni altra possibilitá.

## 6.2 Risultati per la $\eta'_c$

Viene illustrato il grafico della $\sigma_{3\eta}$ alle energie della $\eta'_c$ ed un confronto [25] con la $\sigma_{\gamma\gamma}$ proposta dalla dott. Michelle Stancari, della collaborazione di E835.

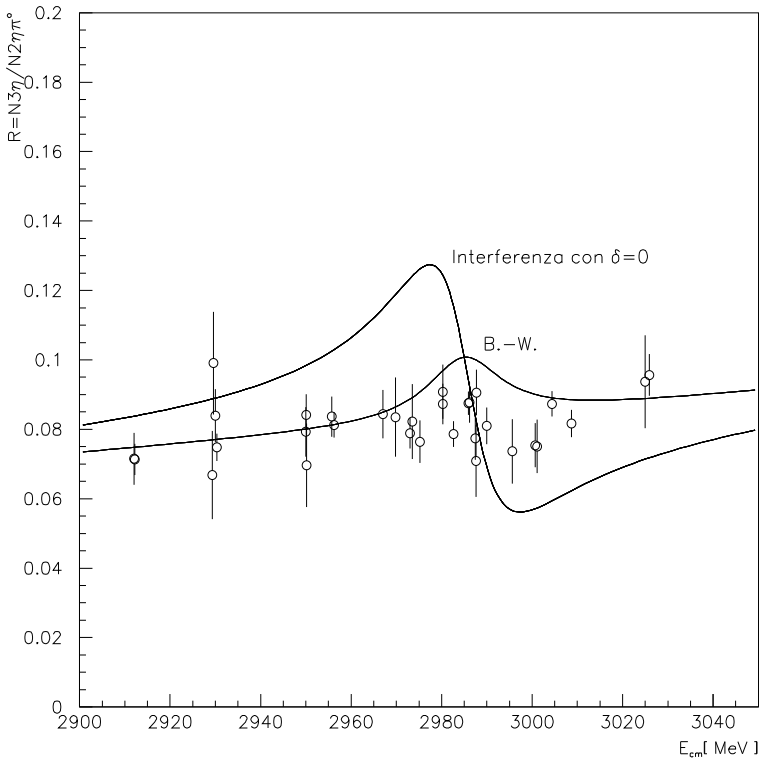


Figura 6.7: Sezione d'urto per produzione di $3\eta$ nel caso (ideale) di una interferenza tra stati risonanti e non, con differenza di fase costante $\delta = 0$. Il branching ratio é 0.15

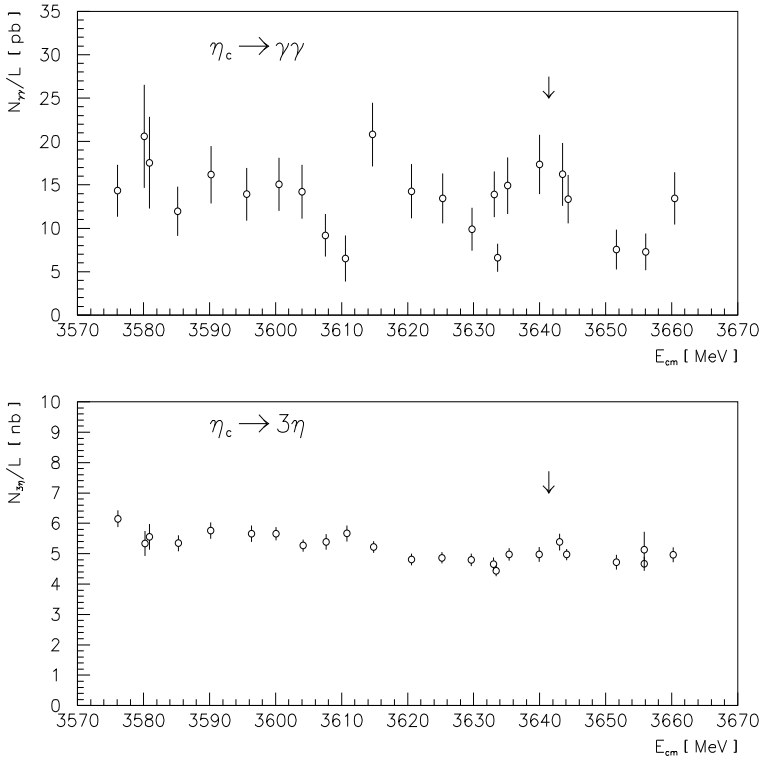


Figura 6.8: Le due curve per le sezioni d'urto in $3\eta$ e $2\gamma$.

# Appendice A

# Laser Event Monitor

Lo scopo del presente lavoro é di scrivere un programma capace di controllare lo stato dei 1280 contatori del calorimetro centrale durante l'acquisizione dei dati. L'idea é di fornire ai blocchi del calorimetro una luce di intensitá costante e di controllare il guadagno degli stessi. Questo puó essere fatto utilizzando gli eventi acquisiti sotto il nome di *eventi laser*, ovvero provenienti dal gatemaster numero 9 (vedi capitolo secondo).
Un emettitore laser é forzato, da un trigger esterno, a lavorare in modo impulsato alla frequenza di 0.1 Hz. La sua banda di emissione si trova nell'ultravioletto (laser all'azoto), perció si rende necessario l'uso di uno scintillatore che,illuminato, emetta nel visibile. Lo schema che mostra le varie componenti del *laser monitor* é proposto in fig.A.1. La luce emessa dallo scintillatore viene raccolta da una *mixing bar* di plexiglass che provvede a trasmetterla ad un fascio di 64 fibre ottiche, una per ogni *wedge* di CCAL. Inoltre, sono presenti nel laser-box, due fotodiodi la cui funzione sará chiara in seguito.
In prossimitá del calorimetro, la luce portata da ogni fibra viene trasferita ad un set di altre 20, in modo da illuminare ognuno dei 1280 blocchi sensibili. L'acquisizione degli 'eventi laser' a 0.1 Hz. viene gestita dal Laser Trigger, che é essenzialmente il medesimo trigger che fa lavorare l'emettitore laser, sommato ad un certo ritardo dovuto alla propagazione della luce dalla laser-box fino ai contatori.

## A.1 Il codice LEM

Il programma preposto al monitor laser di CCAL esegue una serie di semplici operazioni utilizzando i conteggi ADC relativi a questo tipo di eventi. Per ogni blocco viene calcolata la media

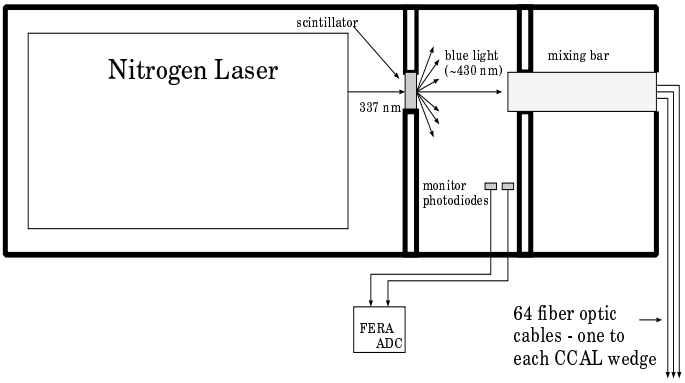


Figura A.1: Il sistema laser-scintillatore della laser-box.

| RUN # | DATE |
|---|---|
| 824 825 829 830 | 23/11/96 |
| 908 909 | 07/12/96 |
| 1093 1094 | 27/01/97 |
| 1193 | 12/02/97 |
| 1209 1211 1214 1215 | 14/02/97 |
| 1255 1256 | 19/02/97 |

Tabella A.1: Run analizzati in questa appendice

dei conteggi ADC su un set di 180 eventi:

$$\overline{ADC} = \frac{1}{180} \sum_{event\#=1}^{180} ADC_{event\#}$$

Ricordando che la frequenza degli eventi laser é di 0.1 Hz., il considerare la media su 180 eventi significa mediare su un periodo di 30 minuti.
Per ogni blocco, il valore $\overline{ADC}$ trovato viene confrontato con un termine di riferimento specifico per quel blocco (database o file). Alla fine del run, se non vi sono stati problemi, vengono rinnovati i valori di riferimento con le nuove medie:

$$\mu = E[\overline{ADC}] = \frac{1}{check\#} \sum_{check\#} \overline{ADC} \tag{A.1}$$

Per prendere decisioni sullo stato dei contatori, si valuta l'andamento della variabile-monitor $\delta$, costruita nel modo seguente:

$$\delta = \frac{\overline{ADC} - \mu}{\sigma} \tag{A.2}$$

dove:

$$\sigma = \sqrt{s_\mu^2 + s_{\overline{ADC}}^2}$$

$s_\mu$ and $s_{\overline{ADC}}$ sono gli errori standard sulla medie $\mu$ e $\overline{ADC}$ respectively:

$$s_\mu^2 = \frac{1}{(180 \cdot check\#)^2} \sum_{check\#} \sum_{event\#=1}^{180} (ADC_{event\#} - \overline{ADC})^2$$

$$s_{\overline{ADC}}^2 = \frac{1}{180} \sum_{check\#} (\overline{ADC} - \mu)^2$$

Il diagramma di flusso del programma é illustrato in fig.A.2. Avere informazioni pertinenti sul reale stato di CCAL, disaccoppiandosi il piú possibile dalle fluttuazioni del laser o da altri fenomeni non imputabili al cattivo funzionamento dei blocchi, é di importanza cruciale per l'efficienza del monitor. Verranno proposti nella sezione successiva, tre divesi modi di trattare il segnale ADC acquisito dalla DAQ, per renderlo adeguato al nostro scopo.

## A.2 Analisi dei dati

Per testare il programma di monitoraggio, sono stati analizzati, off-line, dati provenienti da differenti periodi di acquisizione. In particolare, in questa appendice verrano proposti i risultati per 5 gruppi di run (tab.A.2). Ogni gruppo ha approssimativamente durata giornaliera, e tutti insieme sono distribuiti su un periodo di 3 mesi circa. Dal resoconto (*hystory*) sullo stato di CCAL, sembra che il blocco R1W1 [1] non abbia avuto nessun genere di problemi, cosí é

[1] D'ora in avanti i blocchi saranno identificati come RiWj dove, i=1,...20 e j=1,...64 si riferiscono rispettivamente al ring ed al wedge di appartenenza del blocco.

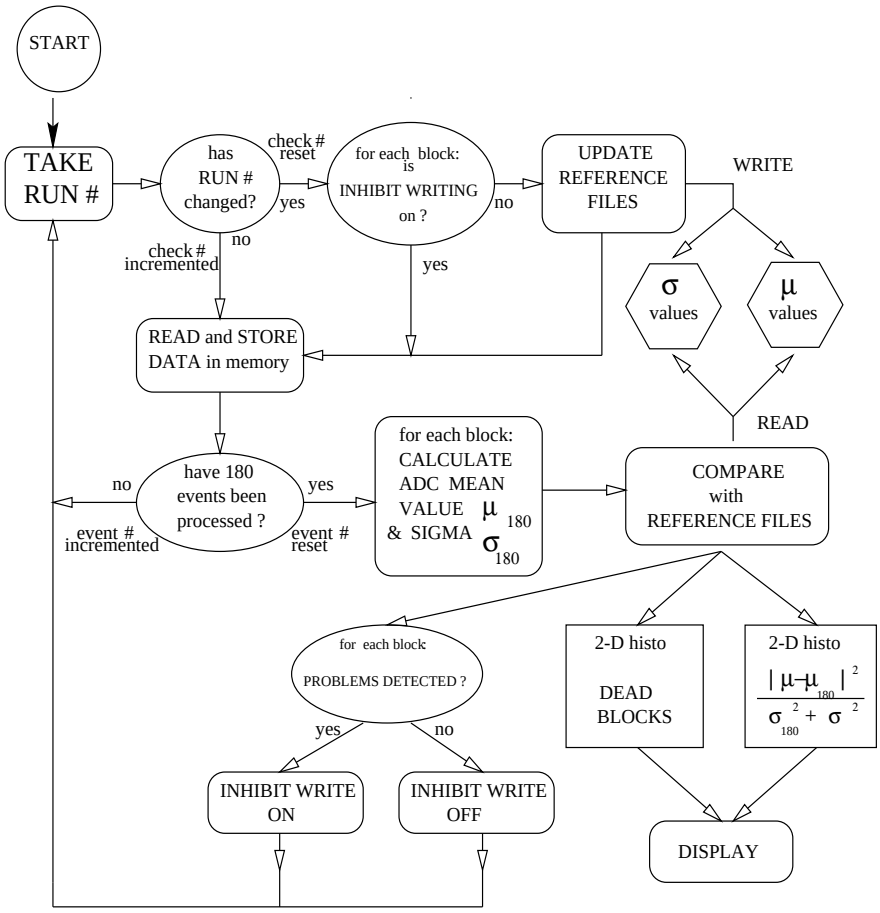


Figura A.2: Diagramma di flusso del codice LEM

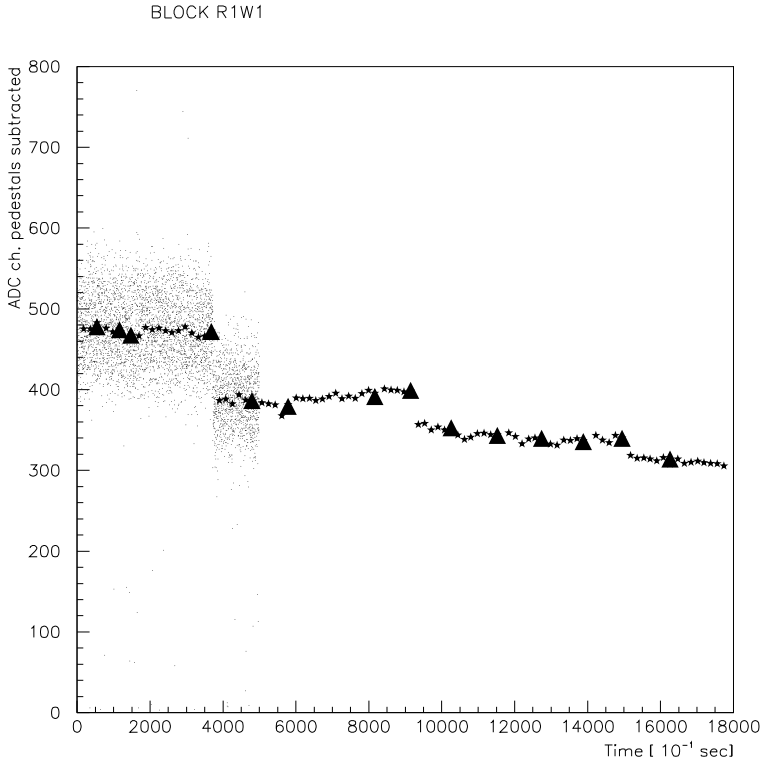


Figura A.3: Conteggi ADC per il blocco R1W1 (run 824-1256)

stato preso come esempio significativo per l'analisi. Il grafico in fig.A.3 mostra l'andamento dei conteggi ADC verso il tempo (l'unitá di tempo é di 10 secondi, ovvero il tempo che intercorre tra un evento laser ed il successivo). I puntini sono riferiti a singoli eventi (solo dal run 824 al run 908), mentre le stelle ed i triangoli rappresentano rispettivamente la media su sets di 180 eventi ($\overline{ADC}$) e la media su ogni run ($\mu$).
Come si puó notare, oltre ad una dispersione notevole nella distribuzione dei singoli eventi, sono presenti anche brusche variazioni, la prima delle quali accade all'inizio del run 908. É ovvio che durante la presa dati questa variazione non si sia presentata in modo cosí repentino, ma sia stata diluita nel tempo, come dimostrano i 10 giorni trascorsi dalla fine del run 830 e l'inizio del 908.
Per valutare la larghezza naturale della distribuzione dei conteggi ADC di ogni singolo evento, é stato effettuato un fit gaussiano ai dati prima del run 908 (fig.A.4). I risultati ottenuti sono i seguenti: $\mu = 474.3$ e $\sigma \simeq 44$. Ció significa una variazione percentuale, da pulso a pulso, di $\frac{\sigma}{\mu} \simeq 9\%$. Il numero di conteggi ADC é legato al numero di fotoelettroni nel fotomoltiplicatore dalla relazione:

$$N_{ADC} \simeq 0.0768\ N_{fotoel.}$$

quindi, a $\mu = 474.3$ corrisponde un valor medio nel numero di fotoelettroni $\mu_{fotoel.} \sim 6170$. Se la natura della ditribuzione statistica dei fotoelettroni in un fotomoltiplicatore é poissoniana allora, al valor medio $\mu_{fotoel.}$ corrisponderebbe una deviazione standard $\sigma_{fotoel.} = \sqrt{\mu_{fotoel.}} \sim 79$, ovvero una variazione percentuale di circa $\simeq 1.3\%$.
La discrepanza tra la fluttuazione ammessa dalla statistica e quella trovata con il fit ai dati reali suggerisce la presenza di altre sorgenti di indeterminazione. Si é pensato a fluttuazioni del laser. A questo riguardo si é provveduto a normalizzare il segnale ADC dei blocchi con quello relativo ad uno dei due fotodiodi presenti nella laser-box.

$$ADC_{diodo\ norm.} = ADC/ADC_{diodo\#1}$$

Ció che si ottiene é mostrato in fig.A.5. Come si puó vedere, le fluttuazioni a brevi intervalli di tempo sono ridotte, ma permangono le grosse discontinuitá. Anche in questo caso si é tentato

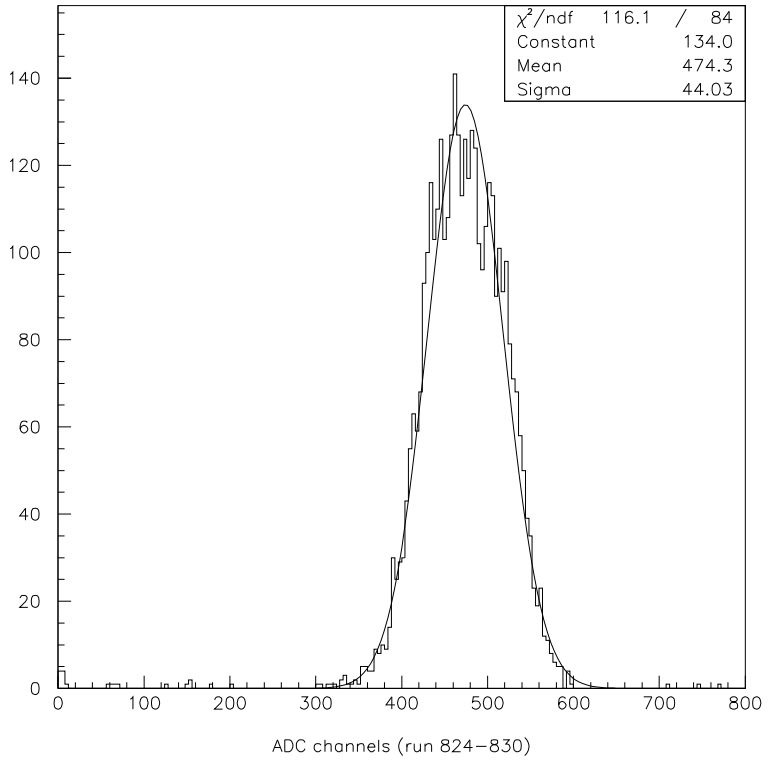


Figura A.4: Fit gaussiano alla distribuzione dei conteggi ADC entro $Time \simeq 3700\ 10^{-1}\ sec.$ (run 824-830)

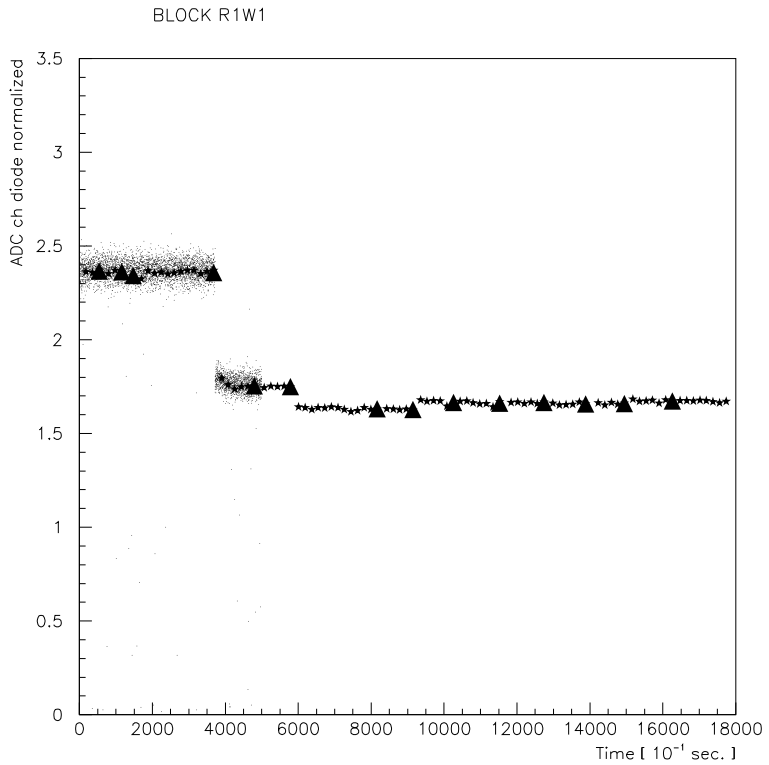


Figura A.5: Conteggi ADC normalizzati al segnale del diodo per il blcco in funzione del tempo (run 824-1256)

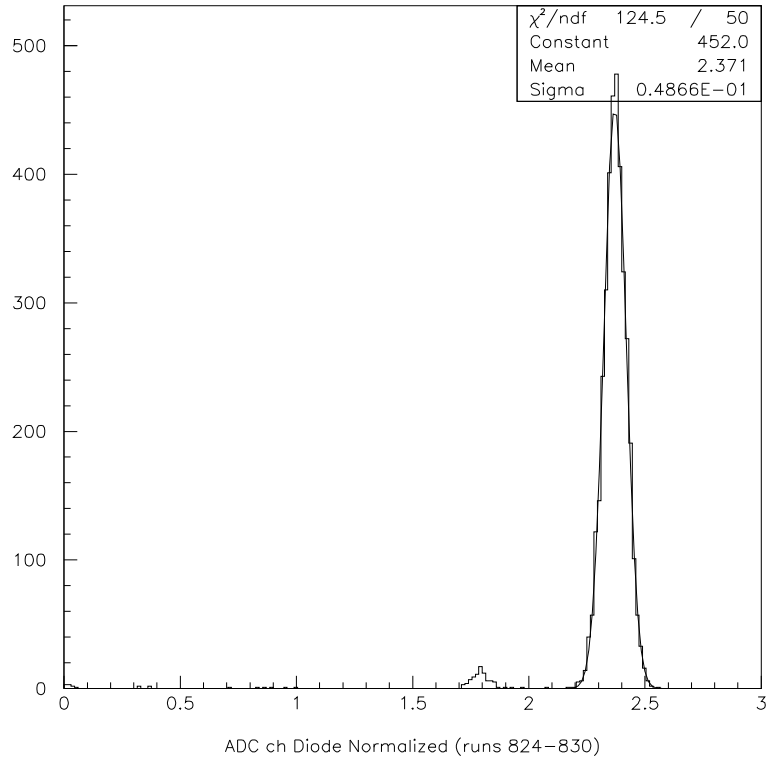


Figura A.6: Fit gaussiano alla distribuzione di $ADC_{diodonorm.}$ entro di $Time \simeq 3700\ 10^{-1}\ sec.$ (run 824-830)

un fit gaussiano (fig.A.6) ed il risultato. Si trova $\frac{\sigma}{\mu} \simeq 2\%$, molto vicino a quanto previsto teoricamente. Un secondo ed un terzo modo di normalizzare i segnali dai singoli blocchi possono essere attuati considerando il valor medio dei conteggi ADC di ogni wedge ed il valor medio di tutto il calorimetro. Questo sistema dovrebbe servire a disaccoppiarsi da fenomeni di massa in cui, un intero wedge o l'intero calorimetro vengono perturbati per qualche ragione.
Per ogni evento sono state fatte le seguenti operazioni:

- normalizzazione ai wedge:

$$ADC_{wed.norm.} = \frac{ADC}{\frac{1}{ring}\sum_{ring} ADC}$$

- normalizzazione al calorimetro:

$$ADC_{ccal.norm.} = \frac{ADC}{\frac{1}{ring \times wedge}\sum_{ring}\sum_{wedge} ADC}$$

Le sommatorie sui ring e sui wedge coinvolgono solo quei contatori con segnale non nullo.
Ció che si ottiene é illustrato nelle fig.A.2 e A.2. Si vede chiaramente che il gradino alla fine del run 830 é sparito completamente!
Per valutare la larghezza di queste distribuzioni, sono stati effettuati due fit gaussiani, prendendo i dati, anche OLTRE la precedente discontinuitá ($Time > 4500\ 10^{-1}\ sec$). Ció che si trova é:

- normalizzazione ai wedge : $\frac{\sigma}{\mu} \simeq 1.6\%$ (fig.A.9)

- normalizzazione al calorimetro: $\frac{\sigma}{\mu} \simeq 1.6\%$ (fig.A.10)

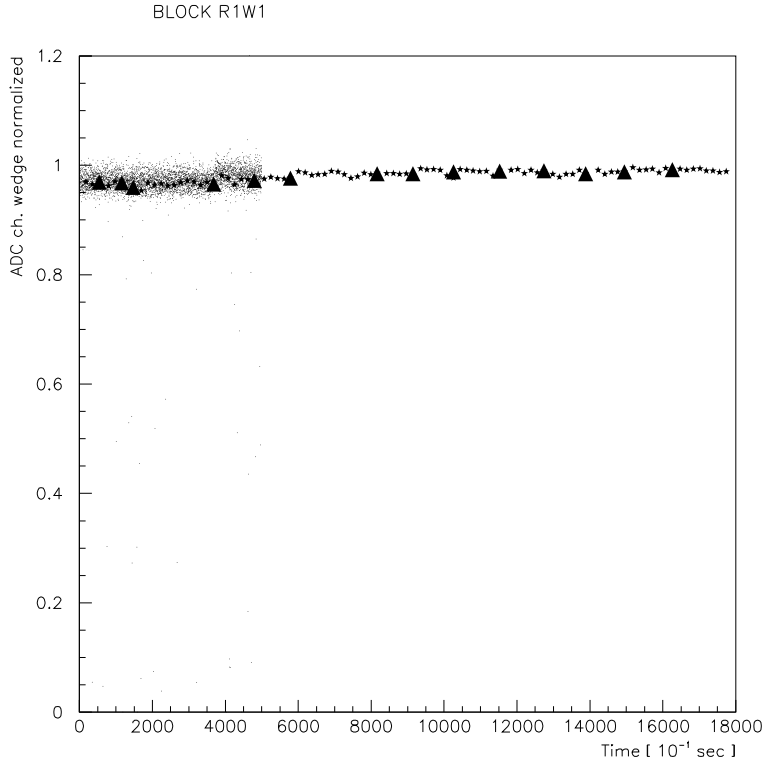


Figura A.7: Conteggi ADC relativi al blocco R1W1, normalizzati sul wedge, in funzione del tempo (run 824-1256)

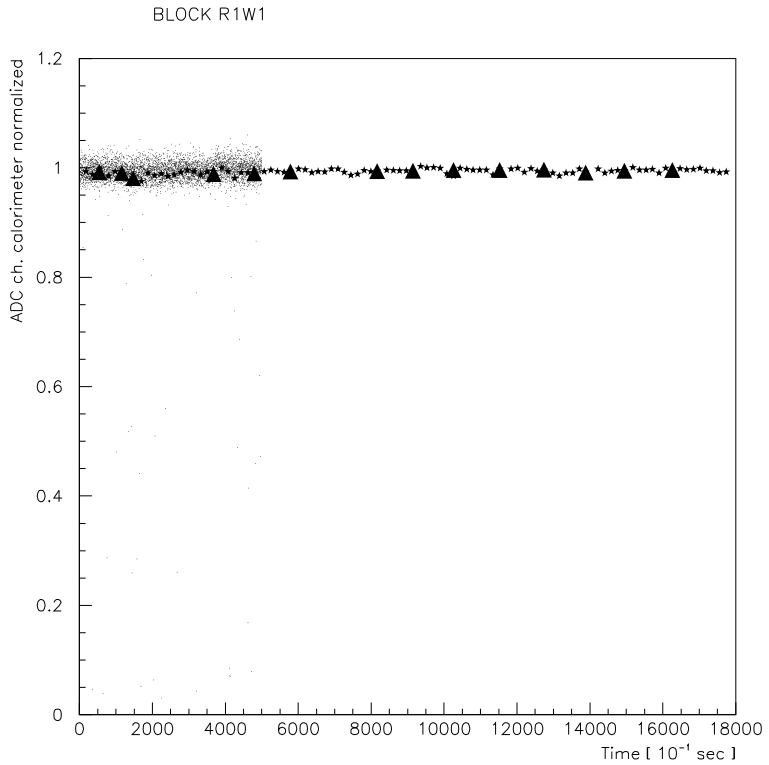


Figura A.8: Conteggi ADC relativi al blocco R1W1, normalizzati sull'intero calorimetro, in funzione del tempo (run 824-1256)

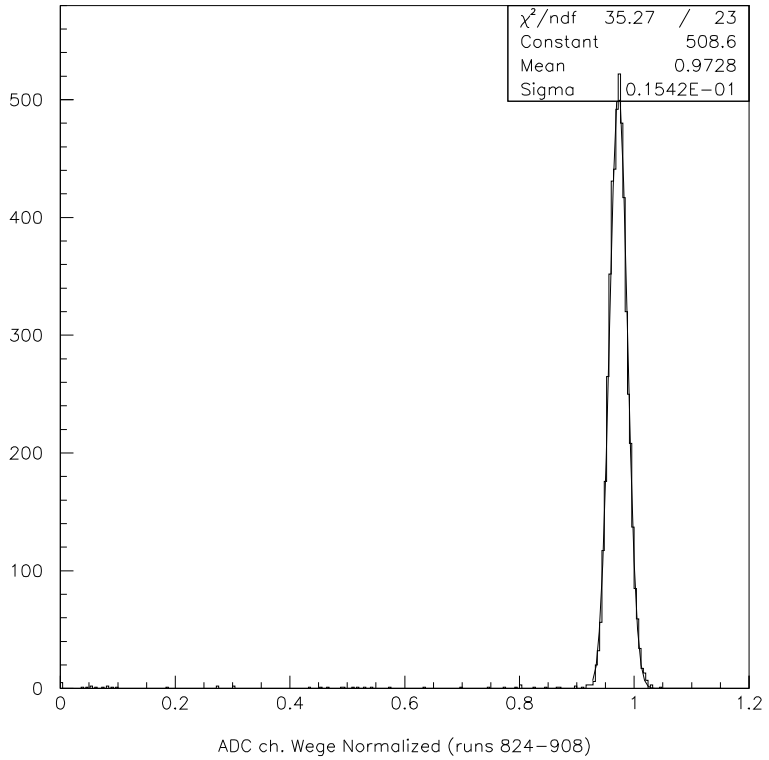


Figura A.9: Fit gaussiano al segnale ADC normalizzato sui wedge, relativo al blocco R1W1 (run 824-908)

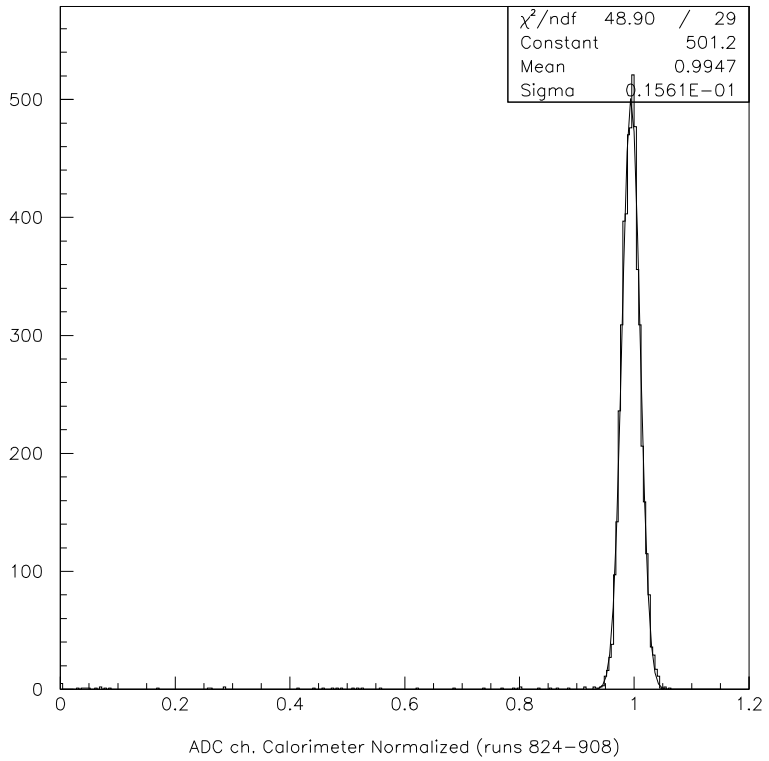


Figura A.10: Fit gaussiano al segnale ADC normalizzato sul calorimetro, relativo al blocco R1W1 (run 824-908)

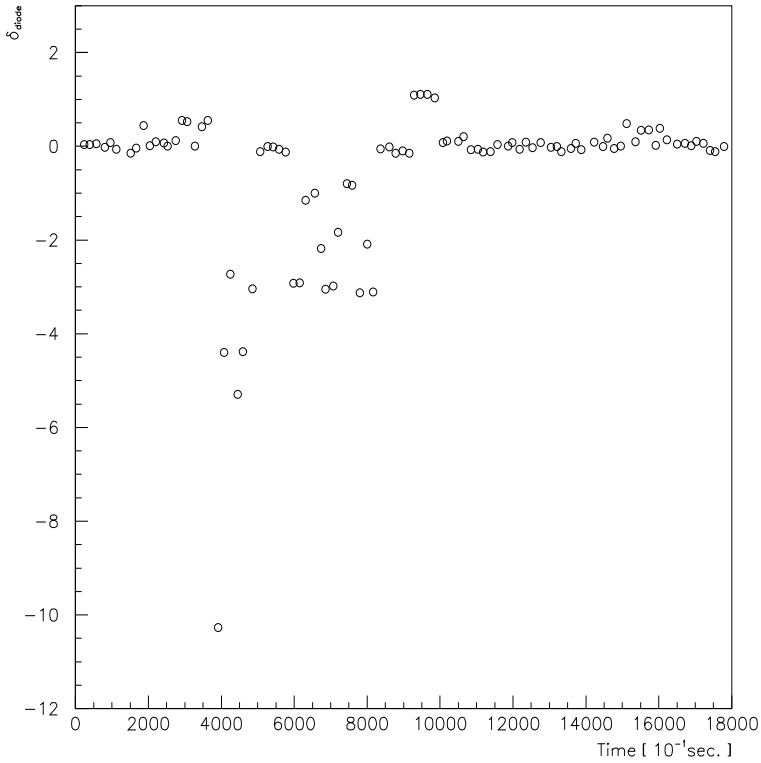


Figura A.11: $\delta$ per il blocco R1W1 con segnale normalizzato al diodo.

## A.3 Monitoraggio

La variabile-monitor:

$$\delta = \frac{\overline{ADC} - \mu}{\sigma}$$

giá definita in precedenza, viene calcolata ogni 30 minuti per ogni contatore utilizzando i segnali normalizzati nelle tre modalitá proposte. Ricordiamo che si indica con $\mu$ il valore ADC di riferimento per il generico blocco. Alla fine del run, se non vi sono incontrati problemi, i valori di riferimento vengono sotituiti dai nuovi. In fig.A.11, fig.A.12 e fig.A.13 sono mostrate le distribuzioni di $\delta$ nelle tre modalitá descritte. Si noti che i primi valori (che sono relativi al run 824), sono nulli non essendoci, a quel punto, ancora un valore di riferimento. Questo verrá calcolato per l'appunto utilizzando i valori medi del run 824(che é il primo), ed i seguito sostituiti dai successivi. In questo modo di procedere c'e' un fondamentale pregiudizio che é quello di prendere comunque per buoni i dati provenienti dal primo run e prendere decisioni in base a questi. Essendo un'operazione che viene eseguita in tempo reale, non vi é un altro modo semplice per ovviare a questo inconveniente. Contatori in stato di salute presentano valori di $|\delta_{wedge}|$ o $|\delta_{CCAL}|$ compresi tra 0 e 1.5.

### A.3.1 Problemi riscontrati

Per valutare se la variabile $\delta$ sia o non sia un buon monitor per la rivelazione di problemi nel CCAL, vengono considerate in questa sezione, 3 sue distribuzioni relative ad altrettanti blocchi con tipici malfunzionamenti.

- Blocchi morti: R8W48. Questo é un esempio di morte di un contatore nel corso della presa dati (fig.A.14). R8W48 smise di funzionare durante il run 1132 (non appare tra i run considerati in questa analisi, cosí ai nostri occhi R8W48 muore all'inizio del run 1193). La morte di un contatore forza il valore di $\delta$ a zero. I blocchi morti sono visualizzati in un

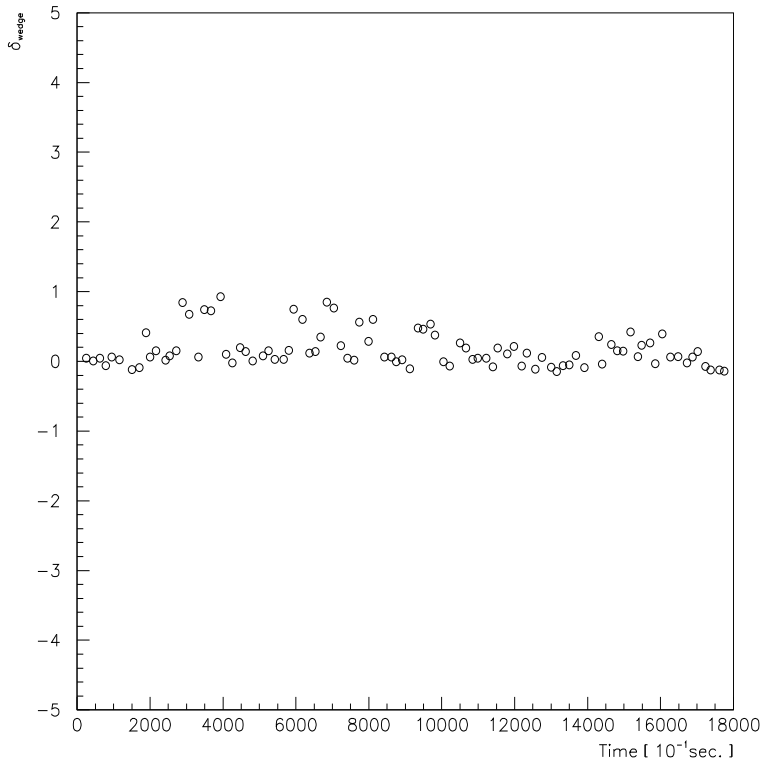


Figura A.12: $\delta$ per il blocco R1W1 con segnale normalizzato al wedge di appartenenza

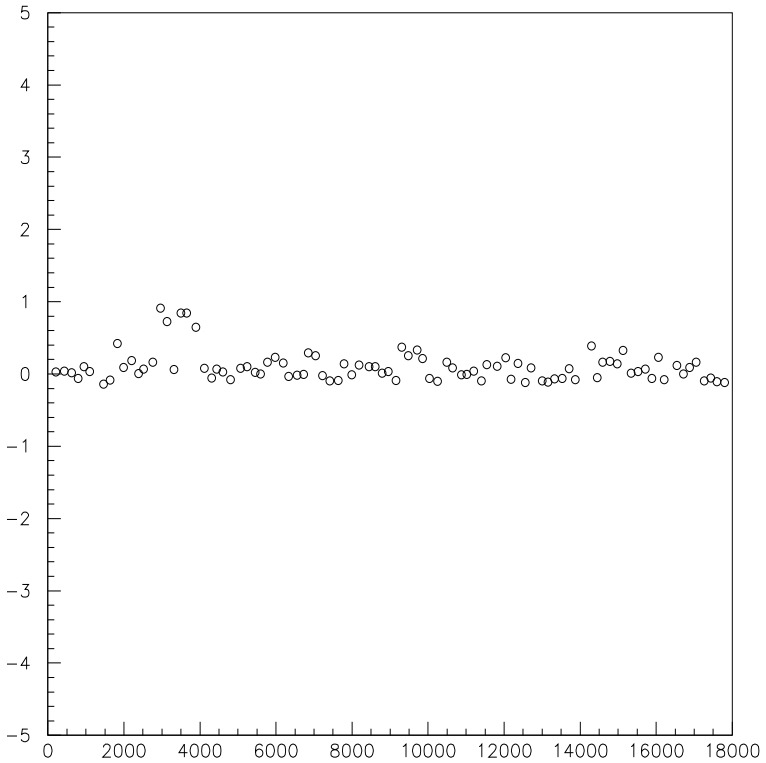


Figura A.13: $\delta$ per il blocco R1W1 con segnalo normalizzato al calorimetro

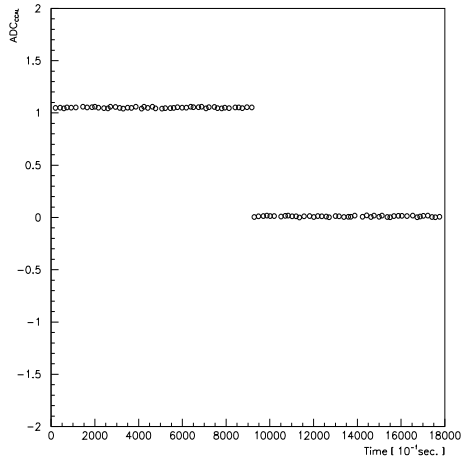


Figura A.14: Conteggi ADC per il contatore R8W48

istogramma $20 \times 64$ che viene riempito con valori 1,0 a seconda del loro stato (funzionante-non funzionante). In fig.A.15 sono raffigurati i blocchi morti di CCAL ad un certo istante.

- Basso guadagno: R7W27 and R13W25. Esempi di blocchi cn un guadagno anormalmente basso sono R7W27 e R13W25. In fig.A.16 e fig.A.17 sono mostrate le rispettive distribuzioni dei conteggi ADC. I valori assunti dalla variabile $\delta_{CCAL}$ mostrano senza possibilitá di errore che qualcosa di strano é in corso (fig.A.18 e fig.A.19).
- Tensioni errate: R6W7. Durante i run 2086-2087, il blocco R6W7 presentó un valore di tensione piú alto di 512 V rispetto al normale. Sono stati considerati dati provenienti dai run 2078, 2086, 2087, 2088 per vedere come la variabile $\delta_{CCAL}$ (o $\delta_{wedge}$) avrebbe registrato il fenomeno. I plot relativi sono in fig.A.20): l'effetto é evidente.

## A.4 Conclusioni

Gli eventi laser possono, con successo, essere utilizzati per controllare lo stato dei fotomoltiplicatori del calorimetro centrale. Considerando, invece che i semplici conteggi ADC provenienti dai moduli FERA, i segnali normalizzati al 'conteggio medio' di ogni wedge o di tutto il calorimetro, é possibile osservare con una certa precisione malufunzionamenti e danneggiamenti. Per decidere se un certo blocco presenta problemi, si fa riferimento ad un database in cui sono registrate le medie e le deviazioni standard dei segnali relativi al run precedente. Il confronto viene effettuato ogni 30 minuti e in base al responso, vengono riempiti istogrammi a due dimensioni con i valori della variabile-monitor $\delta$ (che rappresenta l'entitá della variazione in unitá di deviazioni standard). Alla fine di ogni run, vengono rinnovati i valori di riferimento. L'output del Laser Monitor é un set di 3 istogrammi a due dimensioni: in uno vengono riportati i blocchi morti, nel secondo i valori di $\delta_{CCAL}$ (che si é rivelata la variabile piú stabile) ed il terzo fornisce, sulla base di variazioni cromatiche, un riassunto schematico dello stato complessivo di CCAL. Per quest'ultimo istogramma, sono state pensate le seguenti possibiltá:

- VERDE: funzionamento normale. $|\delta_{CCAL}| < 2 \; OR \; |\delta_{wedge}| < 2$;
- GIALLO: Attenzione di primo livello. $2 < |\delta_{CCAL}| < 3 \; AND \; 2 < |\delta_{wedge}| < 3$;
- ROSSO: Attenzione di secondo livello $|\delta_{CCAL}| > 3 \; AND \; |\delta_{wedge}| > 3$

Queste posizioni possono essere variate se si rivelassero troppo restrittive o troppo permissive. Il sistema potrebbe essere utilizzato anche per il monitor di FCAL.

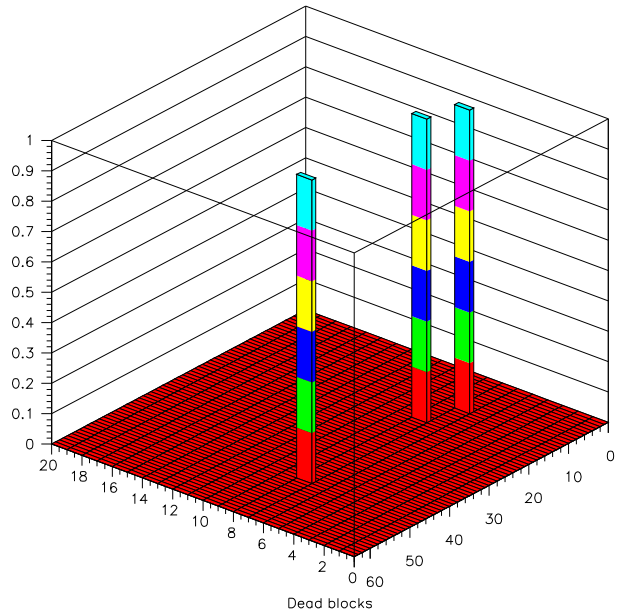


Figura A.15: Blocchi morti (Time= 1.1 $10^5$ $10^{-1} sec.$)

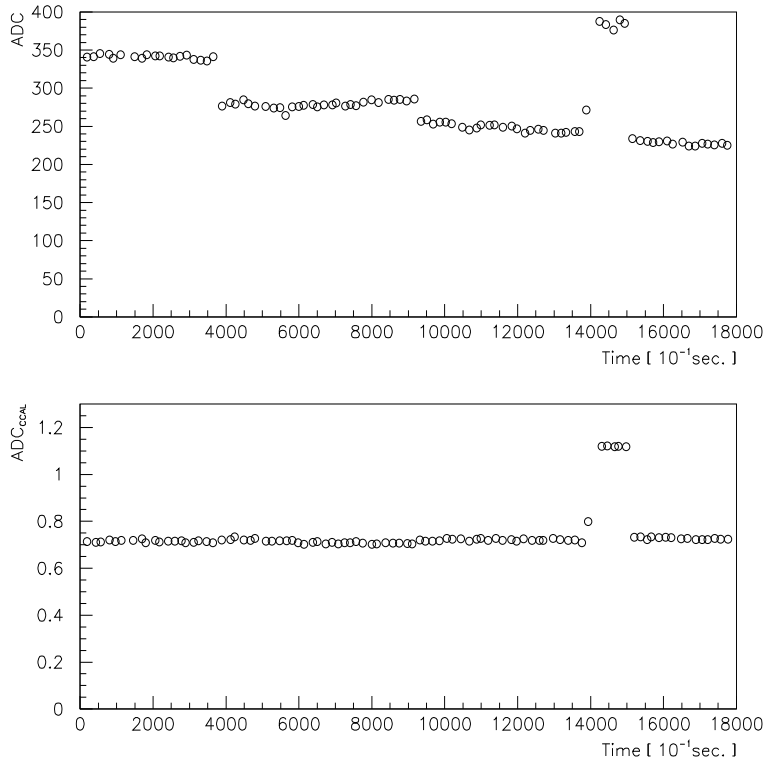


Figura A.16: Conteggi ADC (non normalizzati e normalizzati sul calorimetro) per il contatore R13W25. Anomalie dovute al basso guadagno sono riscontrate in $Time \sim 14000$

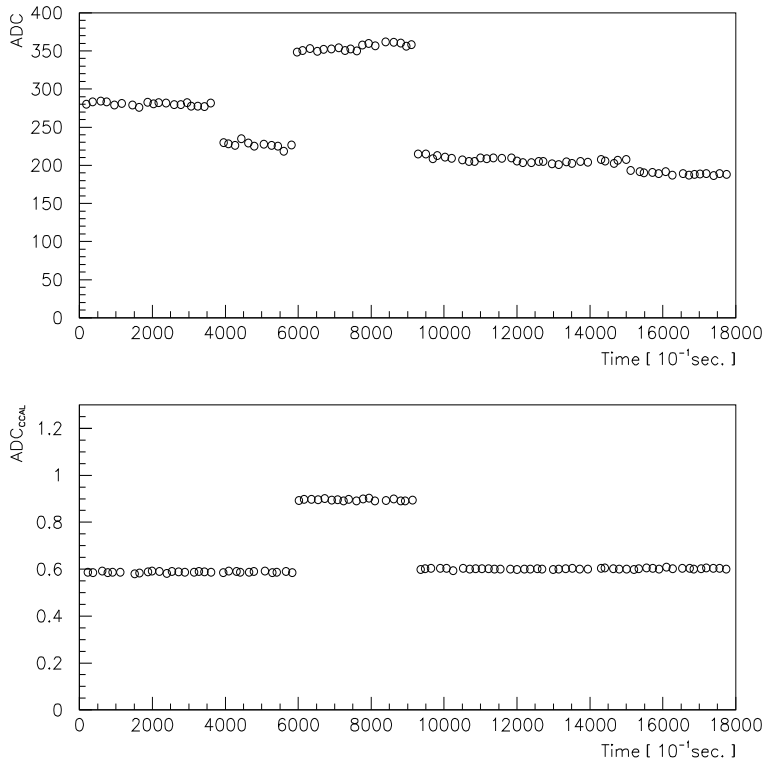


Figura A.17: Conteggi ADC (non normalizzati e normalizzati sul calorimetro) per il contatore R7W27. Anomalie dovute al basso guadagno sono riscontrate in $Time \sim 7000$

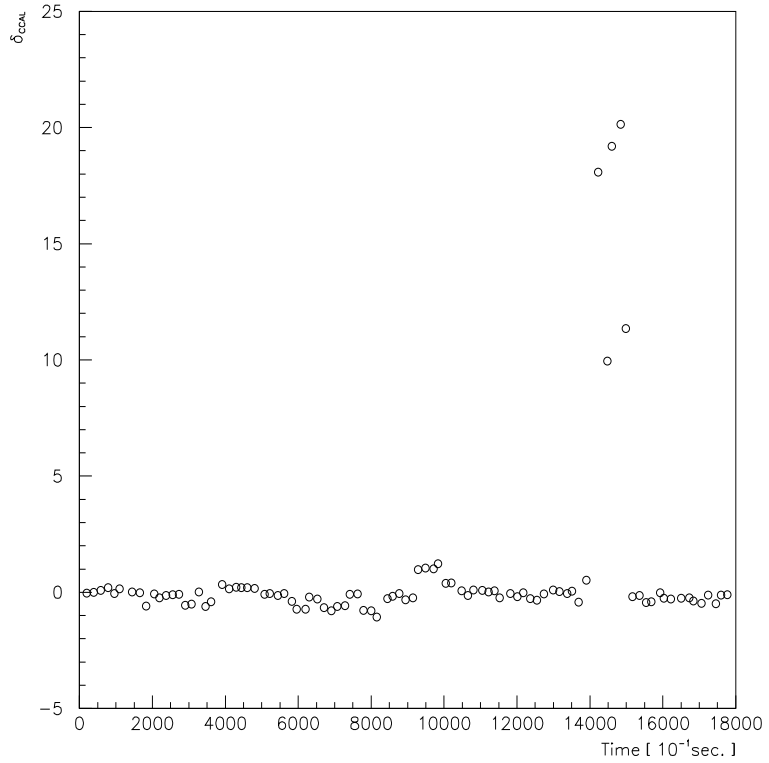


Figura A.18: Distribuzione di $\delta_{CCAL}$ per il blocco R13W25

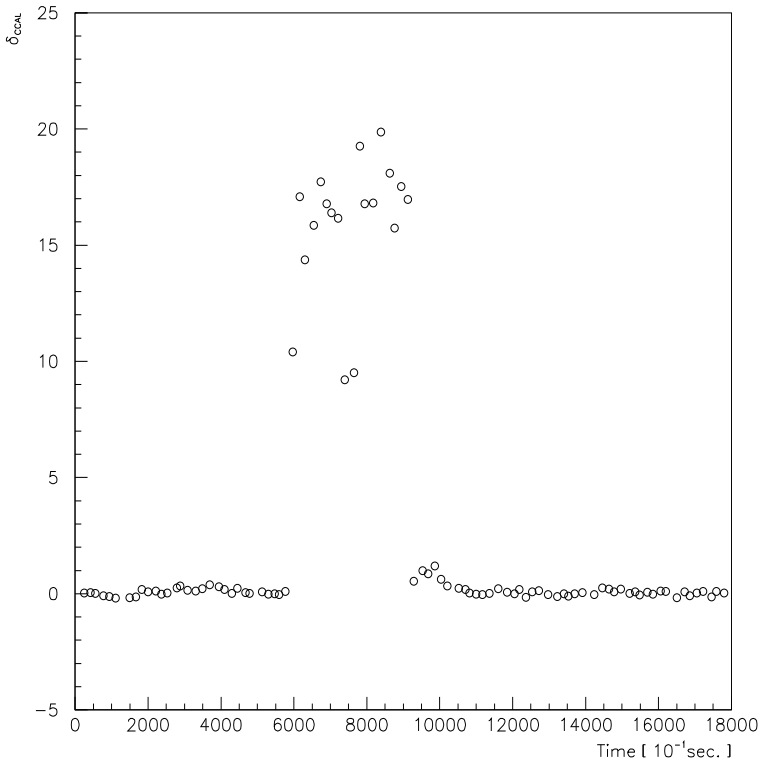


Figura A.19: Distribuzione di $\delta_{CCAL}$ per il blocco R7W27.

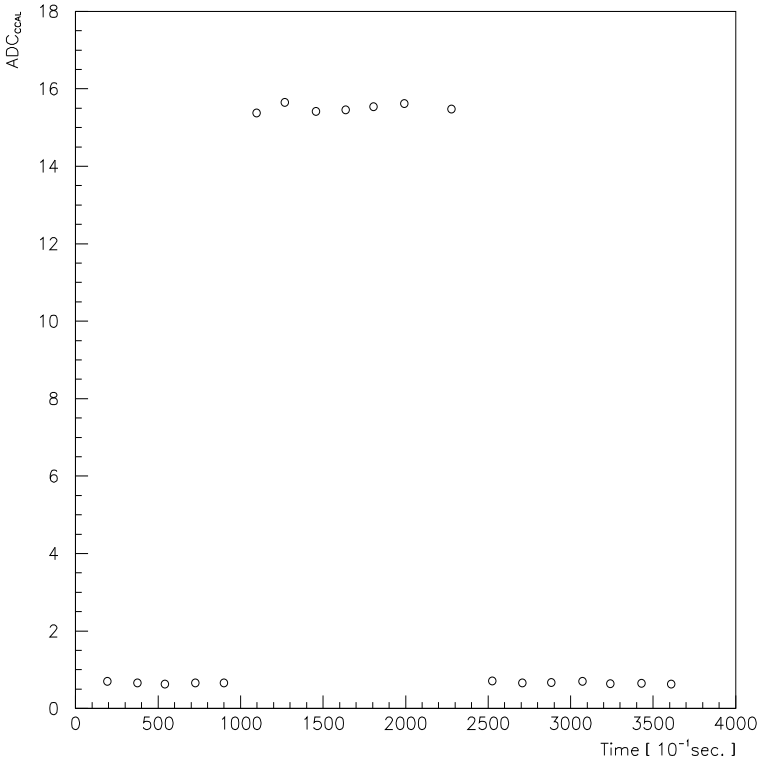


Figura A.20: Conteggi ADC normalizzati sul calorimetro per il blocco R6W7. Durante i run 2086-2087 é presente un errore nell'impostazione della tensione

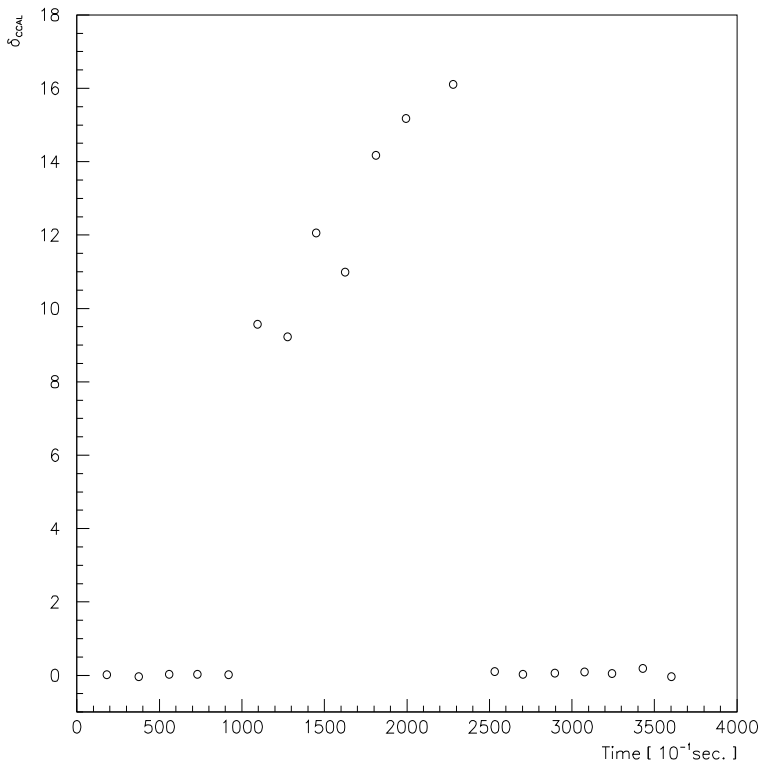


Figura A.21: Distribuzione di $\delta_{CCAL}$ per il blocck R6W7.

# Bibliografia


[1] H.Yukawa (1935), *Proc.phys.math.Soc.Japan, 17,48*

[2] R.P.Feyman (1961), *Quantum Electrodynamics*

[3] J.J.Sakurai (1967), *Advanced Quantum Mechanics*

[4] T.Appelquist, R.M.Barnett, K.Lane (1978), *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci 28:387-499*

[5] F.Halzen, A.D.Martin (1984) *Quark and Leptons*

[6] Fayyazuddin, Riazzudin (1992) *A modern Introduction to particle physics*

[7] T.A.Armstrong et al. *E835 Proposal*

[8] K.E.Gollwitzer, T.K.Pedlar, *E835 NDST Format and Production Streaming*

[9] A.Migliori *Tesi di Dottorato*

[10] M.Stancari *E835 meeting 21/07/1998*

[11] S.Jin, J.L.Rosen *E835 Neutral Trigger Memo*

[12] Mika Masuzawa (1193) *Tesi di Dottorato*

[13] J.Kasper *Comunicazione privata*

[14] R.Partridge et al. (1982) *Phys.Rev.Lett. 110B, 489*

[15] T.A.Armstrong et al. (1995) *Phys.Review D52,9*

[16] Ch.Berger et al. (1986) *Phys.Lett. 167B,120*

[17] W.Brauncshweig et al. (1989) *Z.Phys., C41,533*

[18] W.Y.Chen et al. (1990) *Phys.Lett. 243B,169*

[19] Todd K. Pedlar (1999) *Tesi di Dottorato*

[20] R.Cester, P.A.Rapidis (1994) *Charmonium formation in $p\overline{p}$ annihilations, Ann.Rev.Nucl.Prt.Sci. 44,329-71*

[21] D.A.Edwards, M.J.Syphers, 1993 *An Introduction to the physics of High Energy Accelerators*

[22] Allspach et al. (1996) *The variable density gas jet internal target for experiment 835 at Fermilab, Fermilab-Pub-97.274/E E835*

[23] W.R.Leo (1987) *Techinques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Velag.

[24] M.Sarmiento, *The E760 Luminosity Monitor, E760 memo, Mar.25,94*

[25] Michelle Stancari (1999) *Tesi di dottorato*

[26] R.McClay, N.Byers. (1983) *Relativistic effects in heavy-quarkonium spettroscopy, Phys.Re.Lett 33, 1435*

[27] Review of Parricle Physics, Springer

[28] C.Edwards et al. (1982) *Phys.Rev.Lett. 48 70*

[29] J.E.Gaiser et al. (1986) *Phys.Rew. D34:771*

[30] S.J.Brodsky. G.P.Lepage (1981) *Phys.Rev D24,2848*

# Ringraziamenti

In queste poche righe vorrei abbozzare un ringraziamento alle persone che mi hanno seguito e supportato in questo anno di tesi ed in generale, durante tutto il percorso di studi affrontato.
Non é per rispetto alla consuetudine che comincio la lista delle menzioni con la mia relatrice, prof. Rosanna Cester, alla quale sono visceralmente grato per il tempo e la pazienza da lei dedicata per correggere i miei 'problemi di convergenza' e per avermi dato, insieme a Stephen Pordes, la possibilitá di passare un mese favoloso a Fermilab. Ringrazio la dott. Nadia Pastrone per aver fin da subito rappresentato, per me, un valido appoggio su cui poter sempre contare.
Ringrazio il dott. Flavio Marchetto ed il prof. Ezio Menichetti per le critiche ed i consigli che mi hanno elargito. Vorrei che sapessero che sono serviti.
Infine, a tutti i componenti della collaborazione di E835 da me conosciuti: Bombo, Cap. Wander, Palla, Gargiulo, Paolo, Giovanni, Keith, Michela, Giulio, Stefano A., Stefano B., Margherita un grazie di cuore per avemi fatto sentire tra amici.
Conclusa la lista della task-force che ha reso veramente pregnante la mia permanenza nel mondo della ricerca, passo ora a ricordare i nomi di chi ha contribuito (solo) al lato ludico dell'esperienza.
Prima di tutti, una menzione speciale all'enorme quantitá di tesisti del gruppo TERA che, per il solo fatto di esistere mi hanno fatto capire quanto sia importante fare una vera tesi. Per i pranzi sul frigorifero e per tutto il resto, un grazie ad Agallo, Mirko ed Erica. Ai miei colleghi lotti, natascia e tagliafe: il ricordo di questo anno non potrá mai prescindere dalla vostra presenza rievocata. Un ultimo ringraziamento a Marta, per avermi salvato, talvolta, dalle battute ironiche che spesso ci piovono addosso.

Emiliano Descrovi