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


# Misura del Fattore di Forma del Protone nella Regione Timelike a Grande Quadrimpulso Trasferito


*Relatore*:
*Chiar. mo Prof.* Roberto Calabrese

*Laureando*
Mirco Andreotti


Anno accademico 2000-2001

*Ai miei genitori*

# Indice

# Introduzione

Uno dei problemi fondamentali nella ricerca in fisica delle particelle elementari riguarda la comprensione della struttura del protone. Nell'ambito dell'elettrodinamica quantistica le proprietà elettromagnetiche del protone sono parametrizzate da due funzioni dipendenti dal quadrimpulso trasferito $q^2$ cioè: i fattori di forma elettrico e magnetico, rispettivamente indicati con $G_E(q^2)$ e $G_M(q^2)$. A differenza della QED, che non può predire i fattori di forma del protone e degli adroni in generale, la QCD fornisce andamenti asintotici, che vanno confrontati con le misure sperimentali.

Nella regione spazio ($q^2 < 0$) i fattori di forma elettrico e magnetico del protone sono stati misurati con grande precisione in un ampio intervallo di energie utilizzando lo scattering elastico elettrone-protone.
Nella regione tempo ($q^2 > 0$) invece, usando le reazioni $\overline{p}p \to e^+e^-$ e $e^+e^- \to \overline{p}p$, si ha una buona statistica di misure dei fattori di forma in un piccolo intervallo di energie vicine alla soglia ($4m_p^2 \leqslant s \leqslant 7$ GeV$^2$), mentre ad energie più elevate (oltre $s > 7$ GeV$^2$) le misure disponibili sono poche. Questo fatto è dovuto alla rapida diminuzione, con l'aumento dell'energia, della sezione d'urto delle reazioni considerate.

In questa tesi presento la misura del fattore di forma magnetico del protone nella regione tempo, nell'intervallo 11.4 GeV$^2 < s <$ 12.5 GeV$^2$. I dati analizzati sono stati raccolti dall'esperimento E-835 (2000) al Fermilab di Batavia (Illinois).

Nel Capitolo 1 introduco i fattori di forma trattando sia la regione spazio che la regione tempo. Riporto inoltre una breve descrizione dei risultati sperimentali ottenuti in passato, nella regione spazio e tempo, e dei relativi esperimenti. Infine riporto sinteticamente le previsioni della QCD.
Il Capitolo 2 è dedicato all'esperimento E-835, del quale viene descritto l'apparato sperimentale.
Il Capitolo 3 contiene tutti i particolari dell'analisi dei dati: descrivo e giustifico la scelta delle selezioni sviluppate per individuare gli eventi utili per il calcolo del

fattore di forma. Riporto inoltre come ho utilizzato la simulazione Monte Carlo per la scelta delle richieste delle selezioni e per il calcolo dell'efficienza dell'analisi finale. In tutto il Capitolo 3 confronto i risultati che si ottengono dalla simulazione con quelli ottenuti dai dati reali.
Nel Capitolo 4 presento i risultati ottenuti con le selezioni sviluppate nel Capitolo 3, calcolo il fattore di forma e stimo i limiti superiori. Infine riporto un tentativo di determinare la distribuzione angolare relativa alla reazione cercata.
Le conclusioni riguardo i risultati ottenuti sono riportate nel Capitolo 5.
Riporto inoltre due Appendici. Nell'Appendice A descrivo la variabile *Electron Weight* di fondamentale importanza per l'analisi svolta in questa tesi. Nell'Appendice B descrivo il funzionamento della simulazione Monte Carlo usata in questa tesi e propongo ulteriori confronti fra simulazione e dati reali.

**Note e convenzioni usate.** La metrica usata è quella reale: $g_{00} = -g_{ii} = 1$ $(i = 1, 2, 3)$, quindi il quadrato di un quadrimpulso $q^2 = q_\mu q^\mu$ sarà negativo nella regione spazio e positivo nella regione tempo. In tutta la tesi saranno usate le unità naturali $\hbar = c = 1$.

# Capitolo 1

# Il Fattore di Forma del Protone

In questo capitolo partiremo con l'introduzione del fattore di forma nella teoria dello scattering non relativistico, quindi affronteremo l'introduzione dei fattori di forma elettrici e magnetici degli adroni, in particolare del protone, nell'ambito dell'elettrodinamica quantistica. Tratteremo i processi di tipo spazio e di tipo tempo, faremo una breve osservazione sui risultati sperimentali ottenuti in passato e infine vedremo molto rapidamente cosa la cromodinamica quantistica dice a proposito dei fattori di forma degli adroni.

## 1.1 Fattore di forma nello scattering non relativistico

Consideriamo lo scattering Rutherford di elettroni (senza spin) su protoni (senza spin), assumendo le particelle in gioco puntiformi. L'interazione fra $e^-$ e $p$ è coulombiana e per il momento consideriamo il processo non relativistico.
Nell'approssimazione di Born al primo ordine della teoria perturbativa si determina la sezione d'urto Rutherford per scattering di elettroni su un centro scatteratore di carica $e$:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{point} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \tag{1.1}$$

Dove $\alpha$ è la costante di struttura fine, $E$ l'energia cinetica dell'$e^-$ e $\theta$ l'angolo di deviazione dell'$e^-$ dopo l'urto.
In realtà spesso si ha a che fare con centri scatteratori non puntiformi (ad esempio il nucleo e gli adroni in generale), quindi si deve considerarne l'estensione utilizzando la distribuzione di carica elettrica spaziale $\rho(\vec{r})$ tale che $\int d^3\vec{r}\rho(\vec{r}) = 1$, in unità di

carica ($e$).
Dalla distribuzione di carica otteniamo un'espressione piú generale per la sezione d'urto per scattering di $e^-$ su una struttura estesa:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{ext} = |F(\vec{q})|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{point} \tag{1.2}$$

Dove $F(\vec{q})$ è il fattore di forma elettrico del centro scatteratore, dipendente dall'impulso trasferito $\vec{q}$, e risulta essere la trasformata di Fourier della distribuzione di carica:

$$F(\vec{q}) = \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \rho(\vec{r}) d^3 r \tag{1.3}$$

Il fattore di forma risulta essere dipendente da $\vec{q}$, infatti intuitivamente si capisce che grandi impulsi trasferiti, quindi grandi energie, permettono di sondare piú a fondo la struttura del centro scatteratore, mentre a basse energie questo risulta praticamente puntiforme. Misurando $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{ext}$ e conoscendo $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{point}$ per ogni valore di $|\vec{q}|$ è possibile misurare $|F(\vec{q})|$.
Nel caso di potenziali scatteratori a simmetria sferica, se conosciamo l'andamento di $|F(\vec{q})|$ per piccoli $|\vec{q}|$, si può calcolare il raggio quadratico medio del centro scatteratore. Sviluppando in serie il termine $e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}$ in (1.3):

$$\begin{aligned} F(\vec{q}) &= \int \left(1 + i\vec{q}\cdot\vec{r} - \frac{(\vec{q}\cdot\vec{r})^2}{2} + \cdots\right) \rho(\vec{r}) d^3 r \\ &= 1 - \frac{1}{6} |\vec{q}|^2 \langle r^2 \rangle + \cdots \end{aligned} \tag{1.4}$$

da cui segue:

$$\langle r^2 \rangle = -6 \left(\frac{dF}{d\,|\vec{q}|^2}\right)_{|\vec{q}|=0} \tag{1.5}$$

## 1.2 Introduzione dei fattori di forma nella QED

Nell'ambito dell'elettrodinamica quantistica si devono studiare processi che coinvolgono anche adroni, ovvero particelle che fra di loro interagiscono fortemente e, se non sono neutre, anche elettromagneticamente.
Gli adroni non sono puntiformi, ma presentano una struttura complessa della quale si deve inevitabilmente tenere conto tutte le volte che sono coinvolti in processi elettromagnetici. Si deve evidenziare che con la QED non è possibile predire la

struttura interna di un adrone, perché i costituenti (quark e gluoni) oltre ad interagire elettromagneticamente interagiscono "soprattutto" fortemente. Le caratteristiche di un adrone sono principalmente dovute all'interazione di colore fra i quark costituenti. Sottolineiamo il ruolo principale dell'interazione di colore, perché all'interno dell'adrone, quindi entro il range di azione, è molto piú forte dell'interazione elettromagnetica fra i costituenti.

### 1.2.1 Parametrizzazione della struttura del protone

Al fine di studiare la struttura del protone concentriamo l'attenzione sul diagramma di Feynmann di Fig.1.1.

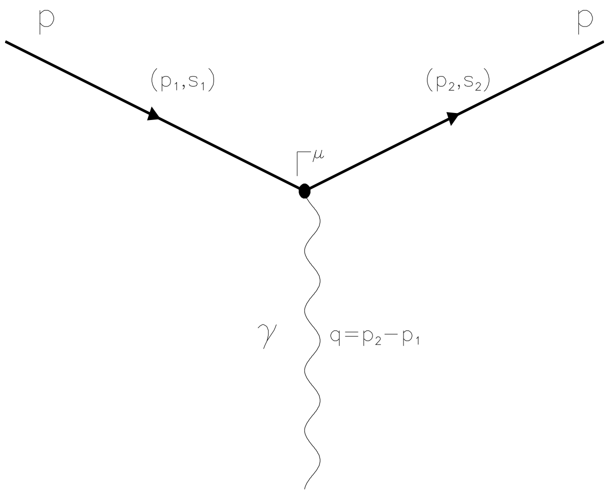



Figura 1.1: Diagramma di Feynman al primo ordine per un vertice adronico (relativo al protone).

L'operatore di interazione elettromagnetica sarà della forma $-eJ_\mu A^\mu$, dove $A^\mu$ è il campo elettromagnetico e con $J_\mu$ identifichiamo la quadricorrente adronica (in questo caso del protone). Come annunciato sopra con la QED non possiamo definire una forma esplicita per la corrente adronica, quindi deve essere introdotta fenomenologicamente sulla base di condizioni cinematiche e non sulla base della dinamica delle interazioni. La corrente adronica sarà della forma:

$$J^\mu = \bar{u}_{s_2}(\vec{p}_2)\Gamma^\mu u_{s_1}(\vec{p}_1) \tag{1.6}$$

dove le ampiezze d'onda $\bar{u}_r(\vec{p}_2)$ e $u_s(\vec{p}_1)$ sono bispinori, essendo l'adrone in considerazione di spin 1/2. $\Gamma^\mu$ è l'operatore di vertice ignoto che conterrà i fattori di forma. Per l'invarianza di gauge della QED la corrente adronica deve soddisfare la seguente uguaglianza:

$$q_\mu J^\mu = 0 \tag{1.7}$$

dove $q = p_2 - p_1$ è il quadrimpulso trasferito.
L'operatore di vertice $\Gamma^\mu$ deve essere costruito in modo che $J^\mu$ risulti un quadrivettore e non uno pseudovettore, in virtù della conservazione della parità nelle interazioni elettromagnetiche. Usando le variabili che abbiamo a dispozione, cioè $p_1$ $p_2$ $q$ e le matrici di Dirac $\gamma^\mu$, gli unici termini indipendenti che possiamo costruire sono $\gamma^\mu$ e $i\sigma^{\mu\nu}q_\nu$. $\Gamma^\mu$ dovrà essere una combinazione lineare di questi due termini nella quale si devono introdurre due fattori scalari i quali saranno funzioni indipendenti dell'unica variabile indipendente $q^2$. Da queste considerazioni l'operatore di vertice deve assumere la seguente forma:

$$\Gamma^\mu = F_1(q^2)\gamma^\mu + \frac{\kappa}{2M} i F_2(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_\nu \tag{1.8}$$

$F_1$ e $F_2$ sono due scalari di Lorentz; $\kappa$ è il momento magnetico anomalo dell'adrone in considerazione (protone): $\mu = [(1+\kappa)e]/2M$. I fattori $F_1$ e $F_2$ per $q^2 = 0$ risultano $F_1(0) = 1$ e $F_2(0) = 1$. Per particelle puntiformi di carica $e$ abbiamo che $F_1(q^2) = 1$ e $F_2(q^2) = 0$. Introduciamo altri due fattori secondo Sachs usando le seguenti combinazioni di $F_1$ e $F_2$:

$$G_E = F_1 + \frac{\kappa q^2}{4M^2} F_2 \tag{1.9}$$

$$G_M = F_1 + \kappa F_2 \tag{1.10}$$

Usando le nuove funzioni $G_E$ e $G_M$, che chiameremo rispettivamente fattore di forma elettrico e magnetico, l'operatore di vertice assume la seguente forma:

$$\Gamma^\mu = \frac{(4M^2 G_E - q^2 G_M)}{4M^2 - q^2}\gamma^\mu + i\frac{2M}{4M^2 - q^2}(G_E - G_M)\sigma^{\mu\nu}q_\nu \tag{1.11}$$

### Realtà e non dei fattori di forma

Nella Fig.1.1 facciamo riferimento ad un processo di scattering elastico fra un protone ed una qualsiasi altra particella carica, consideriamo ora anche il vertice adronico che identifica un processo di annichilazione, quindi ci riferiamo alla Fig.1.2.

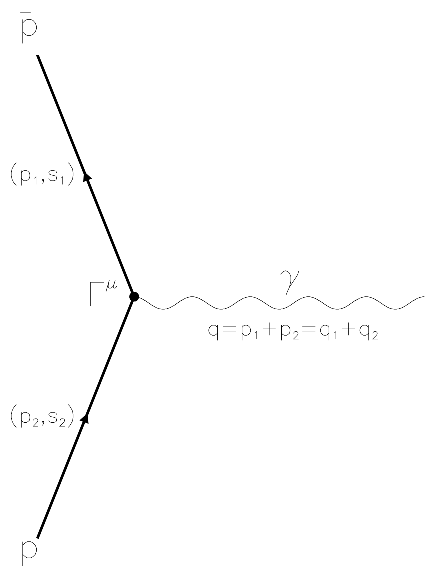



Figura 1.2: Diagramma di Feynman al primo ordine per un vertice adronico (relativo all'annichilazione $\overline{p}p$).

La corrente adronica per il canale di annichilazione è della seguente forma:

$$J^{\mu} = \bar{v}_{s_2}(\vec{p}_2)\Gamma^{\mu}u_{s_1}(\vec{p}_1) \tag{1.12}$$

a differenza del canale di diffusione in cui il quadrimpulso del fotone virtuale è $q = p_2 - p_1$ (quindi si verifica nella regione spazio $q^2 < 0$), in quest'altro canale vale $q = p_1 + p_2$, quindi $q^2 = s > 0$, ma l'annichilazione avviene solamente sopra una determinata soglia, cioè $s \geqslant 4m_p^2$. Possiamo quindi definire per il quadrimpulso ($q^2$) del fotone virtuale due regioni fisiche corrispondenti ai due possibili canali di reazione: per $q^2 < 0$ avremo processi di scattering, mentre oltre la soglia $q^2 \geqslant 4m_p^2$ avremo processi di annichilazione.
Si vuole evidenziare il fatto che nel canale di diffusione la simmetria per inversione temporale e l'hermiticità di $J^{\mu}$ implicano la realtà dei fattori di forma $F_1$ e $F_2$, quindi la realtà di $G_E$ e $G_M$. Invece nel canale di annichilazione l'invarianza per inversione temporale non può essere richiesta, perché in generale stato finale e iniziale non coincidono, quindi la sola hermiticità della corrente adronica non dice nulla riguardo alla realtà di $F_1$ e $F_2$.
Da queste considerazioni non abbiamo nessun motivo per escludere la presenza di una parte immaginaria nei fattori di forma $G_E$ e $G_M$ nella regione tempo. Nel seguito quindi tratteremo i fattori $G_E$ e $G_M$ reali nella regione spazio ($q^2 < 0$) e complessi nella regione tempo ($q^2 \geqslant 4m_p^2$).

### 1.2.2 Fattori di forma elettrico e magnetico

Cerchiamo il significato fisico dei fattori $G_E(q^2)$ e $G_M(q^2)$. Nel limite di piccoli quadrimpulsi trasferiti abbiamo che:

$$q^2 \to 0 \quad \Gamma^\mu = G_E(0)\gamma^\mu + \frac{i}{2M}\left[G_M(0) - G_E(0)\right]\sigma^{\mu\nu}q_\nu \tag{1.13}$$

quindi a $\Gamma^\mu$ contribuiscono i termini di ordine zero e uno in $q$, allora $G_E(0)$ in unità di carica ($e$) è proprio la carica dell'adrone, mentre $G_M(0) - G_E(0)$ risulta essere il suo momento magnetico anomalo (in unità $e/2M$), quindi per il protone avremo che:

$$G_E(0) = 1 \tag{1.14}$$

$$G_M(0) = G_E(0) + \kappa = 2.79 \tag{1.15}$$

Mentre per il neutrone vale: $G_E(0) = 0$, $G_M(0) = -1.91$.
Conoscendo gli andamenti di $G_E$ e $G_M$ per piccoli quadrimpulsi trasferiti si possono calcolare i raggi medi delle distribuzioni di carica elettrica e momento magnetico, rispettivamente con le relazioni (1.16) e (1.17).

$$\langle r^2_{el}\rangle = -6\frac{dG_E}{dq^2}\bigg|_{q^2=0} \tag{1.16}$$

$$\langle r^2_{mag}\rangle = -6\frac{dG_M}{dq^2}\bigg|_{q^2=0} \tag{1.17}$$

**Interpretazione dei fattori di forma**

Per capire meglio il significato dei fattori di forma introdotti, cioè per poterli considerare come trasformate di Fourier di determinate densità come visto nel paragrafo 1.1, analizziamo il vertice di Fig.1.1 nel sistema di riferimento di Breit: $\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$, il quale è sempre possibile poichè $P^2 > 4M^2 > 0$. In questo sistema di riferimento abbiamo che :

$$J^0 = G_E(q^2)(\bar{u}_2\gamma^0 u_1) \tag{1.18}$$

$$\vec{J} = \frac{1}{2M}G_M(q^2)\left[\vec{q}(\bar{u}_2\vec{\Sigma}u_1)\right] \tag{1.19}$$

dove $\vec{\Sigma}$ è l'operatore di spin quadridimensionale $\vec{\Sigma} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix}$ e $\vec{\sigma}$ sono le matrici di Pauli. $J^0$ e $\vec{J}$ differiscono dalle espressioni relative a particelle puntiformi di spin 1/2 per la presenza dei fattori $G_E$ e $G_M$, quindi possiamo dire che questi descrivono rispettivamente la distribuzione spaziale di carica elettrica e momento magnetico nello spazio degli impulsi. Passando allo spazio delle coordinate avremo che:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int G_E e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3q \tag{1.20}$$

è la distribuzione di carica elettrica spaziale in unità di carica ($e$). Mentre da $\vec{j} = \vec{\nabla} \times \vec{\mu}(\vec{r})$, dove $\vec{j}$ è la densità di corrente e $\vec{\mu}$ è la densità di momento magnetico (in unità $e/2M$), si ottiene:

$$\vec{\mu}(\vec{r}) = \vec{\Sigma} \int G_M e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3q \tag{1.21}$$

che rappresenta la distribuzione spaziale di momento magnetico in unità $e/2M$. La visualizzazione data dei fattori di forma come trasformata di Fourier di densità di certe distribuzioni è realizzabile solo nel sistema di riferimento di Breit o nel limite non relativistico $q^2 \ll M^2$ in cui il sistema di quiete coincide con quello di Breit.

## 1.3 Fattori di forma nella regione spazio: lo scattering elastico $e^-p$

Il processo piú semplice per sondare la struttura del protone (e in generale degli adroni) è lo scattering di elettroni su protoni come descritto dal diagramma di Feynman di Fig.1.3.

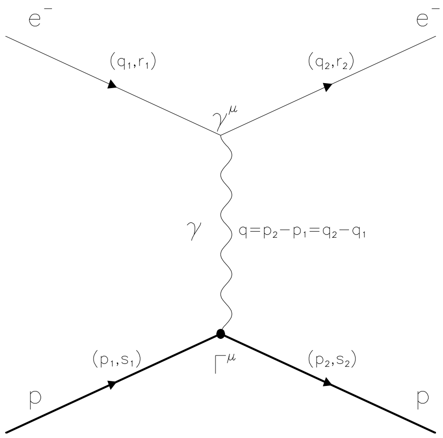



Figura 1.3: Diagramma di Feynman al primo ordine per scattering elastico $e^-p \to e^-p$.

Per la conservazione del quadrimpulso il fotone mediatore è virtuale ed il processo è di tipo spazio perché $q^2 < 0$. La sezione d'urto di questo processo contiene i fattori di forma elettrico e magnetico; infatti usando l'espressione (1.8) e indicando con $\tau = -q^2/4m_p^2$ otteniamo la sezione d'urto di Rosenbluth nel sistema di riferimento del laboratorio:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \tag{1.22}$$

dove con il pedice *Mott* intendiamo la sezione d'urto di Mott relativa allo scattering di elettroni, dei quali se ne considera lo spin, su un centro scatteratore puntiforme (senza spin):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{E'}{E} \cdot \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \tag{1.23}$$

### 1.3.1 Risultati sperimentali sulla struttura del protone nella regione spazio

Le prime misure della dimensione del protone utilizzando lo scattering di elettroni su bersagli di idrogeno fù eseguita a SLAC nel 1956 [6], ottenendo $\sqrt{\langle r_{el}^2 \rangle} = 0.74 \pm 0.24$ fm, con l'assunzione che i fattori di forma $G_E$ e $G_M$ fossero uguali.

La misura separata dei fattori di forma elettrico e magnetico del protone nella regione spazio può essere effettuata misurando la sezione d'urto ridotta di Rosenbluth, che definiamo come segue:

$$\sigma_{red} \equiv \left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}\right] \frac{(1+\tau)\epsilon}{\tau} = \frac{\epsilon}{\tau} G_E^2 + G_M^2 \tag{1.24}$$

$\epsilon$ è una funzione di $Q^2$ e dell'angolo di scattering e risulta essere limitata fra due valori:

$$\epsilon = \left[1 + 2(1+\tau)\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]^{-1} \qquad 0 \leqslant \epsilon \leqslant 1 \tag{1.25}$$

Fissato $Q^2$ la $\sigma_{red}$ risulta lineare in $\epsilon$, quindi fittando le misure di $\sigma_{red}$ in funzione di $\epsilon$ si ottengono i valori del coefficiente $G_E^2/\tau$ e l'intercetta $G_M^2$. Questo metodo è conosciuto come separazione di Rosenbluth ed è utile nella regione in cui il quadrimpulso trasferito non è troppo grande, come vedremo in seguito.
Analizzando la grande quantità di dati raccolti nella regione spazio si trova che la

dipendenza del fattore di forma elettrico da $Q^2$ segue con buona approssimazione la seguente funzione empirica, detta formula di dipolo:

$$G_D = \left(1 + \frac{Q^2}{\Lambda}\right)^{-2} \qquad \Lambda = 0.71 \ (\mathrm{GeV/c})^2 \tag{1.26}$$

Inoltre si verifica che il fattore di forma elettrico e magnetico scalano approssimativamente secondo la seguente legge di scala:

$$G_E(q^2) = \frac{G_M(q^2)}{\mu_p} = G_D \tag{1.27}$$

La deviazione dall'andamento di dipolo e dalla legge di scala è inferiore al 10% per $Q^2 < 6$ $(\mathrm{GeV/c})^2$, come mostrano i grafici di figura 1.4.

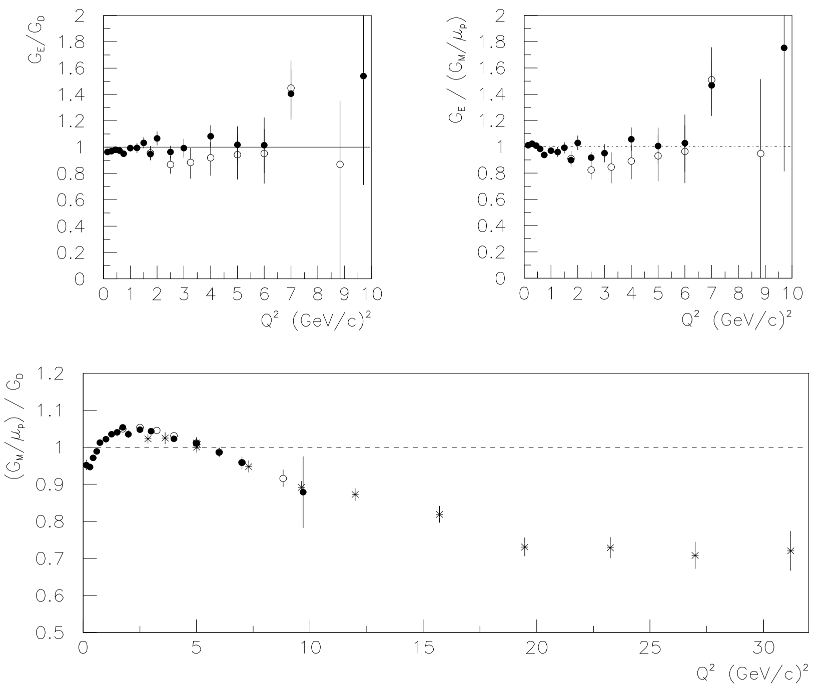



Figura 1.4: Fattori di forma ottenuti dallo scattering elastico di elettroni su protoni. I risultati a piccolo $Q^2$ provengono dal fit di tutte le misure esistenti ($\bullet$)[21]. Le regioni a medio e alto $Q^2$ sono indicate rispettivamente da ($\circ$)[23] e ($*$)[20].

Conoscendo l'andamento dipolare dei fattori di forma, possiamo stimare il raggio quadratico medio del protone dall'eq.(1.16), ottenendo $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \simeq 0.8$ fm.
Nella regione di grandi quadrimpulsi trasferiti si verifica una significativa deviazione dall'andamento dipolare, come mostrano i risultati di Fig.1.4 relativi ad energie

fino a $Q^2 = 31$ (GeV/c)$^2$ [20]. A questi valori di energia non si può piú applicare la separazione di Rosenbluth perché il contributo rilevante proviene dal fattore di forma magnetico, quindi è effettuabile solo la misura di questo. Dobbiamo menzionare il fatto che recentissime misure al Jefferson Laboratory riportano una deviazione significativa rispetto all'andamento dipolare anche nella regione nella quale questo andamento era assunto valido.

## 1.4 Fattori di forma nella regione tempo

Lo scopo di questa tesi è quello di misurare il fattore di forma del protone nella regione tempo dall'annichilazione protone-antiprotone, quindi studiamo in dettaglio questo processo.

### 1.4.1 Annichilazione $\overline{p}p \to e^+e^-$

Descriviamo il processo di annichilazione $\overline{p}p$ in una coppia $e^+e^-$ con il diagramma di Feynman di Fig.1.5.

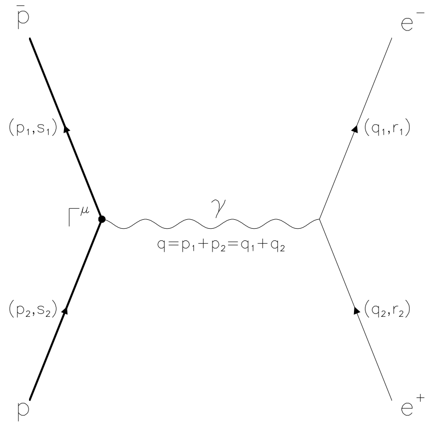



Figura 1.5: Diagramma di Feynman al primo ordine per il processo di tipo tempo $\overline{p}p \to e^+e^-$ .

Per la conservazione del quadrimpulso il fotone intermedio è virtuale ed inoltre $q^2 = s > 0$, cioè il processo è di tipo tempo. Una reazione di questo tipo avviene solo oltre la soglia $s = 4m_p^2$. Determiniamo la distribuzione angolare della reazione considerata utilizzando considerazioni legate alla conservazione dell'elicità, come introdotto in un articolo di Jacob and Wick [30].
L'elicità totale ($\mu$) dello stato finale $e^+e^-$ può assumere i valori $\mu = \pm 1$, essendo la

massa dell'elettrone trascurabile rispetto alle energie in gioco. L'elicità totale ($\lambda$) dello stato iniziale può invece assumere anche il valore 0, per valori di energie non molto maggiori della massa del protone, quindi $\lambda = \pm 1, 0$; ovviamente per $s \gg m_p^2$ il valore $\lambda = 0$ è fortemente soppresso. Il processo avviene per mezzo dello scambio di un fotone virtuale (J=1), quindi il momento angolare totale dello stato iniziale e finale deve essere necessariamente 1. Da queste considerazioni i contributi non nulli alla sezione d'urto differenziale non polarizzata saranno i seguenti:

$$\begin{array}{ccc} A_{+1,+1}d^1_{+1,+1} & A_{0,+1}d^1_{0,+1} & A_{-1,+1}d^1_{-1,+1} \\ A_{+1,-1}d^1_{+1,-1} & A_{0,-1}d^1_{0,-1} & A_{-1,-1}d^1_{-1,-1} \end{array} \tag{1.28}$$

Dove con $A_{m_i,m_f}$ si intende l'ampiezza parziale, mentre $d^l_{m_i,m_f}$ sono le funzioni di Wigner: $l$ è il momento angolare, $m_l$ è la componente del momento angolare lungo l'asse di quantizzazione. La conservazione della parità e la simmetria per coniugazione di carica implicano l'uguaglianza di tutte le $A_{\pm 1,\pm 1}$, mentre le funzioni $d$ soddisfano le seguenti relazioni:

$$d^1_{+1,+1} = d^1_{-1,-1} = \left(\frac{1+\cos\theta}{2}\right) \tag{1.29}$$

$$d^1_{+1,-1} = d^1_{-1,+1} = \left(\frac{1-\cos\theta}{2}\right) \tag{1.30}$$

$$d^1_{0,+1} = d^1_{0,-1} = \left(-\frac{\sin\theta}{\sqrt{2}}\right) \tag{1.31}$$

La sezione d'urto non polarizzata risulterà quindi essere la somma di due termini come segue:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\overline{p}p\to e^+e^-} \propto |A_1|^2(1+\cos^2\theta^*) + |A_0|^2\sin^2\theta^* \tag{1.32}$$

Il secondo termine della 1.32 sarà soppresso per grandi energie, ciò segue dal fatto che lo stato iniziale con $\lambda = 0$ risultà praticamente assente. Dalle regole di Feynman della QED, inserendo come operatore al vertice per la costruzione della corrente adronica la parametrizzazione 1.11, si ottiene la seguente espressione per la sezione d'urto differenziale [31]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\overline{p}p\to e^+e^-} = \frac{\alpha^2}{4\beta_p s}\cdot\left[|G_M|^2(1+\cos^2\theta^*) + \frac{4m_p^2}{s}|G_E|^2\sin^2\theta^*\right] \tag{1.33}$$

Dove $\theta^*$ è l'angolo fra l'elettrone e il protone nel CM e $\beta_p$ è la velocità dei protoni(antiprotoni) sempre nel CM:

$$\beta_p = \sqrt{1-\frac{4m_p^2}{s}} \tag{1.34}$$

Nella regione di grandi quadrimpulsi trasferiti, nella quale $m_p$ può essere trascurata, avremo una soppressione del termine elettrico, quindi il contributo principale alla sezione d'urto sarà dato dal termine contenente il fattore di forma magnetico. Da queste considerazioni si può dire che per piccoli $q^2$ i fattori di forma sono strettamente correlati alle distribuzioni di carica elettrica e magnetica all'interno del protone (o in generale dell'adrone).
La sezione d'urto per il processo inverso $e^+e^- \to p\bar{p}$ differisce dalla precedente per il fattore dello spazio delle fasi finale (principio del bilancio dettagliato), quindi sarà [29]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e^+e^-\to\overline{p}p} = \beta_p^2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\overline{p}p\to e^+e^-} \tag{1.35}$$

### 1.4.2 Risultati sperimentali sulla struttura del protone nella regione tempo

Descriveremo brevemente tutti i risultati ottenuti fino ad oggi relativi alla misura del fattore di forma del protone nella regione tempo. Riportiamo in Tab.1.1 tutte le misure esistenti del fattore di forma magnetico, che grafichiamo in funzione di $s$ nella Fig.1.6.

Il primo esperimento per la ricerca di eventi $\overline{p}p \to e^+e^-$ e $\overline{p}p \to \mu^+\mu^-$ a $s = 6.8$ GeV$^2$ fu eseguito al CERN nel 1965 [7] accumulando circa $10^{10}$ interazioni $\overline{p}p$. Nessun evento utile al fattore di forma fu trovato, quindi si stimò un limite superiore nell'ipotesi $|G_E| = |G_M|$; trovando $\sigma(\overline{p}p \to e^+e^-) < 1.44$ nb (90% CL).

Nel 1969 fu determinato un altro limite superiore all'Alternating Gradient Synchrotron operante al Laboratorio Nazionale di Brookhaven in corrispondenza delle energie $s = 5.1$ GeV$^2$ e 6.6 GeV$^2$ [8].

I primi risultati furono ottenuti nel 1973 ad Adone [9], anello di accumulazione di Frascati; sfruttando l'annichilazione $e^+e^-$ furono accumulati 0.2 pb$^{-1}$ di luminosità integrata a $s = 4.4$ GeV$^2$. Furono identificati 25 eventi con stato finale $\overline{p}p$, da cui $\sigma(e^+e^- \to \overline{p}p) = (0.91 \pm 0.22)$ nb.

Ancora dall'annichilazione $e^+e^-$ nel 1975 nell'anello di accumulazione DORIS (DESY) dalla collaborazione DASP[10] furono raccolti dati in corrispondenza dell'energia della $J/\psi$ a $s = 9.6$ GeV$^2$.

La misura del fattore di forma in soglia ($s = 4m_p^2 = 3.52$ GeV$^2$) è stata effettuata indirettamente al CERN PS nel 1977 usando l'annichilazione $\overline{p}p$ [11][12] . La misura in soglia non è possibile in annichilazione $e^+e^-$ , perché $\overline{p}p$ nello stato finale sarebbero in quiete, quindi non rivelabili. La misura è costituita da due fasi. Prima si discriminano i processi di annichilazione di antiprotoni a riposo dall'annichilazione in volo in un bersaglio di idrogeno liquido. In seguito si distinguono gli stati finali $e^+e^-$ (29 eventi), $\pi^+\pi^-$ e $K^+K^-$ (240 eventi totali), determinando il rapporto di decadimento:

$$BR(\overline{p}p \to e^+e^-) = \frac{\Gamma(\overline{p}p \to e^+e^-)}{\Gamma(\overline{p}p \to totale)} = (3.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-7} \tag{1.36}$$

Il secondo passo è quello di determinare la sezione d'urto totale in soglia moltiplicata per l'impulso degli antiprotoni, estrapolando i dati presi a basse energie: $(\sigma_{tot} \times p_{lab})_{soglia} = (56 \pm 2)$mb $\times$ $(GeV/c)$. Dal rapporto di decadimento e da questo prodotto si può dedurre il fattore di forma magnetico. Dallo stesso esperimento è stato calcolato un punto in corrispondenza di $s = 3.61$ GeV$^2$ con 5 eventi utili. Entrambe le misure sono state realizzate nell'ipotesi che $|G_E| = |G_M|$.

Dal 1979 sono stati raccolti grandi quantità di dati dall'annichilazione $e^+e^-$ al DCI(ORSAY) [13], con il rivelatore DM1. Sono stati accumulati 0.4 pb$^{-1}$ di luminosità integrata in un intervallo di energie $s = 3.7 \div 5.7$ GeV$^2$, trovando in totale 63 eventi con $\overline{p}p$ nello stato finale, sufficienti per calcolare il fattore di forma magnetico in corrispondenza di quattro valori di energia diversi.
Con il rivelatore DM2 invece sono stati raccolti 0.7 pb$^{-1}$ di luminosità integrata nel 1982 e 1984 [14][15].

Il primo esperimento che ha raccolto molta statistica vicino la soglia è stato PS170 al LEAR del CERN [17][18][19]. Con un'intensità di antiprotoni di circa $10^6$ particelle/s incidenti su un bersaglio di idrogeno liquido e con una grande accettanza geometrica (fino a $|\cos\theta^*| = 0.8$) si è determinata la distribuzione angolare, la quale è risultata compatibile con l'ipotesi $|G_E| = |G_M|$.

Esperimenti successivi sono stati migliorati con l'incremento della luminosità, all'anello di accumulazione di antiprotoni al CERN [16] e piú tardi al Fermilab [24]. Grazie a questi si sono rese accessibili sezioni d'urto dell'ordine del pb, quindi possibili misure nella regione di alti quadrimpulsi trasferiti. Descriviamo nel seguito tali esperimenti.

L'esperimento R-704 al CERN aveva come scopo principale lo studio delle risonanze del charmonio in annichilazione $\overline{p}p$, con una luminosità istantanea di $3 \cdot 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$. Il rivelatore era quindi adatto anche per la ricerca dello stato finale $e^+e^-$ . Ai valori di $s$ = 8.9 GeV$^2$ e $s$ = 12.5 GeV$^2$ non sono stati trovati eventi utili, quindi sono stati stimati due limiti superiori.

L'esperimento E-760 al Fermilab, installato sull'accumulatore di antiprotoni aveva lo stesso scopo di R-704. Sono stati raccolti dati fra il 1990 e 1991 nell'intervallo di energie 8.9 GeV$^2 < s <$13.0 GeV$^2$ osservando 29 eventi non risonanti $\overline{p}p \to e^+e^-$ [24].

L'esperimento E-835 `runI` al Fermilab, che ha raccolto dati fra l'Ottobre 1996 e il Settembre 1997 totalizzando 143 pb$^{-1}$ di luminosità integrata, è il miglioramento di E-760 e il predecessore di E-835 `runII`. Dal `runI` è stato misurato il fattore di forma magnetico del protone in corrispondenza di cinque valori diversi di energia e un limite superiore a piú alta energia [25].
I dati raccolti dall'esperimento E-835 `runII` saranno oggetto di questa tesi, quindi daremo una dettagliata descrizione dell'esperimento nel capitolo 2.

L'esperimento FENICE installato sull'anello Adone, terminato nel 1993, è stato il primo esperimento il cui scopo era quello di misurare il fattore di forma del neutrone usando l'annichilazione $e^+e^-$ . Il rivelatore era anche adatto alla ricerca di eventi con $\overline{p}p$ nello stato finale. Sono state studiate quattro regioni di energia collezionando circa 0.3 pb$^{-1}$ di luminosità integrata. È stato misurato un fattore di forma del neutrone maggiore di quello del protone, contrariamente a quanto atteso da previsioni di QCD.

| s (GeV$^2$) | $10^2 \times \lvert G_M \rvert$ | N | Lab | Macchina | Esperimento | Anno |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 3.52 | 51±8 | 29 | CERN | PS | ELPAR | 1977 |
| 3.52 | $53^{+6}_{-8}$ | 1830 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 3.55 | 39±5 | 34 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 3.57 | 34±4 | 40 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 3.60 | 31±3 | 50 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 3.61 | $46^{+15}_{-9}$ | 5 | CERN | PS | ELPAR | 1977 |
| 3.69 | 36±5 | 16 | Frascati | Adone | FENICE | 1994 |
| 3.69 | 28.1±1.4 | 348 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 3.76 | 25.5±1.3 | 375 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 3.8 | 39±6 | 16 | Orsay | DCI | DM-1 | 1979 |
| 3.83 | 24.9±1.0 | 284 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 3.9 | 25±8 | 9 | Orsay | DCI | DM-1 | 1979 |
| 3.94 | 24.6±1.1 | 210 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 4.0 | 26±3 | 22 | Orsay | DCI | DM-2 | 1983 |
| 4.00 | 24±3 | 18 | Frascati | Adone | FENICE | 1994 |
| 4.1 | 26±3 | 27 | Orsay | DCI | DM-1 | 1979 |
| 4.18 | 23.7±0.9 | 496 | CERN | LEAR | PS-170 | 1994 |
| 4.2 | 22±2 | 24 | Orsay | DCI | DM-2 | 1983 |
| 4.4 | 27±4 | 25 | Frascati | Adone | Castellano et al. | 1973 |
| 4.4 | 19±2 | 20 | Orsay | DCI | DM-2 | 1983 |
| 4.41 | 22±2 | 28 | Frascati | Adone | FENICE | 1994 |
| 4.6 | 21±4 | 11 | Orsay | DCI | DM-1 | 1979 |
| 4.6 | 17±2 | 17 | Orsay | DCI | DM-2 | 1983 |
| 4.8 | 19±2 | 19 | Orsay | DCI | DM-2 | 1983 |
| 5.0 | 14±4 | 3 | Orsay | DCI | DM-2 | 1983 |
| 5.1 | <20 | – | BNL | AGS | Hartill et al. | 1969 |
| 5.69 | $8.4^{+1.7}_{-1.3}$ | 7 | Orsay | DCI | DM-2 | 1990 |
| 5.95 | 15±3 | 7 | Frascati | Adone | FENICE | 1994 |
| 6.6 | <16 | – | BNL | AGS | Hartill et al. | 1969 |
| 6.8 | <25 | – | CERN | PS | Conversi et al. | 1965 |
| 8.8 | 3.6±0.2 | 93 | FNAL | AA | E-835(I) | 1999 |
| 8.9 | <5.2 | – | CERN | ISR | R-704 | 1985 |
| 8.9 | $3.3^{+0.6}_{-0.4}$ | 14 | FNAL | AA | E-760 | 1993 |
| 9.6 | 21±3 | 14 | DESY | DORIS | DASP | 1975 |
| 10.8 | $2.1^{+0.7}_{-0.8}$ | 3 | FNAL | AA | E-835(I) | 1999 |
| 12.4 | $1.3^{+0.3}_{-0.2}$ | 11 | FNAL | AA | E-760 | 1993 |
| 12.43 | 1.4±0.1 | 33 | FNAL | AA | E-835(I) | 1998 |
| 12.5 | <4.2 | – | CERN | ISR | R-704 | 1985 |
| 13.0 | $1.3^{+0.5}_{-0.3}$ | 4 | FNAL | AA | E-760 | 1993 |
| 13.1 | 1.1±0.2 | 14 | FNAL | AA | E-835(I) | 1998 |
| 14.4 | $1.4^{+0.9}_{-0.5}$ | 1 | FNAL | AA | E-835(I) | 1998 |
| 18.40 | <4.4 | – | FNAL | AA | E-835(I) | 1998 |

Tabella 1.1: Tutte le misure esistenti del fattore di forma magnetico del protone nella regione tempo. I risultati sono riportati in Fig.1.6.

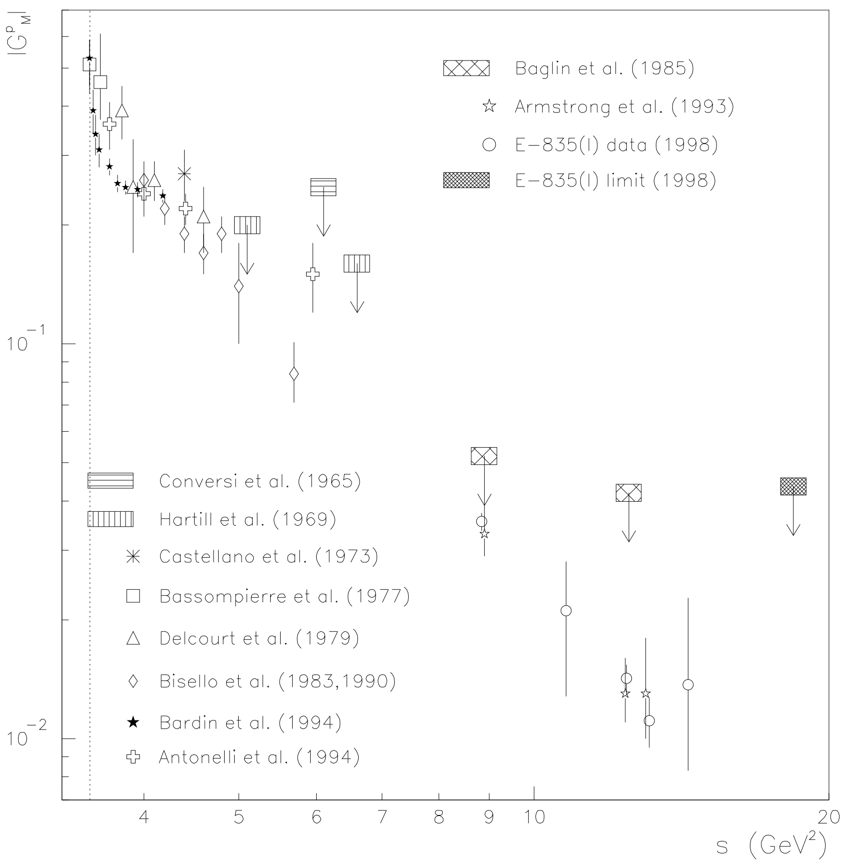



Figura 1.6: Tutte le misure esistenti del fattore di forma magnetico del protone. I risultati sono stati ottenuti nell'ipotesi $|G_E| = |G_M|$. I rettangoli quadrettati rappresentano un limite superiore valutato al 90% dell'intervallo di confidenza.

## 1.5 Fattori di forma nella QCD

Determinare i fattori di forma degli adroni dalla cromodinamica quantistica non è possibile senza fare approssimazioni. Sono stati sviluppati alcuni modelli usando determinate approssimazioni, ma nessuno di questi ha validità generale, ognuno è attendibile entro un certo intervallo di applicabilità.

Faremo una breve discussione sull'approccio perturbativo della QCD di valenza, prendendo spunto dall'articolo di Sterman e Stoler[35], dal quale si possono avere tutte le informazioni dettagliate.

La QCD perturbativa è applicabile nella regione di grandi quadrimpulsi trasferiti, anche se non abbiamo informazioni di quanto grande debba essere $q^2$, come vedremo tra breve. La teoria perturbativa è applicabile quando è possibile sviluppare in potenze di $\alpha_s(q^2)$, cioè quando la costante di accoppiamento è piccola. L'andamento della costante di accoppiamento forte in funzione di $Q^2$ può essere approssimativamente espressa dalla seguente funzione:

$$\alpha_s(Q^2) \simeq \frac{4\pi}{9}\left(\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)^{-1} \tag{1.37}$$

dove $\Lambda$ è un parametro con le dimensioni di una massa che deriva dalla rinormalizzazione, il cui valore non è determinabile con la QCD. L'andamento logaritmicamente decrescente della costante di accoppiamento forte con $Q^2$ è una conseguenza della natura non Abeliana della QCD, cioè dell'interazione fra gli stessi gluoni. Dalla 1.37 si ha che: per $Q^2 \gg \Lambda^2$, $\alpha_s$ risulta piccola e la teoria perturbativa è applicabile. Per $Q^2 \simeq \Lambda^2$ la descrizione perturbativa non è applicabile, perché siamo nella situazione in cui quark e gluoni risentono fortemente del confinamento entro gli adroni. Ciò fa pensare che il parametro $\Lambda$ sia dello stesso ordine di grandezza della massa degli adroni, ma dato che questo è un parametro libero della teoria non possiamo sapere quando è possibile applicare la teoria perturbativa e quando non lo è.

Nella QCD perturbativa per lo studio della struttura degli adroni le masse dei quark sono trascurate e si applica lo sviluppo al prim'ordine in termini di $\alpha_s$. I contributi dominanti derivano dagli stati adronici con il minor numero di quark di valenza, quindi i mesoni $(q\overline{q})$ e i barioni $(qqq)$. In questo contesto è stato calcolato il fattore di forma del pione [1] [32]:

$$F_\pi(Q^2) = 16\pi f_\pi^2 \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \tag{1.38}$$

dove la costante $f_\pi \simeq 93$ MeV è stata determinata sperimentalmente. I dati relativi al $\pi^0$ sono in ottimo accordo con la 1.38, mentre per i $\pi^\pm$ esistono solo dati a basso $Q^2$ e affetti da errori sistematici.
Per il protone si trova che il fattore di forma magnetico in funzione di $Q^2$ segue la seguente forma asintotica [32]:

$$G_M(Q^2) = \frac{32\pi^2}{9} C^2 \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{Q^4}\left(\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)^{-\frac{4}{27}} \tag{1.39}$$

[1] Per i mesoni $\pi^0$ e $\pi^\pm$ abbiamo a che fare con il solo fattore di forma elettrico, perché avendo spin 0 non è necessario il fattore di forma magnetico per la descrizione della struttura.

dove $\Lambda$ è il parametro della QCD definito precedentemente e C è una costante che deve essere determinata dai risultati sperimentali. Asintoticamente i fattori di forma nella regione tempo e spazio sono uguali [34]. A basse energie per i mesoni il fattore di forma di tipo tempo è circa il doppio di quello di tipo spazio come dimostrato da Gousset e Pire[34]. Mentre per i barioni hanno dimostrato che i due fattori di forma sono simili solamente se aggiungiamo l'approssimazione del modello quark-diquark [33].
Finora i risultati sperimentali e le previsioni teoriche sono in buon accordo, ma sono necessari piú risultati sperimentali e migliori spiegazioni teoriche per avere una completa conoscenza delle proprietà magnetiche del protone e in generale degli adroni.

# Capitolo 2

# L'Esperimento E835 a Fermilab

In questo capitolo descriveremo dettagliatamente l'esperimento E835 del quale abbiamo utilizzato i dati raccolti per lo studio del fattore di forma del protone. Illustreremo il programma fisico dell'esperimento, il metodo sperimentale adottato e l'apparato utilizzato.

## 2.1 Metodo e Programma di E835

L'esperimento E835 al Fermilab di Chicago è stato installato sull'anello di accumulazione di antiprotoni e lo scopo principale è quello di studiare gli stati legati $c\bar{c}$ prodotti dall'annichilazione protone-antiprotone. Il fascio continuo di antiprotoni dell'Antiproton Accumulator viene fatto collidere su un bersaglio costituito da un getto di idrogeno gassoso.

### 2.1.1 Metodo sperimentale

Per misurare i parametri di una risonanza (massa, larghezza, ecc.) si deve fare una scansione nella regione energetica di interesse, quindi misurare la sezione d'urto in funzione dell'energia del fascio di antiprotoni. La realizzazione pratica della scansione di un determinato intervallo di energia avviene portando il fascio ad un'energia di poco superiore all'intervallo d'interesse e successivamente diminuendo l'energia a piccoli intervalli in modo da poter registrare il numero di eventi in corrispondenza di un numero discreto di energie.

Dalla scansione di una risonanza si ottiene una curva di eccitazione che è data dalla convoluzione della sezione d'urto di Breit-Wigner ($\sigma_{BW}$) con la funzione di distribuzione dell'energia del fascio $(G(E))$, quindi espressa dalla seguente relazione:

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

quindi indicando con $L_i$ la luminosità istantanea abbiamo che il numero di eventi osservati per ciascun punto è espresso da:

$$n_i = \left(\int L_i dt\right)\left[\sigma_B + \epsilon \int \sigma_{BW}(E')G(E' - E_{CM})dE'\right] \tag{2.2}$$

dove $\sigma_B$ è un termine che parametrizza il fondo e $\epsilon$ è il prodotto dell'accettanza geometrica e dell'efficienza del rivelatore.
La precisione della misura della sezione d'urto dipende dalla precisione con cui si conosce l'energia del fascio di antiprotoni:

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

essendo $\beta = fL$, dove $f$ è la frequenza di rivoluzione e $L$ la lunghezza dell'orbita, avremo che l'incertezza dell'energia degli antiprotoni dipende dalle incertezze di $f$ e $L$. La frequenza è conosciuta con grande accuratezza ($df/f \approx 2 \cdot 10^{-7}$), quindi l'incertezza sull'energia sarà dovuta principalmente all'incertezza sulla lunghezza dell'orbita, la quale viene determinata dalla scansione di una risonanza nota (ad esempio la $\psi'$ ). Quindi l'errore noto sulla misura della massa della risonanza di riferimento si traduce in un errore sull'energia del fascio, essendo:

$$E_{\overline{p}} = \frac{M_R^2}{2m_p} - m_p \tag{2.4}$$

L'incertezza sulla misura dell'orbita risulta minore del millimetro. Inoltre si misurano le differenze dall'orbita di riferimento con una serie di monitor(BPM) posizionati lungo la linea del fascio, ottenendo un'incertezza sull'energia inferiore ai 100 keV.

### 2.1.2 Programma Fisico di E760 e E835

Il predecessore di E835 è l'esperimento E760 il quale ha studiato gli stati del charmonio dopo l'esperimento R704 al CERN. E760 ha raccolto dati nel 1990/91 collezionando una luminosità integrata totale di 36 pb$^{-1}$ e riuscendo a misurare i parametri delle risonanze $J/\psi$, $\psi'$ , $\chi_1$, $\chi_2$ ed $\eta_c$ che riassumiamo in tab.2.1

| Risonanza | Massa (MeV) | Larghezza (MeV) |
|---|---|---|
| $J/\psi$ | $3096.87 \pm 0.03 \pm 0.03$ | $0.099 \pm 0.012 \pm 0.006$ |
| $\psi'$ | 3686.0 (riferimento) | $0.306 \pm 0.036 \pm 0.016$ |
| $\chi_1$ | $3510.53 \pm 0.04 \pm 0.12$ | $0.88 \pm 0.11 \pm 0.08$ |
| $\chi_2$ | $3556.15 \pm 0.07 \pm 0.12$ | $1.98 \pm 0.17 \pm 0.07$ |
| $\eta_c$ | $2988^{+3.3}_{-3.1}$ | $23.9^{+12.6}_{-7.1}$ |

Tabella 2.1: Misure effettuate dall'esperimento E760. Il primo errore è statistico, il secondo è sistematico.

Data la limitata statistica accumulata da E760 si è continuato lo studio del charmonio con il `runI` dell'esperimento E835 che ha acquisito dati nel 1996/97. A differenza di E760 E835 presenta dei miglioramenti nei rivelatori, inoltre si è avuta la prima evidenza della risonanza $\chi_0$, si è misurata con maggiore precisione la $\eta_c$ e si è effettuata una ricerca della risonanza $\eta_c'$. Sono stati inoltre raccolti dati alle energie $h_c$, $\chi_1$, $\chi_2$, $\psi'$ e $J/\psi$.
L'esperimento ha effettuato una seconda presa dati (`runII`) nel 2000. Lo scopo principale di questa seconda presa dati è quello di misurare il rapporto di decadimento della $\chi_0$ in due fotoni e la conferma della $h_c$. Proprio i dati di questo esperimento sono stati analizzati in questa tesi per la ricerca di eventi utili al calcolo del fattore di forma.

## 2.2 Apparato sperimentale di E835

### 2.2.1 Il fascio di antiprotoni

Il fascio di antiprotoni è prodotto e accumulato seguendo una serie di procedure che descriveremo brevemente. Il procedimento utilizza una serie di macchine accumulatrici che citeremo nel seguito e che rappresentiamo in Fig.2.1.
Anzitutto si producono ioni $H^-$ all'energia di circa 800 keV con un generatore *Cockroft-Walton*, quindi si accelerano fino a 200 MeV con un acceleratore lineare e vengono poi fatti passare attraverso un foglio di grafite per rimuovere gli elettroni e ottenere protoni. Questi vengono accelerati da un acceleratore circolare, il *Booster*, fino a 8 GeV e successivamente passano al *Main Injector* dove raggiungono un'energia di 150 GeV. Da questo momento inizia la produzione degli antiprotoni estraendo parte dei protoni dal *Main Injector* e facendoli collidere con un bersaglio di tungsteno. Fra i prodotti della reazione protoni-tungsteno vengono selezionati gli antiprotoni dalle altre particelle per mezzo di un magnete deflettore, quindi vengono inviati al *Debuncher* che li disperde temporalmente, in modo da eliminare la

struttura a pacchetti che presentavano i protoni nel *Main Injector* (e quindi anche gli antiprotoni prodotti).

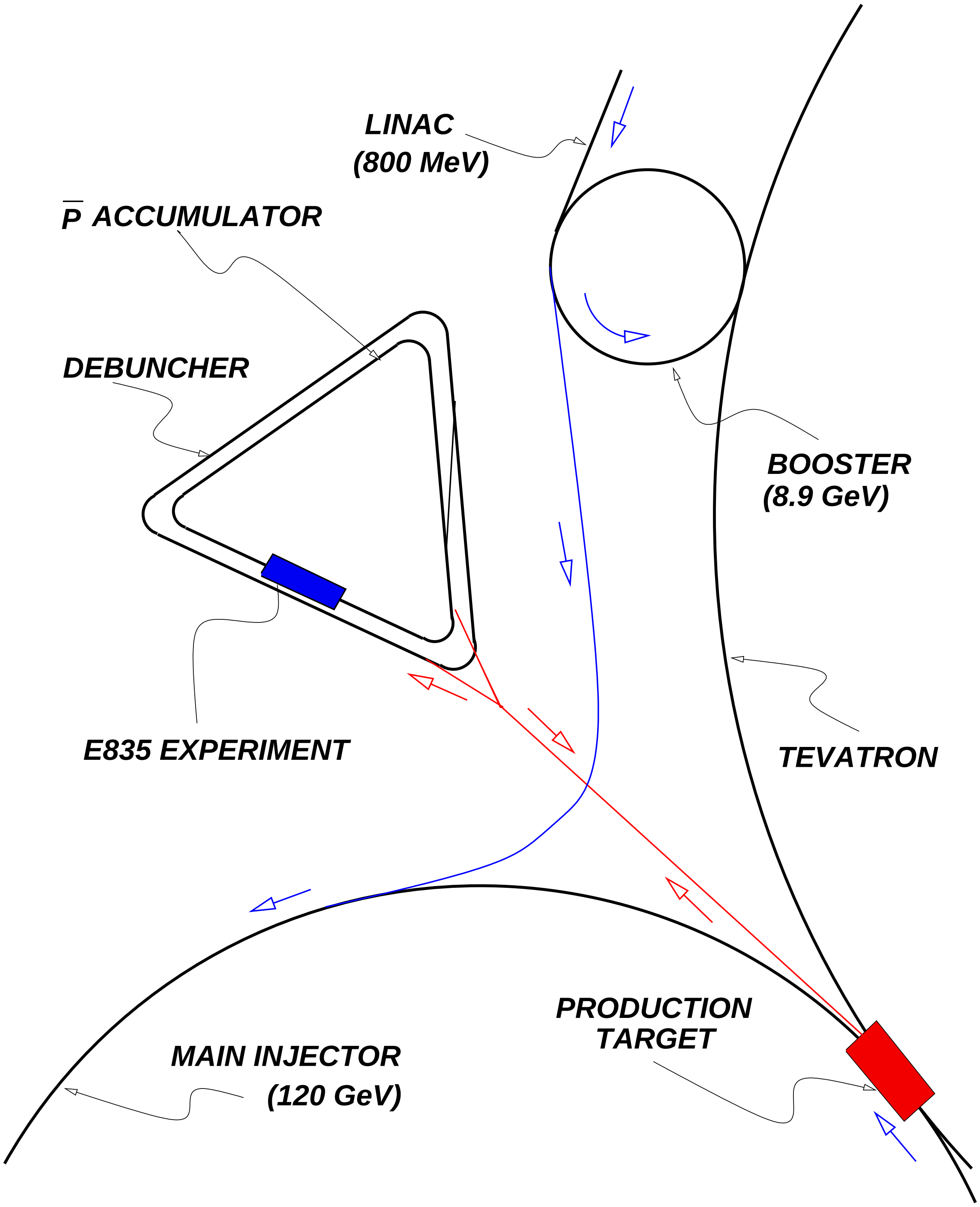



Figura 2.1: L'accumulatore di antiprotoni a Fermilab

Il processo di dispersione temporale permette una migliore risoluzione energetica del fascio e l'eliminazione dei possibili elettroni, muoni e pioni rimasti: i primi emettono luce di sincrotone, gli altri invece decadranno prima che il fascio sia utilizzato. Dopo questi procedimenti gli antiprotoni vengono accumulati nell'accumulatore di antiprotoni, sul quale è installato il rivelatore di E835. Generalmente si accumula un valore di corrente di circa 30-50 mA (1 mA corrisponde circa a $10^{10}$ antiprotoni) ad una velocità di 3-4 mA/h. Una volta accumulata una determinata quantità di antiprotoni, questi vanno decelerati fino all'energia d'interesse usando cavità a radiofrequenza che permettono una decelerazione di circa 20 MeV/s. Inoltre il fascio deve essere raffreddato usando il raffreddamento stocastico, il cui compito è quello di ridurre la dispersione in impulso del fascio. Il sistema di raffreddamento agisce trasversalmente, per ridurre l'aumento dell'emittanza del fascio dovuto allo scattering con i protoni del bersaglio, e longitudinalmente per ridurre la dispersione in impulso fino a $\Delta p/p = 2 \cdot 10^{-4}$. Si può calcolare la dispersione dell'energia nel centro di massa con:

$$\Delta E_{CM} = \frac{m_p}{E_{CM}} \cdot \beta_{\overline{p}} \cdot \Delta E_{lab} \tag{2.5}$$

la quale assume valori di circa 200 keV. Le delicate e importanti procedure di decelerazione e raffreddamento avvengono per passi successivi (rampe di decelerazione) e alternati, in questo modo fra una rampa e l'altra si procede con il raffreddamento del fascio.

### 2.2.2 Il bersaglio

Il fascio di antiprotoni viene fatto incidere su un bersaglio costituito da un fascio di idrogeno che si propaga alla velocità del suono perpendicolarmente all'asse del fascio di antiprotoni. *Cluster jet* è il tipo di dispositivo usato per produrre aggregati (*cluster*) di idrogeno condensato. L'idrogeno alla temperatura di 20-30 K e pressione di 1-7 bar viene fatto passare attravero il *nozzle* (ugello convergente-divergente, Fig.2.2) e la rapida espansione, con conseguente diminuzione di temperatura e pressione, provoca la formazione di *cluster* contenenti all'incirca $10^7$-$10^8$ molecole. Diminuendo la temperatura di esercizio si possono ottenere densità anche 5 volte superiori. I *cluster* formati vengono fatti passare attraverso

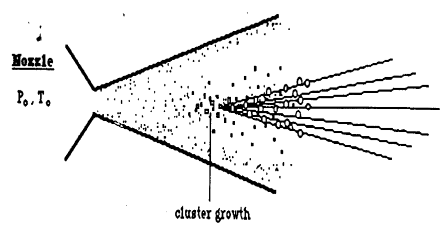



Figura 2.2: Nozzle di tipo convergente-divergente.

due diaframmi (il primo di 1.5 mm, il secondo di 4.5 mm) per l'eliminazione degli aggregati troppo grossi e per fissare le dimensioni del getto, quindi della zona di interazione. La luminosità istantanea viene determinata variando la densità dei *cluster*, cioè agendo su temperatura e pressione come mostrato in Fig.2.3 dove riportiamo le curve di densità in funzione della pressione a diverse temperature. Un'operazione di fondamentale importanza per non contaminare il vuoto del tubo del fascio è di eliminare i cluster di idrogeno che non interagiscono. A questo scopo i cluster vengono declusterizzati in molecole libere e una serie di pompe a vuoto turbomolecolari e di trappole ad azoto provvedono all'eliminazione di tali molecole.

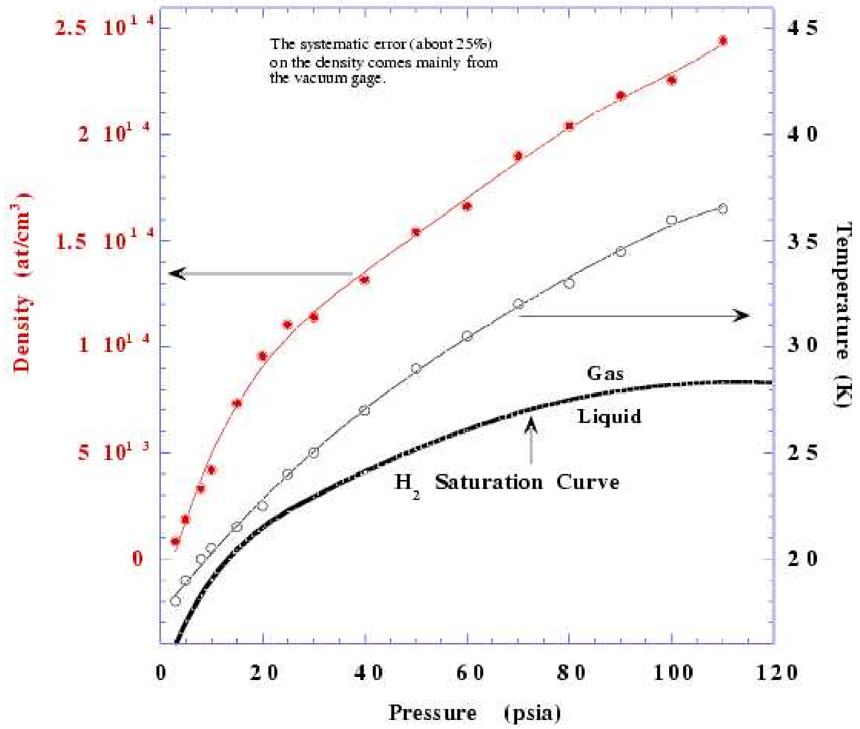



Figura 2.3: Andamento della densità dei *cluster* in funzione della pressione a temperature diverse.

# Il Rivelatore di E835

Il rivelatore di E835 è costituito da uno spettrometro non magnetico ad alta risoluzione adatto per la rivelazione dei prodotti dei decadimenti elettromagnetici delle risonanze del charmonio. In Fig.2.4 riportiamo lo schema completo del rivelatore.

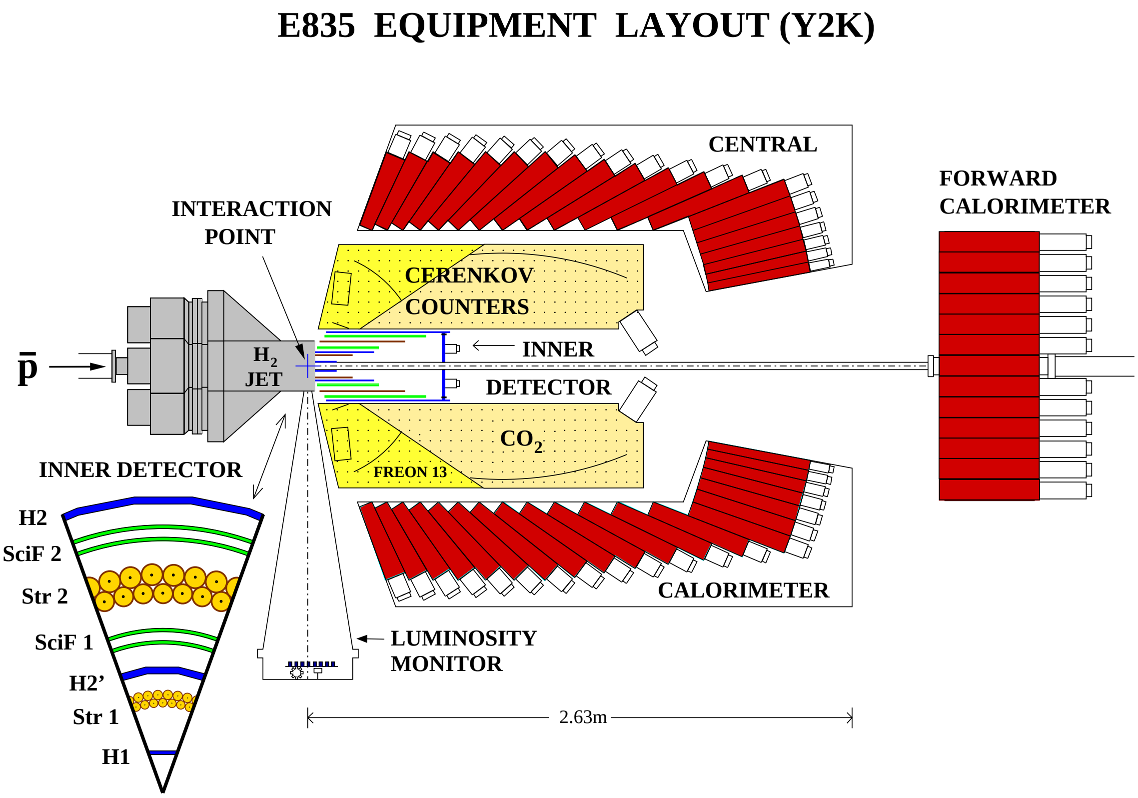



Figura 2.4: Apparato sperimentale di E835.

Nello schema di Fig.2.4 sono rappresentati i seguenti principali componenti:

- Il bersaglio di idrogeno
- Il monitor di luminosità
- Il sistema di tracciamento interno
- Il contatore Čerenkov
- Il calorimetro elettromagnetico
- Il rivelatore in avanti

Il bersaglio di idrogeno è già stato descritto nel paragrafo precedente, mentre tutti i rivelatori sopra elencati saranno descritti nel seguito.

### 2.2.3 Il monitor di luminosità

Per poter effettuare delle misure precise della curva di eccitazione e per controllare eventuali inefficienze dell'apparato è di fondamentale importanza avere una misura precisa della luminosità istantanea. Tale grandezza è determinata dal monitor di luminosità il quale usa la diffusione elastica protone-antiprotone misurando la frequenza ($f$) di questi eventi. Conoscendo con grande precisione la sezione d'urto elastica ($\sigma$) protone-antiprotone si misura la luminosità istantanea secondo la seguente relazione:

$$L = \frac{f}{\sigma} \tag{2.6}$$

La luminosità istantanea è misurata con sufficiente precisione integrando su 2 minuti, mentre la luminosità integrata è calcolata integrando su tutta la durata di un *run*, che può arrivare fino a diverse ore.
Il monitor di luminosità è costituito da tre rivelatori a stato solido posti sotto la regione di interazione ad una distanza di 150 cm dal tubo a vuoto: due sono fissi, per misurare eventuali spostamenti del punto di interazione; mentre uno può scorrere parallelamente al tubo a vuoto nell'intervallo $84° < \theta < 96°$.

### 2.2.4 Il sistema di tracciamento interno

In Fig.2.5 è rappresentato il sistema di tracciamento interno, il quale è utilizzato per due scopi: il primo è di fornire una misura precisa degli angoli polare e azimutale delle tracce cariche; il secondo è quello di effettuare una selezione rapida (o *trigger*) degli eventi durante l'acquisizione (*on-line*). Il sistema di tracciamento interno è costituito dai seguenti rivelatori:

- Gli odoscopi $H1, H2, H2'$
- Le camere a straw *interne* ed *esterne*
- I rivelatori a fibre scintillanti *interno* ed *esterno*

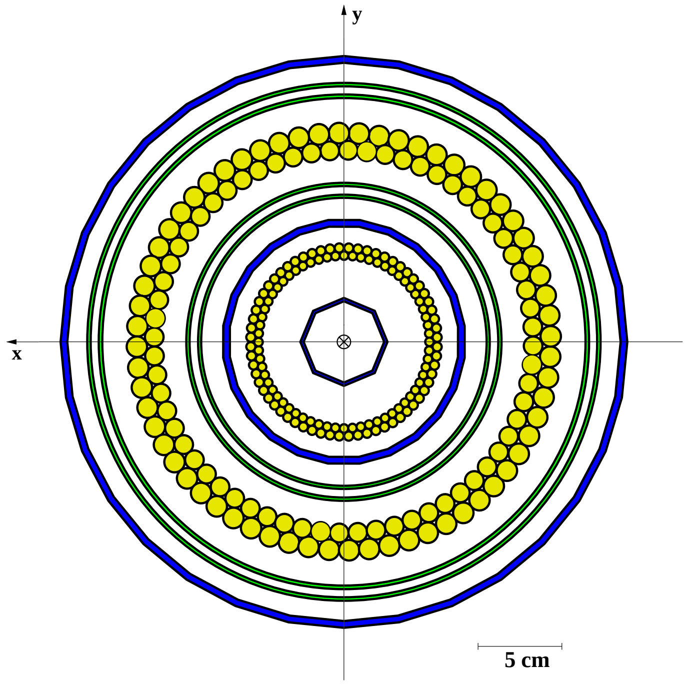



Figura 2.5: Vista assiale del sistema di tracciamento interno. A partire dal centro incontriamo: l'odoscopio $H1$, le camere a straw *interne*, l'odoscopio $H2'$, il rivelatore a fibre scintillanti *interno*, le camere a straw *esterne*, il rivelatore a fibre scintillanti *esterno* e l'odoscopio $H2$.

### Gli odoscopi

I tre odoscopi $H1, H2, H2'$ sono costituiti da scintillatori plastici disposti a simmetria cilindrica; riportiamo le caratteristiche dal piú interno al piú esterno in Tab.2.2. Gli odoscopi $H2$ e $H2'$ sono utilizzati anche per la misura di $dE/dx$.

| Odoscopio | $n°$ di scintillatori | Spessore degli scintillatori (mm) | Raggio (cm) | Accettanza geometrica polare | Accettanza geometrica azimutale |
|---|---|---|---|---|---|
| $H1$ | 8 | 2 | 2.5 | $0° \leqslant \phi < 360°$ | $9° \leqslant \theta \leqslant 65°$ |
| $H2'$ | 24 | 4 | 7 | $0° \leqslant \phi < 360°$ | $9° \leqslant \theta \leqslant 65°$ |
| $H2$ | 32 | 4 | 17 | $0° \leqslant \phi < 360°$ | $12° \leqslant \theta \leqslant 65°$ |

Tabella 2.2: Caratteristiche degli odoscopi.

### Le camere a straw

Il compito delle camere a straw è quello di effettuare la misura precisa dell'angolo $\phi$. Come mostra la Fig.2.5 ci sono due gruppi di camere a fili: il gruppo interno ed esterno, distanti dalla linea del fascio 5.5 cm e 12 cm rispettivamente. La coperture angolare è completa in $\phi$, mentre per quanto riguarda l'angolo polare si ha $15° \leqslant \theta \leqslant 60°$ per le camere interne e $15° \leqslant \theta \leqslant 65°$ per le camere esterne. Ciascun gruppo di camere è costituito da due strati di fili sfasati l'uno rispetto all'altro, in modo da non avere l'ambiguità destra-sinistra [1]. Ogni strato di camere è costituito da 64 tubicini di mylar alluminizzato, il quale collegato a terra costituisce il catodo del rivelatore. L'anodo è il filo coincidente con l'asse dei tubicini. All'interno dei tubicini si utilizza una miscela di gas composta da Argon, Isobutano e Methylal. Per evitare zone inefficienti i due gruppi di camere (interne ed esterne) sono sfasate l'una rispetto all'altra.

### Il rivelatore a fibre scintillanti

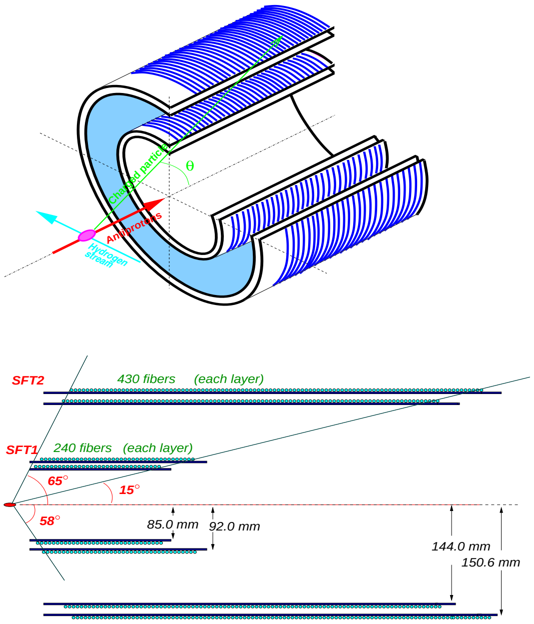



Figura 2.6: Rappresentazione del rivelatore a fibre scintillanti in tre dimensioni (in alto) ed in sezione (in basso).

Il rivelatore a fibre scintillanti ha l'importante compito di effettuare una misura molto precisa dell'angolo polare di una traccia carica, inoltre è usato anche dal trigger grazie alla rapidità di risposta. La risoluzione angolare dipende da $\theta$ e varia nella regione $2\ mrad \lesssim \sigma_\theta \lesssim 6\ mrad$ nell'intervallo $0.3\ rad \lesssim \theta \lesssim 0.9\ mrad$ [36]. La parte attiva del rivelatore è costituita da 4 strati di fibre scintillanti, avvolte su 4 cilindri di plexiglas coassiali al fascio, che raggruppati a due a due compongono il rivelatore interno e quello esterno, come mostra la Fig.2.6. Nel `runI` di E835 era presente solo il rivelatore esterno, solo nel `runII` è stato inserito anche il rivelatore interno. Il rivelatore interno comprende 240 fibre per ogni strato, mentre per quello esterno sono 430. La copertura angolare completa è $15° \leqslant \theta \leqslant 65°$. I segnali luminosi sono trasportati dalle fibre scintillanti (zona attiva) ai fotorivelatori attraverso fibre chiare (non scintillanti). I segnali luminosi vengono quindi trasformati in se-

[1] La misura del tempo di deriva effettuata con un solo strato di camere fornirebbe la distanza della traccia dal filo anodico, senza però saper se gli elettroni di ionizzazioni sono stati prodotti a destra o a sinistra del filo. Il problema è risolto con la presenza di un secondo strato sfasato, perché la traccia passa attraverso due camere.

gnali elettrici e letti da ADC e TDC.
Per l'utilizzo del rivelatore esterno il trigger considera il rivelatore suddiviso in 19 parti di lunghezza diversa, ognuna delle quali comprende un gruppo di fibre (bundle). Il segnale proveniente da un gruppo è dato dall'OR logico dei segnali provenienti da tutte le fibre del gruppo. La suddivisione in 19 bundles del rivelatore esterno è schematizzata in Tab.2.3 [36].

| Bundle | Numero di fibre | Ultima fibra | $\theta$ ultima fibra |
|---|---|---|---|
| 1 | 30 | 30 | 56.1 |
| 2 | 28 | 58 | 48.4 |
| 3 | 14 | 86 | 41.9 |
| 4 | 14 | 100 | 39.6 |
| 5 | 14 | 114 | 37.3 |
| 6 | 14 | 128 | 35.1 |
| 7 | 14 | 142 | 33.2 |
| 8 | 14 | 156 | 31.4 |
| 9 | 14 | 170 | 29.9 |
| 10 | 12 | 182 | 28.6 |
| 11 | 12 | 194 | 27.4 |
| 12 | 30 | 224 | 24.9 |
| 13 | 29 | 253 | 22.8 |
| 14 | 30 | 283 | 21.0 |
| 15 | 29 | 312 | 19.5 |
| 16 | 30 | 342 | 18.1 |
| 17 | 29 | 371 | 17.0 |
| 18 | 30 | 401 | 15.9 |
| 19 | 29 | 430 | 15.0 |

Tabella 2.3: Suddivisione in bundle del rivelatore a fibre scintillanti esterno.

### 2.2.5 Il Čerenkov

Il contatore Čerenkov è utilizzato da E835 per distinguere gli elettroni (o positroni) dalle altre particelle cariche (protoni, pioni, kaoni, ecc.). Tale rivelatore si basa sul principio di emissione di luce Čerenkov da parte di particelle cariche quando attraversano un mezzo con velocità $v$ maggiore della velocità della luce in quel mezzo $c/n$ (dove $n$ è l'indice di rifrazione del mezzo). Quindi avremo che una particella carica che attraversa un mezzo identificato dall'indice di rifrazione $n$ emetterà un cono di luce per effetto Čerenkov se è soddisfatta la seguente relazione:

$$\beta > \frac{1}{n} \tag{2.7}$$

Il cono di luce con asse coincidente con la direzione della particella avrà un'apertura angolare data da:

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \tag{2.8}$$

Indicando con $m$ ed $E$ rispettivamente la massa e l'energia di una certa particella, dalla relazione:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{m^2}{E^2}} \tag{2.9}$$

possiamo scegliere un indice di rifrazione opportuno affinchè sia verificata la condizione (2.7) per una particella di massa inferiore ad un preciso limite in un certo intervallo di energia.

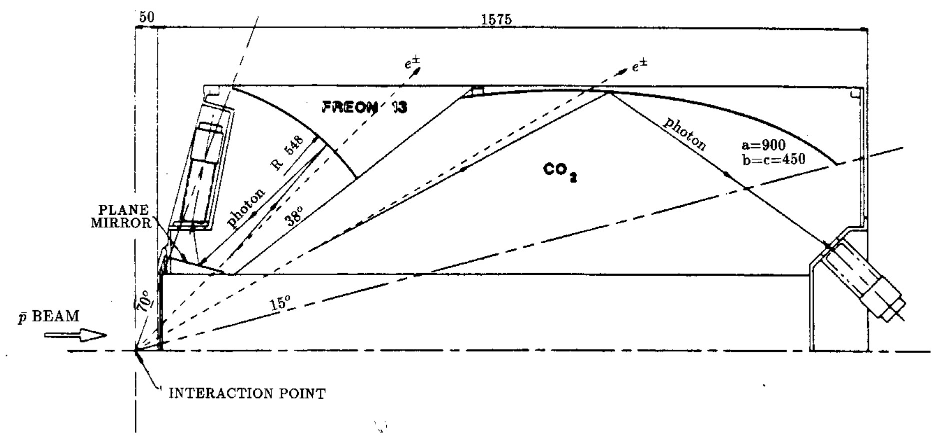



Figura 2.7: Vista laterale di un ottante del contatore ad effetto Čerenkov.

Il contatore Čerenkov di E835 è suddiviso in 8 ottanti in $\phi$ per una completa copertura azimutale e ogni ottante è suddiviso in due settori in $\theta$ (come mostra la Fig.2.7) separati da un sottile strato di alluminio e contenenti gas diversi. Elenchiamo di seguito le caratteristiche dei due settori:

- zona a piccoli angoli ($15° \leqslant \theta \leqslant 38°$) contiene freon 13 ($n = 1.00072$)
- zona a grandi angoli ($38° \leqslant \theta \leqslant 70°$) contiene $CO_2$ ($n = 1.00041$)

La scelta di indici di rifrazione diversi per regioni angolari diverse è richiesto dal fatto che a piccoli angoli la velocità delle particelle è maggiore rispetto alle velocità ad angoli grandi. Inoltre con la suddivisione in due settori si ottimizza la raccolta della luce. In ogni settore della regione a piccoli angoli è presente uno specchio convergente la cui forma è tale da focalizzare i fotoni emessi su un fotomoltiplicatore. In ogni settore della regione a grandi angoli sono invece presenti due specchi,uno sferico e uno piano, che hanno sempre il compito di riflettere e focalizzare la luce su un fotomoltiplicatore.

### 2.2.6 Il calorimetro centrale

Il calorimetro centrale (CCAL) è di tipo elettromagnetico ed è usato per misurare l'energia di fotoni, elettroni e positroni attraverso lo sciame prodotto da tali particelle. Questo rivelatore è costituito da uno schieramento di 1280 blocchi (64 in $\phi \times 20$ in $\theta$) di vetro al piombo (tipo Schott F2) a forma di tronco di piramide. Ogni blocco copre un angolo $\Delta\phi = 5.62°$ e un angolo $\Delta\theta$ che varia da $1.13°$ a $5.23°$, passando dai piccoli ai grandi angoli. Quindi con la disposizione di 64 blocchi in $\phi$ per ognuno dei 20 anelli si ha la copertura dell'intero angolo azimutale e una copertura nell'angolo polare di $10.6° \leqslant \theta \leqslant 70.0°$. La geometria è di tipo puntante, cioè il prolungamento dei lati di ogni blocco si incontrano nel punto di interazione (vedi Fig.2.8). La luce Čerenkov prodotta dagli sciami elettromagnetici è raccolta da un fotomultiplicatore per ciascun blocco.

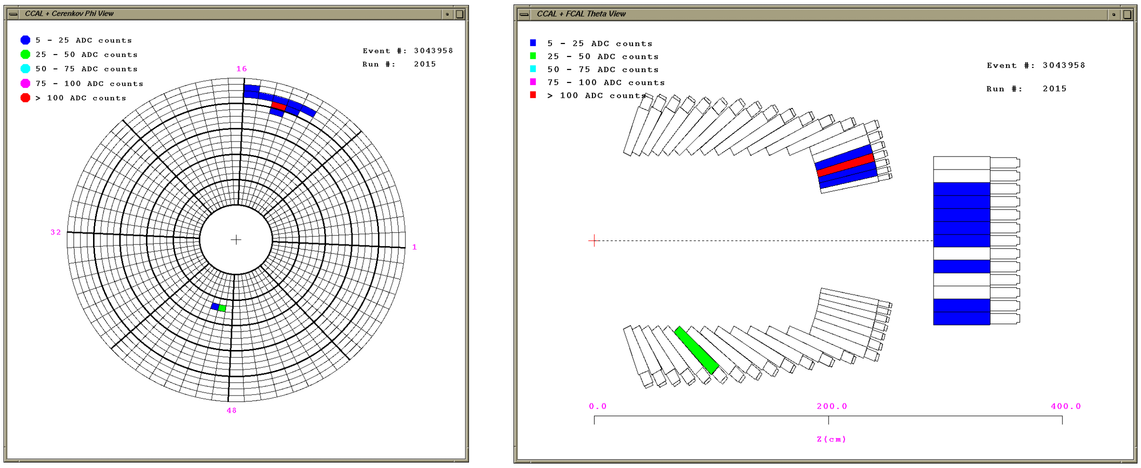



Figura 2.8: Vista in $\phi$ (sinistra) e in $\theta$ (destra) del Calorimetro Centrale.

Le risoluzioni energetica e angolare sono:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1.4\% + \frac{6.0\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \qquad \sigma_\theta \approx 6 \text{ mrad} \qquad \sigma_\phi \approx 11 \text{ mrad} \tag{2.10}$$

Gli errori nella lettura dei segnali provenianti da CCAL sono dovuti principalmente al *pile-up*, ovvero la sovrapposizione di piú segnali nella stessa finestra temporale di lettura degli ADC. Tale sovrapposizione è conseguenza dell'elevata luminosità istantanea e della grande durata del gate di lettura (150 ns). L'effetto del *pile-up* viene limitato leggendo ogni blocco anche con un TDC per avere informazioni temporali precise sul segnale.

### 2.2.7 Il rivelatore in avanti

Il compito del rivelatore in avanti è quello di completare la copertura angolare nella regione $2° \leqslant \theta \leqslant 10°$. Tale rivelatore è composto da un odoscopio e da un calorimetro.

#### L'odoscopio in avanti

L'odoscopio in avanti (FCH) è composto da 8 scintillatori trapezoidali di 2 mm di spessore che compongono un ottagono il quale circonda il tubo a vuoto. Questo odoscopio è posto a 70 cm dal punto di interazione e viene usato come veto per il trigger carico.

#### Il calorimetro in avanti

Il calorimetro in avanti (FCAL) è un calorimetro elettromagnetico composto da 144 blocchi di vetro al piombo di tre dimensioni diverse, come specificato in Fig.2.9. I blocchi sono paralleli alla direzione del fascio, ciò comporta una complicata ricostruzione delle tracce, perché lo sciame in ogni blocco risulterà obliquo. La copertura angolare è $3.5° \leqslant \theta \leqslant 11°$. Anche questo rivelatore è usato per le logiche del trigger.

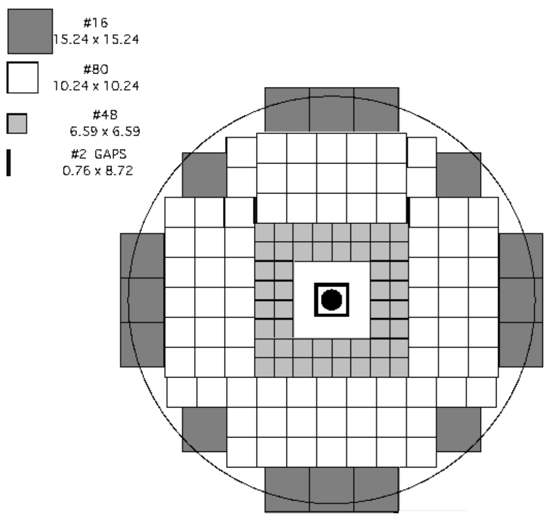


Figura 2.9: Vista frontale di FCAL.

## 2.3 Il Trigger di I livello

Data l'elevata luminosità istantanea è di fondamentale importanza avere un sistema rapido di selezione di primo livello che identifichi gli eventi da registrare e quelli da eliminare: questo compito è affidato al trigger. L'esperimento E835 dispone di tre tipi diversi di trigger:

- trigger carico
- trigger neutro
- trigger $\phi\phi$

L'hardware del trigger è costituito da moduli CAMAC programmabili e da moduli NIM; con i segnali provenienti dai rivelatori si costruiscono una serie di logiche che opportunamente accoppiate costituiscono le richieste dei diversi trigger. I tre tipi di trigger hanno alcune logiche in comune, mentre altre sono studiate appositamente per un singolo tipo di trigger. Prima di descrivere i trigger carico e neutro, usati per selezionare gli eventi oggetto di questa tesi, studiamo tutte le logiche che sono usate da questi trigger.

#### Ricostruzione delle tracce ($1h$,$2h$,$1e$,$2e$)

Definiamo due logiche che identificano le caratteristiche di una traccia carica usando gli odoscopi $H1$,$H2$ e il contatore Čerenkov . Una traccia carica che identifica un adrone ($1h$ e $2h$ rispettivamente per uno o due adroni) è definita dalla coincidenza tra un elemento di $H1$ ed i 6 elementi corrispondenti di $H2$. Se si verifica anche la coincidenza con l'ottante corrispondente del Čerenkov allora la traccia carica identifica un elettrone o positrone ($1e$ e $2e$ rispettivamente per uno o due elettroni o positroni).

#### Molteplicità di $H2$ ($NH2$)

La logica relativa alla molteplicità dell'odoscopio $H2$ fornisce in uscita il numero di elementi di questo rivelatore che sono stati colpiti, le richieste variano a seconda del trigger in considerazione.

#### Coplanarità ($COPL$)

Questa logica richiede che due tracce siano in opposizione in $\phi$ entro un margine di 22.5° richiedendo in H2 la coincidenza fra un elemento e almeno uno dei tre opposti ad esso.

#### Veto per piccoli angoli ($\overline{FCH}$)

Per eliminare gli eventi che presentano tracce cariche a piccoli angoli la logica $\overline{FCH}$ pone in veto l'OR logico di tutti i segnali provenienti dall'odoscopio in avanti.

#### Logiche che utilizzano CCAL (PBG1, PBG3, E$_{TOT}$-HI, E$_{TOT}$-LOW)

Il calorimetro centrale è usato dal trigger suddiviso in 40 *super-cluster*, i quali sono ottenuti accorpando i 1280 blocchi in 5 *super-ring* e 8 *super-wedge*.

**PBG1** richiede che due *super-wedge* siano opposti in $\phi$, in modo da selezionare decadimenti a due corpi ($\gamma\gamma$ o $e^+e^-$ ).

**PBG3** è simile a PBG1, ma meno stringente, infatti richiede la coincidenza fra un *super-wedge* e uno dei tre opposti.

**E$_{TOT}$-HI** richiede che la somma delle energie dei blocchi di CCAL sia superiore all'80% dell'energia totale disponibile.

**E$_{TOT}$-LOW** richiede che la somma delle energie dei blocchi di CCAL sia superiore all'70% dell'energia totale disponibile.

### 2.3.1 Il trigger carico

Il trigger carico è designato per la selezione dei decadimenti elettromagnetici, quindi reazioni che contengono $e^+e^-$ nello stato finale, ad esempio $p\overline{p} \to J/\psi \to e^+e^-$ oppure $p\overline{p} \to \chi_{1,2} \to e^+e^-\gamma$. Ci rendiamo conto che il trigger carico selezionerà anche eventuali eventi $p\overline{p} \to e^+e^-$, i quali saranno l'oggetto dell'analisi svolta in questa tesi. La logica di selezione finale che definisce il trigger carico è espressa dalla seguente relazione:

$$\begin{gathered}\left[(2e) \otimes (\overline{NH2 > 5}) \otimes PBG3\right] \oplus \\ \left[(1e) \otimes (2h) \otimes (NH2 = 2) \otimes (COPL) \otimes PBG3\right] \oplus \\ \left[(2e) \otimes (NH2 = 2) \otimes (COPL) \otimes (\overline{FCH})\right]\end{gathered} \tag{2.11}$$

### 2.3.2 Il trigger neutro

Il compito del trigger neutro è quello di selezionare eventi con due depositi di energia nel calorimetro centrale provenienti da due fotoni o da una coppia $e^+e^-$

, inoltre deve selezionare decadimenti in molti fotoni derivanti dall'annichilazione protone-antiprotone in mesoni leggeri. Il trigger neutro è costituito dalle logiche che utilizzano CCAL, descritte sopra, inoltre si richiede che H1 e H2$'$ siano in veto.

## 2.4 Il Trigger di II livello

Tutti gli eventi che superano il trigger di I livello vengono registrati su nastro, inoltre sono sottoposti alla selezione del trigger di II livello, chiamato anche filtro *on-line* [2]. Il trigger di secondo livello è costituito da una serie di logiche software sviluppate da un sistema di microprocessori che eseguono una rapida ricostruzione dell'evento in fase di acquisizione. Il compito del filtro *on-line* è quindi quello di eseguire una preanalisi in tempo reale permettendo la registrazione direttamente su disco di eventi ulteriormente selezionati.
Esistono diversi tipi di file selezionati dal trigger di secondo livello, ma noi daremo una breve descrizione delle preselezioni relativa ai file *goldee* e *goldgg*.

I *goldee* sono file che contengono tutte le informazioni relative agli eventi che superano il trigger carico e che soddisfano la richiesta, applicata dal filtro, di avere almeno due cluster in CCAL [3] con massa invariante maggiore di 2.0 GeV.

Nei file *goldgg* invece sono registrati tutti gli eventi che soddisfano il trigger neutro e la richiesta, applicata dal filtro, di avere una massa invariante maggiore di 2.7 GeV (calcolata considerando sempre i due cluster piú energetici in CCAL).

In questa tesi faremo uso dei file *goldee*, perché sono quelli che contengono tutti i possibili eventi con $e^+e^-$ nello stato finale. La richiesta di massa invariante maggiore di 2.0 GeV ha un'efficienza praticamente pari al 100%, infatti la risonanza a energia piú bassa studiata da E835 è la $\eta_c$, con massa pari a 2980 MeV nettamente maggiore del limite inferiore imposto dal filtro.

Altre selezioni applicate dal trigger di secondo livello non sono specificate, perché non utili per l'analisi svolta in questa tesi.

[2] Il filtro è chiamato PRUDE, cioè Program Rejecting Unwanted Data Events.
[3] Per cluster in CCAL si intende un gruppo contiguo di piú blocchi colpiti.

## 2.5 Il sistema di acquisizione dei dati

Descriviamo di seguito il sistema di acquisizione dei dati (DAQ) di E835.
Tutti i segnali provenienti dai riveltori vengono inviati a ADC e TDC, i quali, a loro volta, attraverso le loro porte di uscita ECL vengono letti da dispositivi chiamati DYC. Tali dispositivi sono sostanzialmente dei *buffer*, ossia memorie che trattengono tutte le informazioni finchè non sono lette in successione da due serie di DPM (Dual Port Memory). Tutto ciò che è memorizzato nelle DPM viene infine letto da un calcolatore elettronico (un Silicon Graphics Mod. Challenge-L) il quale ricostruisce l'evento ed effettua una veloce preanalisi (il trigger di secondo livello descritto prima). La struttura della DAQ è tale da non avere tempi morti durante l'acquisizione. Oltre al sistema di acquisizione dati un altro calcolatore Silicon Graphics (Mod. Indigo) è usato per il controllo e la programmazione dei moduli di lettura dei rivelatori (ADC e TDC). Infine il *monitor del sistema di acquisizione* (o *on-line monitor*), ancora un calcolatore Silicon Graphics (Mod. Indigo), permette di controllare il funzionamento di tutto l'apparato durante la presa dati. Mostriamo in Fig.2.10 lo schema del sistema di acquisizione dati di E835.

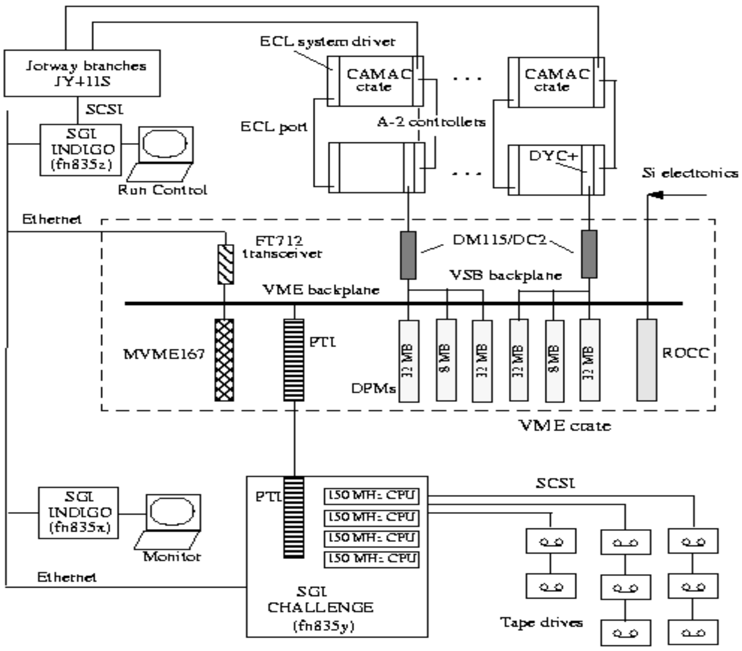



Figura 2.10: Schema del sistema di acquisizione dati dell'esperimento.

# Capitolo 3

# Analisi dei Dati

In questo capitolo descriverò il percorso di selezioni utilizzate per passare dai dati raccolti ai dati sui quali sarà applicata la selezione finale e la determinazione degli eventi utili al calcolo del fattore di forma del protone.

## 3.1 Dati raccolti

Durante il runII (2000) dell'esperimento E835 sono stati raccolti dati in corrispondenza di certe risonanze del charmonio come elencato nella Tab.3.1.

Per misurare il fattore di forma del protone cerchiamo eventi $\overline{p}p \longrightarrow e^+e^-$ non risonanti, quindi nell'analizzare i dati dobbiamo assicurarci di essere lontani dalle energie delle risonanze che decadono direttamente in $e^+e^-$ : solo la $\psi'$ può decadere in questo modo, mentre tutte le altre risonanze studiate no; ciò significa che cercheremo eventi $\overline{p}p \longrightarrow e^+e^-$ non risonanti fra tutti i dati raccolti in corrispondenza delle risonanze $\chi_{0/1/2}$, $h_c$ ed alle alte energie, come elencato in Tab.3.1.
Il fatto che all'energia di formazione della $\psi'$ sia possibile la reazione $\overline{p}p \rightarrow \psi' \rightarrow e^+e^-$ sarà utilizzato per ottenere un campione pulito di eventi con stato finale $e^+e^-$ . Ciò sarà utilizzato per la nostra analisi, poichè le coppia $e^+e^-$ è identificata da una stessa selezione sia che tale stato finale provenga da un evento risonante (come alla $\psi'$ ), sia che provenga da un evento non risonante e quindi utile al calcolo del fattore di forma.

| Stato | M (MeV) | $\Gamma$ (MeV) | Range di $E_{CM}$ (MeV) | $\int Ldt$ $(pb^{-1})$ |
|---|---|---|---|---|
| $\psi'$ | 3686 | $\sim 277$ | $3666.0 \div 3704.0$ | 15.06 |
| $\chi_0$ | 3417 | $\sim 9.8$ | $3340.0 \div 3470.0$ | 32.86 |
| $\chi_1$ | 3511 | $\sim 0.88$ | $3509.6 \div 3511.7$ | 5.98 |
| $\chi_2$ | 3556 | $\sim 2.0$ | $3535.0 \div 3557.9$ | 1.12 |
| $h_c$ | 3526 | $< 1.1$ | $3523.3 \div 3528.9$ | 50.50 |
| - | - | - | $3770.0 \div 3836.0$ | 5.17 |
| - | - | - | $4267.0 \div 4270.0$ | 2.10 |

Tabella 3.1: Caratteristiche degli stati studiati dall'esperimento E835.

## 3.2 Osservabili utili per la ricerca di eventi con $e^+e^-$ nello stato finale

Ogni evento registrato è caratterizzato da una serie di informazioni derivanti da tutti i rivelatori. Il programma di analisi dati (l'*offline*) utilizza tutte queste informazioni per la ricostruzione di ogni evento, quindi specificandone il tipo di particelle nello stato finale, ecc.
Siccome il nostro scopo è quello di individuare eventi caratterizzati da $e^+e^-$ nello stato finale dovremo concentrare la nostra attenzione in particolare su determinate variabili che diano informazioni sulla cinematica della reazione in esame: cioè se il decadimento è un *2 corpi* come quello cercato o un *n corpi* che vogliamo eliminare; inoltre è necessaria una variabile che dia una informazione sul tipo di particella con cui abbiamo a che fare. Tali richieste sono soddisfatte con l'utilizzo dei fit cinematici e della variabile *Electron Weight*, che descriviamo nel seguito.

### 3.2.1 Identificazione degli elettroni

Per riconoscere un elettrone (o positrone) da un'altra particella carica utilizziamo l'*Electron Weight* [1]; tale variabile fornisce la probabilità che una traccia carica sia un elettrone reale, piuttosto che uno derivante dal fondo (come ad esempio dalla conversione $\gamma \to e^+e^-$ ) oppure che si tratti di un'altra particella carica come $\pi^\pm$ o $K^\pm$. La variabile *Electron Weight* è ottenuta combinando insieme le informazioni derivanti dai segnali nel contatore Čerenkov , dalla forma dello sciame nel calorimetro e dalla perdita di energia negli odoscopi. In seguito indicheremo il valore di tale variabile con $ewI$ (dove con I indicheremo l'I-esima traccia carica).

[1] Per una descrizione dettagliata della variabile *Electron Weight* si veda l'Appendice A.

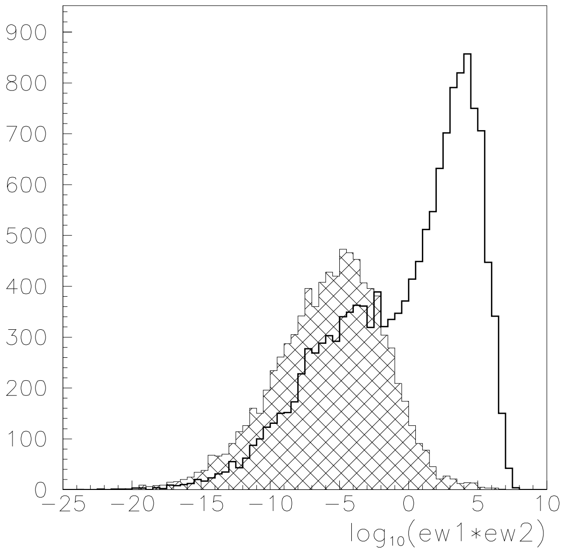



Figura 3.1: Confronto fra le distribuzioni del logaritmo del prodotto degli *Electron Weight* per un campione di dati alla $\psi'$ (in bianco) ed eventi di fondo selezionati lontani dalle risonanze a $s = 14.40$ GeV$^2$ (quadrettato). Entrambi i campioni usati soddisfano il trigger di primo e secondo livello e la richiesta $M_{e^+e^-} > 2.6$ GeV (massa invariante dei due cluster in CCAL piú energetici).

Nella Fig.3.1 riportiamo un esempio di distribuzione del logaritmo del prodotto degli Electron Weight per elettroni e per fondo. Da queste distribuzioni notiamo che un taglio indicativamente attorno a $\log_{10}(ew1 * ew2) \sim 0$ implica l'eliminazione della maggior parte di eventi di fondo: infatti la distribuzione di $\log_{10}(ew1 * ew2)$ per eventi alla $\psi'$ presenta un notevole picco oltre lo 0 attribuibile agli $e^+e^-$ provenienti dai possibili decadimenti $\psi' \to e^+e^-$ e $\psi' \to J/\psi + X \to e^+e^- + X$.

### 3.2.2 Fit cinematico

Un fit cinematico fornisce la probabilità che un evento soddisfi una determinata cinematica. Diversi sono i vincoli che possono essere imposti (ad esempio la conservazione del quadrimpulso totale, una determinata massa invariante per una certa coppia di particelle, ecc.) a seconda del tipo di eventi cercati. Il nostro scopo è quello di determinare eventi con stato finale $e^+e^-$ , ovvero utilizzeremo un fit cinematico per decadimenti in due corpi. Inoltre avremo a che fare con decadimenti in $J/\psi + X$ quindi dovremo utilizzare anche un fit cinematico per lo studio di questo canale. Un esempio di distribuzione della probabilità di fit è mostrata nella Fig.3.2.

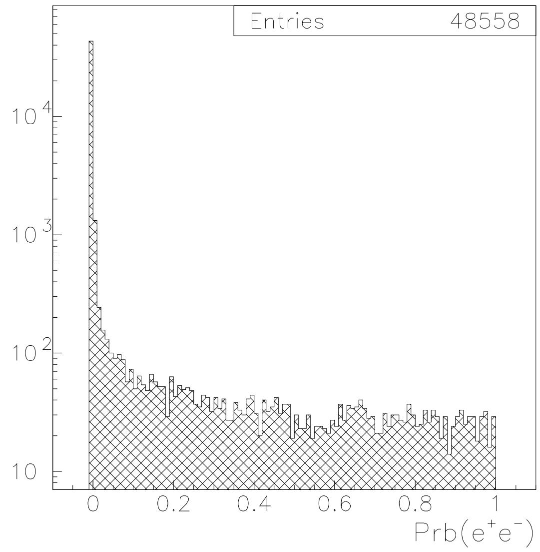



Figura 3.2: Distribuzione della probabilità di fit cinematico per decadimento in $e^+e^-$ di un campione di eventi alla $\psi'$ .

Chiaramente piú la probabilità di fit è grande piú siamo sicuri che l'evento considerato rispetta la cinematica richiesta, quindi classificheremo un evento buono se la corrispondente probabilità di fit è maggiore di un valore fissato che viene determinato dalla zona in cui la distribuzione diviene piatta. Ad esempio dalla Fig.3.2 potremmo scegliere un valore attorno al 10%; in seguito vedremo che un tale valore dà luogo ad un'efficienza piuttosto bassa.

## 3.3 Preselezione

La selezione finale sarà applicata ai dati che hanno superato la preselezione, costituita da tre richieste: trigger $e^+e^-$ , filtro online, già descritti nel Capitolo 2, e selezione ewdst.
Per selezione ewdst si intende una serie di logiche software che devono essere superate dagli eventi che hanno passato il trigger di primo e secondo livello affinchè vengano scritti sui file .ewdst. A tali file verrà applicata la selezione finale.

La selezione ewdst à costituita dalle seguenti logiche:

$$\mathtt{M}_{e^+e^-}\mathtt{(LNEL1,LNEL2)} > 2.0 \text{ GeV} \otimes \mathtt{ew(LNEL1)*ew(LNEL2)>0.1}$$
$$\oplus$$
$$\mathtt{M}_{e^+e^-}\mathtt{(LNMAX1,LNMAX2)} > 2.0 \text{ GeV} \otimes \mathtt{ew(LNMAX1)*ew(LNMAX2)>0.1}$$
$$\oplus$$
$$\mathtt{M}_{e^+e^-}\mathtt{(LINES1,LINES2)} > 2.0 \text{ GeV} \otimes \mathtt{ew(LINES1)*ew(LINES2)>0.1}$$

Le variabili dell'offline che compaiono nelle logiche della selezione ewdst (LNEL,LNMAX,LINES) sono ottenute da un fit cinematico preliminare per decadimenti in 2 particelle cariche. Queste variabili identificano le due traccie cariche a seconda delle seguenti caratteristiche:
`LNEL` : tracce cariche associate ai due cluster nel calorimetro centrale che soddisfano la cinematica del decadimento in due corpi.
`LNMAX` : tracce cariche associate ai due cluster nel calorimetro centrale con massa invariante piú grande.
`LINES` : linee cariche che soddisfano la topologia del decadimento in due corpi ricostruite con il sistema di tracciamento interno.
$\mathtt{M}_{e^+e^-}$ : massa invariante calcolata usando i valori di energia e le direzioni corrispondenti alle tracce considerate.
`ew(I)` : *Electron Weight* associato alla traccia indentificata da I.

Per ciascuna traccia sono disponibili tutte le informazioni necessarie come direzione, energie rilasciate in ciascun rivelatore, ecc.

## 3.4 Simulazione Monte Carlo

Per la determinazione delle caratteristiche principali degli eventi per la misura del fattore di forma utilizzeremo una simulazione Monte Carlo e cercheremo conferma dei risultati ottenuti dalla simulazione con lo studio di un campione di $e^+e^-$ alla $\psi'$ . Inoltre studieremo tutte le reazioni di fondo che potrebbero contaminare i dati finali.
Per una descrizione dettagliata del funzionamento della simulazione Monte Carlo si veda l'Appendice B.

### 3.4.1 Simulazione della preselezione

Come descritto in precedenza la selezione finale verrà applicata ai dati che hanno superato la preselezione, quindi anche i dati simulati dovranno essere sottoposti a questa. A questo proposito sono state sviluppate due routine, utilizzate dal programma di analisi dei dati generati da Monte Carlo, che simulano il trigger carico $e^+e^-$ e la selezione ewdst. Quest'ultima selezione comprende anche le richieste del filtro *online* del taglio sulle masse invarianti della coppia $e^+e^-$ ($M_{e^+e^-} > 2.0$ GeV).

#### Trigger $e^+e^-$

La simulazione del trigger carico consiste in una serie di logiche software identiche a quelle hardware, già descritte nel paragrafo 2.3.1. La sostanziale differenza fra una logica hardware e la stessa simulata (software) è che quest'ultima "non sbaglia mai", mentre a livello hardware molti fattori ne possono influenzare il funzionamento. Per questo motivo calcoleremo l'efficienza sia con la simulazione che con una serie di run speciali per poter confrontare i due metodi.

#### Selezione ewdst

La simulazione della selezione ewdst non comporta nessuna difficoltà, in quanto si tratta di una selezione software, quindi utilizzeremo la medesima routine usata per la selezione reale. Confronteremo poi l'efficienza calcolata con il Monte Carlo e quella calcolata utilizzando campioni di dati reali.

### 3.4.2 Simulazione di eventi $\overline{p}p \to e^+e^-$

Al fine di determinare le caratteristiche che identificano eventi $\overline{p}p \longrightarrow e^+e^-$ non risonanti e per il calcolo dell'efficienza della selezione finale simuliamo tali eventi alle energie in corrispondenza delle quali sono stati raccolti dati per lo studio delle risonanze del charmonio: $h_c$, $\chi_{0/1/2}$ ed alte energie. Tali reazioni sono elencate nella Tab.3.2, identificate da ID=1÷5.

### 3.4.3 Simulazione del canale $J/\psi$ inclusivo

Le energie alle quali cerchiamo eventi per il fattore di forma corrispondono alle energie di certe risonanze del charmonio che non decadono direttamente in $e^+e^-$ , ma possono decadere in $J/\psi + X$. Questo fatto deve essere tenuto in considerazione, in modo da realizzare una selezione finale che elimini tali eventi. A questo proposito simuliamo le reazioni riportate in Tab.3.2 con ID=6÷9.

### 3.4.4 Simulazione di altri decadimenti di fondo

Esistono stati finali relativi all'annichilazione $\overline{p}p$ che possono simulare un segnale nei rivelatori molto simile al segnale che identifica la reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$. I principali processi di questo tipo sono: conversione di un fotone in una coppia $e^+e^-$ nel passaggio fra i rivelatori; decadimenti Dalitz del $\pi^0$ ($\pi^0 \to e^+e^- \gamma$); stato finale adronico del tipo $\pi^+\pi^-$. Sviluppata la selezione finale dovremo assicurarci che le reazioni che contengono tali processi vengano eliminate, a questo proposito simuliamo le reazioni riportate in Tab.3.2 con ID=10,11,12. Per lo stato finale $\pi^+\pi^-$ utilizzeremo la reazione ID=21.

### 3.4.5 Simulazione dei decadimenti della $\psi'$

Siamo interessati a studiare i decadimenti della $\psi'$ , perché il campione di eventi $e^+e^-$ reali è ottenuto dal canale $\overline{p}p \to \psi' \to e^+e^-$, e dal confronto tra questi dati e quelli simulati otterremo una conferma della qualità del Monte Carlo. Per essere certi che il campione di $e^+e^-$ sia pulito si devono studiare anche altri possibili decadimenti della $\psi'$ , tra i quali di maggiore interesse sono i canali $J/\psi$ inclusivo e adronici; tali reazioni sono riportate in Tab.3.2 identificate da ID=13÷24.

## 3.5 Efficienza della preselezione

Come spiegato in precedenza utilizzeremo l'efficienza della preselezione determinata da run speciali e calcoleremo questa anche con il Monte Carlo, quindi confronteremo i due risultati per avere una prima conferma della validità del Monte Carlo.
La preselezione (trigger carico + selezione ewdst) deve selezionare tutti quegli eventi che hanno come stato finale $e^+e^- + X$. I valori delle efficienze ottenuti con le simulazioni Monte Carlo, utilizzando le reazioni ID=1÷9;13÷19, sono riportati in Tab.3.3. Da questi valori calcoliamo la media per ciascuna delle efficienze in esame: $\epsilon_{trigg} = (89.7 \pm 1.4)\%$; $\epsilon_{ewdst} = (91.9 \pm 0.8)\%$; $\epsilon_{presel} = (82.1 \pm 0.8)\%$.
Confrontiamo ora questi risultati delle simulazioni con quelli ottenuti dai dati reali. L'efficienza hardware del trigger carico $e^+e^-$ è stata calcolata estraendo un campione di eventi contenenti $e^+e^-$ nello stato finale dai dati selezionati con un trigger speciale, il quale è meno restrittivo del trigger standard [2], ottenendo il valore $\epsilon_{trigg} = (90 \pm 2)\%$[38], molto vicino al valore calcolato con la simulazione. Per l'efficienza della selezione ewdst, calcolata nel runI del 1997 da eventi $J/\psi \to e^+e^-$, $\chi_{1,2} \to e^+e^-\gamma$ e

[2]I dati raccolti nel giugno 2000 con il trigger speciale sono relativi ai run dal 5818 al 5837 all'energia di formazione della $\psi'$ con una luminosità integrata totale di 0.99 nb$^{-1}$.

| ID | Reazione | $E_{CM}$ (MeV) | Run |
|---|---|---|---|
| 1 | $\overline{p}p \longrightarrow e^+e^-$ | 3526.2 | 7054 |
| 2 | " | 3418.0 | 5444 |
| 3 | " | 3510.5 | 5126 |
| 4 | " | 3555.7 | 5109 |
| 5 | " | 3800.0 | 7107 |
| 6 | $\overline{p}p \to \chi_0 \to J/\psi\ \gamma \to e^+e^-\ \gamma$ | 3418.0 | 5444 |
| 7 | $\overline{p}p \to \chi_1 \to J/\psi\ \gamma \to e^+e^-\ \gamma$ | 3510.5 | 5126 |
| 8 | $\overline{p}p \to \chi_2 \to J/\psi\ \gamma \to e^+e^-\ \gamma$ | 3555.7 | 5109 |
| 9 | $\overline{p}p \to h_c \to J/\psi\ \pi^0 \to e^+e^-\ \pi^0$ | 3526.2 | 7054 |
| 10 | $\overline{p}p \longrightarrow \pi^0\pi^0$ | 3526.2 | 5610 |
| 11 | $\overline{p}p \longrightarrow \pi^0\gamma$ | 3526.2 | 7005 |
| 12 | $\overline{p}p \longrightarrow \gamma\gamma$ | 3526.2 | 5753 |
| 13 | $\overline{p}p \to \psi' \to e^+e^-$ | 3686.0 | 5572 |
| 14 | $\overline{p}p \to \psi' \to J/\psi\ \pi^0 \to e^+e^-\ \pi^0$ | " | " |
| 15 | $\overline{p}p \to \psi' \to J/\psi\ \pi^0\pi^0 \to e^+e^-\ \pi^0\pi^0$ | " | " |
| 16 | $\overline{p}p \to \psi' \to J/\psi\ \pi^+\pi^- \to e^+e^-\ \pi^+\pi^-$ | " | " |
| 17 | $\overline{p}p \to \psi' \to \chi_0\gamma \to J/\psi\ \gamma\gamma \to e^+e^-\ \gamma\gamma$ | " | " |
| 18 | $\overline{p}p \to \psi' \to \chi_1\gamma \to J/\psi\ \gamma\gamma \to e^+e^-\ \gamma\gamma$ | " | " |
| 19 | $\overline{p}p \to \psi' \to \chi_2\gamma \to J/\psi\ \gamma\gamma \to e^+e^-\ \gamma\gamma$ | " | " |
| 20 | $\overline{p}p \to \psi' \to K^+K^-$ | " | " |
| 21 | $\overline{p}p \to \psi' \to \pi^+\pi^-$ | " | " |
| 22 | $\overline{p}p \to \psi' \to \pi^+\pi^-\pi^0$ | " | " |
| 23 | $\overline{p}p \to \psi' \to 2(\pi^+\pi^-)$ | " | " |
| 24 | $\overline{p}p \to \psi' \to 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ | " | " |

Tabella 3.2: Reazioni simulate con il Monte Carlo. ID: numero di identificazione della reazione; $E_{CM}$: energia nel centro di massa; Run: run al quale facciamo riferimento per le condizioni di rivelatori.

| ID | $N_{gen}$ | $N_{acc}$ | $N_{trigg}$ | $\epsilon_{trigg}(\%)$ | $N_{ewdst}$ | $\epsilon_{ewdst}(\%)$ | $\epsilon_{presel}(\%)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | $10^4$ | 6620±47 | 5975±24 | 90±1 | 5508±21 | 92.2±0.7 | 83.2±0.6 |
| 2 | $10^4$ | 6426±48 | 5808±24 | 90±1 | 5373±20 | 92.5±0.7 | 83.6±0.7 |
| 3 | $10^4$ | 6614±47 | 5973±24 | 90±1 | 5491±21 | 91.9±0.7 | 83±1 |
| 4 | $10^4$ | 6564±47 | 5955±24 | 91±1 | 5471±21 | 91.9±0.7 | 83.3±0.7 |
| 5 | $10^4$ | 6097±49 | 5535±23 | 91±1 | 5060±21 | 91.4±0.7 | 83.0±0.7 |
| 6 | $10^4$ | 6202±49 | 5586±24 | 90±1 | 5136±20 | 91.9±0.8 | 82.8±0.7 |
| 7 | $10^4$ | 6141±49 | 5481±24 | 89±1 | 5043±20 | 92.0±0.8 | 82.1±0.7 |
| 8 | $10^4$ | 6116±49 | 5431±25 | 89±1 | 4961±21 | 91.3±0.8 | 81.1±0.7 |
| 9 | $10^4$ | 6151±49 | 5483±24 | 89±1 | 5046±20 | 92.0±0.8 | 82.0±0.7 |
| 10 | $10^4$ | 6614±47 | 26±5 | × | $0^{+2}_{-0}$ | × | × |
| 11 | $10^4$ | 6619±47 | 15±4 | × | 2±1 | × | × |
| 12 | $10^4$ | 6620±47 | $0^{+2}_{-0}$ | × | $0^{+2}_{-0}$ | × | × |
| 13 | $10^4$ | 6272±48 | 5665±23 | 90±1 | 5206±21 | 91.9±0.7 | 83.0±0.7 |
| 14 | 5 $10^3$ | 2981±35 | 2649±17 | 89±2 | 2446±14 | 92 ±1 | 82±1 |
| 15 | 5 $10^3$ | 3041±35 | 2726±17 | 90±2 | 2497±14 | 92 ±1 | 82±1 |
| 16 | 5 $10^3$ | 3041±35 | 2617±19 | 90±2 | 2441±13 | 93 ±1 | 80±1 |
| 17 | 5 $10^3$ | 3005±35 | 2683±17 | 90±2 | 2434±15 | 91 ±1 | 81±1 |
| 18 | 5 $10^3$ | 2988±35 | 2673±17 | 89±2 | 2450±14 | 92 ±1 | 82±1 |
| 19 | 5 $10^3$ | 2968±35 | 2620±18 | 88±2 | 2387±15 | 91 ±1 | 80±1 |
| 20 | 5 $10^3$ | 3093±34 | 21±5 | × | $0^{+2}_{-0}$ | × | × |
| 21 | 5 $10^3$ | 3145±34 | 532±21 | × | $0^{+2}_{-0}$ | × | × |
| 22 | 5 $10^3$ | 3002±35 | 276±16 | × | $0^{+2}_{-0}$ | × | × |
| 23 | 5 $10^3$ | 2381±35 | 2±1 | × | $0^{+2}_{-0}$ | × | × |
| 24 | 5 $10^3$ | 2373±35 | 26±5 | × | $0^{+2}_{-0}$ | × | × |

Tabella 3.3: Azione della preselezione sugli eventi simulati. $N_{gen}$: eventi generati; $N_{acc}$: eventi entro l'accettanza geometrica di CCAL; $N_{trigg}$: eventi nell'accettanza che superano il trigger carico; $N_{ewdst}$: eventi che superano la selezione ewdst dopo aver superato il trigger; $\epsilon_{trigg} = \frac{N_{trigg}}{N_{acc}}$: efficienza del trigger; $\epsilon_{ewdst} = \frac{N_{ewdst}}{N_{trigg}}$: efficienza della selezione ewdst; $\epsilon_{presel} = \frac{N_{ewdst}}{N_{acc}}$: efficienza della preselezione. Le tre efficienze sono calcolate solo per quelle reazioni che in teoria dovrebbero soddisfare le condizioni imposte dalla preselezione, cioè tutti gli eventi $e^+e^-$ e $J/\psi$ inclusivo.

$\psi' \to e^+e^-$ si è ottenuto il valore $\epsilon_{ewdst} = 0.966 \pm 0.001$ [25]. Un valore compatibile con questo si ottiene per il runII del 2000 utilizzando un campione di eventi $\psi' \to e^+e^-$ ottenuto con la sola richiesta di *2 cluster ontime* e precisamente $\epsilon_{ewdst} = 0.967 \pm 0.002(stat)^{+0.007}_{-0.009}(sist)$. Il valore dell'efficienza della selezione ewdst ottenuto dal Monte Carlo risulta essere piú basso del valore reale. Utilizzeremo nel seguito come valori dell'efficienza quelli calcolati sia con i campioni di dati veri che con la simulazione, quindi:

$$\begin{aligned} \epsilon_{trigg,data} &= 0.90 \pm 0.02 \\ \epsilon_{ewdst,data} &= 0.967 \pm 0.002(stat)^{+0.007}_{-0.009}(sist) \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{trigg,MC} &= 0.897 \pm 0.014 \\ \epsilon_{ewdst,MC} &= 0.919 \pm 0.008(stat)^{+0.011}_{-0.009}(sist) \end{aligned} \tag{3.2}$$

## 3.6 Campione di $e^+e^-$

Per determinare al meglio i valori delle osservabili che caratterizzano eventi $e^+e^-$ studiamo un campione di tali stati finali estratto dai dati raccolti all'energia della risonanza $\psi'$ .

### Volume fiduciale

Anzitutto studiamo solo quegli eventi entro l'accettanza geometrica del calorimetro centrale (CCAL): $15^o \leqslant \theta \leqslant 60^o$ , $0^o \leqslant \phi < 180^o$.

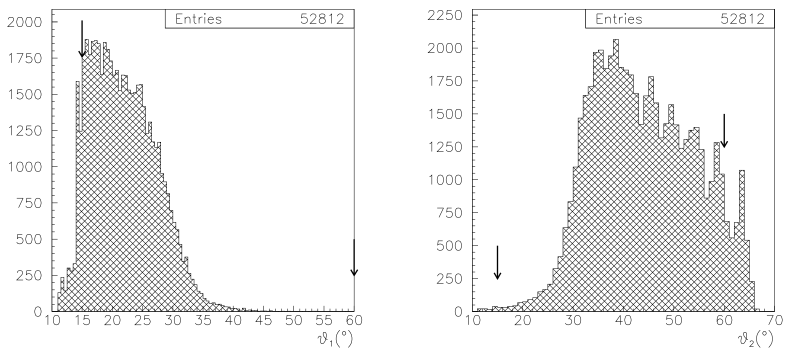



Figura 3.3: Distribuzioni angolari di $e^+e^-$ da eventi esclusivi alla $\psi'$ .

Utilizziamo sempre lo stesso rivelatore al fine di avere omogeneità nelle grandezze misurate. Inoltre questa restrizione non influenzerà l'efficienza finale perché considereremo la sezione d'urto integrata sulla regione angolare di interesse. Le distribuzioni angolari sono mostrate in Fig.3.3: la nostra scelta elimina circa l' 8% degli eventi.

## Tagli stretti

Al fine di ottenere un buon campione di eventi $e^+e^-$ dai dati alla $\psi'$ definiamo come stato finale $e^+e^-$ un evento che soddisfa le seguenti richieste:

$$M_{e^+e^-} > 3.4\text{GeV} \tag{3.3}$$

$$Prb(e^+e^-) > 10\% \tag{3.4}$$

$$\log_{10}(ew1 * ew2) > 1 \tag{3.5}$$

La richiesta (3.3) è necessaria per isolare il decadimento $\psi' \to J/\psi + X$ dal campione cercato $\psi' \to e^+e^-$. Il limite inferiore di 3.4 GeV è stato scelto confrontando la distribuzione della massa invariante della coppia $e^+e^-$ per tutti gli eventi alla $\psi'$ , che superano la preselezione, con la stessa distribuzione degli eventi ottenuti richiedendo $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$, oltre alla preselezione. La richiesta $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$ distingue i decadimenti in *2 corpi* da quelli in *n corpi*, ma non è usata per selezionare il campione di $e^+e^-$ perché sarà necessaria per la ricerca degli eventi per il calcolo del fattore di forma. Riportiamo in Fig.3.4 le distribuzioni delle masse invarianti della coppia $e^+e^-$ con la quale abbiamo determinato il limite inferiore usato nella (3.3). La restrizione (3.4) si è scelta perché nella zona attorno al valore indicato la distribuzione della probabilità di fit per un *2 corpi* diviene costante, come mostrato nella Fig.3.5(b). Dalla Fig.3.1 scegliamo la richiesta (3.5) in modo da eliminare la maggior parte del fondo. Chiameremo questi tagli, insieme alla restrizione sul volume fiduciale,

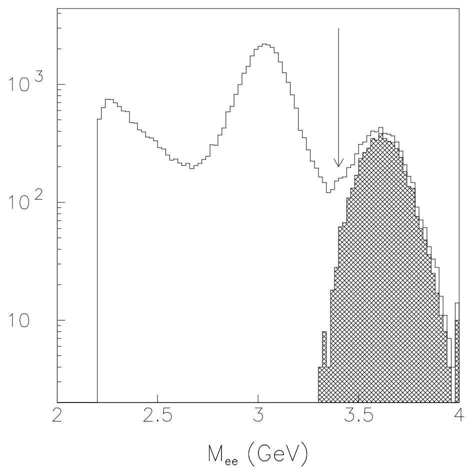
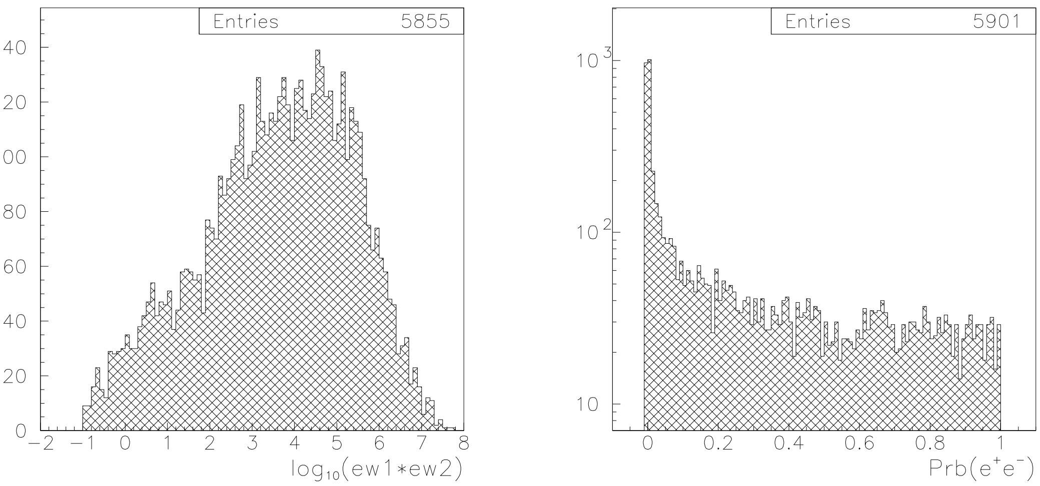



Figura 3.4: Distribuzioni della massa invariante della coppia $e^+e^-$ : (in bianco) eventi alla $\psi'$ preselezionati; (quadrettato) eventi alla $\psi'$ selezionati con $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$.




(a) (b)

Figura 3.5: Distribuzioni (a) di $\log_{10}(ew1 * ew2)$, (b) di Prb($e^+e^-$ ), ottenute da un campione di dati alla $\psi'$ applicando la richiesta (3.3) e la restrizione sul volume fiduciale.

*tagli stretti*, i quali verranno applicati ad eventi che superano la preselezione. Da notare che queste richieste servono per studiare un campione pulito di $e^+e^-$ dal decadimento $\psi' \to e^+e^-$, quindi non saranno utilizzati per la selezione finale degli eventi $\overline{p}p \to e^+e^-$, perché sono troppo restrittivi.

## 3.7 Selezione I

Utilizzando i *tagli stretti* definiti precedentemente determiniamo le richieste che costituiranno la selezione I per la ricerca di eventi da usare per il calcolo del fattore di forma. Poichè il taglio sulla probabilità di fit e quello sul prodotto degli Electron Weight non sono tra loro correlati, possiamo utilizzare il primo per studiare il secondo e viceversa. Prenderemo inoltre in considerazione i dati ottenuti dal Monte Carlo: essi verranno confrontati con il campione di dati veri e utilizzati come ulteriore verifica per la scelta della selezione finale e per il calcolo dell'efficienza di questa.

Anche la ricerca degli eventi per il calcolo del fattore di forma sarà ristretta alla copertura angolare del calorimetro centrale, come descritto nel paragrafo 3.6.

### 3.7.1 Electron Weight

Per determinare la richieta da applicare a $\log_{10}(ew1 * ew2)$ per la selezione finale, osserviamo le distribuzioni di tale variabile riportate in Fig.3.6, per il campione di $e^+e^-$ e per i dati simulati.

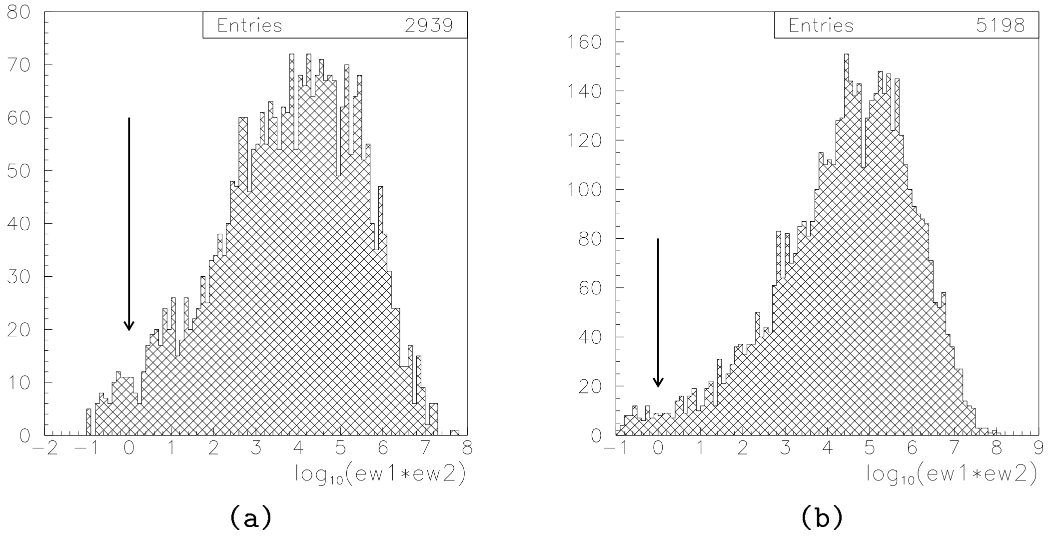



Figura 3.6: Distribuzione di $\log_{10}(ew1 * ew2)$, (a): campione di eventi alla $\psi'$ selezionati con i tagli (3.3) e (3.4); (b): eventi simulati corrispondenti alla reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$.

Possiamo considerare eventi con $e^+e^-$ nello stato finale se vale $\log_{10}(ew1 * ew2) > 0$; infatti sia dalla distribuzione 3.6(a) che dalla 3.6(b) si osserva che il numero di eventi con $\log_{10}(ew1 * ew2) < 0$ può essere considerato trascurabile. Con questa richiesta il valore dell'efficienza letto dal grafico in Fig.3.7 è $\epsilon_{ew} \sim 98\%$ per i dati simulati e $\epsilon_{ew} \sim 97\%$ per il campione di dati reali. Nella Fig.3.7 sono riportati gli andamenti dell'efficienza del taglio su $\log_{10}(ew1 * ew2)$ in funzione del limite inferiore scelto, calcolati con il campione di eventi alla $\psi'$ e con il Monte Carlo. La scelta del limite per $\log_{10}(ew1 * ew2)$ sarà confermata in seguito quando valuteremo l'efficienza e la stabilità della selezione finale, insieme al controllo della reiezione degli eventi di fondo.

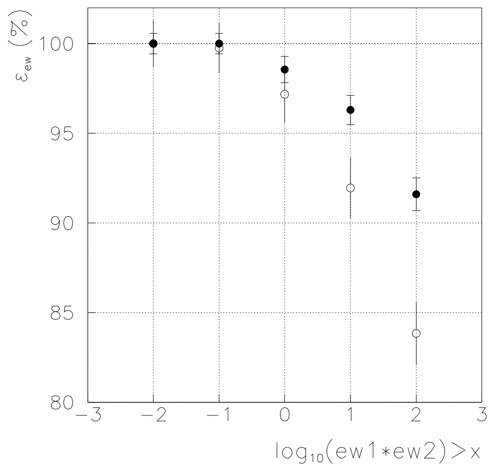



Figura 3.7: Andamento dell'efficienza del taglio sul prodotto degli *Electron Weight* in funzione del limite inferiore permesso di $\log_{10}(ew1 * ew2)$. ($\circ$): valori ottenuti dal campione di eventi alla $\psi'$ estratto applicando le richieste (3.3) e (3.4). ($\bullet$): valori ottenuti con la simulazione della reazione $\psi' \to e^+e^-$.

### 3.7.2 Probabilità del Fit Cinematico

Anzitutto determiniamo il limite inferiore per la probabilità di fit cinematico per il decadimento in $e^+e^-$ dalle distribuzioni di Fig.3.8. Dalle Fig.3.8`(a)` e `(c)` le distribuzioni di probabilità sembrano divenire costanti oltre circa il 10%; questo valore condurrebbe ad un'efficienza piuttosto bassa (attorno al 50% circa, come vedremo in seguito nella Fig.3.10), quindi cerchiamo il valore limite osservando in dettaglio le distribuzioni per piccole probabilità come riportato nelle Fig.3.8`(b)` e `(d)`. Da questi ingrandimenti potremmo scegliere come limite inferiore un valore attorno all'1%, in corrispondenza del quale otteniamo un'efficienza $\epsilon_{prb} \sim 66\%$, come vedremo in Fig.3.10.

Al fine di ottenere una selezione efficace nel riconoscere eventi con $e^+e^-$ nello stato finale e nel rigettare eventi di fondo, soprattutto decadimenti in $J/\psi + X$, non è sufficiente richiedere solo un limite inferiore per $Prb(e^+e^-)$, ma si deve anche richiedere un confronto fra $Prb(e^+e^-)$ e $Prb(J/\psi + X)$. Questo fatto si giustifica osservando le distribuzioni della massa invariante della coppia $e^+e^-$ di eventi selezionati con e senza il confronto fra le due probabilità di fit cinematico.

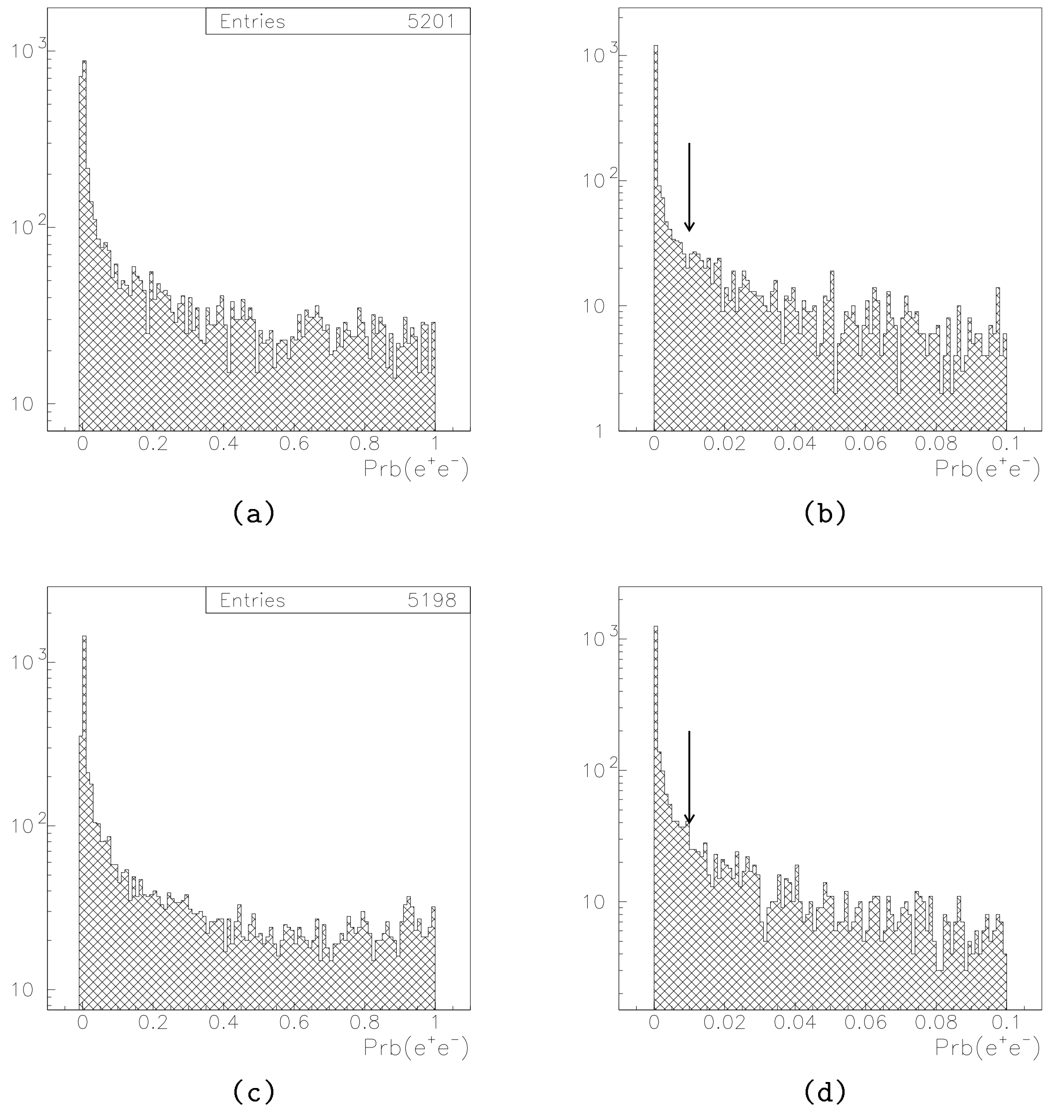



Figura 3.8: Distribuzione della probabilità di fit cinematico per decadimento in $e^+e^-$ . (a): Prb($e^+e^-$ ) per un campione di eventi alla $\psi'$ ottenuto richiedendo (3.3) e (3.5); (b): ingrandimento della distribuzione (a). (c): Prb($e^+e^-$ ) per gli eventi simulati con la reazione $\psi' \to e^+e^-$; (d): ingrandimento della distribuzione (c).

Abbiamo due possibilità per confrontare le due probabilità: richiedere $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$ oppure $Prb(J/\psi + X) < 10\%$; ovviamente queste richieste devono essere applicate insieme a $Prb(e^+e^-) > 1\%$, perché non sono indipendenti fra di loro. Il valore del limite superiore pari al 10% usato per la probabilità del fit cinematico per decadimenti in $J/\psi + X$ è stato scelto osservando la Fig.3.9, nella quale si nota che la distribuzione $Prb(J/\psi + X)$ diviene costante oltre il valore pari al 10%.

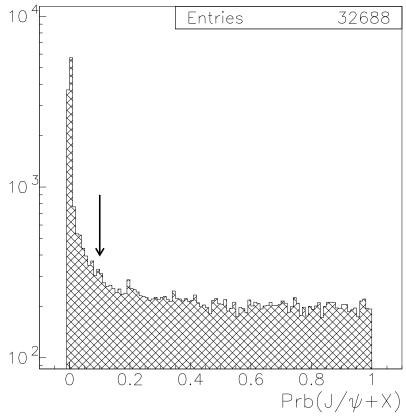



Figura 3.9: Distribuzione della probabilità di fit cinematico per decadimento in $J/\psi + X$ ottenuta dal campione di dati alla $\psi'$ applicando $\log_{10}(ew1 * ew2) > 1$ nel volume fiduciale.

Definiamo quindi di seguito tre richieste diverse sulle probabilità di fit:

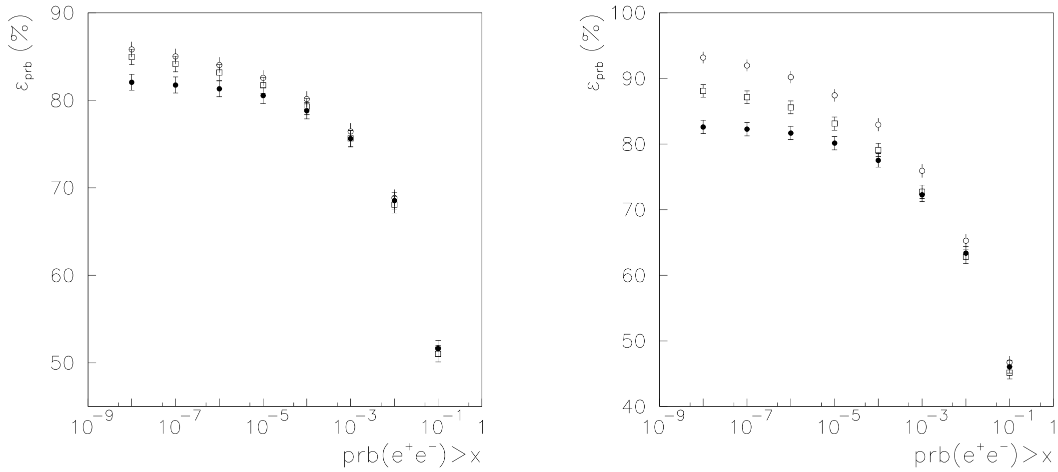
$$Prb(e^+e^-) > Prb_{cut}(e^+e^-) \tag{3.6}$$

$$[Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)] \otimes [Prb(e^+e^-) > Prb_{cut}(e^+e^-)] \tag{3.7}$$

$$[Prb(J/\psi + X) < 10\%] \otimes [Prb(e^+e^-) > Prb_{cut}(e^+e^-)] \tag{3.8}$$

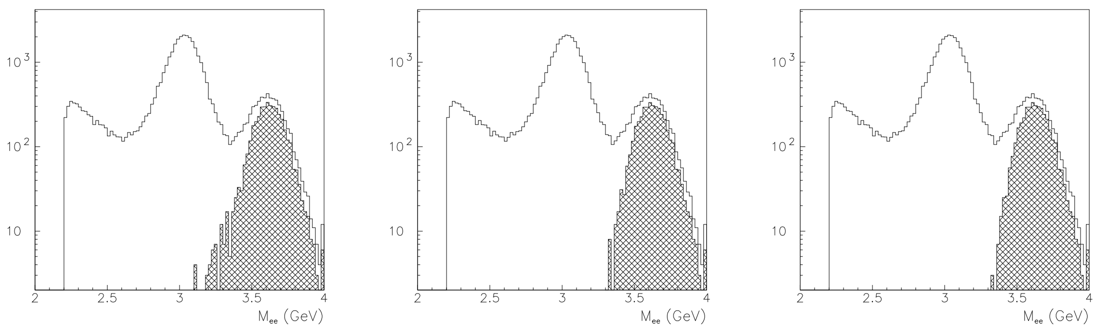
Dalla Fig.3.10, nella quale riportiamo l'andamento delle efficienze delle richieste (3.6), (3.7) e (3.8) in funzione di $Prb_{cut}(e^+e^-)$, notiamo che le tre richieste attorno al valore di $Prb_{cut}(e^+e^-) \sim 1\%$ hanno circa la stessa efficienza. Invece dalla Fig.3.11, nella quale riportiamo la distribuzione della massa invariante della coppia $e^+e^-$ per gli eventi alla $\psi'$ , si nota che le richieste (3.7) e (3.8) eliminano eventi con $M_{e^+e^-} \sim M_{J/\psi}$ che non vengono eliminati dalla richiesta (3.6). Tutto ciò mostra che la sola richiesta $Prb(e^+e^-) > 1\%$ non è sufficiente ad eliminare la contaminazione di eventi $J/\psi + X$.

Dalle Fig.3.11`(b)` e `(c)` le richieste (3.7) e (3.8) sembrano essere equivalenti, anche se in realtà la seconda richiesta risulta essere poco piú restrittiva. Scegliamo di utilizzare nella selezione finale la richiesta (3.7), quindi confrontiamo in Fig.3.12 le efficienze in funzione di $Prb_{cut}(e^+e^-)$ calcolate dal campione di dati alla $\psi'$ e dalla simulazione della reazione $\psi' \to e^+e^-$.




(a) (b)

Figura 3.10: Andamento delle efficienze in funzione del valore di $Prb_{cut}(e^+e^-)$ per: ($\circ$) richiesta (3.6); ($\bullet$) richiesta (3.7); ($\Box$) richiesta (3.8). (a) risultati ottenuti dal campione di eventi alla $\psi'$ selezionato richiedendo $M_{e^+e^-} > 3.4$ GeV e $\log_{10}(ew1 * ew2) > 1$; (b) risultati ottenuti con la simulazione della reazione $\psi' \rightarrow e^+e^-$.




(a) (b) (c)

Figura 3.11: Distribuzioni della massa invariante della coppia $e^+e^-$ . (a)(b)(c), in bianco: eventi alla $\psi'$ che superano la preselezione e soddisfano la richiesta $\log_{10}(ew1 * ew2) > 0$ nel volume fiduciale. (a)(b)(c), in nero: eventi selezionati dal campione alla $\psi'$ applicando $\log_{10}(ew1 * ew2) > 0$ nel volume fiduciale e rispettivamente le richieste (3.6), (3.7) e (3.8).

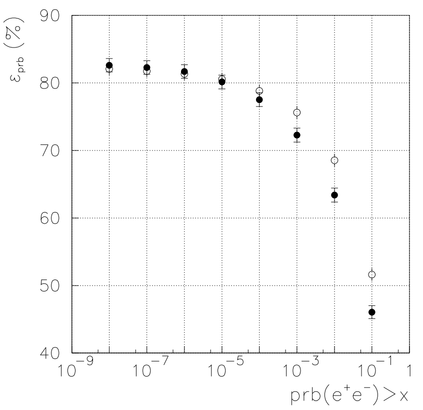



Figura 3.12: Andamento dell'efficienza della richiesta $[Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)] \otimes [Prb(e^+e^-) > Prb_{cut}(e^+e^-)]$ in funzione di $Prb_{cut}(e^+e^-)$: ($\circ$) risultati dal campione di eventi alla $\psi'$ ottenuto con le richieste $M_{e^+e^-} > 3.4$ GeV e $\log_{10}(ew1 * ew2) > 1$ nel volume fiduciale; ($\bullet$) risultati dalla simulazione della reazione $\psi' \to e^+e^-$.

Dalla Fig.3.12 si vede che l'efficienza della richiesta (3.7), usando $Prb_{cut}(e^+e^-) = 1\%$, vale circa 63% e 68%, calcolando il valore rispettivamente con la simulazione e con il campione reale.

### 3.7.3 Molteplicità di CCAL

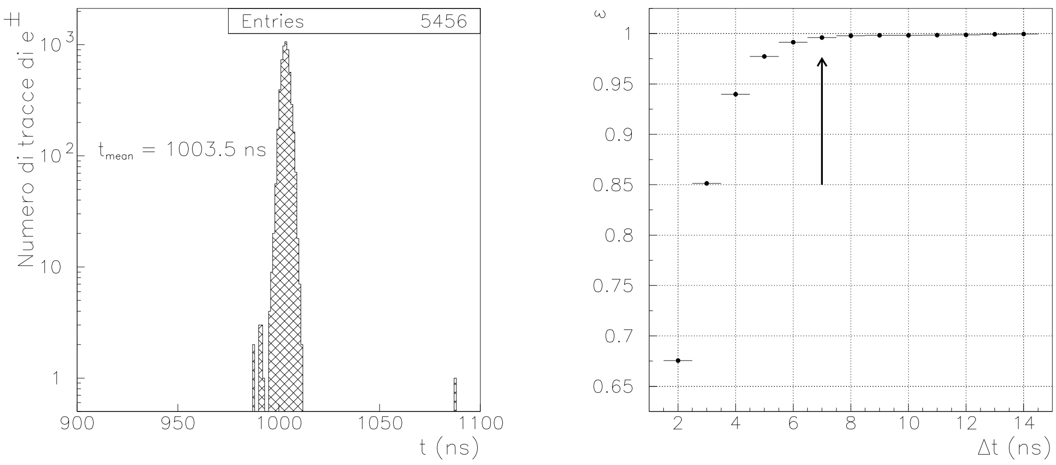
La selezione piú semplice per identificare uno stato finale $e^+e^-$ sarebbe quella di richiedere esattamente 2 cluster *ontime* in CCAL, che definiamo di seguito. Può succedere che un elettrone (o positrone) nell'attraversare i rivelatori interni emetta uno o piú fotoni di bremsstrahlung, quindi se vogliamo considerare anche tali eventi non possiamo applicare la selezione piú semplice, ma dovremo tenere conto anche dei cluster associati a tali fotoni, che chiameremo *cluster satellite* o *extra cluster*.

#### Cluster ontime

Determiniamo la definizione di cluster *ontime* studiando il campione di $e^+e^-$ alla $\psi'$ . Notiamo che non possiamo utilizzare il Monte Carlo per lo studio delle distribuzioni temporali perché il tempo non viene simulato. Da questa considerazione si evidenzia il fatto che per la determinazione della selezione finale non possiamo usare solamente la simulazione, ma dovremo inevitabilmente studiare anche un campione di dati veri. Applicando i *tagli stretti* troviamo che il tempo medio per la traccia di un elettrone è

$t_{mean} = 1003.5$ ns, come mostrato in figura 3.13(a). Dobbiamo definire una finestra temporale entro la quale considerare un cluster *ontime*. Dalla Fig.3.13(b) scegliamo una finestra temporale $2\Delta\mathrm{t} = 14$ ns, quindi un cluster con tempo $t_{cl}$ sarà definito *ontime* se vale la relazione (3.9).

$$t_{mean} - \Delta t \leqslant t_{cl} \leqslant t_{mean} + \Delta t \tag{3.9}$$




(a) (b)

Figura 3.13: (a): Distribuzione temporale di un campione pulito di tracce di $e^+e^-$ da $\psi' \to e^+e^-$ selezionato con le richieste (3.3), (3.4) e (3.5). (b): Frazione delle tracce entro la finestra temporale $2\Delta t$ centrata attorno al valore medio $t_{mean} = 1003.5$ ns in funzione di $\Delta t$; la freccia verticale indica il valore di $\Delta t$ scelto per la definizione dei cluster *ontime*.

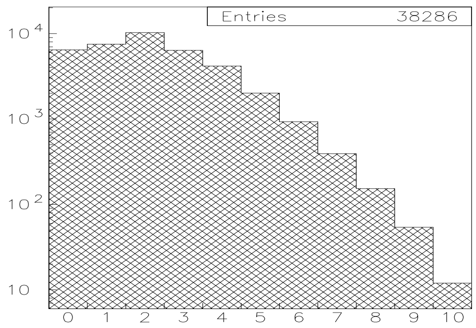
L'efficienza della definizione di cluster ontime al valore scelto di $\Delta$t risulta molto alta, quindi al fine del calcolo dell'efficienza totale della selezione finale sarà trascurabile (superiore al 99%).
Notiamo che non abbiamo fatto nessuna richiesta sui *cluster satellite*, in quanto nella selezione finale considereremo fotoni di bremsstrahlung solo se gli *extra cluster* associati sono *ontime* e soddisfano certe condizioni che studieremo in seguito molto dettagliatamente. Data la definizione di *ontime* d'ora in poi, oltre a richiedere i due cluster principali e gli *extra cluster ontime*, richiederemo che non sia presente nessun cluster *ontime* in FCAL, in modo da eliminare ulteriore fondo fuori dal volume fiduciale.

### 3.7.4 Cluster Satellite

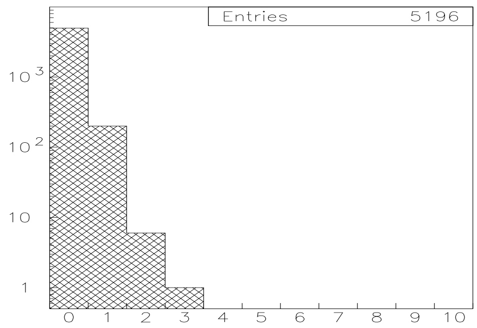
Studiamo in dettaglio gli eventi con piú di due cluster per individuare possibili fotoni di bremsstrahlung emessi dagli elettroni. Nel seguito indicheremo con $\gamma_B$ i fotoni di bremsstrahlung e con $\gamma$ fotoni di diversa origine. Per studiare gli eventi con $e^+e^-\gamma_B$ nello stato finale utilizzeremo sia il campione di dati alla $\psi'$ sia la simulazione, che in questo caso ricoprirà un ruolo fondamentale.

#### Statistica dei potenziali eventi $e^+e^-\gamma_B$

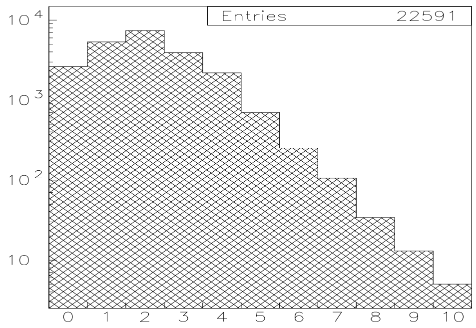
Dalla reazione $\psi' \rightarrow e^+e^-$ cerchiamo di estrarre un campione di eventi con $e^+e^-\gamma_B$ nello stato finale. Per prima cosa concentriamo la nostra attenzione sulle distribuzioni di Fig.3.14 e 3.15.



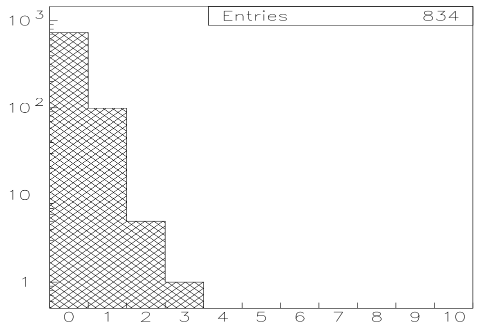

(a)




(b)




(c)




(d)

Figura 3.14: Distribuzione del numero di *extra cluster ontime* per eventi: (a) e (b): tutti gli eventi; (c) e (d): eventi con $Prb(e^+e^-) < Prb(J/\psi + X)$. (a) e (c) corrispondono al campione di dati alla $\psi'$ ; (b) e (d) corrispondono alla simulazione della reazione $\psi' \rightarrow e^+e^-$.

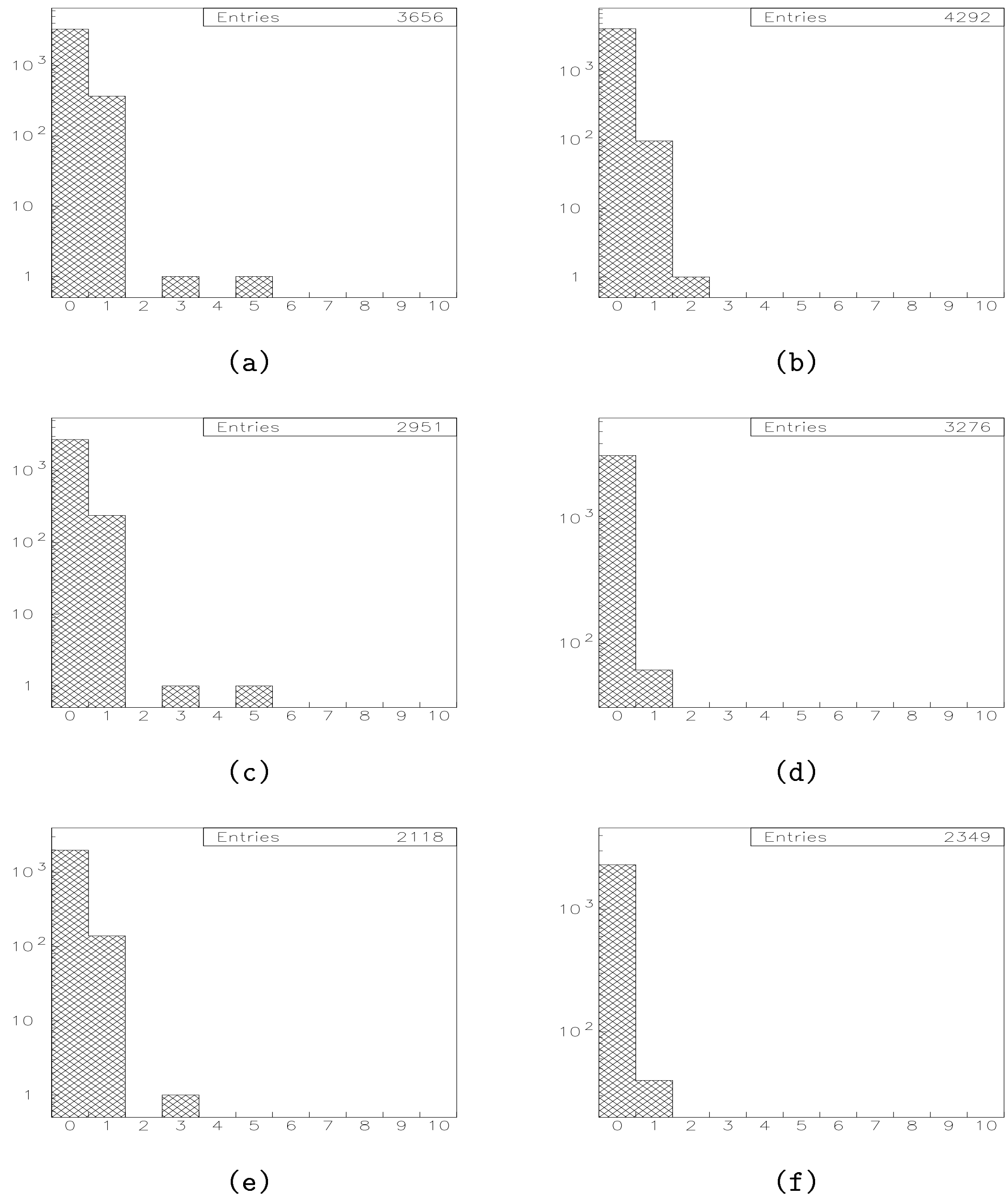



Figura 3.15: Distribuzione del numero di *extra cluster ontime* ottenuta applicando le seguenti richieste: (a) e (b): $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$; (c) e (d): $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X) \otimes Prb(e^+e^-) > 1\% \otimes \log_{10}(ew1 * ew2) > 0$; (e) e (f): $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X) \otimes Prb(e^+e^-) > 10\% \otimes \log_{10}(ew1 * ew2) > 1$. (a), (c) ed (e) corrispondono al campione di dati alla $\psi'$ ; (b), (d) ed (f) corrispondono alla simulazione della reazione $\psi' \to e^+e^-$.

Dai grafici (a) e (c) di Fig.3.14 si nota un picco in corrispondenza di eventi con 2 *extra cluster* dovuto al decadimento $\psi' \to \chi\gamma \to J/\psi\gamma\gamma$; inoltre in generale sono tanti gli eventi con molti *extra cluster*. Le corrispondenti distribuzioni, (b) e (d), per gli eventi simulati non presentano il picco in corrispondenza di 2 perché lo stato finale simulato è proprio $e^+e^-$ .
Per la ricerca di un campione di eventi $e^+e^-\gamma_B$ risultano utili le distribuzioni di Fig.3.15. Anzitutto notiamo che il Monte Carlo simula l'irraggiamento di fotoni di bremsstrahlung da parte di elettroni o positroni, che spiega la presenza di *extra cluster*, però rispetto ai dati veri la percentuale di eventi $e^+e^-\gamma_B$ risulta essere piú piccola di quasi un fattore 10, perché non tutti gli eventi veri con piú *extracluster* corrispondono a $e^+e^-\gamma_B$, infatti stiamo proprio cercando un campione di questo tipo. Confrontanto i grafici (c) ed (e) di Fig.3.15 notiamo una diminuzione degli eventi con 1 *extra cluster* per (e) a causa dell'applicazione dei *tagli stretti*. Siccome la statistica di eventi per (c) ed (e) con almeno un *extra cluster* è piccola, per averne un po' di piú scegliamo di ricercare il campione $e^+e^-\gamma_B$ applicando gli stessi tagli usati in (c). Si preferisce questa scelta anche perché eventi che contengono un $\gamma_B$ intuitivamente presentano la tendenza di avere probabilità di fit cinematico (per decadimento in $e^+e^-$ ) minore di un evento con solo $e^+e^-$ , quindi usiamo $Prb(e^+e^-) > 1\%$ anzichè $Prb(e^+e^-) > 10\%$; il taglio meno restrittivo sull'*Electron Weight* non presenta problemi, dato che il fondo viene eliminato bene, come visto in precedenza.
Vogliamo puntualizzare che è conveniente studiare gli eventi $e^+e^-\gamma_B$, in modo che si possano salvare circa il 10% degli eventi totali (come mostrato dalla Fig.3.15(c)). Confrontanto i valori di luminosità integrata raccolta dal runI con quelli del runII ci aspettiamo di trovare circa 100 eventi utili per il fattore di forma, quindi salvare circa un decimo significa considerare un contributo non trascurabile.

### Ricerca delle osservabili per l'identificazione dei $\gamma_B$

Le variabili che forniscono una buona indicazione sull'identità del fotone, cioè se è realmente di bremsstrahlung oppure no, sono le masse invarianti delle coppie $e^-\gamma$ e $e^+\gamma$. Altre grandezze come l'energia del fotone oppure la distribuzione angolare non sono significative. Siccome dalla Fig.3.15(c) è evidente la misera statistica di eventi con piú di 1 *extra cluster*, studiamo le distribuzioni delle masse invarianti riportate in Fig.3.16 e 3.17 per gli eventi con un solo *cluster satellite ontime*.
Le masse invarianti fra elettrone-fotone e positrone-fotone si calcolano secondo le

eq. (3.10) e (3.11):

$$M_{\gamma e_1} = \sqrt{2E_{e_1}E_\gamma(1-\cos\theta_{\gamma e_1})} \tag{3.10}$$

$$M_{\gamma e_2} = \sqrt{2E_{e_2}E_\gamma(1-\cos\theta_{\gamma e_2})} \tag{3.11}$$

$M_{\gamma e_{1/2}}$: massa invariante fra il fotone e l'elettrone 1/2.
$E_{e_{1/2}}$: energia dell'elettrone 1/2.
$E_\gamma$: energia del fotone.
$\theta_{\gamma e_{1/2}}$: angolo fra il fotone e l'elettrone 1/2.
Indichiamo $e_{1/2}$ anzichè $e^{+/-}$ perché non possiamo distinguere $e^+$ da $e^-$, ma riconosciamo due tracce distinte. Nelle equazioni (3.10) e (3.11) le grandezze sono riferite al sistema nel laboratorio, essendo quelle misurate.

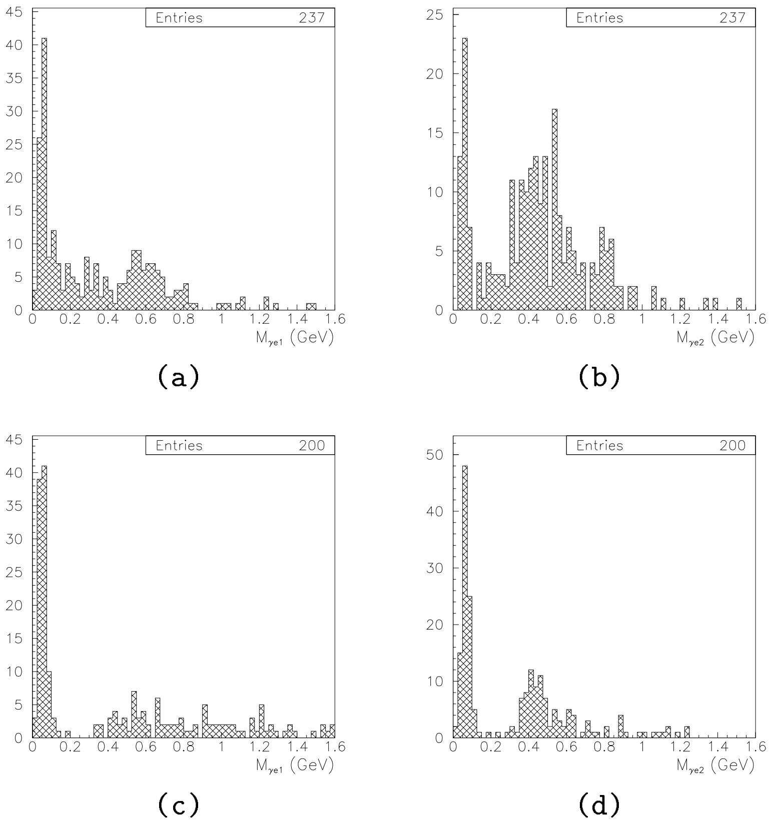
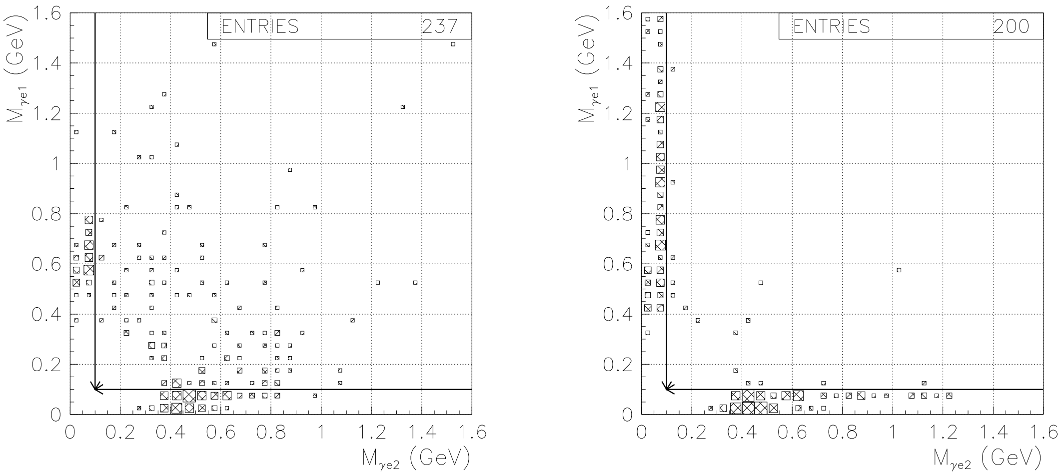



Figura 3.16: Distribuzioni delle masse invarianti fra il probabile $\gamma_B$ (dai dati alla $\psi'$ ) e l'$e^-$(o $e^+$) `(a)` e l'$e^+$(o $e^-$) `(b)`, applicando gli stessi tagli usati in Fig.3.15`(c)` con un solo *extra cluster ontime*. `(c)` e `(d)` sono relativi ai dati simulati alla $\psi'$ applicando solo la restrizione sul volume fiduciale per avere maggiore statistica.




(a) (b)

Figura 3.17: Numero di eventi ottenuto dalla Fig.3.16 in funzione delle due masse invarianti $M_{\gamma e_1}$ e $M_{\gamma e_2}$. (a) campione di dati alla $\psi'$ ; (b) campione di dati simulati alla $\psi'$ .

Le distribuzioni riportate in Fig.3.16 sono caratterizzate da due picchi: uno al di sotto di ~100 MeV (centrato circa a 50 MeV) e l'altro oltre questo valore (centrato circa a 500 MeV). Dal grafico 3.17 che mostra il piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ riusciamo a comprendere le distribuzioni precedenti: il picco sotto i 100 MeV è da attribuirsi alla giusta associazione $e^{\pm}\gamma$, cioè è la massa invariante fra il $\gamma$ e l'$e^{\pm}$ corrispondente che lo emette, mentre il picco oltre i 100 MeV rappresenta la massa invariante dell'associazione sbagliata, cioè fra il $\gamma$ e l'altro $e^{\pm}$.

### Campione di eventi $e^+e^-\gamma_B$

La fig 3.17(b) relativa ai dati simulati suggerisce che un evento $e^+e^-\gamma_B$ può essere caratterizzato dalla condizione (3.12).

$$[M_{\gamma e_1} \leqslant M_{cut}] \oplus [M_{\gamma e_2} \leqslant M_{cut}] \tag{3.12}$$

Dove con $M_{cut}$ si intende il valore di massa invariante che imponiamo come limite per dividere i grafici di Fig.3.17 in due zone definite come segue:

**Zona permessa:** caratterizzata dai valori di masse invarianti che soddisfano l'equazione (3.12), quindi l'area nel piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ con la quale identifichiamo un evento $e^+e^-\gamma_B$, come suggerisce la distribuzione di Fig.3.17(b).

**Zona proibita:** caratterizzata dalla condizione $M_{\gamma e_1} > M_{cut} \quad \otimes \quad M_{\gamma e_2} > M_{cut}$, quindi l'area nel piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ nella quale non si dovrebbero identificare eventi $e^+e^-\gamma_B$, ma piuttosto eventi di fondo.

Dal grafico 3.17(a) non risulta evidente la separazione fra zona permessa e proibita. Se il Monte Carlo funziona bene, allora la stessa separazione vista con la simulazione si dovrebbe avere con un campione pulito di veri eventi $e^+e^-\gamma_B$. Per lo studio dei fotoni di bremsstrahlung finora abbiamo usato una selezione composta della seguenti richieste:

$$Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X) \tag{3.13}$$

$$Prb(e^+e^-) > 1\% \tag{3.14}$$

$$\log_{10}(ew1 * ew2) > 0. \tag{3.15}$$

$$cluster\ di\ e^+e^-\ \ ontime \tag{3.16}$$

$$dati\ n\ extra\ cluster:\ 1\ ontime,\ n-1\ offtime \tag{3.17}$$

Sicuramente la selezione 3.13÷3.17 non evidenzia un campione pulito di $e^+e^-\gamma_B$, ma avremo maggiore certezza di determinare eventi con un solo $\gamma_B$ se ai precedenti vincoli ne aggiungiamo uno in cui richiediamo che ci siano solo tre *cluster ontime* (2 per $e^+e^-$ + 1 per $\gamma_B$) e nessuno *out of time*, cioè selezioniamo eventi in cui il numero totale di cluster è tre, tutti *ontime*. Quindi aggiungiamo la seguente richiesta:

$$n^o_{totale\ di\ cluster} = 3 \tag{3.18}$$

Chiameremo nel seguito:

$$Selezione\ A = soddisfa\ le\ richieste\ (3.13) \div (3.17)$$

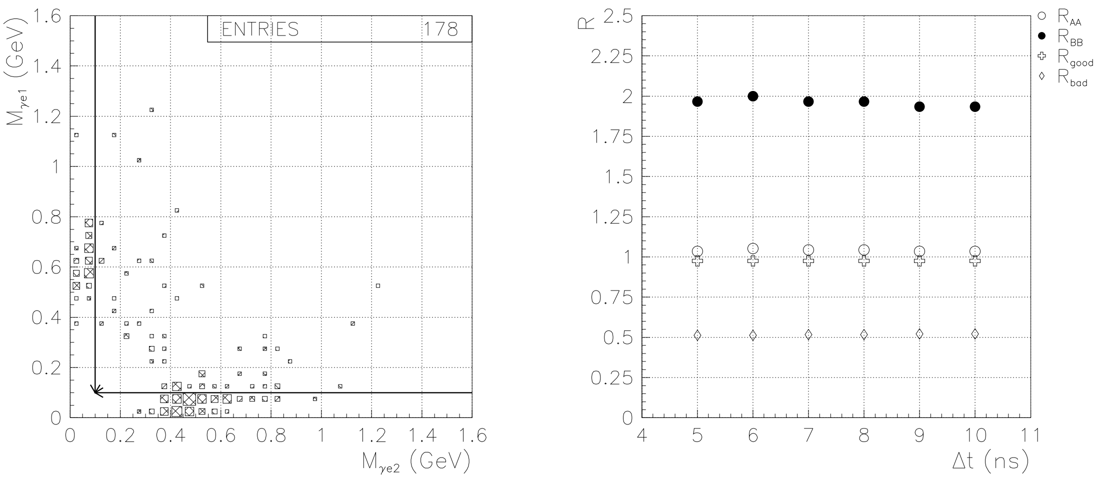
$$Selezione\ B = soddisfa\ le\ richieste\ (3.13) \div (3.18)$$

Notiamo che applicando la *selezione B* estraiamo un campione pulito di eventi $e^+e^-\gamma_B$, come si può vedere confrontando la distribuzione di Fig.3.18(a), ottenuta con questa selezione, con la distribuzione ottenuta dalla simulazione in Fig.3.17(b). Qualitativamente dal grafico 3.18(a) risulta piú evidente la separazione fra zona permessa e proibita rispetto al grafico 3.17(a), quindi piú simile alla distribuzione ottenuta con il Monte Carlo.

### Due selezioni a confronto

Vogliamo fare un'analisi quantitativa per vedere come migliora la separazione fra le zone permesse e proibite nel piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ nel passaggio fra la *selezione A* e

$B$, corrispondenti ai grafici 3.17(a) e 3.18(a).
Indichiamo con $permessi_A$ il numero di eventi permessi dalla *selezione A* e con $proibiti_A$ il numero di eventi proibiti dalla stessa selezione. Analogamente definiamo $permessi_B$ e $proibiti_B$ per la selezione B. I rapporti $R_{AA} = \frac{permessi_A}{proibiti_A}$, $R_{BB} = \frac{permessi_B}{proibiti_B}$, $R_{good} = \frac{permessi_B}{permessi_A}$ e $R_{bad} = \frac{proibiti_B}{proibiti_A}$ sono riportati in Fig.3.18(b).
Analizziamo questa figura per dimostrare come il risultato della *selezione B* risulta essere molto piú convincente per la scelta del taglio sulle masse invarianti rispetto al risultato della *selezione A*.




(a) (b)

Figura 3.18: (a) Numero di eventi ottenuti applicando la *selezione B* in funzione di $M_{\gamma e_1}$, $M_{\gamma e_2}$. (b) Andamento dei rapporti come funzione di $\Delta$t: $R_{AA} = \frac{permessi_A}{proibiti_A}$; $R_{BB} = \frac{permessi_B}{proibiti_B}$; $R_{good} = \frac{permessi_B}{permessi_A}$; $R_{bad} = \frac{proibiti_B}{proibiti_A}$. Il valore di $M_{cut}$ usato per identificare le zone proibita e permessa è di 100 MeV. I pedici A e B identificano rispettivamente eventi che superano la selezione A e B.

**Dipendenza da $\Delta$t.** Anzitutto notiamo che gli andamenti in funzione di $\Delta$t sono pressochè costanti, quindi per i valori considerati di $\Delta$t non abbiamo influenza sulla definizione di *ontime/out-of-time*.

**Rapporti fra eventi permessi e proibiti.** Nella *selezione A* il rapporto $R_{AA}$ mostra che abbiamo circa lo stesso numero di eventi permessi e proibiti, mentre nella *selezione B* il rapporto $R_{BB}$ mostra che il numero di eventi permessi è circa il doppio del numero di quelli proibiti.

**Passaggio dalla *selezione A* alla *selezione B*.** Passando dalla *selezione A* alla *selezione B* otteniamo una maggior perdita degli eventi proibiti rispetto a quelli permessi come possiamo vedere dai rapporti $R_{good} \approx 99\%$ e $R_{bad} \approx 50\%$.

**Efficienza del taglio su $M_{\gamma e_i}$.** In Fig.3.19 riportiamo l'andamento dell'efficienza della richiesta (3.12) in funzione di $M_{cut}$. Tale andamento suggerisce la scelta di $M_{cut} \sim 100$ MeV. Comunque il valore sarà confermato quando calcoleremo la stabilità di questo taglio.

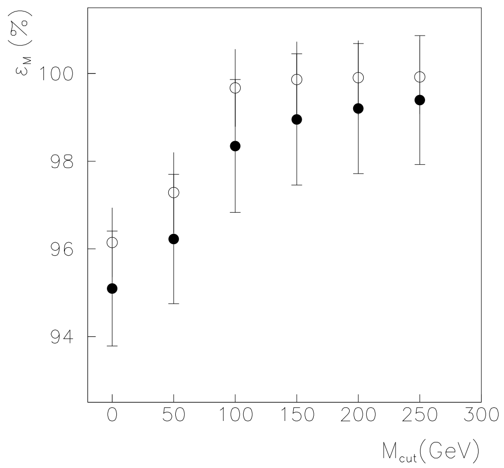



Figura 3.19: Andamento dell'efficienza del taglio sulle masse invarianti fra le coppie $e^+\gamma_B$ e $e^-\gamma_B$ in funzione del valore di $M_{cut}$. ($\bullet$): campione di dati alla $\psi'$ , eventi $e^+e^-\gamma_B$ identificati con la *selezione B*; eventi $e^+e^-$ identificati con le richieste (3.13)÷(3.16) $\otimes$ $n_{totale\ di\ cluster} = 2$. ($\circ$): dati simulati alla $\psi'$ , eventi $e^+e^-\gamma_B$ identificati con la richiesta $n_{totale\ di\ cluster} = 3$; eventi $e^+e^-$ identificati con la richiesta $n_{totale\ di\ cluster} = 2$.

### Contaminazione da $\pi^o$

Nel passaggio dalla *selezione A* alla *selezione B* perdiamo 56 eventi proibiti, quindi vogliamo cercare a cosa sono dovuti. Anzitutto cerchiamo quanti sono gli *extra cluster*. Dalla figura 3.20 notiamo che il numero di *extra cluster* può arrivare fino a 10: in questi eventi con *n extra*, 1 è *ontime* mentre gli altri *n-1* sono *offtime*. Questi *n-1* dovrebbero appartenere ad un altro evento. Una situazione del genere non dovrebbe essere rara, considerando che fondi come $\overline{p}p \to \pi^+\pi^-\pi^o$ hanno una sezione d'urto che è mille volte piú grande della sezione d'urto degli eventi $\overline{p}p \to \psi'$

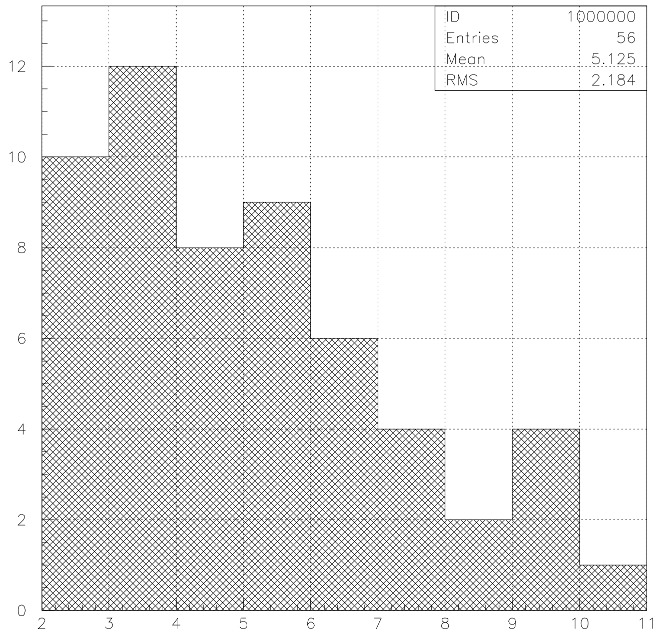



Figura 3.20: Distribuzione del numero $n$ di *cluster satellite* (con $n > 1$) per gli eventi proibiti persi dalla *selezione B*.

che stiamo considerando. La sovrapposizione di un $\pi^o$ ad un evento $e^+e^-$ potrebbe risultare molto simile ad un evento $e^+e^-\gamma_B$, a causa del decadimento $\pi^o \to \gamma\gamma$.

**$\pi^o$ sospetto** Sospettiamo che gli eventi proibiti che vengono eliminati dalla *selezione B* siano dovuti alla sovrapposizione di un $\pi^o$, infatti se il $\pi^o$ decade simmetricamente allora i due fotoni possono formare un unico cluster, il quale viene poi risuddiviso in due cluster. In questa fase di riclusterizzazione l'assegnazione dei tempi ai cluster potrebbe risultare meno precisa rispetto all'assegnazione nella configurazione in cui c'è un solo cluster. Abbiamo perciò motivo di pensare che due *cluster satellite*, di cui uno *ontime* e uno *offtime*, provengano dal decadimento di un $\pi^o$. Ricerchiamo nel paragrafo seguente questa conferma.

**Ricerca di $\pi^o$ sovrapposti a $e^+e^-$** Due fotoni associati a una coppia di *cluster satellite* provengono da un $\pi^o$ se la loro massa invariante coincide con la massa del $\pi^o$. Quindi calcoliamo le masse invarianti di tutte le coppie possibili ottenute combinando l'unico *extra cluster ontime* con gli altri *offtime*; risulteranno al piú 9 coppie, essendoci al massimo 10 *extra cluster* (vedi Fig.3.20).

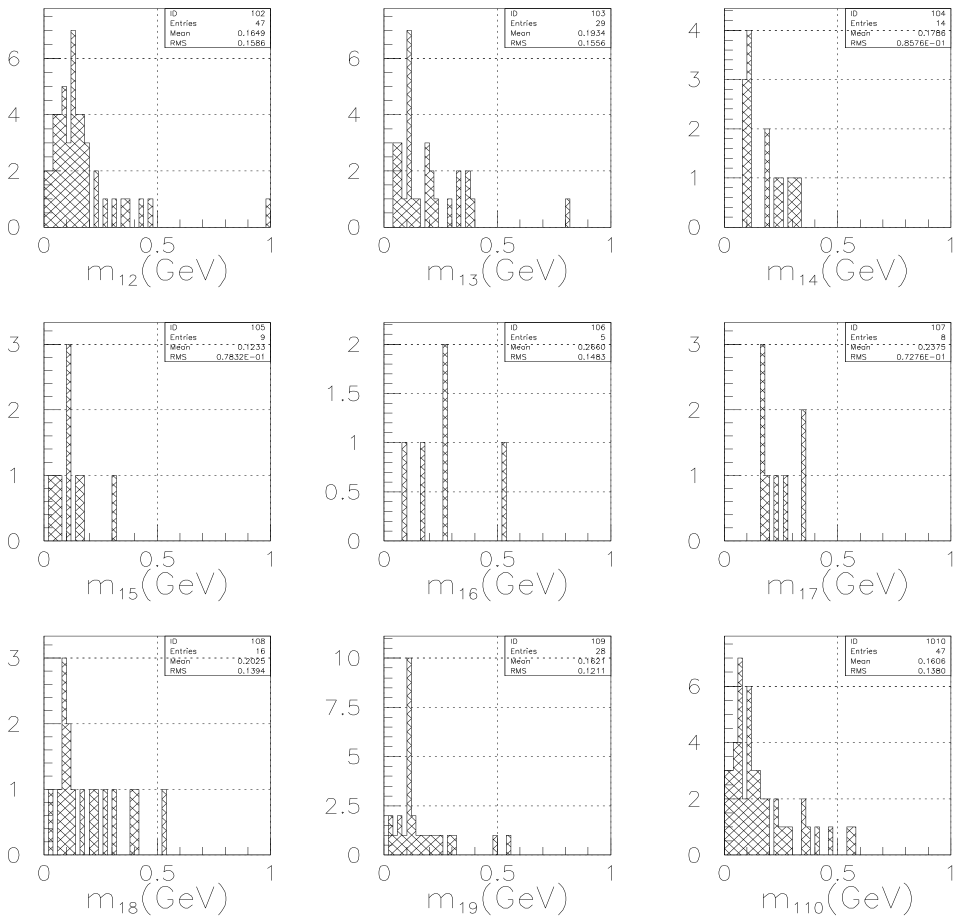



Figura 3.21: Distribuzione delle masse invarianti delle 9 coppie di fotoni per gli eventi che vengono eliminati nel passaggio $A \rightarrow B$. *Con 1 intendiamo l'unico cluster ontime, di conseguenza gli altri numeri indicano tutti gli altri cluster offtime.*

In Fig.3.21 riportiamo le distribuzioni delle masse invarianti corrispondenti alle 9 possibili combinazioni che si ottengono accoppiando l'unico fotone *ontime* con uno dei fotoni *out of time*, che al piú saranno 9, per gli eventi persi nel passaggio dalla *selezione A* alla *selezione B*. Da tali distribuzioni si può notare un picco attorno alla massa del $\pi^o$ ($m_{12}$ e $m_{19}$). Per avere una migliore visione sommiamo tutte le precedenti distribuzioni, ottenendo il grafico di Fig.3.22.

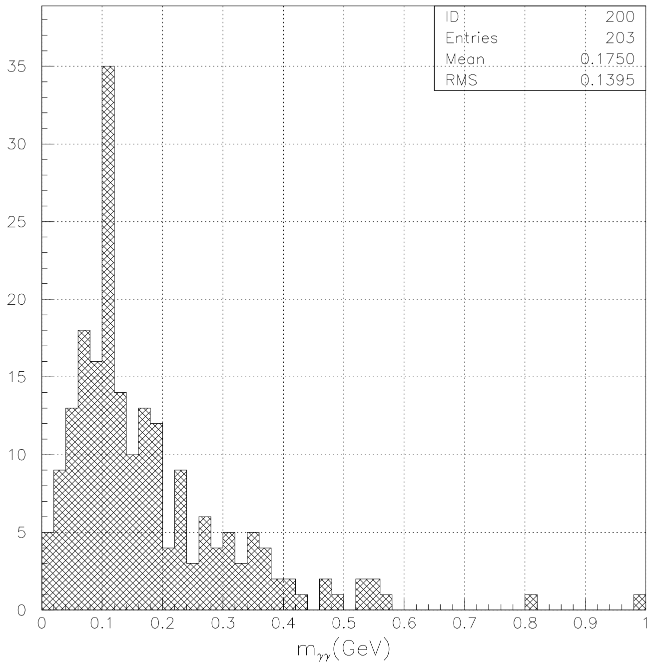



Figura 3.22: Distribuzione della massa invariante fra le coppie di fotoni ottenuta sommando tutte le distribuzioni della figura 3.21.

Dalla distribuzione di figura 3.22 è evidente che ciò che scartiamo con la *selezione B* sono in maggioranza eventi in cui gli *extra cluster* provengono dal decadimento del $\pi^o$.
Questi risultati contribuiscono ulteriormente a confermare la validità del taglio sulle masse invarianti per la selezione di eventi $e^+e^-\gamma_B$.

### Contaminazione da fondo

È necessario assicurarsi che oltre ad eliminare eventi contenenti $\pi^0$, come visto in precedenza, con il taglio sulle masse invarianti si eliminino anche la maggior parte di altri eventi di fondo. A questo proposito utilizziamo le reazioni di fondo simulate per scoprire a quale regione nel piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ contribuiscono. Le reazioni di fondo che considereremo in questo studio sono quelle che soddisfano la preselezione. Riferendoci alla Tab.3.3 teniamo conto solo di $N_{ewdst} \neq 0$ e ovviamente non consideriamo le simulazioni delle reazioni con solo $e^+e^-$ nelle stato finale: quindi studieremo tutti gli eventi simulati che corrispondono a ID=6÷9,11,14÷19. Le distribuzioni di Fig.3.23 e 3.24 sono state ottenute senza applicare tagli sulla probabilità di fit, perché vogliamo vedere a quali regioni nel piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ contribuiscono maggiormente. Applicando la richiesta che lo stato sia una coppia $e^+e^-$ , cioè $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$ otteniamo una riduzione drastica degli eventi di fondo. Se oltre a questa richiesta applichiamo anche un taglio su questa probabilità di fit $(Prb(e^+e^-) > Prb_{cut}(e^+e^-))$ otteniamo praticamente una totale eliminazione del fondo scegliendo ad esempio come limite inferiore $Prb_{cut}(e^+e^-) = 1\%$. Riportiamo in Tab.3.4 i risultati ottenuti dopo queste richieste. Anzitutto teniamo a precisare che il numero di eventi di fondo generati non sono in rapporto fra di loro come lo sono le sezioni d'urto delle corrispondenti reazioni. Quindi non possiamo fare un'analisi quantitativa per determinare in quale percentuale il fondo può contaminare, ma possiamo renderci conto in quale modo siamo in grado di eliminare questa contaminazione con la selezione finale. Infatti dalla Tab.3.4 notiamo che gli unici contributi che derivano dal fondo fanno parte di eventi proibiti, quindi saranno eliminati dal taglio sulle masse invarianti.

| | A | | B | | C | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| ID | permessi | proibiti | permessi | proibiti | permessi | proibiti |
| 6 | 24 | 3637 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 7 | 23 | 3589 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 8 | 21 | 3528 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 9 | 22 | 1224 | 0 | 4 | 0 | 2 |
| 11 | 0 | 1 | 0 | 1 | 0 | 1 |
| 14 | 7 | 486 | 0 | 1 | 0 | 1 |
| 15 | 1 | 33 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 16 | 19 | 409 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 17 | 4 | 512 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 18 | 4 | 526 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 19 | 5 | 525 | 0 | 0 | 0 | 0 |

Tabella 3.4: È riportato il numero di eventi delle reazioni di fondo che soddisfano determinate condizioni. `A`: corrispondono alle richieste $\log_{10}(ew1 * ew2) > 0 \otimes n_{cluster\ totali} = 3 = 2_{e^+e^-} + 1_{extra}$, le stesse usate per la selezione delle distribuzioni di Fig.3.23 e 3.24. `B`: corrispondono alle richieste di `A` $\otimes\ Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$. `C`: corrispondono alle richieste di `B` $\otimes\ Prb(e^+e^-) > 1\%$. *permessi* e *proibiti* corrispondono agli eventi che nel piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ occupano rispettivamente la zona permessa e quella proibita.

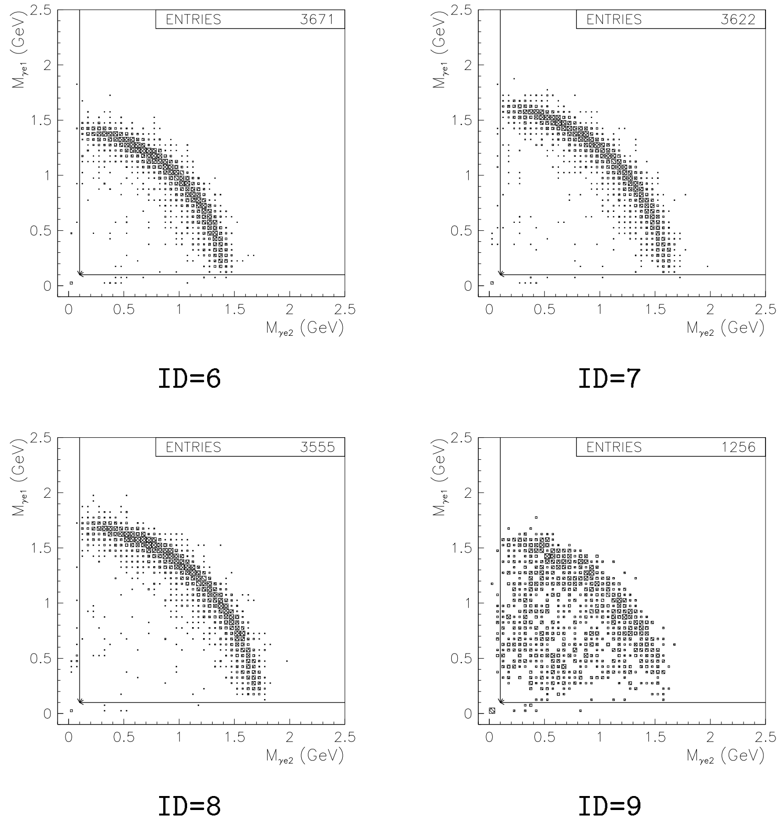



Figura 3.23: Distribuzioni nel piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ corrispondenti alla simulazione delle reazioni di fondo che potrebbero contaminare eventi per il fattore di forma. Sono state applicate le richieste $\log_{10}(ew1 * ew2) > 0 \otimes n_{cluster\ totali} = 3 = 2_{e^+e^-} + 1_{extra}$. Sui grafici sono evidenziati i limiti fra zona permessa e proibita usando $M_{cut} = 100$ MeV. La distribuzione della reazione `ID=11` non è riportata, perché contribuisce con un solo evento nella zona proibita.

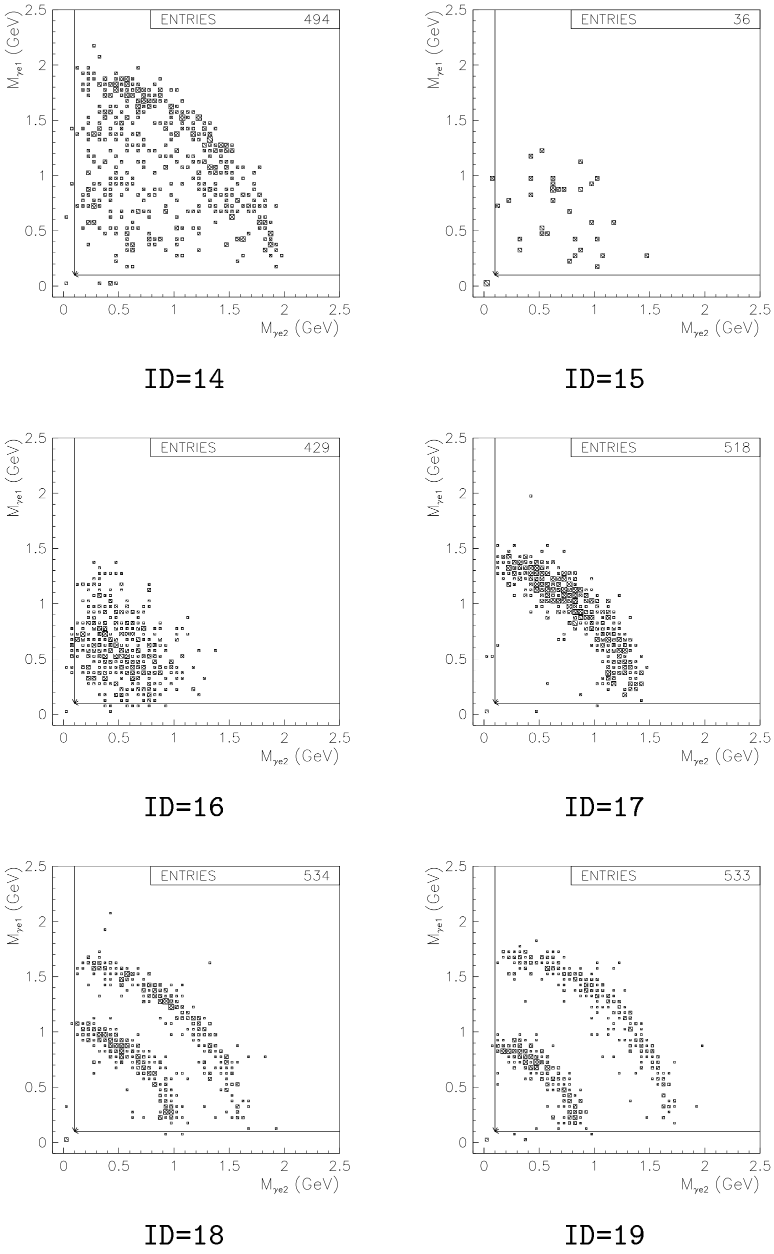



Figura 3.24: Distribuzioni nel piano $(M_{\gamma e_1}, (M_{\gamma e_2})$ corrispondenti alla simulazione delle reazioni di fondo che potrebbero contaminare eventi il campione di eventi $\psi' \rightarrow e^+e^-$ . Sono state applicate le richieste $\log_{10}(ew1 * ew2) > 0 \otimes n_{cluster\ totali} = 3 = 2_{e^+e^-} + 1_{extra}$.

## 3.8 Efficienza e stabilità della selezione I

Per calcolare l'efficienza della selezione I abbiamo due alternative: o utilizzare il campione di eventi con stato finale $e^+e^-$ estratto dai dati raccolti all'energia della $\psi'$ oppure utilizzare le reazioni con solo $e^+e^-$ nello stato finale simulate con il Monte Carlo. Calcoleremo l'efficienza con entrambi i metodi per poi confrontare i risultati finali. I valori che definiscono i tagli saranno giustificati dalla stabilità della selezione. Riepiloghiamo di seguito le richieste che costituiranno la selezione finale:

$$Volume\ fiduciale \tag{3.19}$$

$$e^+e^-ontime \tag{3.20}$$

$$[Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)] \otimes [Prb(e^+e^-) > Prb_{cut}(e^+e^-)] \tag{3.21}$$

$$\log_{10}(ew1 * ew2) > \log_{10}(ew1 * ew2)_{cut} \tag{3.22}$$

$\forall$ *extra cluster ontime*

$$[M_{\gamma e_1} \leqslant M_{cut}] \oplus [M_{\gamma e_2} \leqslant M_{cut}] \tag{3.23}$$

$Prb_{cut}(e^+e^-)$ è il limite inferiore permesso per la probabilità di fit cinematico per decadimento in una coppia elettrone-positrone.
$\log_{10}(ew1 * ew2)_{cut}$ è il limite inferiore permesso per il logaritmo del prodotto degli *Electron Weight*.
$M_{cut}$ è il valore di massa invariante utilizzato per la separazione del piano $(M_{\gamma e_1}, M_{\gamma e_2})$ in zona permessa e zona proibita.

L'efficienza della richiesta del volume fiduciale verrà presa in considerazione quando calcoleremo l'accettanza. Dallo studio della definizione (3.20) (vedi Fig.3.13(b)) abbiamo trovato che l'efficienza è superiore al 99%, quindi sarà trascurata per il calcolo dell'efficienza totale. Da queste considerazioni concludiamo che dovremo calcolare l'efficienza dei tagli (3.21)÷(3.23), applicando prima le richieste (3.19)÷(3.20).

### 3.8.1 Efficienza e stabilità della selezione dal Monte Carlo

Anzitutto determiniamo come varia il numero di eventi utili al calcolo del fattore di forma in funzione dei valori di $Prb_{cut}(e^+e^-)$, $\log_{10}(ew1 * ew2)_{cut}$ e $M_{cut}$. Con questi andamenti, dopo aver calcolato la variazione dell'efficienza della selezione finale, determineremo la stabilità dei tagli usati. Ogni grafico è stato ottenuto fissando due dei valori di $Prb_{cut}(e^+e^-)$, $\log_{10}(ew1 * ew2)_{cut}$ e $M_{cut}$ e variando l'altro. I valori dell'efficienza sono relativi agli eventi simulati corrispondenti alle rezioni ID=1÷5, cioè $\overline{p}p \to e^+e^-$ rispettivamente alle energie 3526.2 MeV, 3418.0 MeV, 3510.5 MeV, 3555.7 MeV e 3800 MeV. Riportiamo quanto detto sopra nei grafici di Fig.3.25. Dallo studio di tali grafici possiamo ottenere i migliori valori per i tagli. In Tab.3.5 riportiamo le efficienze relative alle reazioni ID=1÷5, utilizzando i seguenti valori:

$$Prb_{cut}(e^+e^-) = 1\% \tag{3.24}$$

$$\log_{10}(ew1 * ew2)_{cut} = 0 \tag{3.25}$$

$$M_{cut} = 100 \text{ MeV} \tag{3.26}$$

| ID | $\epsilon_{sel}$ |
|---|---|
| 1 | 0.622 ± 0.011 |
| 2 | 0.567 ± 0.011 |
| 3 | 0.616 ± 0.011 |
| 4 | 0.630 ± 0.011 |
| 5 | 0.616 ± 0.010 |

Tabella 3.5: Efficienza della selezione I calcolata con i valori $\log_{10}(ew1 * ew2)_{cut} = 0$, $Prb_{cut}(e^+e^-) = 1\%$ e $M_{cut} = 100$ MeV, dalle reazioni simulate identificate da ID.

Dai valori della Tab.3.5 calcoliamo l'efficienza media:

$$\epsilon^I_{sel,MC} = 0.610 \pm 0.005(stat)^{+0.020}_{-0.043}(sist) \tag{3.27}$$

Come errori sistematici consideriamo, anche nel seguito, le differenze fra il valore medio di $\epsilon$ e il valore piú grande e piú piccolo. Usando i valori (3.2) delle efficienze della preselezione (trigger + ewdst) otteniamo l'efficienza dell'analisi:

$$\epsilon^I_{ana,MC} = 0.503 \pm 0.010(stat)^{+0.018}_{-0.036}(sist) \tag{3.28}$$

### 3.8.2 Efficienza della selezione I dal campione di dati alla $\psi'$

Determiniamo ora l'efficienza dell'analisi usando il campione di dati alla $\psi'$ , per avere un valore da confrontare con l'efficienza calcolata con il Monte Carlo. Calcoliamo l'efficienza corrispondente a differenti campioni in modo da tenere in considerazione le diverse condizioni nel tempo dell'apparato sperimentale e valuteremo separatamente il fondo sopra e sotto il picco della $\psi'$ . La separazione dei campioni e dei fondi usati è specificata in Tab.3.6, mentre riportiamo i risultati in Tab.3.7.

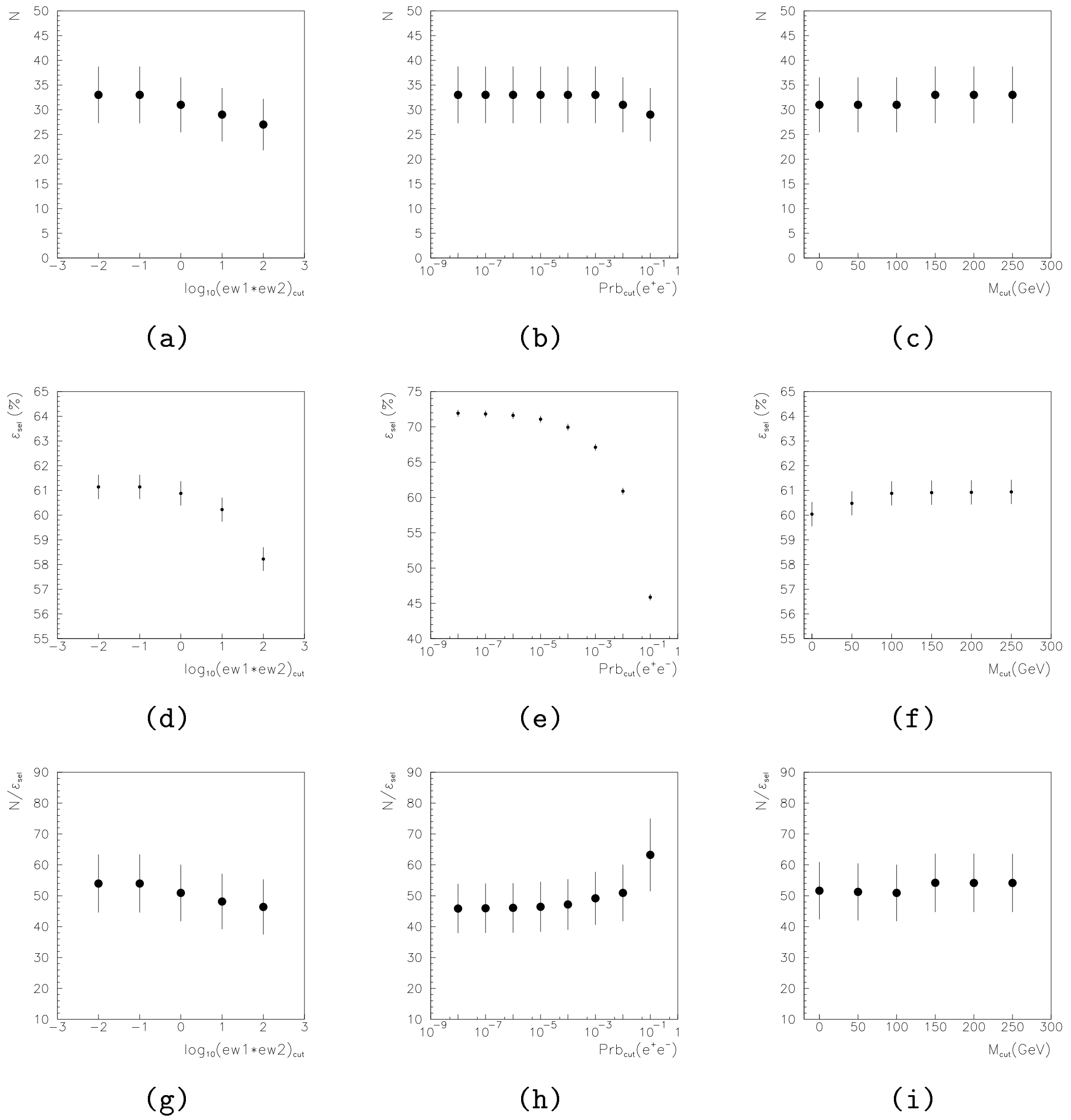



Figura 3.25: Andamento di N (eventi utili al calcolo del fattore di forma selezionati all'energia della $h_c$; `(a)(b)(c)`), $\epsilon_{sel}$ (efficienza della selezione finale calcolata con la simulazione; `(d)(e)(f)`) e del rapporto $N/\epsilon_{sel}$ (per lo studio della stabilità della selezione; `(g)(h)(i)`) in funzione di ogni singolo taglio. `(a)(d)(g)`: fissati i valori $Prb_{cut}(e^+e^-) = 1\%$ e $M_{cut} = 100$ MeV varia $\log_{10}(ew1 * ew2)_{cut}$. `(b)(e)(h)`: fissati i valori $\log_{10}(ew1 * ew2)_{cut} = 0$ e $M_{cut} = 100$ MeV varia $Prb_{cut}(e^+e^-)$. `(c)(f)(i)`: fissati i valori $\log_{10}(ew1 * ew2)_{cut} = 0$ e $Prb_{cut}(e^+e^-) = 1\%$ varia $M_{cut}$.

| Campione | run | $E_{CM}$ (MeV) | $\int Ldt$ ($pb^{-1}$) |
|---|---|---|---|
| 1 | $5006 \div 5084 \oplus 5235 \div 5432$ | 3686 | 2.399 |
| 2 | $5571 \div 5574 \oplus 5818 \div 5842$ | 3686 | 2.380 |
| 3 | $7144 \div 7259$ | 3686 | 5.944 |
| 4 | $7273 \div 7278$ | 3686 | 2.401 |
| fondo | $7280 \div 7283$ | 3666 | 0.779 |
| fondo | $7269 \div 7271$ | 3704 | 1.153 |

Tabella 3.6: Campioni di eventi alla $\psi'$ usati per valutare l'efficienza della selezione finale.

| Campione | $\epsilon^I_{sel}$ |
|---|---|
| 1 | $0.603^{+0.050}_{-0.049}$ |
| 2 | $0.657^{+0.055}_{-0.053}$ |
| 3 | $0.662^{+0.030}_{-0.029}$ |
| 4 | $0.680^{+0.046}_{-0.044}$ |

(a)

| Campione | $\epsilon^I_{sel}$ |
|---|---|
| 1 | $0.603^{+0.052}_{-0.049}$ |
| 2 | $0.656^{+0.057}_{-0.054}$ |
| 3 | $0.662^{+0.039}_{-0.038}$ |
| 4 | $0.679^{+0.047}_{-0.045}$ |

(b)

Tabella 3.7: Efficienza della selezione finale valutata sui differenti campioni di eventi all'energia del $\psi'$ . (a) sottraendo gli eventi di fondo selezionati nel campione a $E_{CM}$=3666 MeV; (b) sottraendo gli eventi di fondo selezionati nel campione a $E_{CM}$=3704 MeV. Gli errori sono statistici.

Dai valori della Tab.3.7 calcoliamo il valor medio dell'efficienza della selezione finale (3.29), quindi l'efficienza totale dell'analisi (3.30) usando i valori (3.1) delle efficienze del trigger e della selezione ewdst.

$$\epsilon^I_{sel,data} = 0.650^{+0.017}_{-0.016}(stat)^{+0.030}_{-0.048}(sist) \tag{3.29}$$

$$\epsilon^I_{ana,data} = 0.567^{+0.019}_{-0.019}(stat)^{+0.026}_{-0.042}(sist) \tag{3.30}$$

La precisione delle efficienze valutate con i due metodi sono 3% e 4% rispettivamente per la simulazione e per i dati reali. Notiamo comunque che entro gli errori le due efficienze sono compatibili.

## 3.9 Selezione per i picchi alle $\chi$

Nel paragrafo 3.1 abbiamo affermato che cercheremo gli eventi per il fattore di forma in corrispondenza di tutte le risonanze del charmonio che non decadono direttamente in $e^+e^-$ . Possono comunque sorgere problemi in corrispondenza di quelle risonanze che decadono in $J/\psi + X$ con un grande rapporto di decadimento. Siccome la selezione I ammette la presenza di fotoni di bremsstrahlung, un evento $J/\psi + \gamma$ potrebbe soddisfare le richieste imposte oppure può succedere che il fotone non venga rivelato e l'evento possa in un qualche modo soddisfare il fit cinematico per decadimenti in $e^+e^-$ . Molti sono i fattori che possono portare ad identificare un evento $J/\psi + \gamma$ o piú in generale $J/\psi + X$ con un evento $e^+e^-$ , soprattutto quando il rapporto di decadimento è molto grande. Per le risonanze $\chi$ si ha: $BR(\chi_1 \to J/\psi + \gamma) = 27\%$, $BR(\chi_2 \to J/\psi + \gamma) = 13\%$, $BR(\chi_0 \to J/\psi + \gamma) = 6 \cdot 10^{-3}$, con i quali determiniamo le seguenti sezioni d'urto:

$$\sigma(\overline{p}p \to \chi_0 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma) \approx 100pb \tag{3.31}$$

$$\sigma(\overline{p}p \to \chi_1 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma) \approx 2nb \tag{3.32}$$

$$\sigma(\overline{p}p \to \chi_2 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma) \approx 2nb \tag{3.33}$$

Nel Capitolo 4 vedremo che questi valori risultano grandi rispetto alla sezione d'urto per $\overline{p}p \to e^+e^-$. Dalla Tab.3.4 sembrerebbe che tutti gli eventi $J/\psi + X$ vengano eliminati, in realtà abbiamo buoni motivi per credere che certi fondi possano comunque soddisfare la selezione finale. Il numero zero non ci assicura la totale assenza, perché comunque è $\sim 0^{+2}_{-0}$, quindi la contaminazione potrebbe essere dell'ordine $10^{-i}$ (con $i$ incognito), frazione che si potrebbe determinare dalla simulazione solamente considerando le reali sezioni d'urto delle reazioni di fondo studiate. Ciò comporterebbe una produzione di eventi di fondo molto grande, quindi un considerevole aumento del tempo per l'analisi. Comunque il problema principale deriva dalla selezione degli eventi al picco delle risonanze citate sopra. Anche i decadimenti adronici in due corpi delle $\chi$ possono dare un contributo di fondo non trascurabile, con sezioni d'urto dello stesso ordine di grandezza del decadimento in $J/\psi + \gamma$. Infatti abbiamo che:

$$BR(\chi_0 \to \pi^+\pi^-) \simeq 10 \cdot BR(\chi_0 \to J/\psi + \gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-) \tag{3.34}$$

$$BR(\chi_0 \to K^+K^-) \simeq 10 \cdot BR(\chi_0 \to J/\psi + \gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-) \tag{3.35}$$

$$BR(\chi_0 \to \overline{p}p) \simeq BR(\chi_0 \to J/\psi + \gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-) \tag{3.36}$$

$$BR(\chi_2 \to \pi^+\pi^-) \simeq 10 \cdot BR(\chi_2 \to J/\psi + \gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-) \tag{3.37}$$

$$BR(\chi_2 \to K^+K^-) \simeq 10 \cdot BR(\chi_2 \to J/\psi + \gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-) \tag{3.38}$$

$$BR(\chi_2 \to \overline{p}p) \simeq 10^{-2} \cdot BR(\chi_2 \to J/\psi + \gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-) \tag{3.39}$$

Nel Capitolo 4 avremo modo di verificare come questi fondi contaminino la ricerca di eventi $e^+e^-$ non risonanti in prossimità dei picchi delle $\chi$.

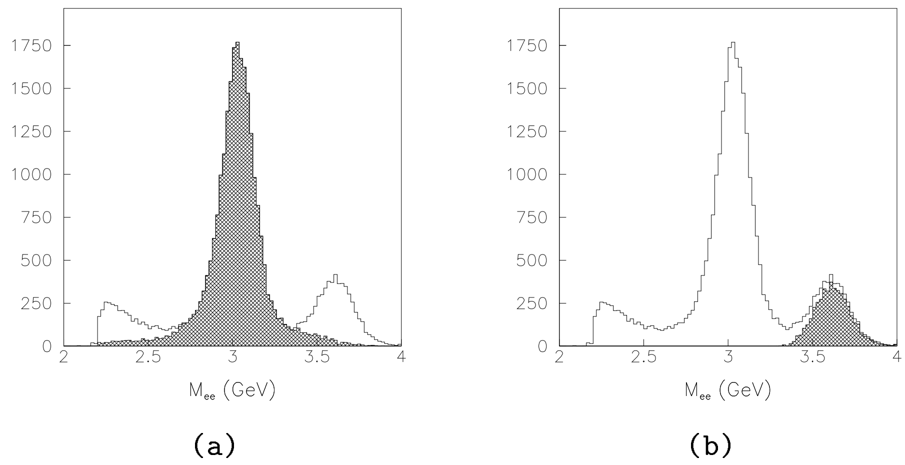



Figura 3.26: Distribuzione della massa invariante della coppia $e^+e^-$ : `(a)(b)` in bianco tutti gli eventi alla $\psi'$ applicando un *taglio base*=$(volume_{fiduciale}) \otimes (\log_{10}(ew1 * ew2) > 0) \otimes (e^+e^-{}_{ontime})$. `(a)` in nero richiedendo $Prb(J/\psi + X) > Prb(e^+e^-)$. `(b)` in nero richiedendo $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$.

La Fig.3.26 riporta le distribuzioni della massa invariante della coppia $e^+e^-$ per un campione di eventi alla $\psi'$ . Si nota che la distribuzione della massa invariante per potenziali eventi $\psi' \rightarrow J/\psi + X$ (Fig.`(a)`, in nero) si prolunga fin sotto il probabile picco di $\psi' \rightarrow e^+e^-$ (Fig.`(b)` *in nero*), mentre quest'ultima non contamina il picco $J/\psi$ inclusivo. Questo fatto suggerisce che eventi $J/\psi + X$ con massa invariante per la coppia $e^+e^-$ simile ad un evento $e^+e^-$ esclusivo possano ugualmente soddisfare la condizione sulla probabilità di fit cinematico usata nella selezione I; quindi rischiamo una contaminazione da fondo. Una contaminazione di questo tipo avrà maggiore probabilità di verificarsi per quelle risonanze che hanno un grande rapporto di decadimento, come $\chi_{1,2}$, mentre l'influenza dovrebbe essere trascurabile per quelle in cui tale rapporto è piccolo, come $\chi_0$ e $h_c$.
Da queste considerazioni decidiamo di sviluppare altre due selezioni: una poco piú restrittiva della selezione I e un'altra molto stretta, anche a costo di un'efficienza piú bassa, per cercare eventi per il fattore di forma in corrispondenza dei picchi delle risonanze per le quali esiste questo problema di contaminazione da fondo. Per tutte le altre energie che non danno problemi useremo la selezione I spiegata in precedenza.

### 3.9.1 Selezione II

Considerando che un contributo alla contaminazione potrebbe derivare dal fatto che ammettiamo la presenza di fotoni di bremsstrahlung, definiamo una seconda selezione la quale è costituita dalle stesse richieste della selezione I senza il taglio sulle masse invarianti, quindi richiediamo solamente due cluster *ontime*. Riportiamo di seguito le richieste usate per tale selezione e il calcolo dell'efficienza dalla simulazione e dal campione di dati:

$$[Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)] \otimes [Prb(e^+e^-) > 1\%] \tag{3.40}$$
$$\log_{10}(ew1 * ew2) > 0. \tag{3.41}$$
$$cluster\ di\ e^+e^- \ \ ontime \tag{3.42}$$
$$nessun\ extra\ cluster\ ontime \tag{3.43}$$

**Efficienza della selezione II dal Monte Carlo**

Determiniamo l'efficienza della selezione in esame con lo stesso metodo usato per la selezione I. Riportiamo in Tab.3.8 le efficienze valutate con la simulazione della reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$ alle energie di 3526.2 MeV, 3418.0 MeV, 3510.5 MeV, 3555.7 MeV e 3800 MeV.

| ID | $\epsilon^{II}_{sel}$ |
|---|---|
| 1 | $0.612 \pm 0.011$ |
| 2 | $0.562 \pm 0.011$ |
| 3 | $0.608 \pm 0.011$ |
| 4 | $0.621 \pm 0.011$ |
| 5 | $0.605 \pm 0.010$ |

Tabella 3.8: Efficienza della selezione II calcolata dalle reazioni simulate identificate da ID.

Dai valori della Tab.3.8 calcoliamo la media dell'efficienza della selezione II:

$$\epsilon^{II}_{sel,MC} = 0.602 \pm 0.005(stat)^{+0.020}_{-0.040}(sist) \tag{3.44}$$

Usando i valori (3.2) delle efficienze della preselezione otteniamo l'efficienza dell'analisi:

$$\epsilon^{II}_{ana,MC} = 0.496 \pm 0.010(stat)^{+0.017}_{-0.033}(sist) \tag{3.45}$$

L'efficienza risulta molto vicina a quella della selezione I.

### Efficienza della selezione II dal campione di dati alla $\psi'$

Determiniamo ora l'efficienza della selezione II dal campione di dati alla $\psi'$ nello stesso modo in cui abbiamo calcolato l'efficienza della selezione I nel paragrafo 3.8.2. Riportiamo in Tab.3.9 le efficienze valutate con gli stessi campioni di dati alla $\psi'$ descritti in Tab.3.6.

| Campione | $\epsilon^{II}_{sel}$ |
|---|---|
| 1 | $0.585^{+0.049}_{-0.048}$ |
| 2 | $0.631^{+0.054}_{-0.052}$ |
| 3 | $0.635^{+0.030}_{-0.029}$ |
| 4 | $0.653^{+0.045}_{-0.044}$ |

(a)

| Campione | $\epsilon^{II}_{sel}$ |
|---|---|
| 1 | $0.586^{+0.050}_{-0.048}$ |
| 2 | $0.633^{+0.055}_{-0.053}$ |
| 3 | $0.637^{+0.037}_{-0.027}$ |
| 4 | $0.654^{+0.046}_{-0.044}$ |

(b)

Tabella 3.9: Efficienza della selezione II valutata sui differenti campioni di eventi all'energia del $\psi'$ . (a) sottraendo gli eventi di fondo selezionati nel campione a $E_{CM}$=3666 MeV; (b) sottraendo gli eventi di fondo selezionati nel campione a $E_{CM}$=3704 MeV. Gli errori sono statistici.

Dai valori di Tab.3.9 calcoliamo l'efficienza media della selezione II:

$$\epsilon^{II}_{sel,data} = 0.627^{+0.016}_{-0.016}(stat)^{+0.027}_{-0.042}(sist) \tag{3.46}$$

Utilizzando il valore (3.1) dell'efficienza della preselezione calcoliamo l'efficienza dell'analisi:

$$\epsilon^{II}_{ana,data} = 0.547^{+0.019}_{-0.018}(stat)^{+0.024}_{-0.037}(sist) \tag{3.47}$$

## 3.9.2 Selezione III

Definiamo ora una selezione che ha la capacità di eliminare piú eventi di fondo nello stato finale rispetto alle selezioni I e II, anche se come vedremo l'efficienza per il segnale $e^+e^-$ risulterà minore. Anzitutto eliminiamo dalla selezione I il taglio sui fotoni irraggiati, come nella selezione II, e richiediamo semplicemente solo $e^+e^-$ *ontime*, quindi non accettiamo eventuali fotoni di bremsstrahlung. Inoltre potremmo stringere il taglio sulla probabilità di fit. La Fig.3.27 riporta la distribuzione di probabilità di fit cinematico per lo stato finale $J/\psi + X$, per un campione di eventi alla $\psi'$ . Si osserva che per un valore pari al 10% la distribuzione di questa probabilità diventa costante.

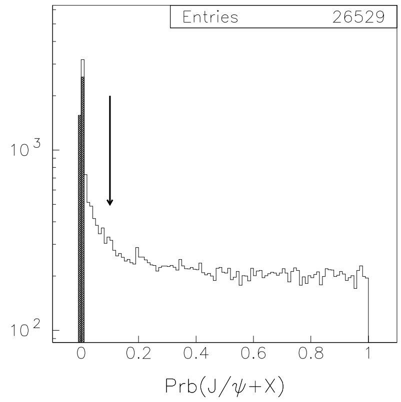
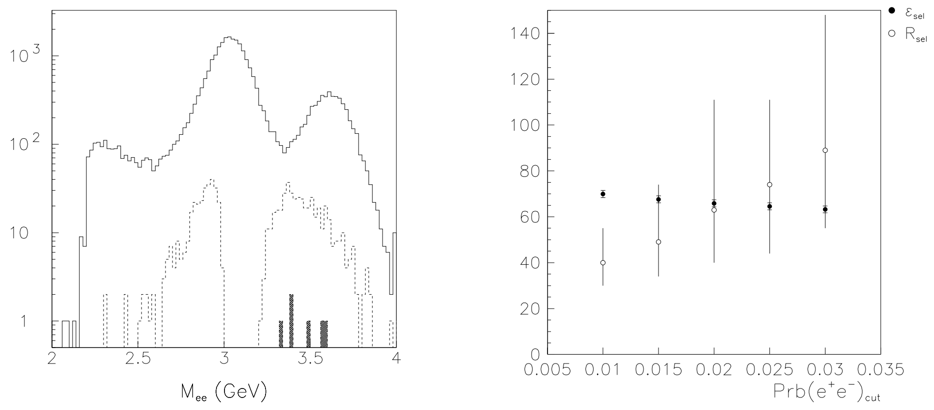



Figura 3.27: Distribuzione della probabilità di fit cinematico per decadimento in $J/\psi + X$:in bianco $(\log_{10}(ew1 * ew2) > 1) \otimes (e^+e^-{}_{ontime}) \otimes (Prb(J/\psi + X) > Prb(e^+e^-))$. In nero $(\log_{10}(ew1 * ew2) > 1) \otimes (e^+e^-{}_{ontime}) \otimes (Prb(J/\psi + X) < Prb(e^+e^-))$. La freccia indica il valore oltre il quale $Prb(J/\psi + X)$ diventa costante.

La Fig.3.28(a) riporta la distribuzione della massa invariante della coppia $e^+e^-$ per un campione di eventi alla $\psi'$ . Notiamo che la richiesta $[Prb(e^+e^-) > 2.5\%] \otimes [Prb(J/\psi + X) < 10\%]$ elimina gran parte degli eventi $J/\psi + X$ nella coda sotto il picco $e^+e^-$ . Inoltre è evidente che la richiesta $Prb(J/\psi + X) < 10\%$ non elimina nessun evento selezionato con $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)$, come mostra la Fig.3.27. Per quanto riguarda il valore di $Prb_{cut}(e^+e^-)$ useremo un valore piú grande rispetto a quello usato nelle selezioni I e II, cercando di mantenere una buona efficienza e un buon fattore di reiezione del fondo. Queste sono riportate in Fig.3.28(b) in funzione di $Prb_{cut}(e^+e^-)$. Dallo studio di tale figura scegliamo $Prb_{cut}(e^+e^-) = 2.5\%$. Da queste considerazioni elenchiamo di seguito le richieste (3.48)÷(3.53) che definiscono la selezione III da utilizzare per la ricerca di eventi per il fattore di forma in corrispondenza dei picchi delle risonanze $\chi$.

$$Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X) \tag{3.48}$$
$$Prb(e^+e^-) > 2.5\% \tag{3.49}$$
$$Prb(J/\psi + X) < 10\% \tag{3.50}$$

$$\log_{10}(ew1 * ew2) > 0. \tag{3.51}$$
$$\textit{cluster di } e^+e^- \textit{ ontime} \tag{3.52}$$
$$\textit{nessun extra cluster ontime} \tag{3.53}$$




(a) (b)

Figura 3.28: (a) Distribuzione della massa invariante della coppia $e^+e^-$ : *linea continua* tutti gli eventi alla $\psi'$ applicando un *taglio base*$=(volume_{fiduciale}) \otimes (\log_{10}(ew1 * ew2) > 1) \otimes (e^+e^-{}_{ontime})$. *Linea tratteggiata* richiedendo $(Prb(J/\psi + X) > Prb(e^+e^-)) \otimes (Prb(J/\psi + X) < 10\%) \otimes (2\ cluster\ ontime)$. In nero aggiungendo alle precedenti richieste $Prb(e^+e^-) > 2.5\%$. (b) andamento dell'efficienza e della reiezione della selezione stretta in funzione di $Prb_{cut}(e^+e^-)$. L'efficienza è ottenuta partendo da un campione caratterizzato da $(Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi + X)) \otimes (\log_{10}(ew1 * ew2) > 1) \otimes (2_{cluster}(e^+e^-)\ ontime)$. Dalle richieste usate per estrarre tale campione si intuisce che l'efficienza mostrata in (b) non è quella vera della selezione III. La reiezione è calcolata dal rapporto fra gli eventi di fondo corrispondenti alla linea tratteggiata con $M_{e^+e^-} > 3.1$ GeV e gli eventi in nero in (a).

### Efficienza della selezione III dal Monte Carlo

Ripetendo la stessa procedura utilizzata per calcolare l'efficienza della selezione II, calcoliamo ora l'efficienza della selezione III con la simulazione. Riportiamo in Tab.3.10 i valori delle efficienze ottenute dalle reazioni simulate identificate da ID=1÷5. Dai valori di Tab.3.10 calcoliamo la media dell'efficienza della selezione stretta:

$$\epsilon^{III}_{sel,MC} = 0.535 \pm 0.005(stat)^{+0.019}_{-0.048}(sist) \tag{3.54}$$

Usando i valori (3.2) delle efficienze della preselezione otteniamo l'efficienza dell'analisi:

$$\epsilon^{III}_{ana,MC} = 0.441 \pm 0.009(stat)^{+0.016}_{-0.040}(sist) \tag{3.55}$$

| ID | $\epsilon_{sel}^{III}$ |
|---|---|
| 1 | $0.547 \pm 0.011$ |
| 2 | $0.487 \pm 0.011$ |
| 3 | $0.543 \pm 0.011$ |
| 4 | $0.554 \pm 0.011$ |
| 5 | $0.544 \pm 0.010$ |

Tabella 3.10: Efficienza della selezione III calcolata dalle reazioni simulate identificate da ID.

### Efficienza della selezione III dal campione di eventi alla $\psi'$

Anche per il calcolo dell'efficienza della selezione III dal campione di dati alla $\psi'$ ripetiamo ciò che già è stato fatto per il calcolo delle efficienze delle altre selezioni. Riportiamo in Tab.3.11 le efficienze calcolate dai diversi campioni di eventi selezionati all'energia della $\psi'$ .

| Campione | $\epsilon_{sel}^{III}$ |
|---|---|
| 1 | $0.524^{+0.047}_{-0.045}$ |
| 2 | $0.583^{+0.053}_{-0.051}$ |
| 3 | $0.577^{+0.035}_{-0.035}$ |
| 4 | $0.631^{+0.045}_{-0.043}$ |

(a)

| Campione | $\epsilon_{sel}^{III}$ |
|---|---|
| 1 | $0.525^{+0.045}_{-0.044}$ |
| 2 | $0.584^{+0.051}_{-0.050}$ |
| 3 | $0.578^{+0.028}_{-0.027}$ |
| 4 | $0.631^{+0.043}_{-0.042}$ |

(b)

Tabella 3.11: Efficienza della selezione III valutata sui differenti campioni di eventi all'energia del $\psi'$ . (a) sottraendo gli eventi di fondo selezionati nel campione a $E_{CM}$=3666 MeV; (b) sottraendo gli eventi di fondo selezionati nel campione a $E_{CM}$=3704 MeV. Gli errori sono statistici.

Dai valori di Tab.3.11 calcoliamo l'efficienza media della selezione III:

$$\epsilon_{sel,data}^{III} = 0.579^{+0.016}_{-0.015}(stat)^{+0.052}_{-0.055}(sist) \tag{3.56}$$

Utilizzando il valore (3.1) dell'efficienza della preselezione calcoliamo l'efficienza dell'analisi:

$$\epsilon_{ana,data}^{III} = 0.505^{+0.018}_{-0.017}(stat)^{+0.045}_{-0.048}(sist) \tag{3.57}$$

Come sospettavamo inizialmente l'efficienza risulta essere minore di circa il 15% rispetto all'efficienza della selezione I. Si deve precisare che la selezione III sembra eliminare bene il fondo proveniente da $\psi' \rightarrow J/\psi + X$ dove X può essere $\pi^0$, $\pi^0\pi^0$,

$\pi^+\pi^-$ oppure $\gamma\gamma$, mentre non possiamo sapere con precisione quanto si elimina il fondo $J/\psi + \gamma$, che non è presente nel campione di dati alla $\psi'$ . Siamo particolarmente interessati a non confondere tale stato finale perché è proprio il decadimento con grande rapporto di decadimento delle risonanze $\chi$. Nel Capitolo 4 scopriremo che questa selezione non è abbastanza efficace per eliminare questo fondo alle $\chi$. A maggior ragione nemmeno la selezione II risulterà efficace.

# Capitolo 4

# Misura del Fattore di Forma

In questo capitolo mostreremo i risultati ottenuti dalle selezioni studiate nel capitolo precedente, quindi calcoleremo il fattore di forma e proveremo a studiare la distribuzione angolare. Nel seguito di questo capitolo confronteremo i risultati che otteniamo utilizzando l'efficienza calcolata con il campione di dati reali alla $\psi'$ , con i risultati che otteniamo utilizzando l'efficienza calcolata con il Monte Carlo.

## 4.1 Misura della sezione d'urto della reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$

Per cercare eventi $\overline{p}p \to e^+e^-$ non risonanti dobbiamo assicurarci di essere entro intervalli di energie che non siano contaminati da eventi di fondo. Come descritto nel paragrafo 3.9 per reazioni contaminanti intendiamo soprattutto $\overline{p}p \to \chi \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$ e decadimenti adronici in due corpi ($\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$, $\pi^0\gamma$, $K^+K^-$, $\overline{p}p$), che possono essere scambiati per eventi $\overline{p}p \to e^+e^-$.
Nel Cap.3 abbiamo sviluppato tre selezioni diverse che dovrebbero aiutarci nell'individuazione della contaminazione. Usiamo queste per determinare i valori delle sezioni d'urto nell'accettanza geometrica con la seguente relazione:

$$\sigma_{acc} = \frac{N}{\epsilon \cdot L} \tag{4.1}$$

dove N è il numero di eventi selezionati, $\epsilon$ l'efficienza della selezione calcolata con i dati reali (o con il Monte Carlo) e $L$ la luminosità integrata relativa all'intervallo di energia considerato. Riportiamo in Tab.4.1 i risultati ottenuti selezionando tutti i dati raccolti rispettivamente alle energie della $\chi_0$, $\chi_1$, $\chi_2$ e $h_c$; per il momento non consideriamo i dati alle alte energie ($s \sim 14.4$ GeV$^2$ ed $s \sim 18.2$ GeV$^2$), perché nessun evento supera la selezione. Riportiamo invece in Tab.4.2 i risultati ottenuti dal `runI` [25], che serviranno per i risultati finali e per avere una prima indicazione riguardo la contaminazione.

| Stato | s (GeV$^2$) | $L$ (pb$^{-1}$) | N$_I$ | N$_{II}$ | N$_{III}$ | $\sigma^I_{acc}$ (pb) | $\sigma^{II}_{acc}$ (pb) | $\sigma^{III}_{acc}$ (pb) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\chi_0$ | 11.6 | 32.86 | 47 | 42 | 35 | 2.52 (2.84) | 2.34 (2.58) | 2.11 (2.42) |
| $\chi_1$ | 12.32 | 5.98 | 19 | 18 | 17 | 5.60 (6.32) | 5.50 (6.07) | 5.63 (6.45) |
| $h_c$ | 12.43 | 50.50 | 31 | 31 | 27 | 1.08 (1.22) | 1.12 (1.24) | 1.06 (1.21) |
| $\chi_2$ | 12.57 | 1.12 | 4 | 4 | 4 | 6.30 (7.10) | 6.53 (7.20) | 7.07 (8.10) |

Tabella 4.1: Studio preliminare delle sezioni d'urto della reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$: i valori sono ottenuti applicando le tre diverse selezioni. N è il numero di eventi che soddisfa la selezione applicata a tutti i dati raccolti in corrispondenza di ciascun stato. Non riportiamo gli errori, perché questi valori sono riferiti allo studio preliminare che serve per scegliere le energie alle quali calcolare il fattore di forma. I risultati corrispondenti alle energie 3800 MeV e 4200 MeV (vedi Tab.3.1) non sono riportati perché il numero di eventi è nullo. I valori riportati tra parentesi sono stati calcolati utilizzando l'efficienza determinata con il Monte Carlo.

### Confronto fra le tre selezioni

Notiamo anzitutto dalla Tab.4.1 che i valori di sezioni d'urto ottenuti con le tre selezioni sono compatibili fra di loro. Ciò può essere dovuto a due fatti: o gli eventi selezionati sono $\overline{p}p \to e^+e^-$ puliti o neppure le selezioni II e III riescono ad eliminare la contaminazione. Tra poco risulterà evidente che la seconda ipotesi è la piú credibile.

### Confronto con le sezioni d'urto calcolate alle diverse energie

La sezione d'urto per la reazione cercata deve decrescere all'aumentare dell'energia, come si può anche vedere dai valori di $\sigma_{acc}$ riportati in Tab.4.2, quindi useremo

| s (GeV$^2$) | $L$ (pb$^{-1}$) | N | $\sigma_a cc$ (pb) | $\lvert\cos\theta^*\rvert_{max}$ | $10^2 \times \lvert G_M\rvert$ (a) | (b) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 8.84±0.16 | 17.69 | 93 | $7.93^{+0.82+1.00}_{-0.82-0.69}$ | 0.451 | $3.59^{+0.18+0.23}_{-0.19-0.17}$ | $4.17^{+0.21+0.26}_{-0.22-0.19}$ |
| 10.78±0.28 | 1.78 | 3 | $2.5^{+1.9+0.3}_{-1.6-0.2}$ | 0.544 | $2.13^{+0.70+0.15}_{-0.84-0.11}$ | $2.40^{+0.79+0.15}_{-0.95-0.12}$ |
| 12.43±0.02 | 47.84 | 33 | $1.04^{+0.18+0.13}_{-0.18-0.09}$ | 0.601 | $1.43^{+0.12+0.09}_{-0.13-0.07}$ | $1.58^{+0.13+0.10}_{-0.14-0.07}$ |
| 13.11±0.18 | 33.99 | 14 | $0.62^{+0.19+0.08}_{-0.16-0.05}$ | 0.621 | $1.12^{+0.16+0.07}_{-0.16-0.06}$ | $1.24^{+0.18+0.08}_{-0.18-0.06}$ |
| 14.36±0.50 | 1.86 | 1 | $0.8^{+1.4+0.1}_{-0.5-0.1}$ | 0.604 | $1.39^{+0.91+0.13}_{-0.54-0.11}$ | $1.51^{+1.00+0.14}_{-0.59-0.12}$ |
| 18.40±0.01 | 0.76 | 0 | $< 4.88$ | 0.508 | $< 4.40$ | $< 4.74$ |

Tabella 4.2: Risultati ottenuti dai dati raccolti dal `runI`[25]. Per ogni intervallo di energia $s$ si ha: $L$ la luminosità integrata; N il numero di eventi selezionati; $\sigma_{acc}$ è la sezione d'urto nell'accettanza geometrica; $|\cos\theta^*|_{max}$ è il massimo valore permesso per il $|\cos\theta^*|$ dove $\theta^*$ è l'angolo nel CM; $|G_M|$ calcolato secondo le ipotesi: `(a)` $|G_E| = |G_M|$; `(b)` contributo elettrico trascurabile.

questo criterio per valutare se le sezioni d'urto calcolate con questa analisi sono attendibili oppure no.

Notiamo dalla Tab.4.1 che sicuramente gli eventi selezionati nelle regioni corrispondenti alle energie delle risonanze $\chi_1$ e $\chi_2$ sono contaminati. Dobbiamo assumere che anche la regione della $\chi_0$ possa essere contaminata, poichè anche la $\chi_0$ è soggetta a decadimenti in $J/\psi\gamma$. Un'ulteriore conferma della contaminazione viene dal confronto con la Tab.4.2: le sezioni d'urto misurate nel `runI` sono piú basse dei corrispondenti valori riportati in Tab.4.1.
Invece il valore della sezione d'urto calcolato in questa tesi all'energia della $h_c$ è in buon accordo con la sezione d'urto calcolata alla stessa energia dal `runI`. In corrispondenza di questa risonanza non si hanno problemi di contaminazione, perché essa decade in $J/\psi\pi^0$.

### Divisione degli intervalli di energia

Dalle osservazioni fatte sopra ci proponiamo di suddividere le energie corrispondenti alle risonanze $\chi$ in intervalli che comprendono il picco e i fondi sopra e sotto la risonanza (che chiameremo peak, up e down), definiti come segue:

$$\text{peak} \quad (M_\chi - \Gamma_\chi) \leqslant E_{CM} \leqslant (M_\chi + \Gamma_\chi) \tag{4.2}$$

$$\text{down} \quad E_{CM} < (M_\chi - \Gamma_\chi) \tag{4.3}$$

$$\text{up} \quad E_{CM} > (M_\chi + \Gamma_\chi) \tag{4.4}$$

Con questa suddivisione ci proponiamo di ridurre al minimo gli intervalli di energia contaminanti. Riportiamo in Tab.4.3 i risultati corrispondenti ai nuovi intervalli di energia.

| Stato | Intervallo | s (GeV$^2$) | $L$ (pb$^{-1}$) | N$_I$ | N$_{II}$ | N$_{III}$ | $\sigma^I_{acc}$ (pb) | $\sigma^{II}_{acc}$ (pb) | $\sigma^{III}_{acc}$ (pb) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\chi_0$ | down | 11.43 | 7.86 | 5 | 5 | 5 | 1.12 (1.26) | 1.16 (1.28) | 1.26 (1.44) |
| $\chi_0$ | peak | 11.66 | 21.8 | 42 | 37 | 30 | 3.40 (3.83) | 3.10 (3.42) | 2.73 (3.12) |
| $\chi_0$ | up | 12.04 | 2.51 | 0 | 0 | 0 | $< 1.77$ ($< 1.97$) | $< 1.84$ ($< 2.00$) | $< 1.99$ ($< 2.25$) |
| $\chi_1$ | down | 12.32 | 1.069 | 1 | 1 | 1 | 1.65 (1.86) | 1.71 (1.89) | 1.85 (2.12) |
| $\chi_1$ | peak | 12.32 | 3.63 | 18 | 17 | 16 | 8.75 (9.86) | 8.56 (9.44) | 8.73 (9.99) |
| $\chi_1$ | up | 12.33 | 1.094 | 0 | 0 | 0 | $< 4.07$ ($< 4.52$) | $< 4.22$ ($< 4.59$) | $< 4.57$ ($< 5.16$) |
| $\chi_2$ | down | 12.50 | 0.21 | 0 | 0 | 0 | $< 21.2$ ($< 23.6$) | $< 22.0$ ($< 23.9$) | $< 23.8$ ($< 26.9$) |
| $\chi_2$ | peak | 12.65 | 0.904 | 4 | 4 | 4 | 7.80 (8.80) | 8.09 (8.92) | 8.76 (10.03) |

Tabella 4.3: Risultati delle sezioni d'urto calcolate per diversi intervalli di energia in corrispondenza degli stati $\chi$. Down, peak e up sono rispettivamente: fondo a $E_{CM} < (M_\chi - \Gamma_\chi)$; picco a $(M_\chi - \Gamma_\chi) \leqslant E_{CM} \leqslant (M_\chi + \Gamma_\chi)$; fondo a $E_{CM} > (M_\chi + \Gamma_\chi)$. I valori riportati fra parentesi sono stati calcolati utilizzando l'efficienza determinata con il Monte Carlo.

Alla $\chi_0$ notiamo un netto aumento della sezione d'urto al picco e un valore al fondo down comparabile con i valori delle sezioni d'urto per la reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$ a queste energie. Al fondo up possiamo stimare un limite superiore che, grazie al valore di luminosità integrata non piccolo, risulta compatibile con la sezione d'urto al fondo down e contribuisce a confermare la contaminazione al picco.

Le stesse argomentazioni sono valide per commentare i risultati delle sezioni d'urto ai tre intervalli in corrispondenza della $\chi_1$.

Alla $\chi_2$ non abbiamo dati nella regione di fondo up. La ridotta luminosità integrata al fondo down non consente una soddisfacente stima del limite superiore, che infatti risulta molto piú grande rispetto alle sezioni d'urto in questione. Al picco della $\chi_2$ possiamo confermare la presenza di contaminazione come era già evidente dalla Tab.4.1.

### Valutazione delle sezioni d'urto contaminanti dopo la selezione

Precedentemente abbiamo confermato la presenza di contaminazione ai picchi delle risonanze $\chi$ confrontando le sezioni d'urto determinate dal `runII` con quelle determinate dal `runI`. Ora cerchiamo un'ulteriore conferma valutando i limiti superiori dei contributi alle sezioni d'urto provenienti dalle reazioni contaminanti dopo essere state sottoposte alla selezione.
Dal Monte Carlo abbiamo che le reazioni contaminanti ($\chi \to J/\psi\gamma$) dopo essere state sottoposte alla selezione contribuiscono con $0^{+2}_{-0}$ eventi. Non abbiamo simulato i decadimenti adronici in due corpi delle $\chi$, ma possiamo usare la simulazione delle reazioni $\overline{p}p \to \psi' \to K^+K^-$ e $\overline{p}p \to \psi' \to \pi^+\pi^-$, visto che lo stato finale è lo stesso. Dal valore $0^{+2}_{-0}$ supponiamo che fra tutti gli eventi generati (5000) 2.44 (corrispondente al 90% dell'intervallo di confidenza) passino la selezione, quindi possiamo calcolare il contributo alle sezioni d'urto che ci attendiamo alle energie delle $\chi$ per ciascuna reazione usando la semplice relazione che segue:

$$\frac{eventi\ selezionati}{eventi\ generati} \cdot \sigma_{BW} \tag{4.5}$$

dove $\sigma_{BW}$ è la sezione d'urto della reazione considerata calcolata con la Breit-Wigner. Per ogni reazione di fondo avremo che ($eventi\ selezionati/eventi\ generati$) = $(2.44/5000) = 5 \cdot 10^{-4}$. Usando (3.31)÷(3.33), (3.34)÷(3.39) e i rapporti di decadimento dei decadimenti adronici delle $\chi$, determiniamo ai picchi le sezioni d'urto provenienti da reazioni contaminanti. Vogliamo inoltre assicurarci che la contaminazione sia trascurabile in corrispondenza dei fondi delle $\chi$, quindi ripetiamo i calcoli precedenti considerando questa volta le $\sigma_{BW}$ calcolate in corrispondenza delle energie di fondo. Riportiamo i risultati delle stime fatte in Tab.4.4. I limiti per le

| Decadimento | $\sigma_{bkg}$ (pb) | |
|---|---|---|
| | picco | fondo |
| $\overline{p}p \to \chi_0 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$ | 0.05 | 0.01 |
| $\overline{p}p \to \chi_0 \to \pi^+\pi^-$ | 0.5 | 0.1 |
| $\overline{p}p \to \chi_0 \to K^+K^-$ | 0.5 | 0.1 |
| $\overline{p}p \to \chi_0 \to \overline{p}p$ | 0.05 | 0.01 |
| `Totale` $\chi_0$ | 1.1 | 0.2 |
| $\overline{p}p \to \chi_1 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$ | 1.2 | 0.2 |
| $\overline{p}p \to \chi_1 \to \overline{p}p$ | 0.01 | 0.001 |
| `Totale` $\chi_1$ | 1.2 | 0.2 |
| $\overline{p}p \to \chi_2 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$ | 1.2 | 0.2 |
| $\overline{p}p \to \chi_2 \to \pi^+\pi^-$ | 9.8 | 0.02 |
| $\overline{p}p \to \chi_2 \to K^+K^-$ | 9.8 | 0.02 |
| $\overline{p}p \to \chi_2 \to \overline{p}p$ | 0.02 | 0.002 |
| `Totale` $\chi_2$ | 20 | 0.2 |

Tabella 4.4: Limiti superiori delle sezioni d'urto per reazioni che possono contaminare il segnale $\overline{p}p \to e^+e^-$ in prossimità delle risonanze $\chi$. Le $\sigma_{bkg}$ sono state valutate supponendo che 2.44 (corrispondente al 90% dell'intervallo di confidenza) dei 5000 eventi generati con la simulazione riescano a superare la selezione. Le sezioni d'urto sono state calcolate alle energie dei picchi delle risonanze ed alle energie di fondo tali che: $[E_{CM} \leqslant (M_\chi - \Gamma_\chi)] \oplus [E_{CM} \geqslant (M_\chi + \Gamma_\chi)]$.

sezioni d'urto di fondo totali ai picchi delle $\chi_0$ e $\chi_1$ di Tab.4.4 sono poco piú basse di quelle determinate in Tab.4.1 e ai picchi in Tab.4.3, comunque l'ordine di grandezza è lo stesso della sezione d'urto relativa agli eventi non risonanti, quindi una contaminazione da queste reazioni è molto probabile. Per quanto riguarda la $\chi_2$ la sezione d'urto al picco totale stimata in Tab.4.4 è circa il doppio di quelle riportate in Tab.4.1 e al picco in Tab.4.3, quindi certamente i quattro eventi a questa energia provengono dal fondo che non riusciamo a eliminare. Da queste considerazioni possiamo confermare la presenza di contaminazione ai picchi delle $\chi$ e l'assenza ai fondi, essendo le $\sigma_{bkg}$ a queste energie soppresse di circa un fattore 10 rispetto alle $\sigma(\overline{p}p \to e^+e^-)$ attese.

**Intervalli di energia utili**

Dalle conclusioni tratte sopra confermiamo che calcoleremo il fattore di forma al fondo down della $\chi_0$, al fondo down della $\chi_1$ e all'energia della $h_c$. Inoltre stimeremo limiti superiori in corrispondenza del fondo up della $\chi_0$, del fondo up della $\chi_1$, a $s = 14.40$ GeV$^2$ e $s = 18.22$ GeV$^2$.

## 4.2 Calcolo del Fattore di Forma Magnetico del Protone

Anzitutto precisiamo che per calcolare il fattore di forma faremo uso della selezione I e dell'efficienza di questa selezione calcolata con il campione di dati reali. Confronteremo comunque questi risultati con quelli ottenuti usando l'efficienza calcolata con il Monte Carlo.
Riportiamo di seguito la sezione d'urto differenziale nel CM per la reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\overline{p}p\to e^+e^-} = \frac{\alpha^2}{4\beta_p s} \cdot \left[|G_M|^2 (1+\cos^2\theta^*) + \frac{4m_p^2}{s}|G_E|^2 \sin^2\theta^*\right] \tag{4.6}$$

dove $\theta^*$ è l'angolo fra l'elettrone e il protone nel CM e $\beta_p$ è la velocità dei protoni(antiprotoni) sempre nel CM: $\beta_p = \sqrt{1 - 4m_p^2/s}$.
Dall'equazione (4.1) calcoliamo il valore della sezione d'urto nell'accettanza geometrica del rivelatore, quindi integrando la (4.6) su questa regione angolare nel CM otteniamo:

$$\begin{aligned} \sigma_{acc} &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-|\cos\theta^*|_{max}}^{+|\cos\theta^*|_{max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d(\cos\theta^*) \\ &= \frac{\pi\alpha^2}{2\beta_p s} \cdot \left[A \cdot |G_M|^2 + \frac{4m_p^2}{s} \cdot B \cdot |G_E|^2\right] \end{aligned} \tag{4.7}$$

Dove $A$ e $B$ sono:

$$A = 2 \cdot \int_0^{+|\cos\theta^*|_{max}} (1+\cos^2\theta^*) d(\cos\theta^*) \tag{4.8}$$

$$B = 2 \cdot \int_0^{+|\cos\theta^*|_{max}} (1-\cos^2\theta^*) d(\cos\theta^*) \tag{4.9}$$

Il valore $|\cos\theta^*|_{max}$ dipende dall'energia. L'accettanza geometrica è tale che $15° < \theta < 60°$ nel sistema del laboratorio, quindi l'accettanza nel CM dipenderà da

$s$. Si trova che per $\sqrt{s} < 3.661$ GeV il valore di $|\cos\theta^*|_{max}$ è imposto da $\theta = 60°$, mentre per $\sqrt{s} > 3.661$ GeV $|\cos\theta^*|_{max}$ è imposto da $\theta = 15°$.
Nei casi limiti in cui: $A \simeq B \Rightarrow$ il contributo di $G_M$ e $G_E$ è pesato da $4m_p^2/s$; mentre per $|\cos\theta^*|_{max} \to 1 \Rightarrow A/B \to 2$, quindi il contributo elettrico risulta ulteriormente soppresso.

Per poter calcolare $G_M$ e $G_E$ separatamente dovremo misurare con precisione la distribuzione angolare del processo $\overline{p}p \to e^+e^-$, con la quale possiamo disaccoppiare la sezione d'urto nei contributi elettrico e magnetico. Ci si rende conto che la statistica a nostra disposizione è poca, infatti la distribuzione angolare di Fig.4.3`(a)`, ottenuta usando tutti gli eventi selezionati, può essere fittata con $(1 + \cos^2\theta^*)$, $(1 - \cos^2\theta^*)$ oppure con una costante. Anche se fosse evidente uno dei tre andamenti non dovremmo fidarci troppo, perché comunque la statistica è scarsa. Nel paragrafo successivo cercheremo di migliorare la distribuzione angolare usando anche i dati ottenuti dal `runI`. Visto che la sezione d'urto non può essere disaccoppiata calcoliamo $|G_M|$ secondo due ipotesi: `(a)` nell'approssimazione in cui $|G_M| = |G_E|$, la quale è soddisfatta in soglia ($E_{CM} = 4m_p$), ma può essere utilizzata anche alle energie in gioco ($E_{CM} \sim 4m_p$), quindi useremo la relazione (4.10); `(b)` nell'approssimazione in cui il contributo elettrico sia trascurabile, quindi useremo la relazione (4.11).

$$|G_M| = \left[\frac{2\ \beta_p\ s\ N}{\pi\ \alpha^2\ \left[A + \frac{4m_p^2}{s}B\right]\ L\ \epsilon}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.10}$$

$$|G_M| = \left[\frac{2\ \beta_p\ s\ N}{\pi\ \alpha^2\ A\ L\ \epsilon}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4.11}$$

Riportiamo in Tab.4.5 i valori finali del fattore di forma magnetico del protone. Vogliamo determinare i parametri incogniti della funzione asintotica (1.39), ma con i soli tre punti calcolati in questa tesi non possiamo fare un fit, perché i risultati qui ottenuti sono relativi ad un intervallo di energia molto piccolo ($11.44 \leqslant s \leqslant 12.43$). Ad energie vicine ai punti qui calcolati, ma in un intervallo piú grande ($8.8 \leqslant s \leqslant 12.43$), abbiamo a disposizione i risultati ottenuti dal `runI` [25] e dall'esperimento E-760 [24], quindi utilizzeremo tutti questi dati, riportati in Tab.4.6, per determinare i parametri della funzione asintotica di $|G_M|$. Dalle funzioni (1.37) e (1.39) si può considerare la seguente approssimazione come andamento asintotico del fattore di forma del protone:

$$G_M(Q^2) \propto \frac{1}{s^2} \cdot \left(\ln\frac{s}{\Lambda^2}\right)^{-\frac{58}{27}} \approx \frac{1}{s^2} \cdot \left(\ln\frac{s}{\Lambda^2}\right)^{-2} \tag{4.12}$$

| s (GeV$^2$) | $L$ (pb$^{-1}$) | N | $\sigma_{acc}$ (pb) | $\lvert\cos\theta^*\rvert_{max}$ | $10^2 \times \lvert G_M\rvert$ (a) | (b) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 11.44±0.06 | 7.86 | 5 | $1.12^{+0.76+0.76}_{-0.49-0.49}$ ($1.26^{+0.86+0.86}_{-0.55-0.55}$) | 0.568 | $1.44^{+0.49+0.49}_{-0.31-0.32}$ ($1.53^{+0.52+0.52}_{-0.33-0.34}$) | $1.61^{+0.55+0.55}_{-0.35-0.35}$ ($1.71^{+0.58+0.58}_{-0.37-0.37}$) |
| 12.04±0.01 | 2.51 | 0 | $< 1.77$ ($< 1.97$) | 0.589 | $< 1.84$ ($< 1.94$) | $< 2.05$ ($< 2.16$) |
| 12.32±0.01 | 1.07 | 1 | $1.7^{+3.8+3.8}_{-1.4-1.4}$ ($1.9^{+4.3+4.3}_{-1.5-1.5}$) | 0.598 | $1.79^{+2.06+2.06}_{-0.74-0.74}$ ($1.90^{+2.19+2.19}_{-0.79-0.79}$) | $1.98^{+2.28+2.28}_{-0.82-0.82}$ ($2.11^{+2.42+2.42}_{-0.87-0.87}$) |
| 12.43±0.01 | 50.50 | 31 | $1.08^{+0.23+0.23}_{-0.20-0.21}$ ($1.22^{+0.26+0.26}_{-0.22-0.24}$) | 0.601 | $1.46^{+0.16+0.16}_{-0.13-0.14}$ ($1.55^{+0.16+0.17}_{-0.14-0.15}$) | $1.61^{+0.17+0.17}_{-0.15-0.16}$ ($1.71^{+0.18+0.18}_{-0.15-0.17}$) |
| 14.40±0.19 | 5.17 | 0 | $< 0.86$ ($< 0.96$) | 0.603 | $< 1.43$ ($< 1.51$) | $< 1.56$ ($< 1.65$) |
| 18.22±0.01 | 2.10 | 0 | $< 2.12$ ($< 2.36$) | 0.512 | $< 2.87$ ($< 3.02$) | $< 3.09$ ($< 3.26$) |

Tabella 4.5: Risultati dell'analisi dei fattori di forma ottenuti con la selezione I e utilizzando l'efficienza calcolata con il campione di dati reali. Tra parentesi indichiamo i risultati ottenuti usando l'efficienza calcolata con il Monte Carlo. $\sigma_{acc} = N/(\epsilon \cdot L)$; $|\cos\theta^*|_{max}$ è il massimo valore permesso per il $|\cos\theta^*|$ dove $\theta^*$ è l'angolo nel CM; (a) $|G_M|$ calcolato nell'approssimazione $|G_E| = |G_M|$; (b) $|G_M|$ calcolato nell'approssimazione in cui il contributo elettrico sia trascurabile.

quindi ridefinendo la costante $C$ si ottiene:

$$G_M(Q^2) = \frac{C}{s^2} \cdot \left(\ln \frac{s}{\Lambda^2}\right)^{-2} \tag{4.13}$$

dove $C$ e $\Lambda$ sono due parametri liberi che dal fit dei dati riportati in Tab.4.6 assumono i valori $C = 17^{+17}_{-7}$ GeV$^4$ e $\Lambda = 0.87^{+0.30}_{-0.36}$ GeV usando i fattori di forma calcolati con l'efficienza determinata con il campione di dati reali. La Fig.4.1 riporta il risultato del fit: notiamo che in corrispondenza di $s \approx 12.4$ GeV$^2$ ci sono tre misure del fattore di forma, ciascuna proveniente dai tre esperimenti considerati. I due valori misurati da E-835(I) ed E-835(II) sono compatibili entro gli errori, come si vede dalla Tab.4.6, mentre quello misurato da E-760 è poco piú basso, comunque

| s (GeV$^2$) | $10^2 \times \|G_M\|$ | N | Esperimento | Anno |
|---|---|---|---|---|
| 8.84±0.16 | $3.59^{+0.18}_{-0.19}$ | 93 | E-835(I)[25] | 1999 |
| 8.9 | $3.3^{+0.6}_{-0.4}$ | 14 | E-760[24] | 1993 |
| 10.78±0.28 | $2.13^{+0.70}_{-0.84}$ | 3 | E-835(I)[25] | 1999 |
| 11.44±0.06 | $1.44^{+0.49}_{-0.31}$ | 5 | E-835(II) | 2001 |
| 12.32±0.01 | $1.79^{+2.06}_{-0.74}$ | 1 | E-835(II) | 2001 |
| 12.4 | $1.3^{+0.3}_{-0.2}$ | 11 | E-760[24] | 1993 |
| 12.43±0.02 | $1.43^{+0.12}_{-0.13}$ | 33 | E-835(I)[25] | 1999 |
| 12.43±0.01 | $1.46^{+0.16}_{-0.13}$ | 38 | E-835(II) | 2001 |
| 13.0 | $1.3^{+0.5}_{-0.3}$ | 4 | E-760[24] | 1993 |
| 13.11±0.18 | $1.12 \pm 0.16$ | 14 | E-835(I)[25] | 1999 |
| 14.36±0.50 | $1.39^{+0.91}_{-0.54}$ | 1 | E-835(I)[25] | 1999 |

Tabella 4.6: Valori del fattore di forma magnetico del protone che usiamo per fare il fit con la funzione asintotica. I risultati di $|G_M|$ sono calcolati secondo l'ipotesi $|G_E| = |G_M|$.

compatibile entro gli errori con gli altri due. Il fattore di forma in corrispondenza di $s$ = 12.32 GeV$^2$ ha errori molto grandi perché è stato calcolato con un solo evento. Entro l'errore si adatta bene all'andamento asintotico anche il nuovo punto a $s$ = 11.44 GeV$^2$. Dalla Tab.4.5 notiamo che a $s$ = 14.40 GeV$^2$ con i dati del `runII` abbiamo potuto stimare un limite superiore, il quale considerando gli errori è compatibile con il valore del fattore di forma ottenuto alla stessa energia dal `runI` con un solo evento. Grazie ad una maggiore luminosità integrata nella regione 18.2 GeV$^2$ $< s <$ 18.4 GeV$^2$ accumulata dal `runII`, rispetto a quella del `runI`, si è potuto stimare un limite superiore che risulta piú piccolo di quello calcolato in precedenza, come mostrano i numeri delle Tab.4.5 e Tab.4.2. Un altro limite superiore è stato stimato a $s = 12.04$ GeV$^2$ in accordo con l'andamento asintotico, come mostra la Fig.4.1. Riportiamo in Fig.4.2 tutti i dati esistenti del fattore di forma magnetico aggiungendo anche i valori calcolati in questa tesi. Possiamo comunque affermare che i punti e i limiti superiori determinati dagli esperimenti E-760, E-835(I) e E-835(II) sono in buon accordo tra loro come si può vedere sia dalla Fig.4.1 che dalla Fig.4.2.

Possiamo provare ad ottenere i parametri dell'andamento asintotico del fattore di forma usando tutti i risultati ottenuti in passato (Tab.1.1), inserendo anche i valori ottenuti da questa analisi, come mostra la Fig.4.2. Il valore del parametro $\Lambda$ estratto dal fit di tutti i punti ha un errore piú piccolo rispetto alla precedente determinazione, inoltre anche il valore del parametro risulta diverso.

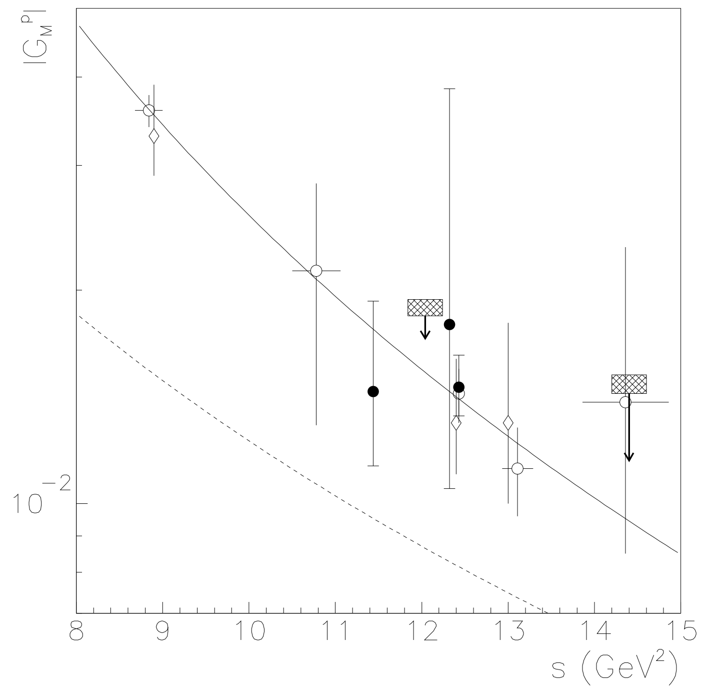



Figura 4.1: Fit dei dati con la funzione (4.13) (linea continua) dal quale si ottengono i valori dei parametri: $C = 17^{+17}_{-7}$ GeV$^4$, $\Lambda = 0.87^{+0.30}_{-0.36}$ GeV e $\chi^2/ndf = 0.2$. ($\diamond$) dati di E-760[24]; ($\circ$) dati di E-835(I)[25]; ($\bullet$) dati di E-835(II). Riportiamo anche l'andamento dipolare (linea tratteggiata) del fattore di forma magnetico nella regione spazio: $G_M = \mu_p G_D$, dove $G_D$ è la funzione (1.26). I rettangoli quadrettati indicano due dei tre limiti superiori riportati in Tab.4.5. I punti di E-835(II) riportati nel grafico sono stati calcolati usando l'efficienza determinata dal campione di dati reali.

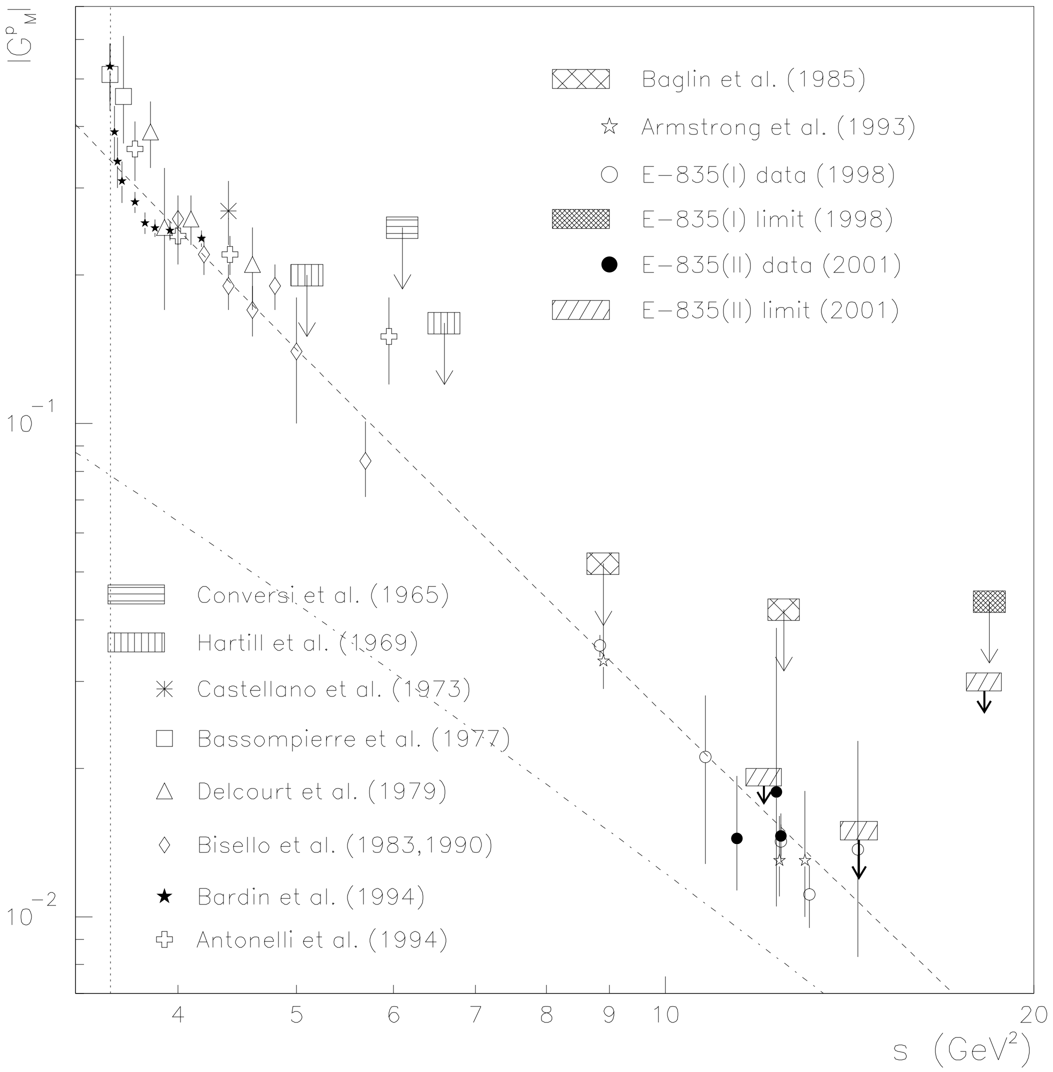



Figura 4.2: Tutti i valori misurati del fattore di forma magnetico del protone nella regione tempo, calcolati secondo l'ipotesi $|G_M| = |G_E|$. I limiti superiori sono valutati al 90% dell'intervallo di confidenza. Il fit (*linea tratteggiata*) di tutti i punti con l'andamento asintotico (4.13) fornisce i valori dei parametri: $C = 56^{+12}_{-9}$ GeV$^4$, $\Lambda = 0.30 \pm 0.05$ GeV e $\chi^2/ndf = 1.7$. (*linea tratto-punto*) andamento dipolare del fattore di forma magnetico nella regione spazio: $G_M = \mu_p G_D$, dove $G_D$ è la funzione (1.26). La *linea a punti* verticale rappresenta il valore della soglia $s = 4m_p^2$. I punti E-835(II) riportati nel grafico sono stati calcolati usando l'efficienza determinata dal campione di dati reali.

## 4.3 Distribuzione angolare

La misura precisa della distribuzione angolare per la reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$ alle energie considerate in questa tesi sarebbe un ottimo strumento per la determinazione dei fattori di forma, perché finora non si sono ottenuti risultati soddisfacenti a causa della limitata statistica a disposizione. Dal basso numero di eventi (37) selezionati da questa analisi ci aspettiamo di ottenere una distribuzione angolare che non fornisce informazioni precise, come è evidente dalla Fig.4.3`(a)`.

Poichè l'apparato sperimentale di E-835 non permette la distinzione fra $e^+e^-$ , in quanto nei rivelatori non vengono utilizzati campi magnetici, la distribuzione angolare deve essere determinata considerando insieme le distribuzioni angolari delle due tracce cariche corrispondenti alla coppia $e^+e^-$ . Ciò può essere fatto in virtù della simmetria fra $e^+e^-$ della sezione d'urto differenziale (1.33). Poichè le energie dei punti sono vicine tra loro, possiamo provare a determinare la distribuzione angolare sommando tutti i punti. Consideriamo quindi tutti gli eventi selezionati da questa analisi e determiniamo la distribuzione angolare nel CM. L'accettanza geometrica comune a tutte le energie considerate è fissata dal valore piú piccolo di $|\cos\theta^*|_{max}$ fra quelli riportati in Tab.4.5, cioè 0.568, quindi per semplicità misureremo la distribuzione angolare nell'intervallo $-0.55 \leqslant \cos\theta^* \leqslant 0.55$.
Dalla Fig.4.3`(a)` è evidente che la statistica non permette di determinare con certezza la curva che meglio si adatta alla distribuzione angolare, anche se sembra esserci una preferenza verso una distribuzione del tipo $(1 + \cos^2\theta^*)$. I valori di $\chi^2/ndf$ ottenuti sono 0.5, 0.7, 0.6, fittando rispettivamente con le funzioni $(1 + \cos^2\theta^*)$, $(1 - \cos^2\theta^*)$ e una costante.
Anche nel `runI` si è misurata la distribuzione angolare, senza ottenere risultati soddisfacenti come si vede dalla Fig.4.3`(b)`. Le tre funzioni si adattano ugualmente bene con i valori di $\chi^2/ndf$=1.0, 1.1 e 0.9, rispettivamente.

Osservando i dati ottenuti dal `runII` abbiamo che, considerando insieme tutti i punti a diverse energie, guadagnamo 6 eventi provenienti da $s$ = 11.44 GeV$^2$ e $s$ = 12.32 GeV$^2$, però con la restrizione sull'accettanza comune ne perdiamo 4 corrispondenti a $s$ = 12.43 GeV$^2$. Da questa considerazione è piú conveniente determinare la distribuzione angolare considerando solo gli eventi corrispondenti all'energia della $h_c$, con un'accettanza maggiore rispetto a quella corrispondente ad altre energie. Consideriamo prima i dati del `runII` (31 eventi) e quelli del `runI` (33 eventi) separatamente e riportiamo le distribuzioni angolari rispettivamente

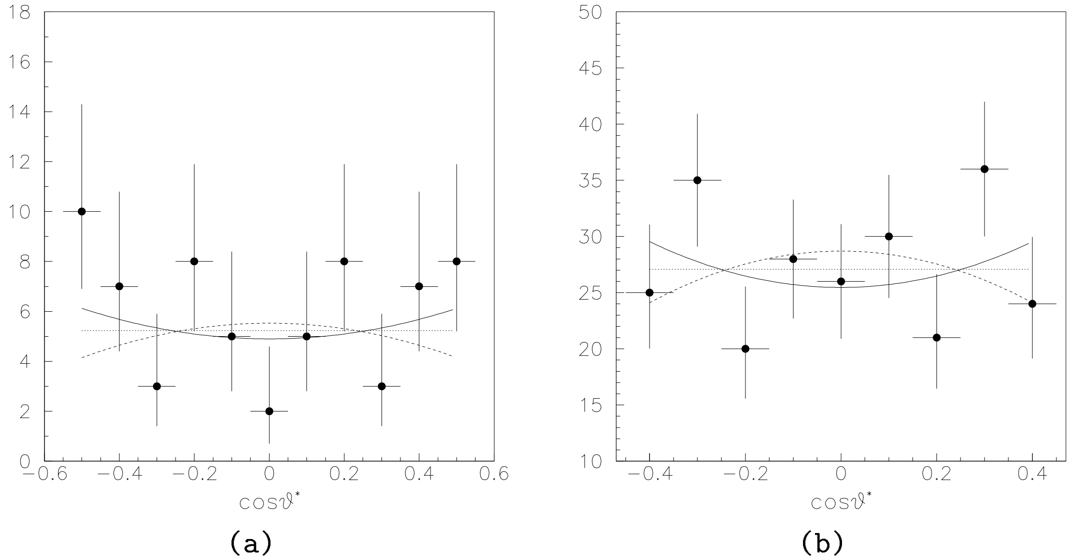



Figura 4.3: Distribuzione angolare degli eventi $\overline{p}p \to e^+e^-$. Ad ogni evento contribuiscono due valori di $\cos\theta^*$: uno da $e^+$, l'altro da $e^-$. `(a)` distribuzione degli eventi selezionati dal `runII`; `(b)` distribuzione degli eventi selezionati dal `runI`[40]. Riportiamo le tre curve che fittano i punti: (linea continua) $1+\cos^2\theta^*$; (linea tratteggiata) $1-\cos^2\theta^*$; (linea a punti) costante.

nella Fig.4.4`(a)` e `(b)`. In questo caso possiamo sommare le due distribuzioni angolari, perché corrispondono alla stessa energia e di conseguenza alla stessa accettanza. Fittando la distribuzione angolare misurata di Fig.4.4`(a)` con le tre funzioni $1+\cos^2\theta^*$, $1-\cos^2\theta^*$ e costante si ottengono rispettivamente i seguenti valori di $\chi^2/ndf$: 0.5, 0.9, 0.7; mentre per la distribuzione di Fig.4.4`(b)` i valori di $\chi^2/ndf$ sono 0.8, 0.7 e 0.8. Fittando con le stesse funzioni la distribuzione angolare della somma (Fig.4.4`(c)`) delle precedenti distribuzioni otteniamo i seguenti valori di $\chi^2/ndf$: 1.0, 1.3 e 1.1.

Nè dalle distribuzioni angolari di Fig.4.3 nè da quelle di Fig.4.4 possiamo determinare con precisione la curva che meglio si adatta, tutte e tre le funzioni usate si adattano ugualmente bene. Tuttavia le distribuzioni angolari determinate in questa tesi (dal `runII`) sembrano essere piú compatibili con l'andamento $1+\cos^2\theta^*$. Anche le zone con $|\cos\theta^*| > 0.2$ nella distribuzione di Fig.4.4`(b)` sembrano adattarsi bene a questo andamento, mentre nella zona intermedia si presenta un aumento notevole del numero di eventi. La poca statistica a disposizione non permette comunque di trarre conclusioni significative sull'andamento della distribuzione angolare.

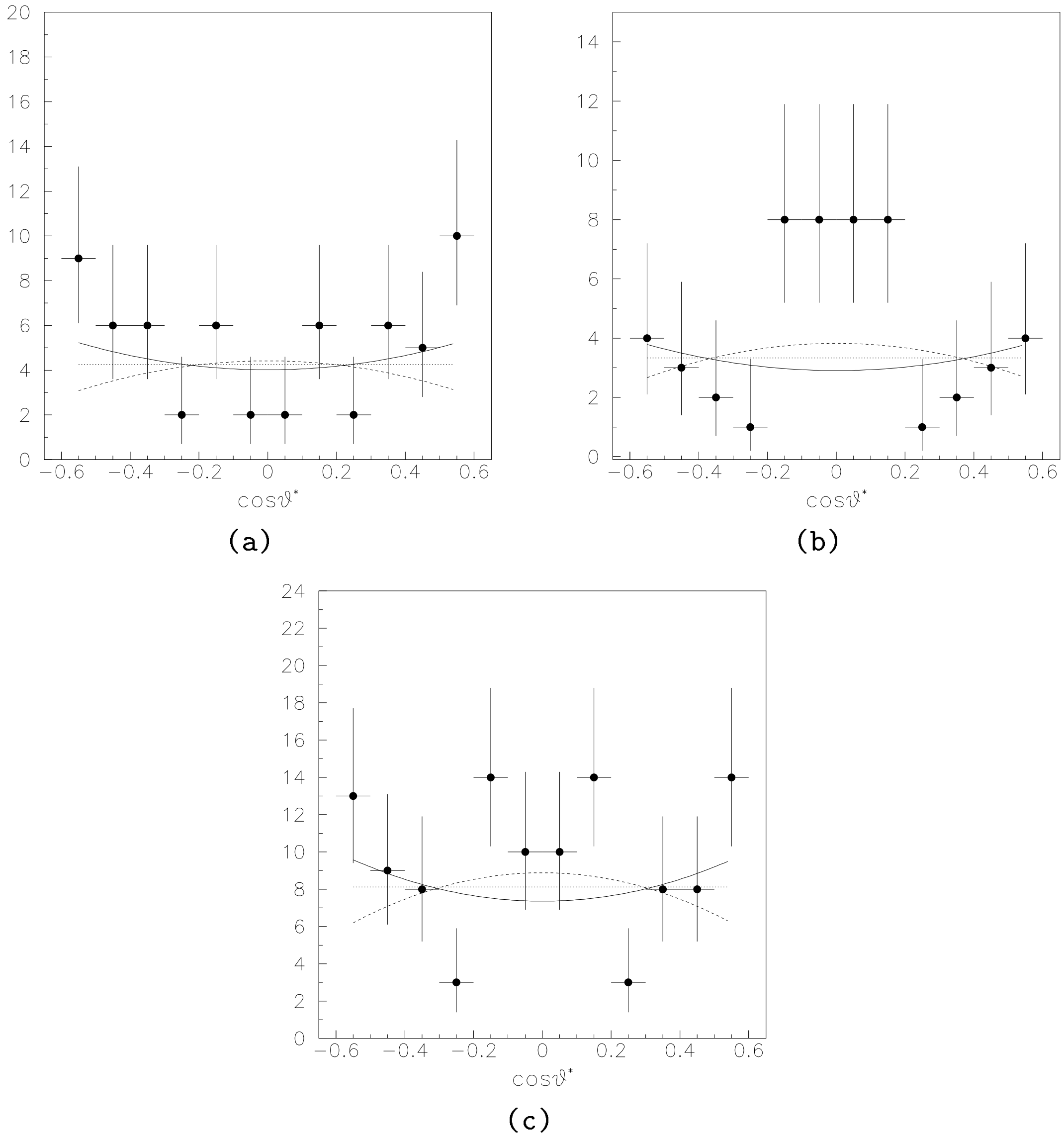



Figura 4.4: Distribuzione angolare della reazione $\overline{p}p \rightarrow e^+e^-$. Ad ogni evento contribuiscono due valori di $\cos\theta^*$: uno da $e^+$, l'altro da $e^-$. `(a)` distribuzione degli eventi selezionati dal **`runII`** a $s = 12.43$ GeV$^2$; `(b)` distribuzione degli eventi selezionati dal **`runI`** alla stessa energia[39]; `(c)` somma delle distribuzioni `(a)` e `(b)`. Riportiamo le tre curve che fittano i punti: (linea continua) $1 + \cos^2\theta^*$; (linea tratteggiata) $1 - \cos^2\theta^*$; (linea a punti) costante.

# Capitolo 5

# Conclusioni

In questa tesi ho presentato la misura del fattore di forma magnetico del protone nella regione tempo a grandi quadrimpulsi trasferiti, in corrispondenza di tre valori di energia nell'intervallo 11.4 $\text{GeV}^2 < s < 12.5$ $\text{GeV}^2$. Il valore del fattore di forma misurato a $s = 12.43$ $\text{GeV}^2$ è compatibile con le misure effettuate alla stessa energia dai precedenti esperimenti E-760 ed E835(I). Il punto misurato a $s = 12.32$ $\text{GeV}^2$ risulta compatibile con i valori del fattore di forma misurati ad energie vicine ($s = 12.43$ $\text{GeV}^2$), anche se a causa della poca statistica, un solo evento, l'errore relativo è molto grande. Abbiamo inoltre misurato un nuovo punto a $s = 11.44$ $\text{GeV}^2$, per il quale non vi erano misure precedenti. Tutte queste misure sono in accordo con l'andamento asintotico previsto dalla QCD.
Notiamo inoltre che i risultati ottenuti utilizzando l'efficienza calcolata con il Monte Carlo sono compatibili con i risultati ottenuti utilizzando l'efficienza calcolata con il campione di dati reali alla $\psi'$ .

Sono stati inoltre determinati tre limiti superiori per il fattore di forma rispettivamente a $s = 12.04$ $\text{GeV}^2$, $s = 14.40$ $\text{GeV}^2$ ed $s = 18.22$ $\text{GeV}^2$. In particolare, per $s = 18.22$ $\text{GeV}^2$ abbiamo stimato un limite superiore che risulta minore di quello determinato da E-835(I) grazie ad una piú alta luminosità integrata rispetto a quella raccolta dal `runI`.

Infine si è tentato di determinare la distribuzione angolare, ma la scarsa statistica a disposizione non permette di effettuare una misura precisa. Per aumentare la statistica in corrispondenza di $s = 12.43$ $\text{GeV}^2$ abbiamo utilizzato anche i risultati ottenuti dal `runI` alla stessa energia, ma anche in questo modo non è possibile distinguere l'andamento della distribuzione angolare. Si vuole comunque evidenziare il fatto che le distribuzioni angolari determinate solamente con gli eventi selezionati in questa analisi sembrano favorire un andamento secondo $(1+\cos^2\theta^*)$, come atteso nel caso che il contributo alla sezione d'urto dovuto al fattore di forma elettrico sia trascurabile.

Per una misura precisa delle distribuzioni angolari è necessario un esperimento di nuova generazione che aumenti di almeno un ordine di grandezza la luminosità integrata raccolta. Una macchina acceleratrice per ottenere collisioni $\overline{p}p$ alle energie di interesse è stata proposta al GSI (Darmstadt): se verrà approvata sarà possibile in un prossimo futuro misurare le distribuzioni angolari della reazione $\overline{p}p \to e^+e^-$ e quindi ottenere $|G_E|$ e $|G_M|$ separatamente.

# Appendice A

# Identificazione degli Elettroni

Lo scopo principale dell'esperimento E835 è quello di studiare i decadimenti elettromagnetici del charmonio, i quali devono essere separati dal fondo adronico, che ha sezioni d'urto molto piú grandi di quelle delle reazioni cercate. A questo proposito si vuole sviluppare un efficace strumento per distinguere la coppia $e^+e^-$ presente nello stato finale dei decadimenti elettromagnetici da coppie $e^+e^-$ che provengono dalla conversione di fotoni o dai decadimenti Dalitz del $\pi^0$, nonchè per escludere coppie adroniche provenienti dal fondo (ad esempio $p\overline{p} \to \pi^+\pi^-$). L'identificazione della coppia $e^+e^-$ sarà affidata ad una variabile (Electron Weight) che determiniamo con il metodo di Neyman-Pearson, illustrato nel seguito, sfruttando le informazioni provenienti dai rivelatori. Lo studio dettagliato dell'Electron Weight è stato svolto nel 1996 utilizzando i dati del `runI` di E835 [37].

## A.1 Il metodo Electron Weight

Dato un evento $\mathbf{x}$ caratterizzato da una serie di grandezze misurate $(x_1, \ldots, x_n)$ possiamo decidere che $\mathbf{x}$ appartiene ad una classe di eventi A oppure ad una classe B confrontando le corrispondenti funzioni di verosimiglianza $L_A$ e $L_B$. Questa scelta è possibile se conosciamo le vere densità di probabilità $F_A(x_1, \ldots, x_n)$ e $F_B(x_1, \ldots, x_n)$. $F_A$ e $F_B$ possono essere determinate o teoricamente o empiricamente a seconda della situazione.
Assumendo $L_A = F_A$, $L_B = F_B$, definiamo la seguente densità:

$$\rho(\mathbf{x}) = \frac{L_A}{L_B} = \frac{F_A}{F_B} \tag{A.1}$$

Tenendo conto del fatto che prima di applicare l'identificazione delle particelle i dati vengono selezionati con il trigger e con altre eventuali richieste, dobbiamo ridefinire:

$$\rho(\mathbf{x}) = \frac{F_A(\mathbf{x})P_A}{F_B(\mathbf{x})P_B} \tag{A.2}$$

dove $P_A$ e $P_B$ sono le vere, e incognite, probabilità a priori delle classi A e B. Siccome in generale non conosciamo $P_A$ e $P_B$ riassorbiamo tali probabilità nella seguente definizione:

$$\rho'(\mathbf{x}) = \frac{F_A(\mathbf{x})}{F_B(\mathbf{x})} \tag{A.3}$$

Il nostro scopo è quello di massimizzare il rapporto fra il segnale cercato e quello dovuto al fondo applicando un taglio a $\rho'$. Ciò implica che la non conoscenza di $P_A$ e $P_B$ non prescrive nessun modo per determinare il taglio su $\rho'$, che dovrà quindi essere scelto empiricamente.

Si vuole costruire una variabile che, data una particella, esprima la probabilità che questa sia un elettrone oppure no. A questo proposito le ipotesi A e B corrispondono all'identità della particella come elettrone oppure come fondo, quindi chiamiamo Electron Weight (EW) la variabile $\rho'$. Elenchiamo di seguito i rivelatori e le corrispondenti variabili che secondo il metodo Neyman-Pearson comporranno la densità $\rho'$.

**H1, H2, H2$'$** energia depositata negli odoscopi dal passaggio della particella.

**Čerenkov** ampiezza del segnale nel Čerenkov dovuto al passaggio della particella.

**CCAL** secondo momento dei cluster lungo $\theta$ e $\phi$ nel calorimetro centrale definiti come segue:

$$s_\theta = \frac{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)\cdot(w-w_0)^2}{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)} \tag{A.4}$$

$$s_\phi = \frac{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)\cdot(r-r_0)^2}{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)} \tag{A.5}$$

dove l'indice $r$ varia sugli anelli di CCAL, l'indice $w$ sui blocchi di CCAL ed $E(r,w)$ è l'energia depositata nel blocco identificato da $(r,w)$.

**F**$_{35}$ rapporto fra i depositi di energia in matrici di $3\times3$ blocchi in CCAL e i depositi in matrici di $5 \times 5$ blocchi in CCAL, considerando i blocchi che circondano quello piú energetico.

**F**$_{24}$ è la stessa variabile $F_{35}$, ma considerando questa volta matrici $2 \times 2$ e $4 \times 4$.

**M**$_{cl}$ massa del cluster in CCAL definita come segue:

$$M_{cl} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i\right)^2} \tag{A.6}$$

dove l'indice $i$ varia sui 25 blocchi di CCAL che costituiscono la matrice $5\times5$ attorno al blocco con maggior deposito di energia; $\vec{p}_i = E_i\hat{r}_i$ dove $\hat{r}_i$ è il versore diretto dal punto di interazione al centro dell'$i - esimo$ blocco.
Per applicare il metodo di Neyman-Pearson dobbiamo determinare empiricamente le funzioni $f_e(\mathbf{x})$ e $f_b(\mathbf{x})$, dove $e$ sta per elettrone e $b$ per background. Siccome non possiamo determinare a priori gli andamenti delle precedenti distribuzioni di probabilità useremo direttamente gli istogrammi misurati di ogni variabile come distribuzione di probabilità.
Assumendo che ogni variabile sia indipendente dalle altre possiamo fattorizzare le funzioni $f_e(\mathbf{x})$ e $f_b(\mathbf{x})$ ottenendo:

$$EW = \frac{f_e(\mathbf{x})}{f_b(\mathbf{x})} = \frac{\prod_i f_e^i(x_i)}{\prod_i f_b^i(x_i)} = \prod_i \frac{f_e^i(x_i)}{f_b^i(x_i)} = \prod_i W_i \tag{A.7}$$

quindi $EW$ risulta il prodotto di ogni singolo peso $W_i$; i pesi $W_i$ hanno tutti la stessa importanza.

Per valutare $EW$ anzitutto applichiamo ai dati che hanno superato il trigger una preselezione che richiede un cluster in CCAL associato con almeno due dei tre odoscopi e con il Čerenkov . Gli eventi che non hanno segnale nel Čerenkov non vengono usati. La funzione di distribuzione $f_e(\mathbf{x})$ è determinata usando un campione pulito di eventi all'energia della $J/\psi$ e della $\chi_2$, in questo modo i decadimenti $J/\psi \to e^+e^-$ e $\chi_2 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma\gamma$ dovrebbero assicurarci la presenza della coppia $e^+e^-$ nello stato finale. La funzione di distribuzione $f_b(\mathbf{x})$ è invece determinata usando i dati raccolti ad energie lontane dalle risonanze nell'intervallo 3590 MeV $\leqslant E_{CM} \leqslant$ 3660 MeV, in modo da avere soprattutto processi adronici. Nelle Fig. A.1-A.9 riportiamo le distribuzioni di probabilità e pesi $W$ di ciascuna variabile che compone $EW$ per un campione di elettroni e per il fondo.

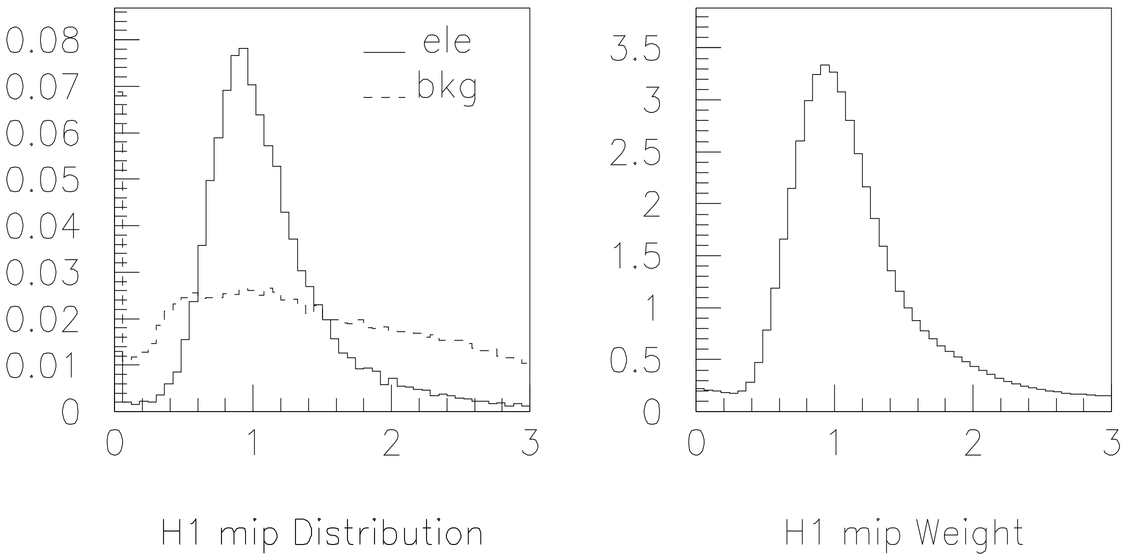



Figura A.1: Energia persa nell'odoscopio H1 in mip. (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

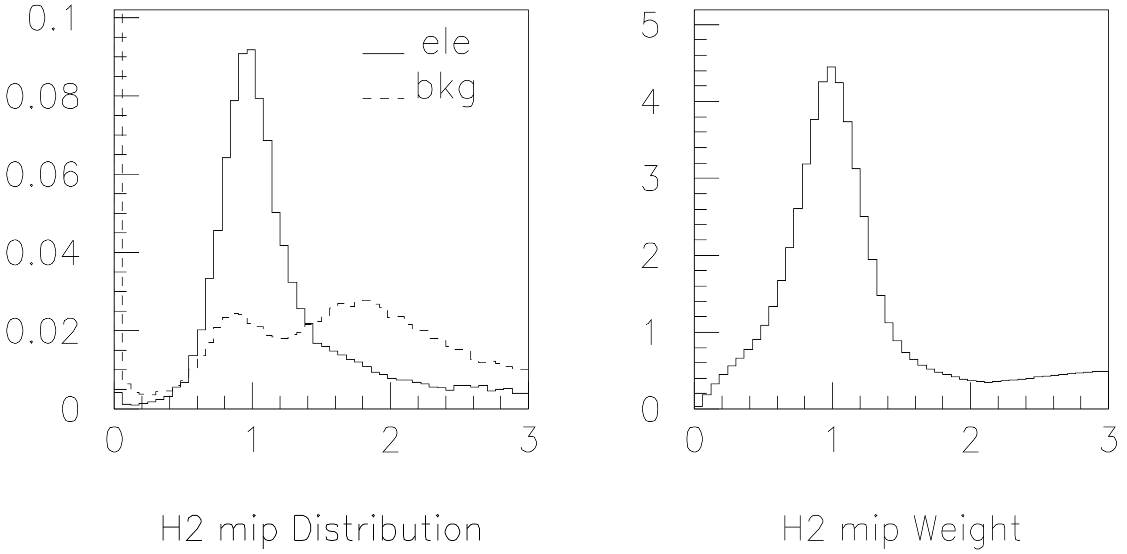



Figura A.2: Energia persa nell'odoscopio H2 in mip. (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

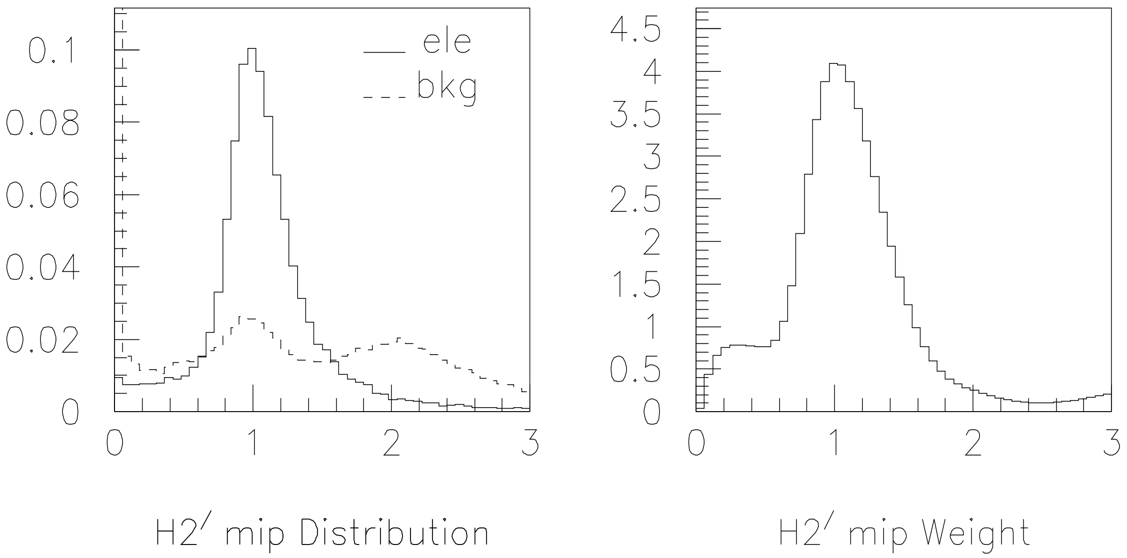



Figura A.3: Energia persa nell'odoscopio H2$'$ in mip. (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

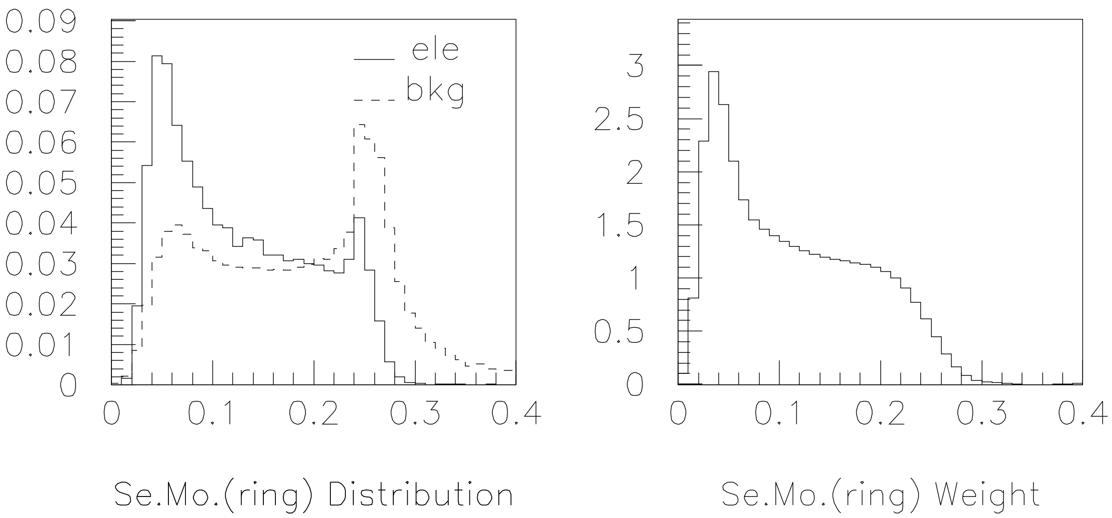



Figura A.4: Secondo momento dei cluster in CCAL lungo $\theta$. (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

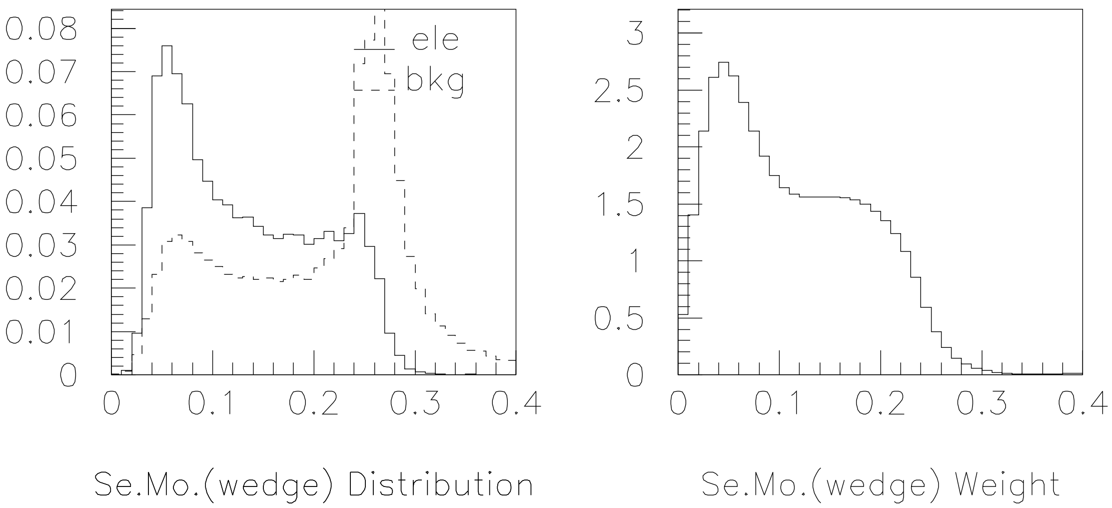



Figura A.5: Secondo momento dei cluster in CCAL lungo $\phi$. (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

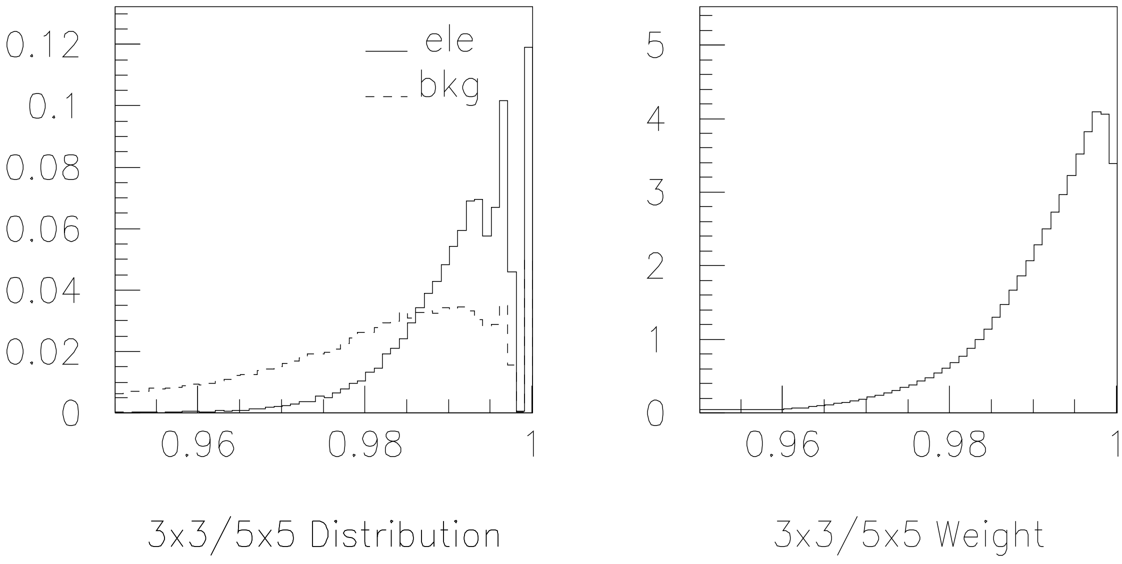



Figura A.6: Variabile $F_{35}$. (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

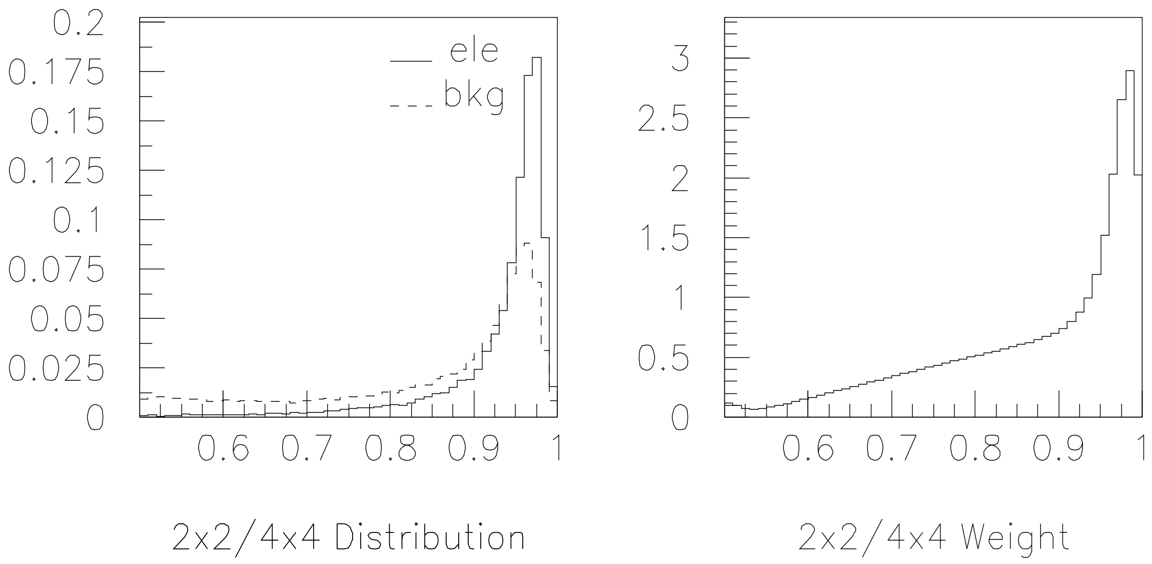



Figura A.7: Variabile $F_{24}$. (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

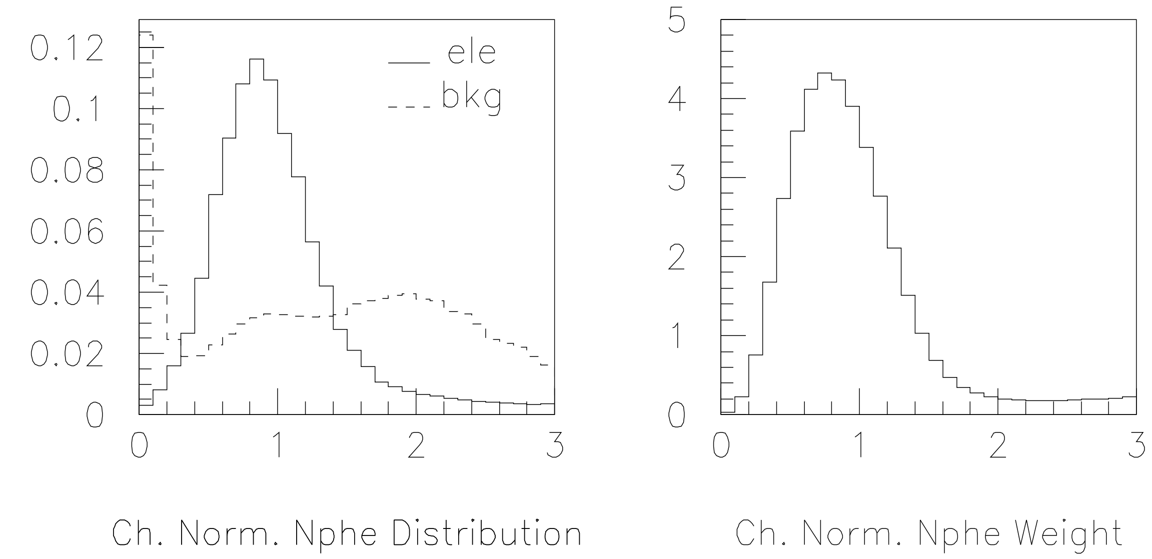



Figura A.8: Fotoelettroni nel Čerenkov . (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

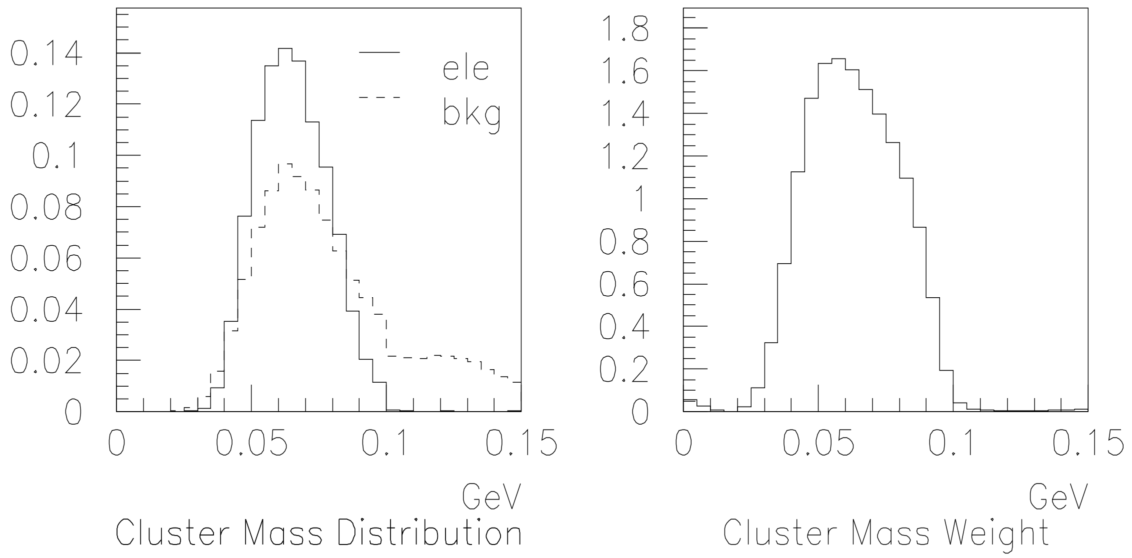



Figura A.9: Massa del cluster. (*sinistra*) Distribuzioni di probabilità per elettroni (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*). (*destra*) Peso $W$.

## A.2 Efficienza e reiezione del fondo

Siccome i processi fisici studiati da E835 presentano o zero o due elettroni ($e^+e^-$ ) nello stato finale, quando parliamo di Electron Weight intendiamo sempre il prodotto $EW1 * EW2$. Il metodo sviluppato in precedenza non fornisce il valore di $EW1 * EW2$ a cui si deve tagliare, questo deve essere fatto sperimentalmente valutando l'efficienza e la reiezione. A questo proposito usiamo un campione di eventi con $e^+e^-$ nello stato finale, estratto dai dati raccolti alla $J/\psi$, per determinare l'efficienza e un campione di eventi di fondo, estratto dai dati raccolti nella regione della $\eta_c^{'}$, per determinare la reiezione del fondo. Mostriamo in Fig.A.10 le distribuzioni di $\log_{10}(ew1 * ew2)$ ottenute dai due campioni in questione, mentre in Fig.A.11 riportiamo l'andamento dell'efficienza e della reiezione del fondo in funzione del limite inferiore di $\log_{10}(ew1 * ew2)$.

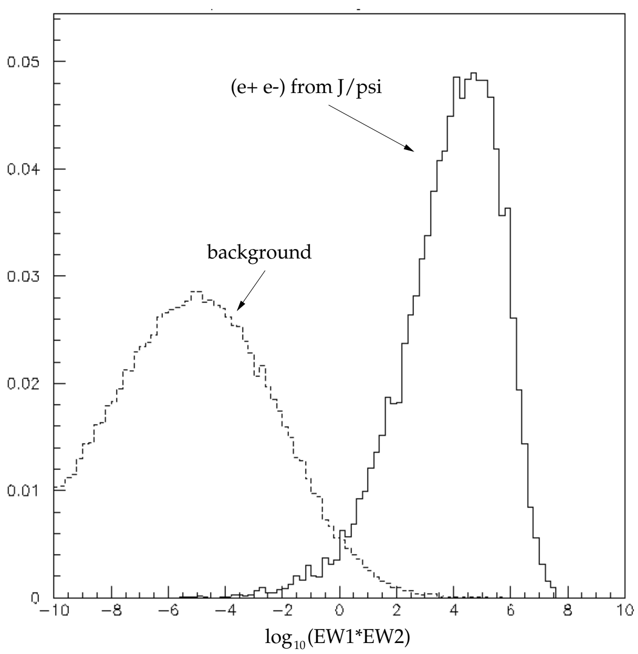



Figura A.10: Distribuzione di $\log_{10}(ew1 * ew2)$ per un campione di eventi con $e^+e^-$ nello stato finale (*linea continua*) e per il fondo (*linea tratteggiata*).

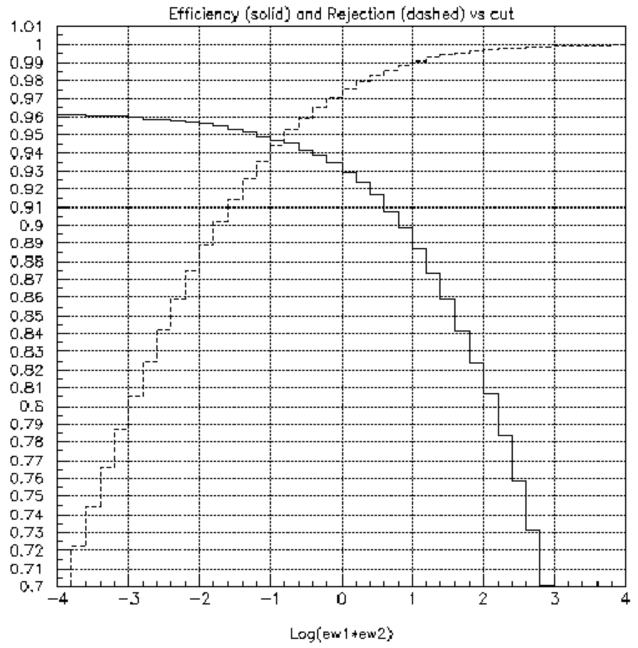



Figura A.11: Andamento dell'efficienza (*linea continua*) e della reiezione (*linea tratteggiata*) in funzione del limite inferiore di $\log_{10}(ew1 * ew2)$.

# Appendice B

# Simulazione Monte Carlo

Al fine di ottimizzare l'analisi dei dati sono stati sviluppati due programmi di simulazione. Il primo è basato sui pacchetti standard Geant 3.2; il secondo, chiamato *Fast Monte Carlo*, è una descrizione parametrica della risposta del calorimetro centrale CCAL. Nell'analisi sviluppata in questa tesi abbiamo usato il primo tipo di simulazione. Non daremo una descrizione dettagliata di Geant, perché è stato usato senza apportare modifiche; piuttosto evidenzieremo le procedure della simulazione, quali rivelatori sono stati simulati e l'accordo fra simulazione e dati veri.

## B.1 Simulazione di una reazione

Dal punto di vista dell'impostazione della simulazione, la reazione che si vuole studiare è caratterizzata dall'energia nel CM, dalle particelle coinvolte nello stato finale e negli stati intermedi. Possiamo definire due tipi di reazione: risonante e non risonante. Nel caso di reazione risonante impostiamo la formazione di una risonanza (ad esempio la $\psi'$ , una $\chi$ ecc.) definendo la massa, che sarà l'energia nel CM, e la larghezza; quindi sceglieremo il modo di decadimento specificando le particelle e/o le risonanze coinvolte nella reazione; nel caso in cui siano presenti risonanze negli stadi intermedi se ne deve specificare la massa e la larghezza. Per quanto riguarda le particelle come pioni, kaoni, muoni, elettroni ecc. devono essere descritte specificando il nome, la carica, il tipo di particella e la vita media, in modo che Geant possa riconoscere quale particella è, quindi farla decadere, se decade, nei possibili modi. Ad esempio possiamo simulare $\psi' \to e^+e^-$, oppure una reazione a piú stadi come $\psi' \to \chi_1\gamma \to J/\psi\gamma\gamma \to e^+e^-\gamma\gamma$; in questo caso dovremo specificare masse e larghezze delle risonanze $\chi_1$ e $J/\psi$ e naturalmente si devono descrivere i fotoni e gli elettroni coinvolti.

Per quanto riguarda le reazioni non risonanti si deve specificare che la reazione è tale e si imposta l'energia nel centro di massa voluta, senza definire la larghezza. Ad esempio per simulare la reazione $p\overline{p} \to e^+e^-$ non risonante basta impostare l'energia nel centro di massa e le particelle nello stato finale, cioè $p\overline{p}$ non si descrivono.
Ad ogni stadio si specifica la distribuzione angolare che si deve usare per le particelle coinvolte.

## B.2 Impostazione delle condizioni

Le condizioni dei rivelatori possono essere imposte specificando semplicemente il numero del *run* al quale si vuol fare riferimento. Data questa specifica la simulazione tiene conto delle condizioni di rivelatori nel *run* scelto, prelevando le informazioni dal *database* dell'esperimento. In questo modo si possono ricreare le diverse condizioni temporali del rivelatore.

## B.3 Produzione e analisi

Lo studio di una simulazione con il Monte Carlo va effettuata in due fasi. La prima fase consiste nella generazione di un numero prestabilito di eventi corrispondenti alla reazione in esame in cui vengono simulate tutte le risposte dei rivelatori. La seconda fase consiste nell'analizzare i dati generati nella prima fase con il solito programma di analisi, utilizzato con le opportune modifiche necessarie per studiare eventi simulati.

## B.4 Simulazione dei rivelatori

Con il Monte Carlo Geant possiamo studiare come rispondono i rivelatori al passaggio di particelle risultanti da una particolare reazione che scegliamo in base alle esigenze e all'energia voluta. Il comportamento delle particelle nei vari rivelatori è simulato in base alle sezioni d'urto note delle varie reazioni elettromagnetiche, adrone-nucleone ecc. L'accuratezza della simulazione dipende dalla appropriata descrizione della geometria dei rivelatori, dei materiali usati e dal meccanismo di raccolta del segnale.

Per fare un esempio, nel Capitolo 3 abbiamo visto che Geant simula i fotoni di bremsstrahlung emessi dagli elettroni. Sono inoltre simulati i possibili decadimenti delle particelle tenendo conto dei rispettivi rapporti di decadimento, ad esempio si può verificare il decadimento del $\pi^0$ in due fotoni, il decadimento del $\mu$, i decadimenti dei $K^\pm$ ecc.

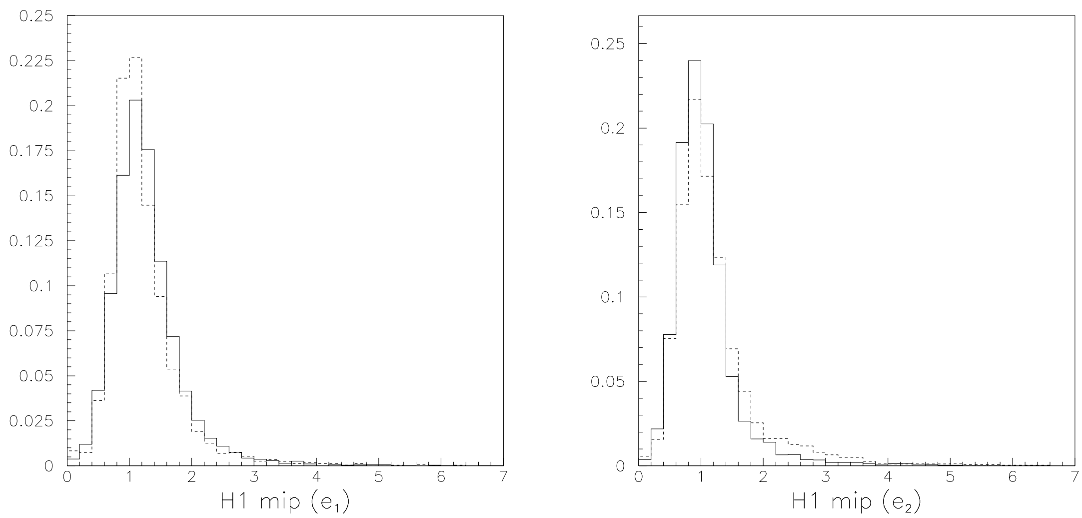
Nella versione ufficiale del programma di simulazione di E835 sono simulati tutti i rivelatori che compongono il sistema di tracciamento interno, il veto, il Čerenkov e il calorimetro centrale.
Il Čerenkov è descritto come un radiatore gassoso in cui la luce emessa è raccolta dagli specchi, la cui forma descritta corrisponde a quella vera, che la riflettono e convergono su un fototubo. Infine il fototubo converte i fotoni in fotoelettroni con un'efficienza dipendente dalla lunghezza d'onda.
Nel calorimetro centrale è simulato lo sciame, ma si fa un'approssimazione nella simulazione della raccolta della luce per ridurre i tempi elaborazione. L'approssimazione consiste nel considerare la luce raccolta come proporzionale alla perdita di energia per ionizzazione degli elettroni dello sciame. Questo metodo va bene per lo studio di sciami elettromagnetici, prodotti da elettroni o fotoni, mentre per lo studio degli sciami prodotti da adroni si dovrebbero apportare modifiche che sono tuttora in via di sviluppo. In CCAL è simulato anche l'effetto dovuto al *pile-up* (per la definizione di *pile-up* si veda il paragrafo 2.2.6).
Per quanto riguarda la simulazione del sistema di tracciamento interno e del veto non ci sono particolari complicazioni nella descrizione dei vari rivelatori.

## B.5 Confronto tra simulazione e dati veri

Il confronto fra i risultati che otteniamo dal Monte Carlo con quelli ottenuti da campioni di dati veri conferma l'affidabilità della simulazione. Già nel Capitolo 3 abbiamo ottenuto buon accordo fra la simulazione di eventi $p\overline{p} \to e^+e^-$ con un campione di eventi $\psi' \to e^+e^-$ confrontando l'electron weight, la probabilità di fit cinematico e le grandezze che caratterizzano i fotoni di bremsstrahlung. Con la simulazione otteniamo inoltre gli stessi valori delle efficienze del trigger e della selezione ewdst calcolate utilizzando campioni puliti di eventi con $e^+e^-$ nello stato finale. Piú che fare altri confronti fra le variabili finali ricostruite con il programma di analisi vogliamo paragonare le variabili di origine provenienti dalle risposte dei rivelatori, come i fotoelettroni nel Čerenkov e l'energia rilasciata negli odoscopi.

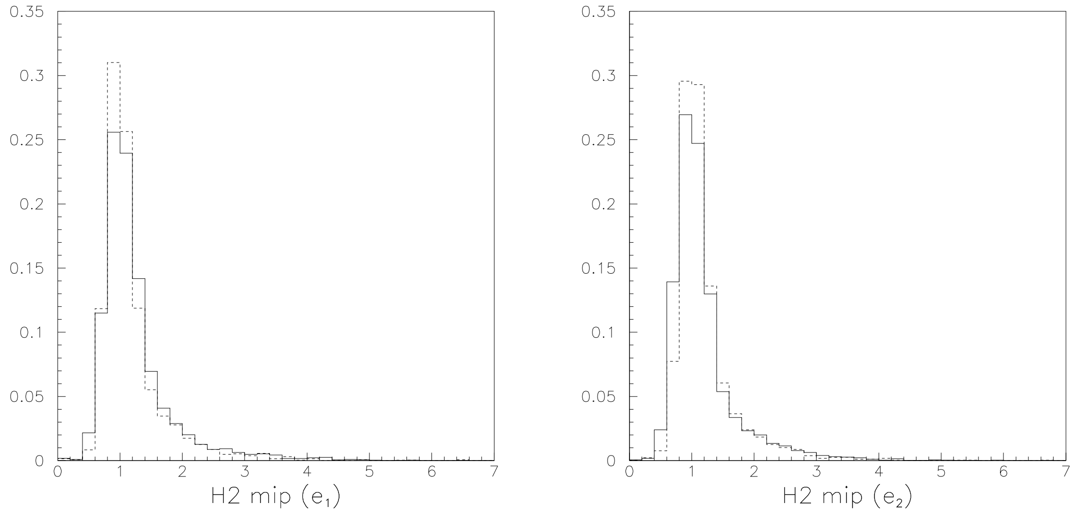
Nelle figure che seguono riportiamo le distribuzioni di alcune grandezze relative ai rivelatori, confrontando i risultati ottenuti dalla simulazione con quelli ottenuti da un campione di eventi alla $\psi'$ . È stata simulata la reazione $p\overline{p} \to \psi' \to e^+e^-$, alla quale applichiamo i seguenti tagli: *volume fiduciale*, $\log_{10}(ew1 * ew2) > 0$ e numero di cluster pari a 2. Il campione di dati alla $\psi'$ invece è stato selezionato applicando le seguenti richieste: *volume fiduciale*, $Prb(e^+e^-) > Prb(J/\psi X)$, $Prb(e^+e^-) > 10\%$, $\log_{10}(ew1 * ew2) > 0$ e solo 2 cluster ($e^+e^-$ ) *ontime*. Nella Fig.B.1 riportiamo le distribuzioni dell'energia persa dagli elettroni nell'odoscopio H1, in Fig.B.2 quella persa nell'odoscopio H2. Nella Fig.B.3 mostriamo le distribuzioni relative al numero di fotoelettroni raccolti nel Čerenkov , dovuti al passaggio degli elettroni; mentre nella Fig.B.4 riportiamo le distribuzioni delle energie dei due elettroni misurate dal calorimetro centrale.

Confrontando le distribuzioni ottenute dal Monte Carlo con le distribuzioni reali risulta evidente l'affidabilità e l'accuratezza della simulazione.



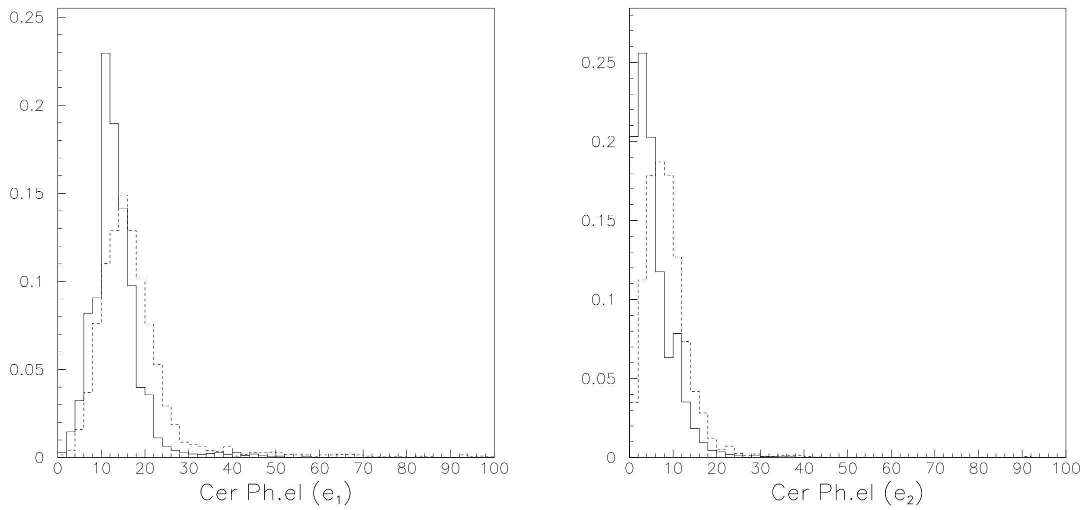

(a) (b)

Figura B.1: Distribuzioni della perdita di energia in H1 espressa in mip (minimum ionizing particle): (a) corrispondente all'elettrone piú energetico; (b) corrispondente all'elettrone meno energetico. (*Linea continua*) distribuzione ottenuta con la simulazione; (*Linea tratteggiata*) distribuzione ottenuta con il campione di dati alla $\psi'$ .



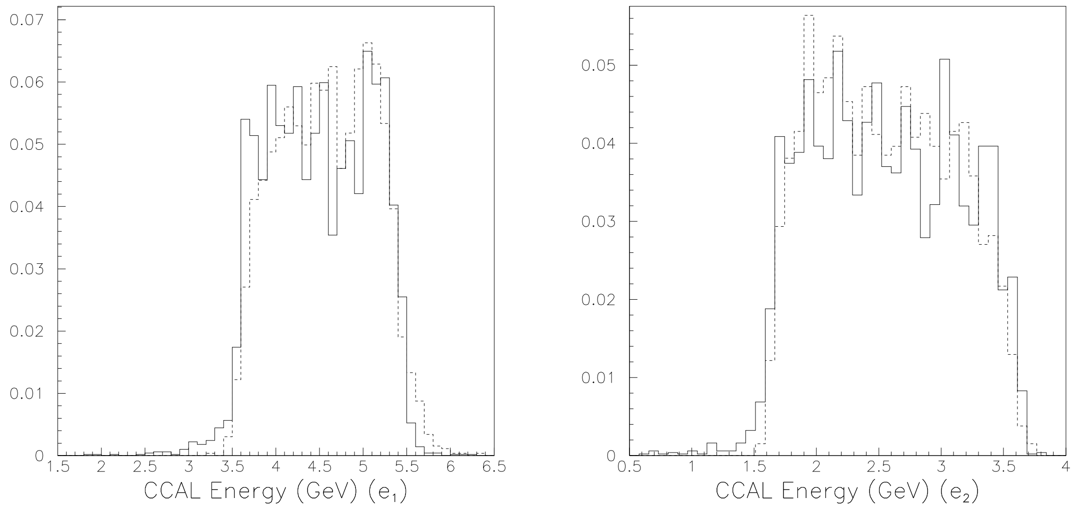

(a) (b)

Figura B.2: Distribuzioni della perdita di energia in H2 espressa in mip (minimum ionizing particle): `(a)` corrispondente all'elettrone piú energetico; `(b)` corrispondente all'elettrone meno energetico. (*Linea continua*) distribuzione ottenuta con la simulazione; (*Linea tratteggiata*) distribuzione ottenuta con il campione di dati alla $\psi'$ .




(a) (b)

Figura B.3: Distribuzioni del numero di fotoelettroni nel Čerenkov : `(a)` corrispondente all'elettrone piú energetico; `(b)` corrispondente all'elettrone meno energetico. (*Linea continua*) distribuzione ottenuta con la simulazione; (*Linea tratteggiata*) distribuzione ottenuta con il campione di dati alla $\psi'$ .




(a) (b)

Figura B.4: Distribuzioni delle energie misurate dal calorimetro centrale: (a) corrispondente all'elettrone piú energetico; (b) corrispondente all'elettrone meno energetico. (*Linea continua*) distribuzione ottenuta con la simulazione; (*Linea tratteggiata*) distribuzione ottenuta con il campione di dati alla $\psi'$ .

# Bibliografia


[1] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Teoria quantistica relativistica*, (Editori Riuniti, Roma, Italia, 1978).

[2] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, (Jhon Wiley Sons, New York, U.S.A, 1984).

[3] D. H. Perkins, *Introduction to high energy physics*, (Addison-Wesley Publishing Company, U.S.A, 1986).

[4] J. R. Taylor, *Introduzione all'analisi degli errori*, (Zanichelli, Bologna, Italia, 1996).

[5] A. G. Frodesen, O. Skjeggestad, H. Tøfte; *Probability and Statistics in Particle Physics.* (niversitetsforlaget, 1979).

[6] R. W. McAllister and R. Hofstadter(1956). *Elastic Scattering of 188-MeV Electrons from the Proton and Alpha Particle. Phys. Rev.* **102**(3),851-856.

[7] M. Conversi et al.(1965). *The Leptonic Annihilation Modes of the Proton-Antiproton System at 6.8*$(GeV/c)^2$ *Timelike Four-Momentum Transfer. Nuovo Cimento* **XLA**(2),690-701.

[8] D. L. Hartill et al.(1969). *Antiproton-Proton Annihilation into Electron-Positron Pairs and Gamma-Ray Pairs. Phys. Rev.* **184**(5),1415-1423.

[9] M. Castellano et al.(1973). *The Reaction* $e^+e^- \to \overline{p}p$ *at a Total Energy of 2.1 GeV. Nuovo Cimento* **14A**(1),1-20.

[10] W. Braunschweig et al(1975). *Two Body Hadronic Decays of the 3.1 GeV Resonance. Phys. Lett.* **57B**(3),297-300.

[11] G. Bassompierre et al.(1976). *Measurement of the Branching Ratio* $\Gamma(\overline{p}p \to e^+e^-)/\Gamma(\overline{p}p \to total)$ *in Antiproton-Proton annihilation at rest. Phys. Lett.* **64B**(4),475-478.

[12] G. Bassompierre et al.(1976). *First Determination of the Proton Electromagnetic Form Factors at the Threshold of the Time-Like Region. Phys. Lett.* **68B**(5),477-479.

[13] B. Delcourt et al.(1979). *Study of the Reaction $e^+e^- \to \overline{p}p$ in the Total Energy Range 1925-2180 MeV. Phys. Lett.* **86B**(3,4),395-398.

[14] D. Bisello et al.(1983). *A Measurement of $e^+e^- \to \overline{p}p$ for ($1975 \leqslant \sqrt{s} \leqslant 2250$) MeV. Nucl. Phys. B* **224**,379-395.

[15] D. Bisello et al.(1990). *Barion pairs production in $e^+e^-$ annihilation at $\sqrt{s} = 2.4$ GeV. Z. Phys. C* **48**,23-28.

[16] C. Baglin et al.(1985). *Upper Limits of the Proton Magnetic Form Factor in the Time-like Region from $\overline{p}p \to e^+e^-$ at the CERN-ISR. Phys. Lett.* **163B**(5,6),400-403.

[17] G. Bardin et al.(1991a). *Measurement of the proton electromagnetic form factor near threshold in the time-like region. Phys. Lett. B* **255**(1),149-154.

[18] G. Bardin et al.(1991b). *Precise determination of the electromagnetic form factor in the time-like region up to $s = 4.2$ GeV$^2$. Phys. Lett. B* **257**(3,4),514-518.

[19] G. Bardin et al.(1994). *Determination of the electric and magnetic form factors of the proton in the time-like region. Nucl. Phys. B* **411**,3-32.

[20] A. F. SIll et al.(1993). *Measurements of elastic electron-proton scattering at large momentum transfer. Phys. Rev. D* **48**(1),29-55.

[21] R. C. Walker et al.(1994). *Measurements of the proton elastic form factor for $1 \leqslant Q^2 \leqslant 3$ (GeV/c)$^2$ at SLAC. Phys. Rev. D* **49**(11),5671-5689.

[22] A. Antonelli et al.(1994). *Measurement of the electromagnetic form factor of the proton in the time-like region. Phys. Lett.* **69**(16),2337-2340.

[23] L. Andivahis et al.(1994). *Measurements of the electric and magnetic form factor of the proton from $Q^2 = 1.75$ to 8.83 (GeV/c)$^2$. Phys. Rev. D* **60**(9),5491-5517.

[24] T.A. Armstrong et al.(1993). *Proton Electromagnetic Form Factor in Timelike Region from 8.9 to 13.0 GeV$^2$. Phys. Rev. Lett.* **70**(9),1212-1215.

[25] M. Ambrogiani et al.(1999). *Measurements of the magnetic form factor of the proton in timelike region at lerge momentun transfer.Phys. Rev. D* **60**(3),032002(1-6).

[26] C. Caso et al.(1998). *Review of Particle Physics.Euro. Phys. J. C* **3**(1-4),1-794.

[27] D. R. Yennie, M. M. Lévi and D. G. Ravenhall(1957). *Electromagnetic Structure of Nucleons. Phys. Mod. Rev.* **29**(1),144-157.

[28] F. J. Ernst, R. G. Sachs and K. C. Wali(1960). *Electromagnetic Form Factor of the Nucleon. Phys. Rev.* **119**(3),1105-1114.

[29] N. Cabibbo and R. Gatto(1961). *Electron-Positron Colliding Beam Experiments.Phys. Rev.* **124**(5),1577.

[30] M. Jacob, G. C. Wick(1959). *On the General Theory of Collisions for Particles with Spin.Ann. Phys.* **7**,404-428.

[31] A. Zichichi et al.(1962). *Proton-Antiproton Annihilation into Electrons, Muons and Vector Bosons.Nuovo Cimento* **XXIV**(1),170-180.

[32] G. P. Lepage and S. J. Brodsky(1980). *Exclusive processes in perturbative quantum chromodynamics.Phys. Rev. D* **22**(9),2157-2198.

[33] P. Kroll, T. Pilsner, M. Schürmann and W. Schweiger(1993). *On exclusive reactions in the time-like region. Phy Lett. B* **316**,546-554.

[34] T. Gousset and B. Pire(1995). *Timelike form factors at high energy.Phys. Rev. D* **51**(1),15-24.

[35] G. Sterman and P. Stoler(1997). *Hadronic Form Factor and Perturbative QCD.Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47**,193-233.

[36] W. Baldini et al.(2001). *IEEE Transaction on Nuclear Science.* **48**

[37] C. Patrignani(1997). *$J/\psi$ inclusive selection using Electron Weight.* Fermilab E-835, Nota interna, non pubblicata.

[38] W. Baldini(2001). *The charged trigger efficiency of E835-runII.* Fermilab E-835, Nota interna, non pubblicata.

[39] G. Stancari(1998). *Measurement of the Magnetic Form Factor of the Proton.* FNAL E760/E835 Internal Memo No.369.

[40] G. Stancari(1998). *Measurements of th Megnetic Form Factor of the Proton for Large Timelike Momentum Transfers.* Tesi di Dottorato, Università degli Studi di Ferrara.

[41] G. Cibinetto(A.A.1999-2000). *Studio dello stato finale $J/\psi\pi^+\pi^-$ nei decadimenti del Charmonio.* Tesi di Laurea, Università degli Studi di Ferrara.

[42] W. Baldini(1998). *Studio del decadimento in due mesoni $\phi$ dello stato $\eta_c$ del Charmonio formato in annichilazione protone-antiprotone e ricerca dello stato $\eta_c^{'}$.* Tesi di Dottorato, Università degli Studi di Ferrara.

Desidero ringraziare il Prof. Roberto Calabrese per avermi seguito e sostenuto con la sua fiducia e per avermi dato l'opportunità di passare qualche mese al Fermilab. Grazie anche al Prof. Pietro Dalpiaz per aver reso possibile questa esperienza.

Devo inoltre ringraziare la Prof.ssa Eleonora Luppi (la seconda mamma) e il Dott. Giulio Stancari per i preziosi consigli e spiegazioni utili allo svolgimento di questo lavoro. Grazie al Prof. Diego Bettoni per la sua presenza in questa esperienza.

In questa occasione cosí speciale colgo la palla al balzo per salutare e ringraziare tutte le persone che in questi anni mi hanno sostenuto e soprattutto sopportato. Mi scuso con quelli che dimenticherò di scrivere, solo di scrivere, ma siete veramente tanti...

Anzitutto saluto tutti i miei vecchi compagni dell'ITIS, professori compresi e i nuovi compagni di Fisica: la Lu, Dante, Piso, la Barby, la Deci, la Vir, Poggi, al Fazzon, il Lurido, tutti gli altri e quei tre pazzi con i quali sono arrivato in fondo: Calzavar (che per fare una freccia rompe un po'...), Simone (che vuol sempre mangiare la piada, io no...) e Capocchia (copia esatta di "Roma violenta").

Un ringraziamento particolare a tutti quelli che mi hanno seguito al Fermilab e nello svolgimento di questo lavoro, ai quali penso di aver rotto le scatole per bene: Wander, Gigi e Matteo. Un saluto a tutti i personaggi del Fermilab. Grazie a Michele per avermi sistemato il PC più di una volta.

Voglio salutare tutti gli amici, autori di cene etiliche...: Nico, Feri, Luca, Mose, Pablo, Marzel, Bat, Enzor, Goz, Carlo, Enrico, Cibo & Miki, Claudia & Ale e ringrazio Rubert e la Lara per le scalcinate, e non solo, pre e post esame. Un ringraziamento particolare al Kalle per il sostegno e per aver sopportato in questi anni i miei discorsi di Fisica del sabato sera e tutte le mie mille polemiche.

Non posso certo dimenticarmi di tutto lo staff della Pizzeria al Ponte (sei anni divertenti e sudati): Rossi, Niki, Simone, Rosanna, Roberto, Cristiana, Milva, Martina, Mara, Jenni e i miei maestri Moreno e Andrea e il mio allievo Matteo. Saluto tutte le amiche camerire ed ex-cameriere: Martina, Giovanna, Erika e le sorelline Alice ed Elisa.

Vorrei fare un ringraziamento particolare a Lisa per la fiducia che mi ha dimostrato in questi anni. Un in Bocca al lupo per Giorgia, che spero diventi presto un buon veterinario. Grazie di cuore a Serena, più che un'amica, una sorella che mi ha sempre incoraggiato nell'andare avanti e che fino alla fine mi ha seguito passo passo... grazie mille ancora! Grazie anche alla mamma di Serena per l'ospitalità offertami.

Come potrei non ringraziare tutti i miei parenti? Grazie a tutti gli zii: Matteo &Stefania, Michele & Maura, Massimo & Beatrice, la zia Rita e al ZZio Paolo. Un po' di camomilla per tutti i cugini...

Un grosso grazie alla nonna Benita (ma si chiama Angelina...), al nonno Franco (al Fornaro), alla nonna Carla (dalla criniera biondo finto) e al nonno Piéruzan (Giuliano).

Per finire esprimo il ringraziamento più forte, che non necessita di motivazioni, ai miei genitori papà Marco (al Zingial) e la mamma Marina (buongiorno al c...). Ogni giorno che passa non finiscono mai di stupirmi.

Ciao e grazie a tutti, Mirco