UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Anno Accademico 1996/1997

Tesi di Laurea in Fisica

Studio della distribuzione angolare del processo: $\bar{p}p \to J/\psi \to e^+e^-$

Relatore:
Prof. A.Santroni

Relatrice:
Dott.^{ssa} C.Patrignani

Correlatore:
Dott. P.Morettini

Candidato:
Valerio Bassetti

Indice

Introduzione

In queste note descriverò il mio lavoro di tesi, che riguarda un argomento sperimentale della fisica delle particelle: lo studio della dipendenza angolare della sezione d'urto differenziale di decadimento nella coppia elettrone-positrone della particella J/ψ, formata in annichilazione protone-antiprotone. Questa particella appartiene ad una famiglia, chiamata "charmonio" perché si pensa che i suoi componenti siano tutti stati legati del quark "charm" e del suo antiquark.

L'importanza di studiare questi sistemi appare subito chiara se si pensa un attimo a quanto siano stati importanti, in passato, i sistemi a due corpi legati: il sole e la terra, l'atomo di idrogeno, il positronio (lo stato legato elettrone-positrone, tipico banco di prova dell'elettrodinamica quantistica). Da questo studio si possono estrarre preziose informazioni sulle caratteristiche dell'interazione responsabile del legame: nel nostro caso si tratta di interazione forte, ed è quindi con le previsioni della QCD che si confronteranno le misure di precisione del nostro esperimento e di quelli che lo hanno preceduto.

Il caso del charmonio non è isolato, nella fisica delle particelle: un'altra ben nota famiglia di particelle formate da una coppia quark-antiquark è il "bottomonio" (quark "bottom" + il suo antiquark). La spettroscopia di queste famiglie è molto varia e ricca: prova ne sia il fatto che si stanno studiando ancora in questi giorni, a 25 anni dalla loro scoperta.

Il mio lavoro si inquadra nell'ambito dell'esperimento E835 di Fermilab (il laboratorio si trova a circa 60 Km da Chicago, Illinois, USA; questo esperimento si propone di studiare, appunto, varie caratteristiche degli stati del charmonio: sta prendendo dati dall'ottobre del 1996) ed è risultato interessante perché migliora la preesistente misura: è importante migliorare la precisione perché ciò permette di escludere alcuni modelli teorici, a favore di altri, dando così un contributo ad indirizzare le menti dei teorici verso certe scelte piuttosto che altre. In particolare, lo studio della sezione d'urto differenziale di questo processo permette di controllare la validità delle ipotesi riguardanti le caratteristiche della struttura interna del protone che sono determinate dalle interazioni forti (anche in questo caso, infatti, come già in quello elttromagnetico, si possono introdurre dei fattori di forma, che permettono di dedurre la forma della sezione d'urto e che sono calcolati in base ad ipotesi più fondamentali).

Inoltre, la parte del mio lavoro che è dedicata allo studio delle possibili fonti d'errore (che poi è quella a cui ho dedicato più energie), oltre ad individuarne ed escluderne alcune, ha permesso di capire alcune caratteristiche del nostro apparato sperimentale che sono risultate utili nello studio di altri stati dello spettro del charmonio.

Nella discussione del mio lavoro, che seguirà, ho organizzato il discorso nei seguenti passi logici:

Capitolo 1: alcune questioni di teoria: le caratteristiche generali del charmonio e la descrizione di ciò che ci si aspetta di misurare

Capitolo 2: descrizione dell'apparato sperimentale: rivelatore, trigger, elettronica di acquisizione in tempo reale e di ricostruzione off-line.

Capitolo 3: studio delle possibili fonti d'errore: dopo aver verificato quanto mi aspetto riguardo alla qualità di misura in funzione della modalità di fit dei dati, considero l'influenza sulla precisione del risultato finale dei contributi dovuti a:

- errore sulla misura del ϑ della traccia
- limitata statistica
- accettanza geometrica (che contribuisce all'incertezza finale per motivi più articolati della semplice riduzione del numero di eventi ricostruiti dall'apparato sperimentale)

Per finire, tratterò l'argomento accennato prima, cioè come sia stato possibile tener conto di una spiacevole caratteristica dell'algoritmo di ricostruzione dei segnali del calorimetro elettromagnetico, legandola alla sua non uniforme risoluzione spaziale, avvalendosi dei dati di E760, l'esperimento del 1991 di cui E835 è continuazione e miglioramento.

Capitolo 4: analisi dei dati. Questi ultimi sono stati presi in vari periodi, a distanza di alcuni mesi: li analizzerò separatamente e parlerò dei problemi che affliggono uno dei gruppi di dati. In questo capitolo descriverò i "tagli" sulle variabili fisiche da me operati per selezionare gli eventi, in particolare:

- sull'accettanza
- sulle caratteristiche cinematiche della traccia: coplanarità e "collinearità" delle tracce e^+ ed e^- (resto un po' vago, per non appesantire il discorso con particolari e tecnicismi per ora sicuramente inutili)
- sulla massa invariante della coppia e^+e^-
- sull'acquisizione dei dati nella corretta finestra temporale, rispetto al segnale di trigger

Poi calcolerò l'efficienza di questi tagli, studierò il "rumore" di fondo che mi aspetto e, da ultimo, procederò al fit finale.

Terminerò questa esposizione sintetizzando ed evidenziando i risultati finali ottenuti.

Capitolo 1

Il charmonio, stato legato $\bar{c}c$

Con "charmonio" si vuole indicare quella famiglia di mesoni costituiti da uno stato legato del quark "charm" col suo antiquark; il nome è stato scelto in analogia col positronio: stato legato elettrone-positrone. Il charmonio rappresenta per le interazioni forti e la QCD quello che il positronio è stato per le interazioni elettromagnetiche e la QED: il più semplice sistema a due corpi legato, dalle cui caratteristiche è possibile dedurre varie informazioni sulla natura dell'interazione responsabile del legame.

1.1 Un nuovo quark

Il primo mesone del charmonio che venne scoperto fu la J/ψ: nel 1974 due gruppi di ricerca (indipendentemente e pressoché contemporaneamente) annunciarono la scoperta di una risonanza con massa di circa 3100 MeV. Uno dei due esperimenti si svolgeva al Brookheaven National Laboratory: analizzava il decadimento inclusivo $p + Be \rightarrow e^+e^- + X$: la sezione d'urto in funzione della massa invariante della coppia e^+e^- presentava un alto e strettissimo picco in corrispondenza di 3100 MeV: la larghezza era compatibile con 0, entro l'errore sperimentale (vedi fig.1.1, parte (a)). Questa risonanza venne chiamata "J", e la sua presenza venne confermata da vari controlli incrociati ([22]). L'altro esperimento si trovava a SLAC, in California, ed era molto diverso ([23]): la risonanza venne osservata in produzione diretta mediante annichilazione e^+e^-; gli stati finali studiati erano: e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ e adroni. Si osserva (vedi fig.1.1, parte (b)) un picco in tutte e tre i canali, in corrispondenza

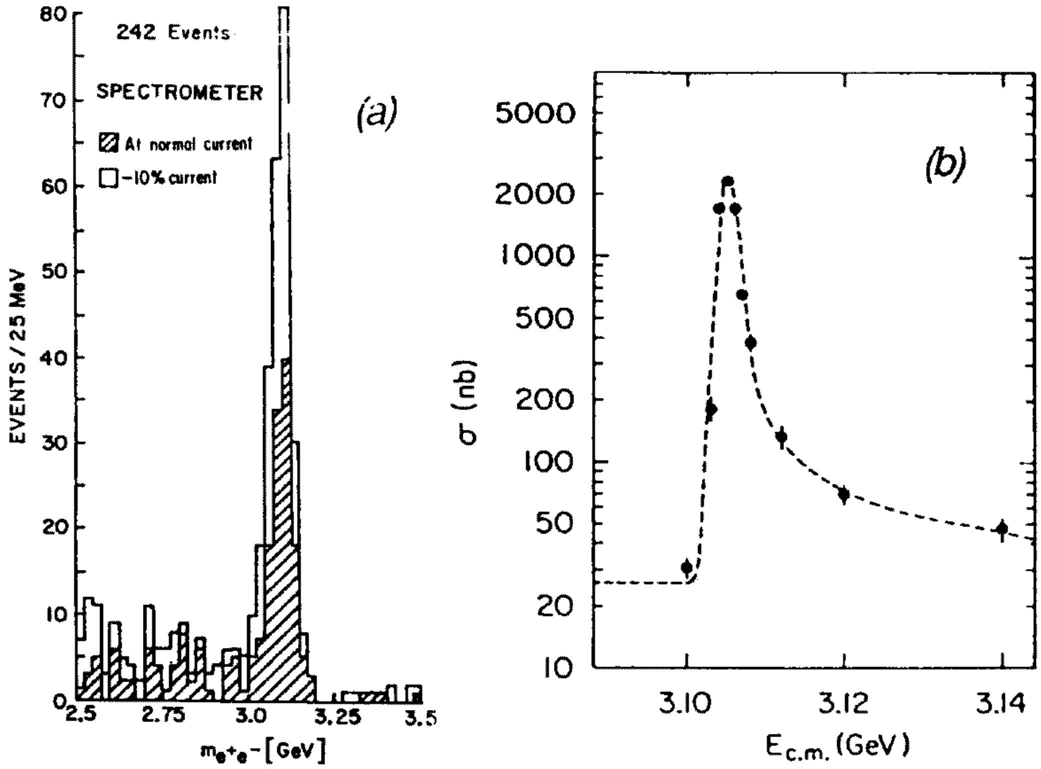


Figura 1.1: La scoperta della J/ψ, come apparve a Brookheaven (a) e a Stanford (b)

di 3100 MeV di energia nel centro di massa, mentre la larghezza risulta < 3 MeV. I fisici californiani decisero di chiamare "ψ" questa risonanza.

Questa nuova particella aveva dunque caratteristiche bizzarre: era incredibilmente stretta (un adrone di questa massa dovrebbe avere numerosi canali di decadimento forte) e presentava un accoppiamento insolitamente grande col canale e^+e^-.

Tutto ciò venne spiegato introducendo un nuovo quark, che venne chiamato "charm" (abbreviato in "c"); in realtà, la sua esistenza era già stata suggerita da Glashow, Iliopoulos e Maiani ([24]), per questioni legate all'interazione debole. La spiegazione delle caratteristiche della J/ψ viene così dalla regola di Okubo-Zweig: i processi, nei quali le linee di quark non sono connesse, sono fortemente depressi: nel nostro caso, diagrammi connessi, cioè decadimenti, come si dice, a "charm aperto", non sono permessi per ragioni energetiche: la massa della più leggera coppia di mesoni con quark aperto ($\bar{D}D$) è maggiore della massa della J/ψ, la quale, dunque, può decadere fortemente solo attraverso diagrammi non connessi.

E' da notare che la QCD fornisce un'interpretazione (che però non incontra l'incondizionato favore dell'intera comunità scientifica) di questa regola: il mesone J/ψ è un singoletto di colore, e quindi non può decadere mediante accoppiamento con un unico gluone, in quanto quest'ultimo fa parte di un ottetto di colore; il decadimento in due gluoni è proibito per coniugazione di carica (quella della J/ψ è negativa; una coppia di gluoni l'avrebbe positiva); dunque, il decadimento adronico avviene mediante almeno tre gluoni. Questo vuol dire che la costante di accoppiamento forte compare alla terza potenza; a questa energia, si ha $\alpha_S \sim 0.2$ e dunque si capisce come mai il decadimento in e^+e^- (che avviene tramite un *unico* fotone virtuale) abbia ampiezza comparabile con quella del decadimento adronico.

Credo valga la pena di notare che altri stati del charmonio (ad esempio, la η_c), avendo $C = +1$, possono decadere in due gluoni, ed infatti la loro larghezza è molto maggiore ($\sim$ 20 MeV, contro gli $\sim$ 90 KeV della J/ψ).

1.2 La spettroscopia del charmonio

Come ho detto, il charmonio è una famiglia di particelle, di cui la J/ψ è solo un componente, anche se forse il più illustre; successivamente alla sua scoperta, vennero individuati altri stati; si veda la fig.1.2 per avere un'idea della situazione attuale.

La grande massa dei mesoni e quindi, presumibilmente, dei quark che li compongono fa sperare che un'approssimazione non relativistica possa ben spiegare le varie caratteristiche del charmonio. In effetti, si possono introdurre semplici potenziali, di cui parlerò tra poco, per poi scrivere l'equazione di Scrödinger e cercare di ripetere le considerazioni valide, ad esempio, per l'atomo di idrogeno: abbiamo così la classificazione degli stati mediante il numero quantico principale ed i valori di L, S e J: questi ultimi sono riportati nel grafico dello spettro di fig.1.2 nella consueta notazione spettroscopica: $n\ {}^{2S+1}L_J$ (ricordo che, per stato legato particella-antiparticella, si ha: $P = (-1)^{L+1}$; $C = (-1)^{L+S}$).

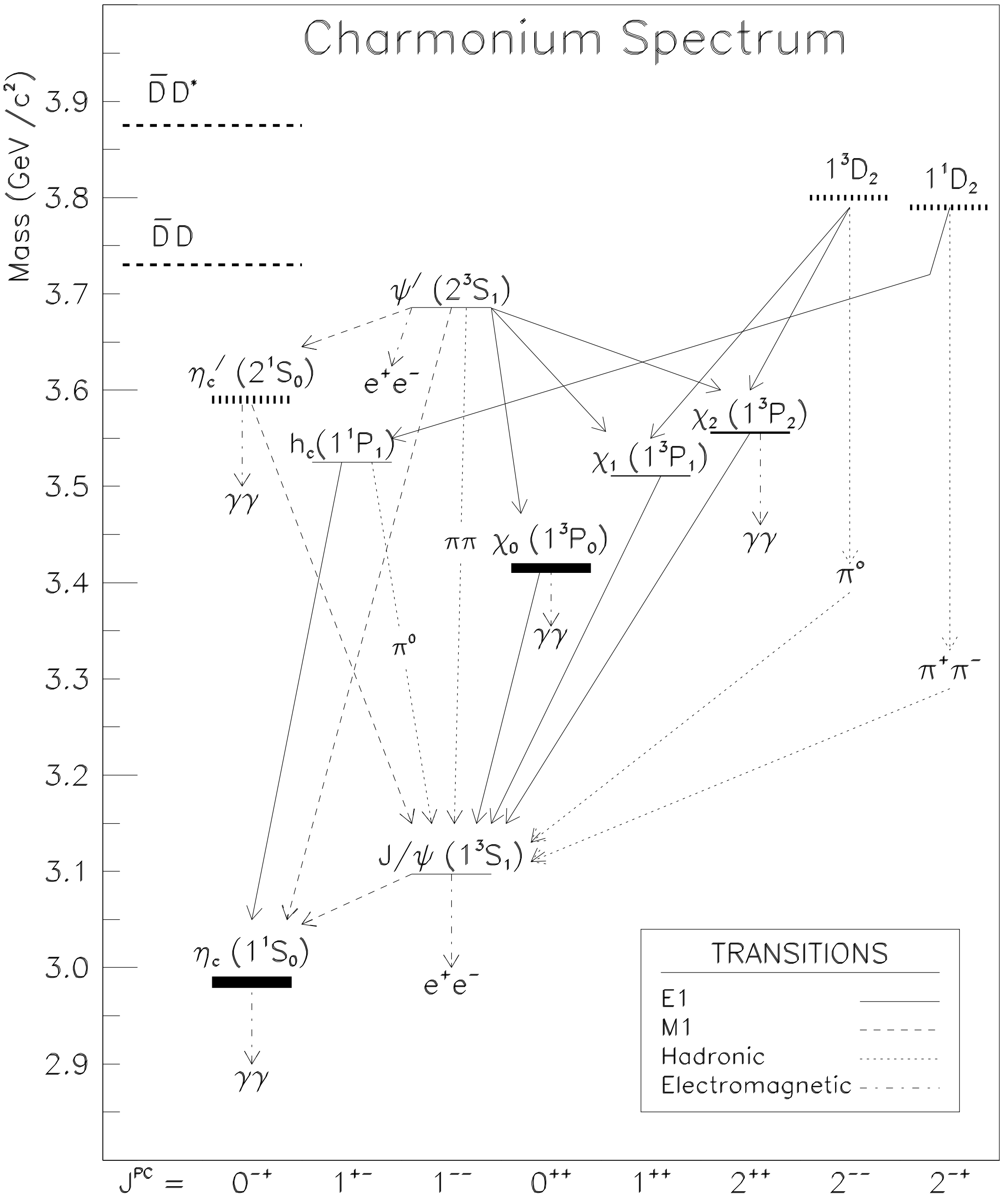


Figura 1.2: Lo spettro del charmonio

1.3 I modelli a potenziale

Osservando lo spettro del charmonio, ci rendiamo conto che ci troviamo di fronte ad una situazione intermedia tra quella di uno stato legato da forze coulombiane e quella relativa a forze di tipo elastico; ciò è in accordo con il fatto che i quark non si riescono ad osservare isolati (il termine elastico renderebbe conto di questo "confinamento"), mentre a piccole distanze tendono a comportarsi come particelle libere in interazione coulombiana.

Si può pensare, dunque, di introdurre un potenziale del seguente tipo, proposto da Cornell (è presente un termine in r invece che r^2 perché è in accordo migliore con i dati):

$$V(r) = -\frac{k}{r} + \frac{r}{a^2}$$

Naturalmente, a questo potenziale, che è indipendente dagli spin, bisogna aggiungere una parte dipendente dagli spin dei quark $\bar{c}$ e c, onde riprodurre, ad es., le separazioni dei tre livelli ${}^3P_2$, ${}^3P_1$ e ${}^3P_0$ (interazione spin-orbita) o la separazione tra ${}^3S_1$ (J/ψ) e ${}^1S_0$ ($\eta_c(2980)$) (interazione spin-spin); non entro qui nei dettagli di questi ulteriori termini.

Voglio però aggiungere che un'altra motivazione ha giustificato l'introduzione del potenziale di Cornell: si basa su questioni di QCD, le quali prevedono, al prim'ordine, un andamento del potenziale molto vicino ad $1/r$, a piccole distanze; in base a queste considerazioni, si sperava che il primo termine del potenziale potesse rendere conto dello spettro, lasciando al secondo il compito di fornire piccole correzioni. Non andò così, però: entrambi i termini risultano importanti e allo stato attuale c'è ancora incertezza su questa discrepanza, che pare però appianata da calcoli al second'ordine che hanno dato buoni risultati nell'analogo caso del bottomomio.

Comunque, appare chiaro che il primo ordine perturbativo della QCD non è dominante, e così sono state proposte diverse forme di potenziali empirici; ancora una volta, non entro in dettagli, ma rimando *il lettore interessato* a [25].

Concludo questo paragrafo osservando che, se si utilizza il potenziale trovato per valutare l'energia cinetica (tenendo inoltre conto dei valori delle masse), si trova che l'approssimazione non relativistica era effettivamente giustificata, nel caso del charmonio (e ancora di più per il bottomomio). (In realtà, questa approssimazione funziona anche per mesoni più leggeri e il motivo per cui questo accada è ancora una questione aperta, di un certo interesse.)

Passo ora ad una questione più calcolistica.

1.4 Distribuzione angolare del processo $\bar{p}p \to J/\psi \to e^+e^-$

Esplicito la dipendenza angolare della sezione d'urto differenziale del processo che ho studiato nella mia tesi, decomponendo l'ampiezza di decadimento in stati sferici d'elicità (cioè J,M,λ definiti, come si addice ad un processo relativistico, nel quale non ha più senso separare le componenti orbitali e di spin del momento angolare).

In generale, per un processo $a + b \to c + d$ (mi metto nel baricentro):

$$\langle \mathbf{n}', \lambda' | S | \mathbf{n}, \lambda \rangle = \sum_{J,M} \frac{2J+1}{4\pi} D^{(J)}_{\Lambda',M}(\mathbf{n}') D^{*(J)}_{\Lambda,M}(\mathbf{n}) \langle \lambda' | S | \lambda \rangle$$

dove:

$$\begin{aligned}
\lambda &\equiv (\lambda_a, \lambda_b) \\
\lambda' &\equiv (\lambda_c, \lambda_d) \\
\Lambda &\equiv \lambda_a - \lambda_b \\
\Lambda' &\equiv \lambda_c - \lambda_d \\
\mathbf{n} &\equiv \text{direzione } \bar{p}p \\
\mathbf{n}' &\equiv \text{direzione } e^+e^- \\
D^{(j)}_{\lambda,m}(\mathbf{n}) &\equiv D^{(j)}_{\lambda,m}(\varphi, \vartheta, 0) = e^{im\varphi} d^{(j)}_{\lambda,m}(\vartheta)
\end{aligned}$$

Nel nostro caso, l'unico termine della somma su J che ci interessa è quello per $J = 1$, poiché il nostro processo passa per la formazione risonante della J/ψ, che ha $J = 1$. Inoltre, posso fattorizzare il termine $\langle \lambda' | S | \lambda \rangle$ in due parti, corrispondenti ai processi $\bar{p}p \to J/\psi$ e $J/\psi \to e^+e^-$:

$$\langle \lambda' | S | \lambda \rangle = \langle \lambda' | S_{J/\psi \to e^+e^-} | JM \rangle \langle JM | S_{\bar{p}p \to J/\psi} | \lambda \rangle =: B_{\Lambda_{e^+e^-},JM} \cdot C_{\Lambda_{\bar{p}p},JM}$$

Per isotropia dello spazio fisico, B e C non dipendono da M. Inoltre, come detto, nel nostro caso si ha solo $J = 1$. Dunque:

$$\langle \lambda' | S | \lambda \rangle = B_{\Lambda_{e^+e^-}} \cdot C_{\Lambda_{\bar{p}p}}$$

Se poi prendiamo $\mathbf{n} \equiv$ asse z ($\equiv$ linea di volo dei $\bar{p}$), allora:

$$D^{(J)}_{\Lambda,M}(\mathbf{n}) = \delta_{\Lambda,M}$$

Quindi:

$$\langle \mathbf{n}', \lambda' | S | \mathbf{n}, \lambda \rangle \propto D^{(1)}_{\Lambda_{e^+e^-},\Lambda_{\bar{p}p}}(\varphi, \vartheta, 0) B_{\Lambda_{e^+e^-}} C_{\Lambda_{\bar{p}p}}$$

Quando sommerò sulle elicità finali e medierò su quelle iniziali, terrò conto del fatto che gli elettroni di decadimento della J/ψ sono ultrarelativistici, cioè ne trascurerò la massa, il che fa sì che i valori possibili di $\Lambda_{e^+e^-} = \lambda_{e^+} - \lambda_{e^-}$ siano ± 1 (cioè, non c'è il valore 0). Invece, $\Lambda_{\bar{p}p} \in \{0, 0, +1, -1\}$ (notare che il valore 0 va contato due volte).

Inoltre, la conservazione della parità in un processo del tipo $a \to b + c$ (oppure $b + c \to a$) impone il seguente vincolo sulla corrispondente ampiezza A_{λ_b,λ_c}:

$$A_{\lambda_b,\lambda_c} = \eta_a \eta_b \eta_c (-1)^{S_b + S_c - S_a} A_{-\lambda_b,-\lambda_c}$$

dove le η_i sono le parità intrinseche delle particelle; nel nostro caso (ricordo che per la J/ψ i numeri quantici sono $J^{PC} = 1^{--}$):

$$\begin{aligned} B_{\Lambda_{e^+e^-}} &= B_{-\Lambda_{e^+e^-}} \\ C_{\Lambda_{\bar{p}p}} &= C_{-\Lambda_{\bar{p}p}} \end{aligned}$$

cioè: $B_1 = B_{-1}$; $C_1 = C_{-1}$.

L'avere invarianza per Charge Conjugation non porta a condizioni su B o C, ma permette di usare come ϑ quello dell'elettrone o quello del positrone, indifferentemente.

Ricordo le funzioni d che interverranno nel conto:

$$\begin{aligned} d^1_{1,0} &= -\frac{\sin\vartheta}{\sqrt{2}} \\ d^1_{1,1} &= \frac{1 + \cos\vartheta}{2} \\ d^1_{1,-1} &= \frac{1 - \cos\vartheta}{2} \end{aligned}$$

ricordo inoltre che $d^j_{m',m} = (-1)^{m-m'} d^j_{m,m'} = d^j_{-m,-m'}$

Dunque: quadro l'elemento di matrice, sommo sulle elicità finali, medio su quelle iniziali e ottengo:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} &\propto |\mathcal{M}|^2 \\
&\propto \sum_{\substack{\Lambda_{e^+e^-}=+1,-1 \\ \Lambda_{\bar{p}p}=0,0,+1,-1}} B^2_{\Lambda_{e^+e^-}} C^2_{\Lambda_{\bar{p}p}} \left(d^1_{\Lambda_{e^+e^-},\Lambda_{\bar{p}p}}\right)^2 \\
&\propto 4B_1^2 C_0^2 \left(d^1_{1,0}\right)^2 + 2B_1^2 C_1^2 \left(d^1_{1,1}\right)^2 + 2B_1^2 C_1^2 \left(d^1_{1,-1}\right)^2
\end{aligned}$$

(nell'ultimo termine ho ricordato che $C_1 = C_{-1}$ ma $d^1_{1,1} \neq d^1_{1,-1}$); raccolgo B_1^2 ed esplicito le funzioni d:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} &\propto 4C_0^2 \frac{\sin^2\vartheta}{2} + 2C_1^2 \frac{(1+\cos\vartheta)^2}{4} + 2C_1^2 \frac{(1-\cos\vartheta)^2}{4} \\
&\propto 4C_0^2 \sin^2\vartheta + C_1^2 + C_1^2\cos^2\vartheta + 2C_1^2\cos\vartheta + C_1^2 + C_1^2\cos^2\vartheta - 2C_1^2\cos\vartheta \\
&= 4C_0^2 - 4C_0^2\cos^2\vartheta + 2C_1^2 + 2C_1^2\cos^2\vartheta \\
&\propto 2C_0^2 + C_1^2 + \left(C_1^2 - 2C_0^2\right)\cos^2\vartheta \\
&\propto 1 + \frac{C_1^2 - 2C_0^2}{C_1^2 + 2C_0^2}\cos^2\vartheta
\end{aligned}$$

Dunque, in definitiva, è:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \propto 1 + \lambda \cdot \cos^2\vartheta$$

Ricordo che ho lavorato nel baricentro, quindi $\vartheta \equiv \vartheta_{CM}$; osservo che $\lambda = \left(C_1^2 - 2C_0^2\right) / \left(C_1^2 + 2C_0^2\right)$ è vincolata ad avere modulo ≤ 1 e dipende solo dalle ampiezze di formazione della J/ψ e non da quelle di decadimento in e^+e^-.

In effetti, la produzione di e^+e^- da annichilazione $\bar{p}p$, mediante accoppiamento ad uno stato 1^{--} del charmonio, quale è la J/ψ (ma lo è anche, ad es., la $\psi'(3686)$), può essere trattata in modo del tutto analogo all'accoppiamento ad un fotone virtuale (osservo che sarà di tipo tempo) (vedi [10]). In quest'ottica, vengono introdotti due fattori di forma, G_E e G_M, che sono l'analogo forte (ma non sono uguali: sono caratteristici dello stato del charmonio formato) dei fattori di forma di Sachs, elettrico e magnetico, del protone, o equivalentemente, F_1 e F_2, corrispondenti ai fattori di

modello	λ
Non relativistico [31]	0.688
Asintotico [31]	0.667
Claudson, Glashow, Wise [16]	0.46
Carimalo [17]	0.69
Chernyak e Zhitnitsky [11]	0.587
Chernyak, Oglobin e Zhitnitsky [12]	0.587
King e Sachrajda [13]	0.591
Gari e Stefanis [14]	0.963
Stefanis e Bergmann [15]	0.689

Tabella 1.1: Previsioni teoriche per λ

forma di Pauli e legati a G_E e G_M dalle relazioni (vedi, ad esempio, [19]):

$$G_E = F_1 + \frac{q^2}{4M_p^2} F_2$$

$$G_M = F_1 + F_2$$

Mediante questi fattori di forma è possibile risalire al valore di λ (come ho detto, il conto è del tutto analogo al caso e.m.):

$$\lambda = \frac{E_{CM}^2 - 4\left|\frac{G_E}{G_M}\right|^2 M_p^2}{E_{CM}^2 + 4\left|\frac{G_E}{G_M}\right|^2 M_p^2}$$

I valori dei fattori di forma vengono previsti teoricamente, a partire da ipotesi più fondamentali; esistono vari modelli teorici, attualmente, che, fornendo previsioni per G_E e G_M, ci propongono, di conseguenza, dei valori per λ; ho riassunto la situazione nella tabella 1.4.

Lo schema teorico di Claudson, Glashow e Wise lavora nel limite di masse dei quark trascurabili, conserva l'elicità nel vertice $\bar{q}qg$ ed effettua un calcolo di QCD perturbativa che porta a prevedere $F_2 = 0$. Noto che a questo stesso risultato si giunge supponendo che il protone sia puntiforme. Il valore di λ previsto con queste ipotesi (0.46) è incompatibile con i risultati sperimentali, come dirò nelle conclusioni.

Il valore previsto da Carimalo è calcolato assumendo che le masse dei quark siano un terzo della massa del protone. Il suo metodo è stato poi generalizzato, rendendo la previsione di λ sensibile alle diverse distribuzioni d'impulso tra i costituenti del protone: i valori riportati in tabella corrispondono a diverse regole di somma in QCD.

Capitolo 2

L'esperimento E835

Si chiama "E835" l'impegno combinato di sette istituzioni, statunitensi e italiane, teso allo studio degli stati del charmonio mediante l'osservazione di stati finali elettromagnetici (nonché altri canali, particolarmente soppressi, come, ad esempio,il canale $\Phi\Phi$), risultato di interazioni protone–antiprotone. Il tutto avviene in terra d'America, al Fermi National Accelerator Laboratory di Batavia, Illinois, a circa 60 Km. dalla città di Chicago.

Mediante annichilazione $\bar{p}p$ è stato possibile formare direttamente (attraverso due o tre gluoni) le risonanze, senza vincoli sui valori di J^{PC}; ricordo che, invece, mediante annichilazione e^+e^- si possono formare soltanto stati 1^{--}, cioè aventi gli stessi numeri quantici del fotone: la fig.2.1 cerca di illustrare intuitivamente questo processo, senza pretendere di esserne il preciso diagramma. Stati del charmonio aventi valori di J^{PC} diversi da 1^{--} si possono studiare, nel caso di annichilazione e^+e^-, sfruttando il decadimento degli stati 1^{--} formati, ma è evidente che la misura delle loro caratteristiche (la massa, in particolare) dipenderebbe criticamente dall'efficienza della ricostruzione dell'evento; inoltre, si possono avere problemi a produrre certi stati, a causa dei loro numeri quantici, che in alcuni casi vietano o sopprimono molto la reazione di produzione (vedi ad es. il caso dell' $^1P_1$). Se invece si studia lo stato in formazione non si hanno questi problemi: basta conoscere l'energia del fascio (e questa è nota con grande precisione; si veda più avanti per una trattazione più particolareggiata): la precisione del rivelatore e della ricostruzione dell'evento sono del tutto ininfluenti e la precisione raggiunta è molto migliore del caso precedente. Il

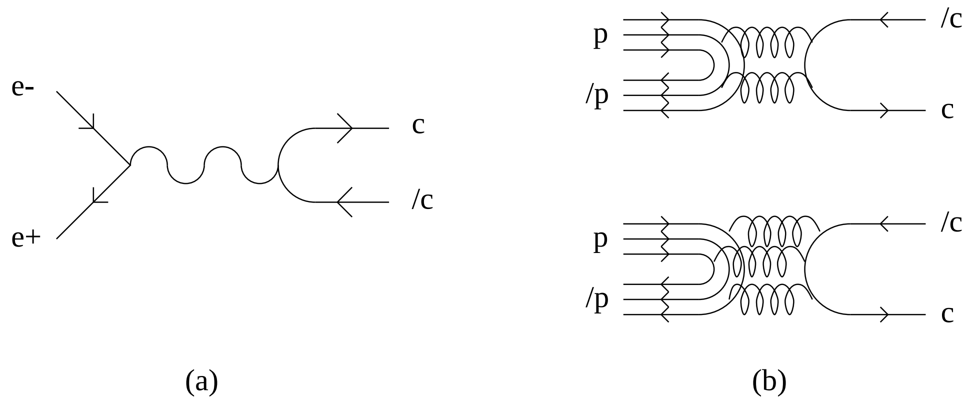


Figura 2.1: Produzione del charmonio da parte di coppie e^+e^- (a) oppure $\bar{p}p$ (b)

problema, però, è che sono necessari fasci intensi di antiprotoni, che si sono potuti realizzare solo dopo la messa a punto delle tecniche di raffreddamento stocastico.

E835 non è il primo esperimento a sfruttare collisioni $\bar{p}p$ per studiare il charmonio: un esperimento chiamato R704 era stato proposto al CERN nel 1979 (cinque anni dopo la scoperta della J/ψ, dunque) e prese effettivamente dati per alcuni mesi nel 1984, sfruttando la collisione di un fascio di antiprotoni (accumulato nell' anello dell'Intersecting Storage Ring, ISR) con un bersaglio interno di idrogeno gassoso. Terminato l'esperimento a causa dello smantellamento dell'acceleratore, si propose di continuare su questa linea sperimentale e, nel 1985, venne proposto E760 al Fermilab (Chicago): la presa dati di questo esperimento si è protratta per vari periodi, compresi tra il luglio 1990 e il gennaio 1992. E835 è un "*upgrade*" di E760; sta prendendo dati dall' ottobre 1996. Anche in questo caso si sfrutta un bersaglio gassoso di idrogeno, interno ad un accumulatore di antiprotoni. Varie sono le motivazioni che hanno portato ad E835; le principali sono:

- miglioramento della misura di massa, larghezza e branching ratio $B(\eta_c \to \bar{p}p) \cdot B(\eta_c \to \gamma\gamma)$ della $\eta_c(2980)$, le cui determinazioni, tra l'altro, hanno avuto nel tempo una storia un po' tormentata

- conferma dell'esistenza dello stato ${}^1P_1$, osservato per la prima volta proprio da E760, e misura dei parametri della risonanza

- conferma dell'esistenza della risonanza η_c' e misura dei suoi parametri

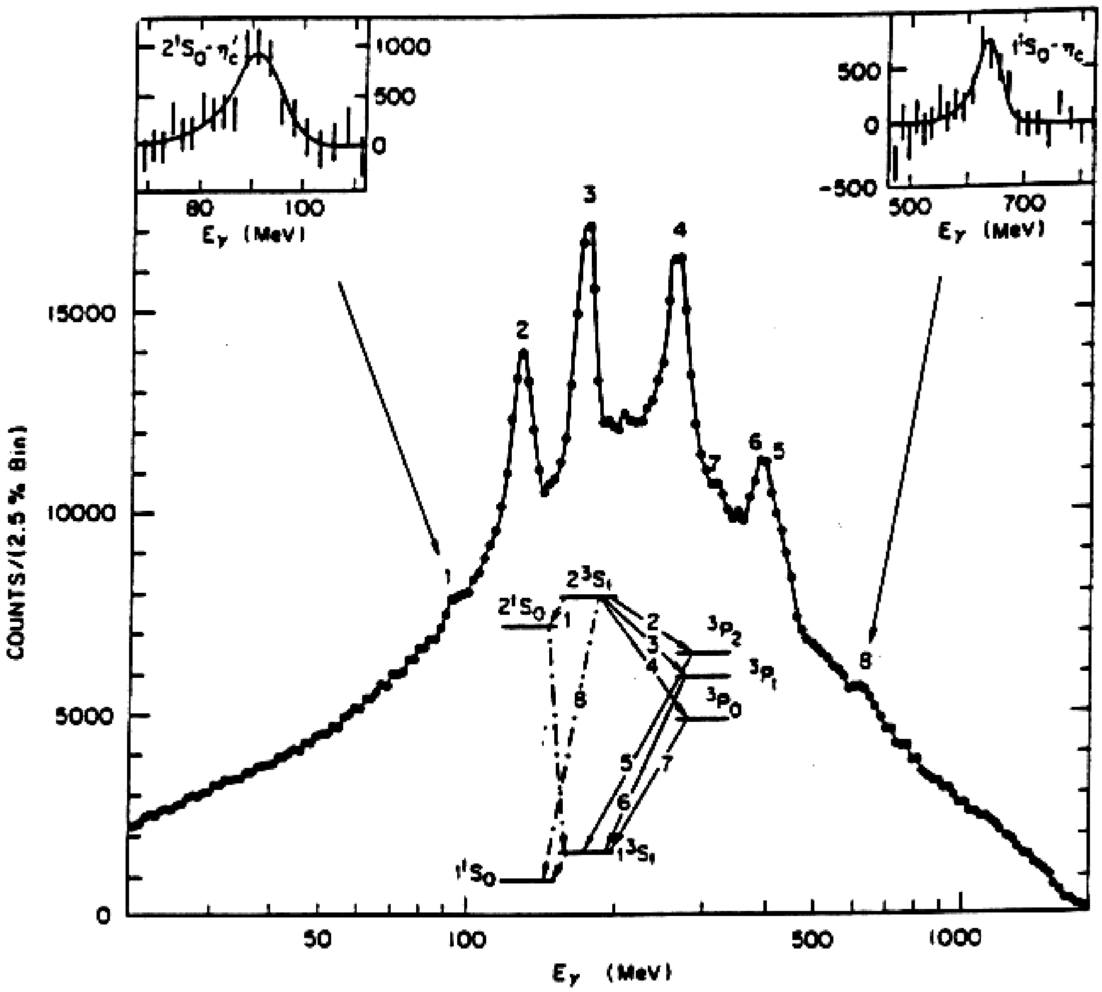


Figura 2.2: Spettro dei γ provenienti dal decadimento inclusivo della ψ', misurato da Crystal Ball (SLAC)

- misura di massa, larghezza e branching ratio di decadimento in $\gamma\gamma$ e in $\bar{p}p$ della χ_{c0}

Per completare il panorama dei precedenti esperimenti, bisogna menzionare tutti gli studi delle collisioni e^+e^-, che hanno fornito una gran messe di dati riguardanti questa famiglia di particelle: SPEAR a Stanford, ADONE a Frascati, DORIS ad Amburgo, DCI a Orsay, BEPC a Pechino, Crystal Ball a SLAC (vedi fig.2.2) [1]

2.1 Il fascio di antiprotoni

Il rivelatore dell'esperimento E835 si trova lungo uno dei tratti rettilinei dell'accumulatore di antiprotoni, una macchina dalla forma triangolare, del perimetro di circa 475 m, pensata per accumulare e raffreddare gli antiprotoni, prima della loro iniezione nel Tevatron, il grande (un po' più di 6 Km di circonferenza) anello usato per collisioni $\bar{p}p$ a 1.8 TeV. E835 sfrutta l'accumulatore di antiprotoni nei periodi dedicati agli esperimenti a bersaglio fisso, durante i quali il Tevatron non viene usato come collider: un generatore Cockroft-Walton fornisce ioni H^- ad un'energia cinetica di 800 KeV, incrementata a 200 MeV da un successivo LINAC; gli elettroni dello ione, a questo punto, vengono assorbiti da un foglio di grafite: i protoni che ne emergono entrano nel "Booster": una macchina circolare di 500 m che li porta a 8 GeV. A questo punto, il fascio entra nel Main Ring per uscirne sotto forma di brevi impulsi con un'energia di 120 GeV. I protoni, estratti dall'anello, colpiscono un bersaglio di tungsteno spesso 6 cm; i prodotti di collisione sono collimati da una lente magnetica: un cilindro di litio lungo 15 cm. e largo 2 cm, pulsato a $\sim$ 500 KA (un impulso di 0.6 ms ogni 2 s), che produce un gradiente uniforme di $\sim$ 1000 T/m. Il fascio viene raccolto dalla linea di iniezione AP2, che seleziona (mediante un magnete di curvatura) particelle negative di impulso 8.9 GeV/c e le immette nel Debuncher: a questo stadio, il fascio è concentrato temporalmente ma ha grande dispersione in impulso; compito di questa macchina è di ridurla (il $(\frac{\Delta p}{p})_{rms}$ passa da 4% a 0.2%), trasformando contemporaneamente il fascio da impulsato a continuo; inoltre, viene effettuato un primo raffreddamento stocastico. Il tempo passato nel Debuncher (diversi secondi) è sufficiente perché decada la maggioranza di pioni e muoni presenti nel fascio; gli elettroni emettono energia sotto forma di luce di sincrotrone e si perdono in pochi giri. Il fascio di puri antiprotoni (se ne ottengono, in questo modo, poco più di 10 ogni milione di protoni che colpisce il bersaglio di tungsteno) viene dunque iniettato nell' Antiproton Accumulator, dove viene raffreddato ulteriormente ($(\frac{\Delta p}{p})_{rms} \sim 0.05\%$) e accumulato (vedi fig.2.3).

L' Antiproton Accumulator è stato concepito per iniettare a ritroso nel Main Ring fasci di $\bar{p}$ di impulso 8.8 GeV/c: durante gli esperimenti di tipo collider, questo

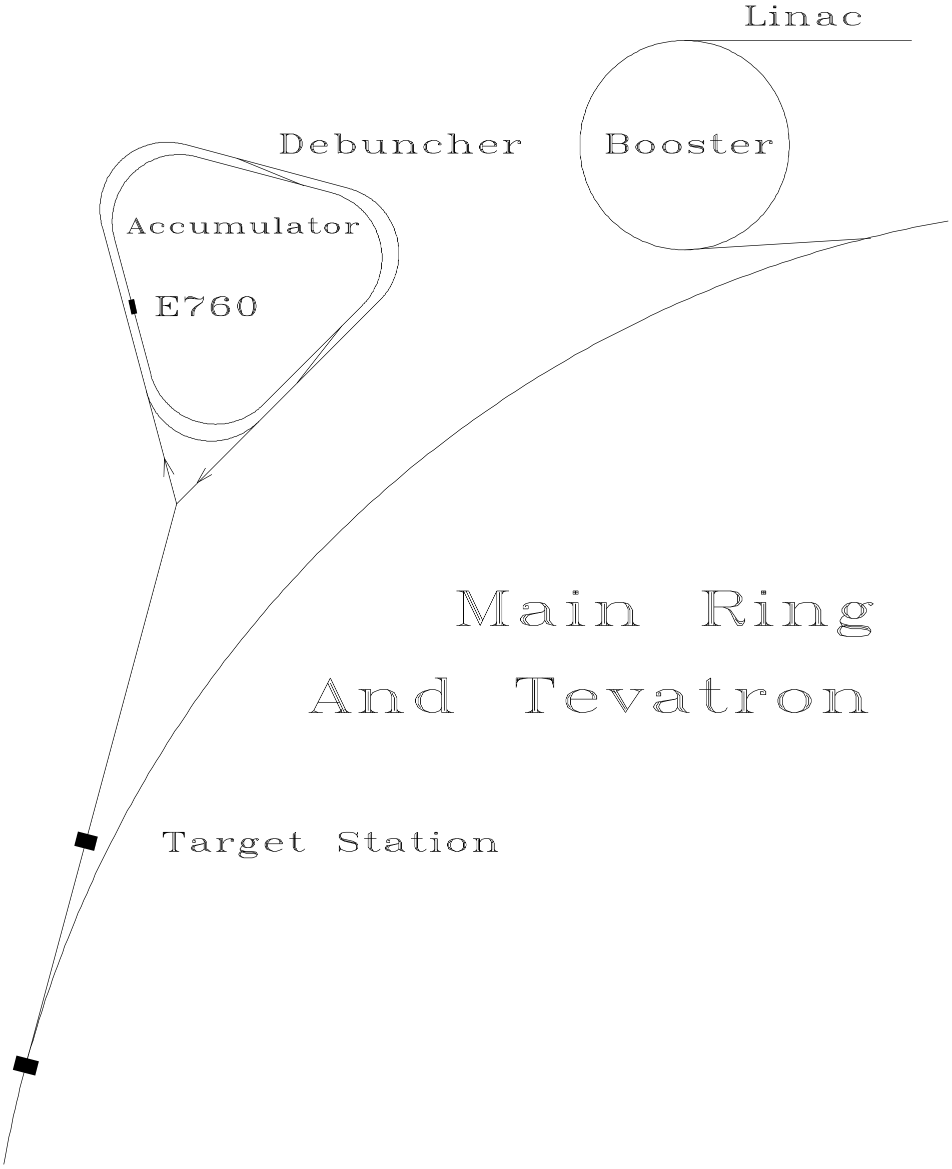


Figura 2.3: Il Debuncher e l'Accumulatore di Antiprotoni

fascio viene accelerato dal Main Ring a 120 GeV e poi iniettato nel Tevatron, dove va a collidere con fasci di protoni ad un'energia nel centro di massa di 1.6 TeV. Per lo studio delle risonanze del charmonio, però, l'impulso di accumulazione di $\bar{p}$ risulta essere troppo elevato: le energie (nel CM) vanno infatti da $\sim$ 2950 MeV a $\sim$ 3850 MeV, il che vuol dire che occorrono fasci di $\bar{p}$ con impulso compreso tra 3.6 e 6.9 GeV/c, poiché ovviamente si ha:

$$p_{\bar{p}} = E_{CM}\sqrt{\frac{E_{CM}^2}{4m^2} - 1} \tag{2.1}$$

dove E_{CM} è l'energia nel centro di massa, m è la massa del protone e $p_{\bar{p}}$ è l'impulso dei $\bar{p}$ nel laboratorio.

Una volta accumulati, gli antiprotoni devono venire dunque decelerati al valore desiderato dell'impulso, e ciò si fa mediante una radiofrequenza apposita; dopo, il fascio viene ulteriormente raffreddato, fino ad avere $(\frac{\Delta p}{p})_{rms} \sim 0.02\%$

Riassumendo, queste sono le caratteristiche del fascio di antiprotoni, accumulato nell' AA e pronto per interagire con la targhetta:

- Numero di $\bar{p}$: $\sim 5 \div 60 \cdot 10^{10}$
- Sezione trasversale : 0.5×0.5 cm^2
- Tipico valore di $\sigma_{E_{CM}}$: 250 KeV

(La luminosità istantanea, come dirò nel paragrafo dedicato al bersaglio, viene tipicamente mantenuta su valori di circa $2 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$)

2.2 Calibrazione

In un esperimento di formazione, la conoscenza dei parametri del fascio è fondamentale per un'accurata determinazione dei parametri della risonanza: descriverò dunque brevemente, ora, le idee sfruttate in E835 per la calibrazione; si veda, ad es. [2] o [3] per maggiori dettagli.

L'energia dei $\bar{p}$ vale:

$$E_{\bar{p}} = \frac{m_p c^2}{\sqrt{1 - (f L_{orb}/c^2)^2}} \tag{2.2}$$

dove ho indicato la lunghezza dell'orbita con L_{orb} e la frequenza di rivoluzione con f, osservando che $v = fL_{orb}$ è la velocità dei $\bar{p}$. Per ricavare la distribuzione di f si usa un pickup ed un analizzatore di spettro commerciale: si osserva il rumore Shottky del fascio, presente a multipli interi della frequenza di rivoluzione, tra i quali il pickup seleziona quello più vicino alla propria frequenza fondamentale. La distribuzione è ben parametrizzata da una "doppia gaussiana", ossia due mezze gaussiane raccordate sul picco (la parte per frequenze minori risulta infatti essere un $10 - 20\%$ più larga dell'altra).

Le misure di f risultano molto più precise di quelle ottenute per L_{orb} con metodi geometrici, così si è deciso di usare una scansione della risonanza $\psi'(3686)$ (la cui massa è nota con estrema precisione) per ricavare la lunghezza dell'orbita (per controllare la posizione del fascio si usano 48 sensori BPM, Beam Position Monitor, i quali permettono di conoscere gli scostamenti dall'orbita centrale). Combinando gli errori su $E_{\psi'}$ e quelli relativi ai BPM, si è giunti ad avere un'incertezza su L_{orb} inferiore ai 2 mm. Ciò porta ad un'incertezza su E_{CM} variabile tra 30 e 160 KeV per E_{CM} compresa tra 2.9 e 3.7 GeV.

Lo spettro in energia del fascio, F_b, che ci ritroveremo convoluto con la Breit-Wigner della risonanza quando misureremo la curva d'eccitazione, si può dimostrare essere dato da:

$$N_{\bar{p}} F_b(E_{CM}) = \frac{\mathrm{d}N_{\bar{p}}}{\mathrm{d}E_{CM}} = \frac{\mathrm{d}N_{\bar{p}}}{\mathrm{d}f} \eta f \frac{E_{CM}}{\gamma \beta^2 m_p^2 c^2} \tag{2.3}$$

dove con $N_{\bar{p}}$ indico il numero di antiprotoni nell'anello e η è un fattore, dipendente dalla macchina, che lega la dispersione in impulso con quella in frequenza, secondo la relazione:

$$\frac{\mathrm{d}P}{P} = \frac{1}{\eta} \frac{\mathrm{d}f}{f} \tag{2.4}$$

Il termine $\frac{\mathrm{d}f}{f}$ si ricava direttamente dallo spettro Shottky, mentre per η si è sviluppata una procedure originale, consistente nella "doppia scansione" delle risonanze J/ψ e ψ': non entro qui nei dettagli, che possono essere trovati in [2], [3].

2.3 Il bersaglio gassoso

Il bersaglio di E835 è di tipo interno, ed è costituito da un getto di idrogeno che interseca perpendicolarmente il fascio di $\bar{p}$; si veda la fig.2.4 per avere un'idea della configurazione generale del sistema (vedi [18] e [20]): il dispositivo usato in E835 è il frutto del lavoro del gruppo genovese, raffinato in anni di esperienza, che ha portato ad una macchina che abbiamo avuto la soddisfazione di veder funzionare *come un orologio.*

Una caratteristica particolare è il modo in cui viene prodotto il fascio: dell'idrogeno purissimo (le impurità devono essere ridotte al minimo per non intasare l'ugello di cui sto per parlare e perché si vuole che gli antiprotoni interagiscano solo con protoni, in modo da avere un segnale il più pulito possibile), allo stato gassoso, viene fatto passare, a temperature molto basse ($T \sim 20$K) attraverso un ugello, detto "nozzle", che presenta una strozzatura (vedi fig.2.5) per poi allargarsi "a trombetta".

Per pressioni a monte della strozzatura sufficientemente alte e temperature sufficientemente basse, si possono creare, nella parte divergente, condizioni favorevoli alla condensazione. In pratica, il brusco abbassamento di temperatura e pressione dovuto alla rapida espansione fa sì che il gas si trovi dapprima in condizioni di supersaturazione e poi condensi in microaggregati metastabili ("cluster") contenenti $\sim 10^5$ molecole. I cluster formatisi nella parte centrale del fascio hanno tutti velocità praticamente uguali, il che diminuisce drasticamente la probabilità di interazione reciproca, allungandone la vita media; quello che si ottiene alla fine è un fascio molto intenso ("jet"), con ottime caratteristiche di definizione geometrica e uniformità di velocità, idoneo ad essere usato come bersaglio ad alta densità in un ambiente ad alto vuoto (il tubo del fascio di $\bar{p}$).

Particolare importanza riveste la geometria del "nozzle": dopo varie prove, si è scelto di adottare la configurazione a trombetta, con un diametro della strozzatura di 37 μm, una semiapertura della parte divergente di 3.5° e una lunghezza di 18 mm. E' altresì importante rimuovere il gas in eccesso, indesiderabile per vari motivi: potrebbe interagire con i cluster, distruggendoli; potrebbe alzare la pressione a valle del nozzle, ostacolando il processo di condensazione (in effetti, è proprio nel primo

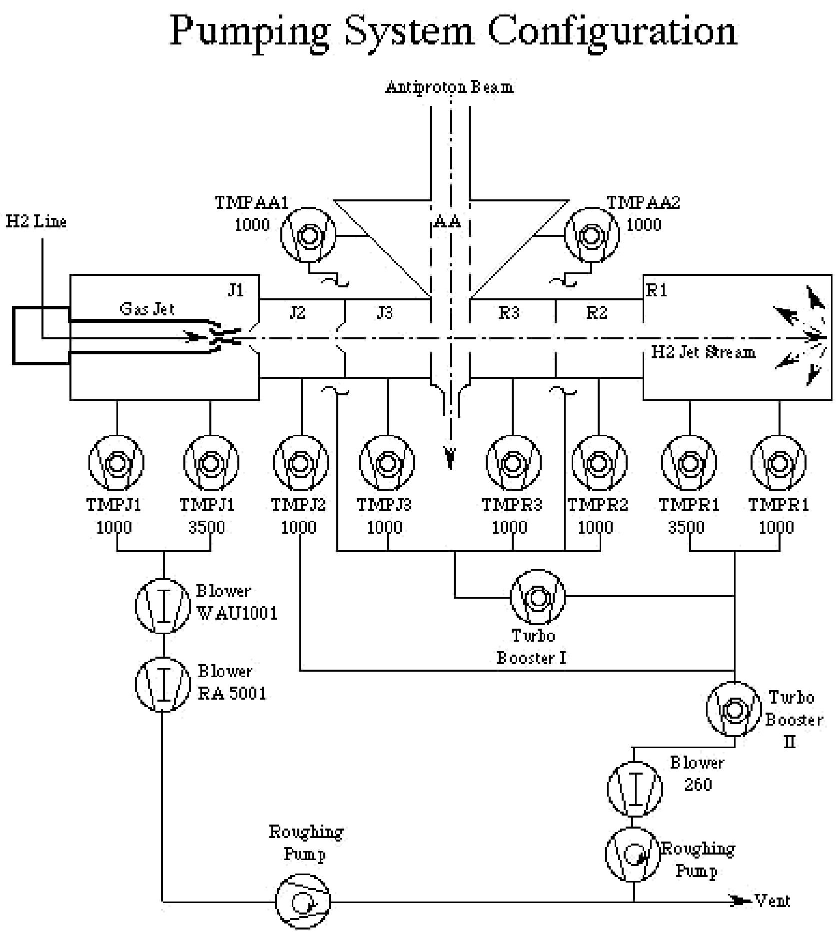


Figura 2.4: Il bersaglio gassoso, con il sistema di pompaggio

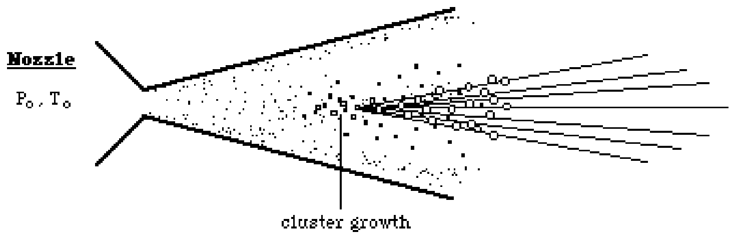


Figura 2.5: Il "nozzle"

stadio di pompaggio, indicato con J1 in fig.2.4, che si compie il massimo sforzo di rimozione del gas residuo: si pensi che il 98% dell'idrogeno emesso dal nozzle si ferma in J1 come gas di fondo); inoltre, l'introduzione di gas nel tubo del fascio dell'Antiproton Accumulator porterebbe ad interazioni spurie, fuori della zona desiderata. Per evitare questi effetti si è costruito il sistema di pompaggio schematizzato in fig.2.4.

Per ottenere una elevata luminosità istantanea è necessario avere un fascio molto denso, infatti:

$$L = N_{\bar{p}} f \rho_{jet} \tag{2.5}$$

dove $N_{\bar{p}}$ è il numero di antiprotoni presenti nell'anello, f la loro frequenza di rivoluzione e ρ_{jet}, appunto, la densità del fascio di idrogeno.

Per ottenere alte densità si è pensato di operare a basse temperature, in quanto si può supporre che ρ_{jet} vada almeno come $1/\sqrt{T}$ (vedi [4]). Si presenta però subito un problema: l'idrogeno ha un punto critico per $T \sim 33$ K e $P \sim 13$ bar: al di sopra si avrà sempre gas (era in questa regione che lavorava E760, il predecessore di E835, in quanto aveva un ugello alla temperatura dell'azoto liquido, cioè 77 K e una pressione di ~ 12 bar), ma al di sotto, a seconda della pressione, si può andare a finire nella fase liquida. Questo fatto porta dunque alla necessità di un accurato controllo delle condizioni di pressione e temperatura del gas che entra nel nozzle, onde evitare la condensazione *prima* della strozzatura, che comprometterebbe totalmente il processo di formazione del jet.

Particolare attenzione viene dedicata a questo aspetto, in quanto E835, per mantenere costante la luminosità istantanea ed aumentare così la luminosità integrata, varia automaticamente la densità del jet bersaglio *durante* l'interazione con i $\bar{p}$. Lo scopo è mantenere sempre una densità abbastanza alta da avere grande luminosità, ma abbastanza bassa da non scompaginare troppo il fascio di antiprotoni, permettendo al sistema di raffreddamento stocastico di recuperarlo, in modo da farlo interagire nuovamente col bersaglio al giro successivo. L'idea è dunque: accumulare $\bar{p}$ nell'AA, decelerarli all'impulso desiderato, poi accendere il jet, a bassa densità (tanto, all'inizio, ho tanti antiprotoni); mano a mano che i $\bar{p}$ si consumano, aumentare la densità del jet, in modo da mantenere costante la luminosità durante tutta la presa dati. La luminosità viene misurata da un apparato appositamente studiato, come dirò nel prossimo paragrafo. In questo modo si può ottenere una luminosità costante di circa $2 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1} mentre si consumano gli $N_{\bar{p}}$ antiprotoni accumulati per ogni riempimento dell'Antiproton Accumulator ($N_{\bar{p}} \sim 5 \div 60 \cdot 10^{10}$).

Per finire questa panoramica sul bersaglio gassoso, vorrei ricordare che tutta la struttura che sostiene il nozzle e il primo "skimmer" (orifizio di collimazione del jet) è fissata a sbalzo mediante un'unica flangia posteriore. Per correggere eventuali errori di allineamento, che porterebbero a ridurre la regione di intersezione tra jet e fascio di $\bar{p}$, si è resa mobile la struttura, in modo da poterne variare l'orientamento mediante motori passo passo a controllo digitale. Tutto ciò permette di definire una zona di interazione delle dimensioni di $0.5 \times 0.5 \times 0.6$ cm^3 (95% contenimento).

2.4 Il monitor di luminosità

La luminosità istantanea viene misurata utilizzando un dispositivo apposito, che si estende per circa 1.5 m sotto il punto di interazione (vedi fig.2.6)[5].

Sul fondo della struttura conica, 1.47 m sotto il punto di interazione, ad un angolo di 86.5° con l'asse del fascio (cioè: spostati leggermente in avanti), sono presenti tre cristalli di silicio impiantati con Litio, aventi un'area di circa 12×48 mm^2 ed uno spessore di 500 μm; uno è in posizione centrale, uno è spostato leggermente a destra e l'altro a sinistra. La luminosità si misura contando il numero di protoni di rinculo che vanno a colpire i silici: nota la sezione d'urto per il processo $\bar{p}p$ elastico, agli angoli e alle energie che ci interessano [6], si ricava la luminosità. Nelle condizioni di E835, ci si aspetta che i protoni abbiano un impulso massimo di 7.1 MeV/c, mentre lo spessore dei rivelatori è sufficiente a contenere completamente protoni di impulso fino a 8 MeV/c. Lo scopo dei silici posti a destra e a sinistra è rilevare eventuali spostamenti laterali del fascio, che porterebbero il vertice d'interazione lontano dal punto ideale (attorno al quale è centrato l'intero rivelatore).

Varie sono le fonti di errore che contribuiscono all'incertezza finale sulla misura della luminosità: errore statistico sul numero di eventi ($\sim$ 0.2%), incertezza con cui è conosciuta la sezione d'urto differenziale elastica $\bar{p}p$ ($\sim$ 2%); il contributo proveniente dall'incertezza sulla misura della zona attiva dei rivelatori (che in E760 era uno dei più grossi) è stato reso trascurabile in E835 mediante l'accorgimento di porre maschere di tungsteno *sopra* ai silici: viene così definita molto precisamente la zona sensibile del dispositivo. Anche il disallineamento del fascio di $\bar{p}$ e del jet bersaglio rispetto alle condizioni ideali contribuisce all'errore finale sulla luminosità; attualmente vengono applicate delle correzioni, ma non si è valutato precisamente questo effetto.

Comunque, si pensa che l'errore finale sulla misura di luminosità non sia più grande del 3%.

2.5 Il rivelatore

Il rivelatore di E835 è un cilindro dal diametro leggermente inferiore a 2.5 m che si estende per circa 3.5 m a valle del punto di interazione; è chiuso in avanti da un "tappo" circolare di rivelatori, che ricorda quelli degli esperimenti di tipo "collider"; a monte del punto di interazione non sono presenti rivelatori (ricordo che il bersaglio è fisso: i prodotti di reazione sono concentrati in avanti): lo spazio è occupato dalla struttura che gestisce il jet d'idrogeno. La configurazione assicura una copertura totale in φ e compresa tra $2°$ e $70°$ in ϑ (tutti gli angoli sono intesi nel sistema del laboratorio).

Nella progettazione del rivelatore si è dovuto tener conto di varie limitazioni, da conciliare con certe richieste fondamentali; ora ricorderò brevemente le une e le altre:

- non si può utilizzare un campo magnetico per identificare le particelle e misurarne l'impulso: l'inserimento del magnete e della necessaria strumentazione per il flusso di ritorno sono ostacolati dalla presenza della struttura di generazione e recupero della targhetta, nonché dal ristretto spazio disponibile nell'area sperimentale: il rivelatore, infatti, è montato vicino alla linea di iniezione degli antiprotoni nel *Debuncher*. Inoltre, il campo magnetico, interagendo col fascio, renderebbe la vita difficile al sistema di raffreddamento stocastico. Dunque, senza campo magnetico, è importante avere un buon tracciamento, onde ricostruire precisamente la cinematica delle singole particelle; inoltre, è stato inserito un rivelatore Čerenkov a soglia, avente lo scopo di discriminare rapidamente gli elettroni provenienti dal decadimento del $\bar{c}c$ dal fondo, costituito principalmente da pioni carichi e da coppie.

- dovendo studiare stati finali elettromagnetici, risultano critiche, per ottenere buoni risultati, le caratteristiche del calorimetro: è necessaria una granularità sufficientemente fine da permettere la risoluzione delle coppie di γ provenienti dal decadimento dei π^0, ma allo stesso tempo sono richieste bassa soglia minima e buona risoluzione energetica, per permettere una buona ricostruzione dell'evento.

- la struttura dei rivelatori interni al calorimetro deve permettere un buon tracciamento, risultando però molto trasparente alla radiazione, onde ridurre indesiderati fenomeni di multiplo scattering e, soprattutto, conversione di fotoni in coppie e^+e^-

- l'esperimento è ad alta luminosità, quindi tutti i componenti devono presentare buona sopportazione delle radiazioni (specialmente nella parte in avanti del rivelatore) e devono essere sufficientemente veloci da ridurre a valori accettabili la probabilità di sovrapposizione ("pile up") di eventi diversi nella stessa finestra temporale di acquisizione (ricordo che il fascio di antiprotoni è continuo, non pulsato).

Vediamo ora le varie parti di cui si compone il rivelatore; si tengano presenti le figg.2.6 e 2.7. Si notano, nella parte interna del rivelatore, tre odoscopi a scintillatore plastico (H1, H2' e H2): il loro scopo è fornire un segnale di trigger per eventi a due elettroni, nonché contribuire (tramite lettura analogica, onde misurare il $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$)a discriminare le coppie e^+e^- provenienti dal decadimento del $\bar{c}c$ dal fondo (soprattutto conversioni nel tubo a vuoto e decadimenti Dalitz: $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$). H1 è formato da 8 strisce di scintillatore plastico, dello spessore di 2 mm: ogni striscia copre 45° in azimuth (φ) e un angolo polare (ϑ) compreso tra 9° e 65°. H2' è composto da 24 strisce di scintillatore plastico, dello spessore di 4 mm: ogni striscia copre 15° in azimuth e un angolo polare compreso tra 9° e 65°. H2 è composto da 32 strisce di scintillatore plastico, dello spessore di 4 mm: ogni striscia copre $11°15'$ in azimuth e un angolo polare compreso tra 12° e 65°.

Sempre nella parte interna, sono presenti due tracciatori a tubicini proporzionali ("straw", SC1 e SC2): sono entrambi formati da due strati di 64 tubi aventi l'anodo parallelo all'asse z (cioè la linea di volo degli antiprotoni) e sfasati in φ di un angolo corrispondente a metà tubicino, mentre il diametro aumenta, all'aumentare della distanza dal centro, in modo da assicurare copertura uniforme in φ. Questi tubi danno informazioni solo su φ e non su z (si misura il tempo di volo, ma non la partizione di carica).

Il rivelatore successivo (SIL) è a semiconduttore: consiste di 24 strisce di vetronite ospitanti sia l'elettronica di front-end che la parte sensibile, costituita da cristalli di silicio, divisi in 8 zone indipendenti ("pad"); la risoluzione è di ~ 1.5 mm in z e $\sim 15°$ in φ. Purtroppo, per ragioni che appariranno chiare solo quando si potranno smontare i rivelatori interni, questi silici sono così rumorosi da risultare del tutto inutilizzabili (si noti che, senza silici, l'unico rivelatore in grado associare ϑ e φ delle tracce è il calorimetro, di cui parlerò tra poco).

L'ultimo rivelatore interno che resta da descrivere è costituito da due strati cilindrici di fibre scintillanti (SF1 e SF2), coassiali col fascio e del raggio di 14.4 cm

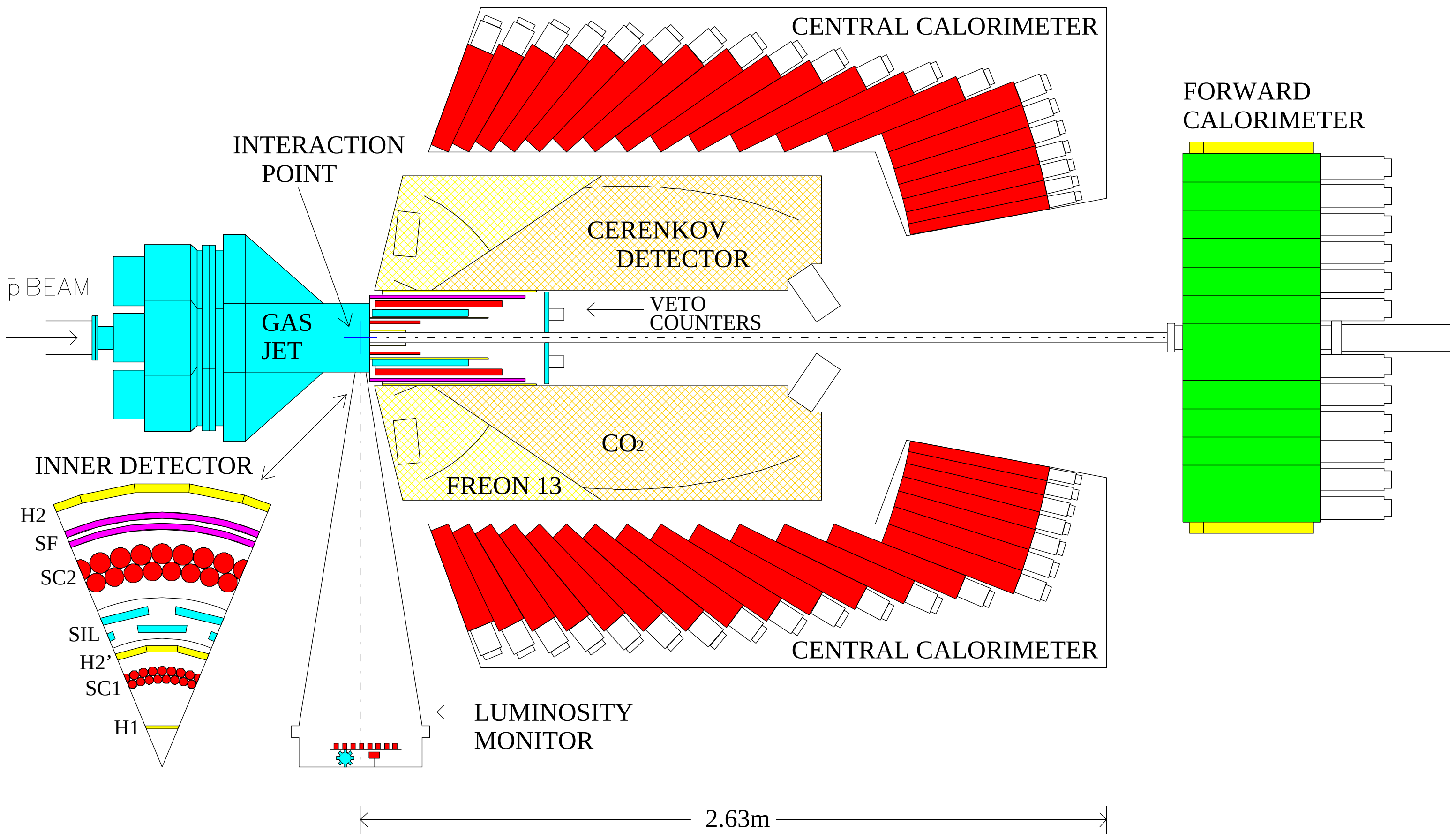


Figura 2.6: Sezione longitudinale del rivelatore di E835

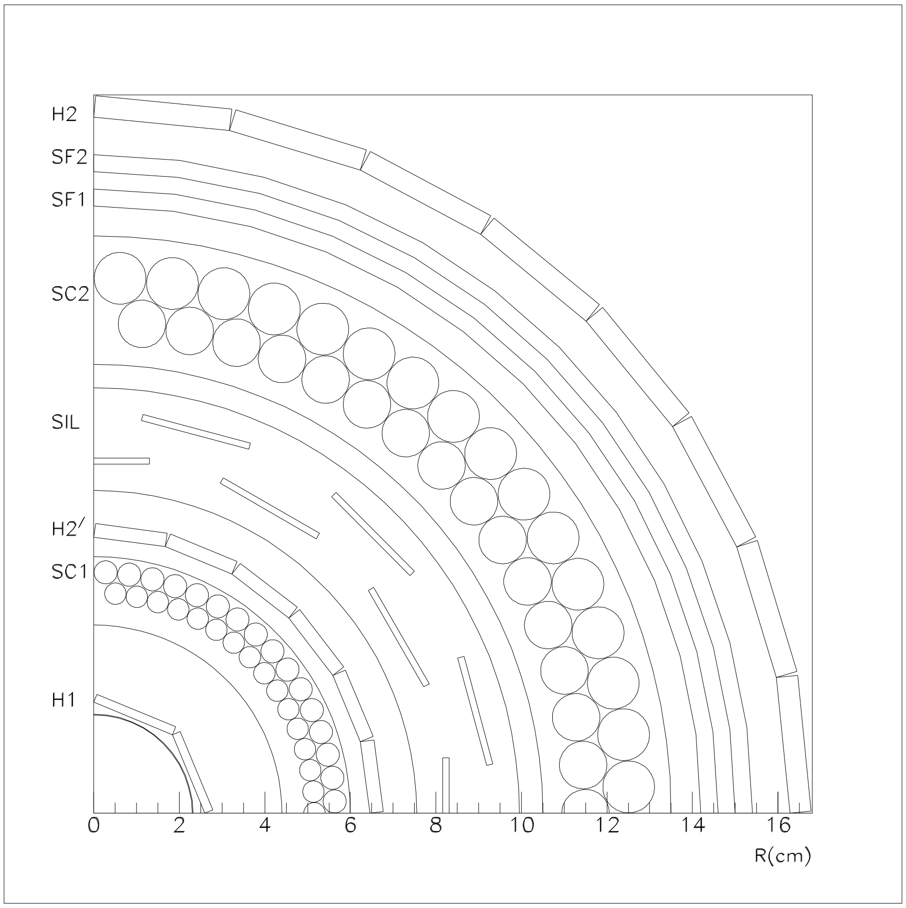


Figura 2.7: Sezione trasversale dei rivelatori interni

e 15.2 cm. Ogni strato conta 430 fibre, avvolte una a fianco all'altra, ognuna a z costante e separata dalla successiva da 1.10 mm (SF1) oppure 1.16 mm (SF2). Il segnale viene raccolto da linee a fibra ottica lunghe 4 m e trasformato in segnale elettronico da appositi dispositivi a semiconduttore, raffreddati ad elio liquido. La risoluzione in z raggiunta è: $\sigma_z = 250\ \mu$m.

Tutti questi rivelatori "interni" assicurano completa copertura in φ e tra $\sim 15°$ e $\sim 65°$ in ϑ.

Al di là della zona dei rivelatori interni si trova un rivelatore Čerenkov a soglia (vedi fig.2.8)[7], utilizzato per discriminare gli elettroni (e positroni) dai pioni carichi. Esso è diviso in ottanti in azimuth e copre gli angoli polari compresi tra 15° e 70°. A causa dell'ampio intervallo di energie possibili per i π e della grande accettanza polare, ogni ottante è diviso in due parti rispetto a ϑ, mediante un setto di alluminio riflettente da 0.3 mm, posto a $\vartheta = 34°$. La regione posteriore $(34° < \vartheta < 70°)$ usa uno specchio sferico che riflette la luce Čerenkov su un altro specchio, piano, osservato da un fototubo; questa sezione è riempita di Freon 13, a pressione atmosferica, avente una soglia sull'impulso di 13.5 MeV/c per gli e e di 3.68 GeV/c per i π. La parte anteriore $(15° < \vartheta < 34°)$ usa uno specchio ellittico, i cui fuochi corrispondono alla zona di interazione e ad un fototubo; il tutto è riempito di CO_2, il che porta ad una soglia di 17.6 MeV/c per gli e e di 4.82 GeV/c per i π.

La parte più esterna del rivelatore centrale è costituita dal calorimetro elettromagnetico [8] [9]: 1280 sezioni di vetro al piombo disposti in 20 "rings" (anelli a z costante) per 64 "wedges" (spicchi a φ costante) (la copertura in ϑ di questo rivelatore va da 10° a 70°). Ogni sezione punta alla regione d'interazione, in modo da semplificare la ricostruzione dell'evento. Il numero di sezioni scelto rappresenta un compromesso tra l'esigenza di risoluzione delle coppie di fotoni provenienti da decadimenti simmetrici dei π^0 (che richiede un elevato numero di sezioni e quindi di canali di lettura) e la necessità di contenere i costi entro limiti ragionevoli. Anche la scelta della lunghezza delle sezioni rappresenta un compromesso per avere buona risoluzione in energia (il che richiede il massimo contenimento dello sciame elettromagnetico e quindi grande lunghezza) ma anche una bassa soglia (fissata a 20 MeV totali, con un limite inferiore di 5 MeV per ogni singolo elemento), onde

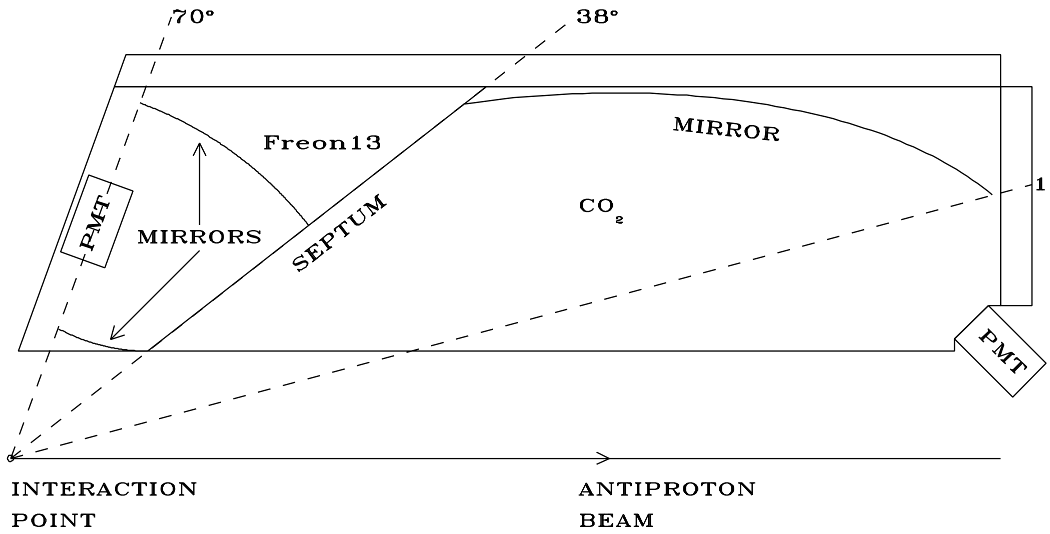


Figura 2.8: Il rivelatore Čerenkov

poter rivelare i fotoni provenienti da decadimenti altamente asimmetrici dei π^0 (il che richiede elevata trasparenza): alla fine si è deciso per un valore di circa 16 lunghezze di radiazione. I fototubi sono stati scelti in modo da avere elevata velocità (onde evitare sovrapposizione di eventi diversi ravvicinati nel tempo) e linearità su un ampio intervallo di energie. I segnali dei fototubi sono letti da dei convertitori analogico-digitali (FERA) e da dei TDC ($\equiv$ "Time to Digit Converter"), che permettono di sapere *quando* il segnale ha superato una certa soglia: ciò è fondamentale per ridurre drasticamente la probabilità di acquisire, in una data finestra temporale, segnali provenienti da eventi diversi ("pile up"). L'errore che caratterizza la misura dell'energia mediante questo calorimetro, tenendo conto anche delle correzioni dovute alla presenza dei "crack" di acciaio, ossia la struttura che sostiene il tutto (che è cieca, ovviamente), è stato valutato in:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1.4\% + \frac{6\%}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} \tag{2.6}$$

Nel "tappo" anteriore sono invece presenti due rivelatori: un contatore di veto (FCH), formato da 8 sezioni trapezoidali di scintillatore plastico, e un calorimetro elettromagnetico (FCAL), composto da 144 blocchi di piombo/scintillatore (alternati a strati), molto più resistente alle radiazioni rispetto al vetro al piombo, di 14.7 lunghezze di radiazione. Il tutto estende l'accettanza in angolo polare fino a 2°. Questi rivelatori sono usati dalla logica di trigger come veto carico (FCH) o neutro (FCAL) in avanti.

Nel mese di Aprile è stato cambiato il calorimetro elettromagnetico anteriore: il nuovo FCAL II consta di 144 blocchi di vetro al piombo, di varie dimensioni; questa sostituzione ha migliorato la qualità delle misure calorimetriche in avanti.

2.6 Il trigger e il sistema di acquisizione

Data l'alta luminosità e il fatto che si cerca un segnale circa 10^6 volte meno probabile del fondo, appare evidente l'importanza di un buon algoritmo di trigger, onde evitare il sovraccarico del sistema d'acquisizione. Il trigger finale è l'OR logico del trigger carico e di quello neutro: il primo è formato mediante le informazioni degli odoscopi e del rivelatore Čerenkov: si verificano molteplicità e coplanarità di traccia, tenendo conto della cinematica dei processi che interessano. Il trigger neutro si forma invece sfruttando solo i segnali del calorimetro, che viene diviso in "macro-cluster", parzialmente sovrapposti, che sommano i segnali di diversi fototubi; si controlla sia il rilascio locale di energia, sia il segnale totale di tutto il calorimetro, che serve anche per dare il riferimento temporale all'evento. Inoltre, come detto in precedenza, i segnali di FCAL e FCH vengono usati come veto in avanti, rispettivamente neutro e carico.

La formazione fisica del segnale elettronico di trigger è affidata ad una unità logica centrale dedicata (MLU), che confronta i segnali in ingresso con opportune maschere preventivamente caricate nella sua memoria.

La configurazione generale del sistema elettronico d'acquisizione è schematizzata in fig.2.9; il tutto è stato disegnato in modo da essere conforme allo standard DART, definito a Fermilab onde uniformare i sistemi di acquisizione all'interno del laboratorio. Vengono utilizzati tre calcolatori Silicon Graphics con sistema operativo UNIX e software dedicato: i dati provenienti dai rivelatori (in seguito ad impulso di trigger), dopo essere stati sottoposti ad una prima elaborazione da parte della rispettiva elettronica, vengono impacchettati secondo un certo standard e inviati nei buffer di un crate VME. Quando i buffer sono pieni, i dati vengono trasferiti ad uno dei tre calcolatori (una SGI Challenge, una bestiolina da 200 Mips), dove vengono elaborati da quattro processori in parallelo, che compiono una ulteriore selezione (filtro di terzo livello): gli eventi che superano quest'ultima selezione vengono scritti su nastro (sono previste quattro coppie di unità a nastro, operanti in modo alternato onde evitare tempi morti durante l'acquisizione). Il massimo rate di eventi sopportabile dal sistema è di 1600 Hz.

Dopo questa descrizione generale, mi occupo in maggiore dettaglio del trigger utilizzato per il processo che ho studiato, cioè il trigger e^+e^-; chi volesse approfondire le caratteristiche degli altri aspetti del trigger di E835 può consultare [21] o [4].

Il trigger e^+e^-, formato dalla "master" MLU è formato da tre parti in OR logico;

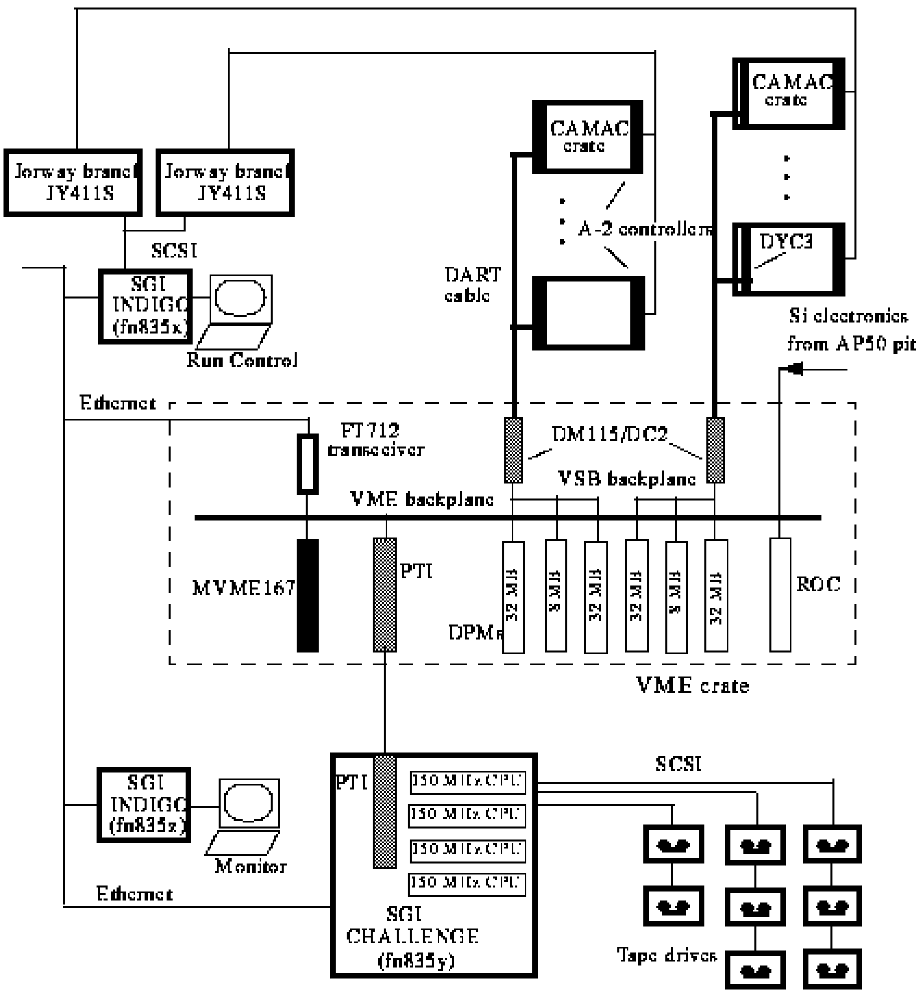


Figura 2.9: Il sistema elettronico di acquisizione dati di E835

lo scrivo in simboli e poi spiego:

$$\begin{aligned} e^+e^- \;=\;& (2e) * \overline{(H2>4)} * \mathrm{PBG3} \\ &+ (1e) * (2h) * (H2=2) * \mathrm{PBG3} \\ &+ (2e) * (\mathrm{COPL}) * (H2=2) * \overline{(\mathrm{FCH})} \end{aligned}$$

Il significato delle abbreviazioni è il seguente:

e - "elettrone": coincidenza di un modulo di $H1$ (che copre un ottante in φ) con uno dei quattro moduli di $H2$ corrispondenti (cioè appartenenti allo stesso ottante) oppure con uno dei due adiacenti, più il Čerenkov corrispondente (anche lui è diviso in ottanti)

h - "adrone": come e , ma senza segnale nel Čerenkov

$\overline{(H2>4)}$ - segnale sopra soglia in meno di 5 dei 32 moduli di $H2$: è come richiedere (più o meno!) che l'evento non abbia più di 4 tracce

$H2=2$ - esattamente 2 dei 32 moduli di $H2$ con segnale sopra soglia

COPL - corrispondenza di un segnale sopra soglia in 1 dei 32 moduli di $H2$ con un altro segnale sopra soglia in uno dei 3 moduli contrapposti

PBG3 - corrispondenza di un segnale sopra soglia in un "super-wedge" ($\equiv$ ottante) del calorimetro centrale con un altro segnale sopra soglia in uno dei tre ottanti contrapposti

FCH - segnale sopra soglia in uno degli ottanti dello scintillatore anteriore (veto in avanti, vedi fig. 2.6)

Il segnale di strobe per la logica carica è H2OR (cioè mi basta avere un segnale sopra soglia in uno qualsiasi dei moduli di H2).

Come si può notare, il secondo termine consente di recuperare eventi persi da eventuali inefficienze del Čerenkov, mentre il terzo è stato inserito per aggirare eventuali problemi di PBG3 (comunque, in *tutti* gli eventi da me selezionati, PBG3 è sempre risultato acceso). Agli eventi e^+e^- aventi massa invariante maggiore di

2.2 GeV, il filtro di terzo livello (che è software) assegna il maleaugurante (per gli Americani) numero di ID 13, per poi scriverli su disco: è quello che viene chiamato “gold stream”.

Capitolo 3

Studio delle possibili fonti d'errore

In questo capitolo analizzerò i contributi all'incertezza finale su λ (ricordo che mi aspetto una sezione d'urto differenziale $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega \propto 1 + \lambda \cdot \cos^2\vartheta_{CM}$) dovuti a varie fonti d'errore: la limitata statistica, la non totale accettanza dell'apparato rivelatore, l'incertezza con cui viene misurata la ϑ della traccia (indico con ϑ l'angolo tra la traccia e la linea di volo degli antiprotoni, orientata in modo che gli antiprotoni stessi procedano nel verso positivo dell'asse). I risultati fondamentali di questo studio sono i seguenti: l'incertezza dovuta alla limitata statistica a disposizione è largamente dominante rispetto agli altri errori, sia statistici che sistematici. Inoltre, un fastidioso effetto dovuto all'algoritmo di ricostruzione degli sciami elettromagnetici nel calorimetro centrale può essere spiegato tenendo conto della non uniforme risoluzione in ϑ di questo rivelatore: utilizzando i dati di un precedente esperimento (E760, dal quale proviene il nostro calorimetro), che aveva rivelatori di tracciamento proprio a ridosso del calorimetro, si può prevedere il tipico andamento "a picchi e buchi" che si osserva nei dati. Questo studio ha avuto lo scopo di escludere errori sistematici; inoltre, ha mostrato che, a patto di operare il fit secondo una certa modalità, di cui parlerò, la presenza di questa modulazione della forma dei dati non porta ad alterazioni del λ ricostruito.

Descriverò ora più in dettaglio i passi principali del mio lavoro.

3.1 Influenza della metodologia di fit sull'errore finale

Prima di tutto, ho voluto verificare quanto ci si aspetta e cioè che il fit dovrebbe essere indipendente dal numero di intervalli ("bin") in cui suddivido l'istogramma, ecc. ecc. A questo scopo, ho scritto un montecarlo che mi generasse dati con un $\lambda = 0.6$ (ricordo che $-1 \leq \lambda \leq 1$; 0.6 è un valore intermedio che ho giudicato buono per capire come vanno le cose) e un errore *uniforme* su $\cos\vartheta_{CM}$ pari a 0.015 (che è circa l'errore che ho sui dati reali).

Ho ripetuto lo studio con diversi set di numeri casuali e diversi valori del numero totale di eventi considerati, ottenendo ciò che mi aspettavo: per pochi ($\lesssim$ 10) bin si ha molta perdita d'informazione, infatti il λ viene ricostruito con un errore più grosso; per $10 \lesssim$ Numero di bin $\lesssim 1000$ il fit è stabile e fornisce gli stessi risultati sia che si usi il metodo di minimizzazione del χ^2 sia che si scelga la binned maximum likelihood (come è noto, la differenza consiste nel considerare distribuzioni rispettivamente gaussiane o poissoniane del numero di eventi presenti in ciascun bin). Aumentando il numero di bin dell'istogramma, il metodo del χ^2 perde efficacia, come mi aspetto: tanti bin vuol dire pochi eventi per bin, quindi è più adatta una statistica poissoniana di una gaussiana (viceversa, quando ho tanti eventi, i due tipi di statistica sono indistinguibili). Dunque, il fit con il metodo della binned maximum likelihood resta stabile anche per un numero molto grande di bin e fornisce lo stesso risultato che si ottiene da una massimizzazione *non binnata* della likelihood: l'ho verificato direttamente scrivendo un programma che, utilizzando il package di minimizzazione del CERN (MINUIT; vedi [32]), massimizzasse, appunto, la funzione di likelihood dei dati (trascurando, per ora, l'errore su ϑ, di cui parlerò più avanti).

3.2 Importanza relativa delle varie fonti d'errore

Avvalendomi dei dati generati da un montecarlo, da me scritto all'uopo, ho cercato di stimare l'importanza, nella mia misura, delle varie fonti di errore. Prima di tutto, ho voluto confrontare l'errore dovuto alla limitata statistica con quello derivante dall'imprecisione nella misura di ϑ, per stabilire, anche, come ricavare il valore stesso di ϑ: infatti, nel nostro rivelatore sono presenti due dispositivi in grado di misurare questa grandezza: le fibre scintillanti e il calorimetro centrale (purtroppo, come ho detto, i rivelatori al silicio non sono utilizzabili); inoltre, si poteva pensare di combinare queste informazioni in fit di vario tipo, magari tenendo pure conto della cinematica a due corpi, ecc.

Con questo studio, farò vedere che l'errore su ϑ è di gran lunga trascurabile, rispetto a quello derivante dalla statistica; dunque, non ha senso inventarsi ingegnosi trucchi capaci di ridurre questo errore: la cosa più importante, a questo punto, è procurarsi il valore che sembra essere meno sensibile a sistematici o comunque a comportamenti non del tutto compresi dei rivelatori. Mostrerò che la scelta più naturale sarà quella del calorimetro centrale: il suo comportamento è abbastanza ben compreso da farci escludere tutta una serie di errori sistematici e la sua risoluzione è ottima, per il mio scopo. Non ho usato le fibre perché presentano sistematici sui quali sta ancora indagando il gruppo che ha costruito questo rivelatore, l'università di Ferrara (ad un meeting dell'esperimento è stato fatto notare che questo rivelatore ha complessità paragonabile al calorimetro, ma è di cinque anni più giovane: ci vorrà ancora un po' di tempo e fatica per entrare in confidenza con le sue caratteristiche). Inoltre, dopo varie prove, ho deciso di non fittare in nessun modo i parametri delle tracce durante la ricostruzione dell'evento, poiché ciò porta alla distruzione di una tipica modulazione (dovuta al calorimetro e ben compresa, come dirò più avanti) della forma della distribuzione angolare: dopo il fit si ha ancora una distorsione, ma stavolta non si riesce a tenerne conto facilmente.

Veniamo dunque, all'analisi montecarlo cui ho accennato: ho dapprima generato dei dati *privi* di errore e ho studiato l'andamento del λ ricostruito dal fit in funzione del numero di eventi totali generati (i dati sono stati generati con $\lambda = 0.6$): questo mi è servito per valutare l'influenza della statistica sull'incertezza finale.

Poi, ho generato un grande numero di eventi (un milione, per la precisione), in modo da ridurre l'effetto dovuto alla statistica, e ho studiato l'andamento del λ ricostruito dal fit in funzione dell'errore su $\cos\vartheta_{CM}$ con cui venivano generati i dati (per ora, si tratta di un errore *uniforme*).

Inoltre, ho confrontato i risultati ottenuti mediante fit di istogrammi con 10 bin e metodo della binned maximum likelihood con quelli derivanti da fit non binnato, ottenendo risultati pressoché identici: ciò a conferma e completamento di quanto detto il paragrafo precedente: il risultato dei fit è stabile e tende, all'aumentare del numero di bin, al risultato del fit non binnato.

Tutto ciò è stato ovviamente ripetuto con diversi set di numeri casuali, ottenendo sempre risultati consistenti.

La figura 3.1 riporta in un grafico quanto detto finora (è da notare che si riferisce ad un particolare set di numeri casuali) e dà un'idea dei risultati: si apprezza (grafico in alto) l'attesa diminuzione dell'errore all'aumentare della statistica (la riga tratteggiata rappresenta il valore "vero" di λ, cioè quello usato per la generazione dei dati nel montecarlo); per avere un'idea della situazione reale, anticipo che ogni gruppo di dati acquisiti dall'esperimento consta di circa 10'000 eventi. Nel grafico sottostante è mostrata la dipendenza di λ, ricostruito dal fit, dall'errore su $\cos\vartheta_{CM}$ (la situazione reale dei dati sarà: $\sigma \lesssim 0.015$): in questo grafico si notano due cose: la prima è che l'errore su λ è indipendente dall'errore su $\cos\vartheta_{CM}$: come si vede, le barre d'errore sono eguali per tutti i punti mostrati nel grafico. Ciò significa che il $\delta\lambda$ che si osserva è ancora dovuto alla statistica: anche con un milione di eventi e anche se avessimo una risoluzione in ϑ 10 volte peggiore di quella che abbiamo, saremmo comunque dominati dall'errore statistico (da notare che ciò vuol dire che il nostro apparato ha, per quanto riguarda la mia misura, una *ottima* risoluzione in ϑ).

L'altra osservazione che sorge spontanea guardando il grafico è il fatto che il fit non ricostruisca molto bene il λ "vero", nonostante si abbiano ben un milione di eventi (attenzione: nel grafico λ appare sempre sovrastimato, ma ciò è dovuto al fatto che il grafico stesso si riferisce ad un *particolare* set di numeri casuali, e sempre lo stesso per i vari punti; ripetendo questa analisi con diversi set di numeri, si ottengono ancora fluttuazioni, sia sopra che sotto il valore "vero"). Ciò è dovuto alla particolare natura della mia misura: in sostanza, ponendo in ascissa $\cos\vartheta_{CM} =: x$ e in ordinata il numero di eventi, io misurerò la concavità di una parabola: $1 + \lambda x^2$. Ora, la mia accettanza, come dirò nel prossimo capitolo, è limitata a: $-0.45 \leq x \leq 0.45$.

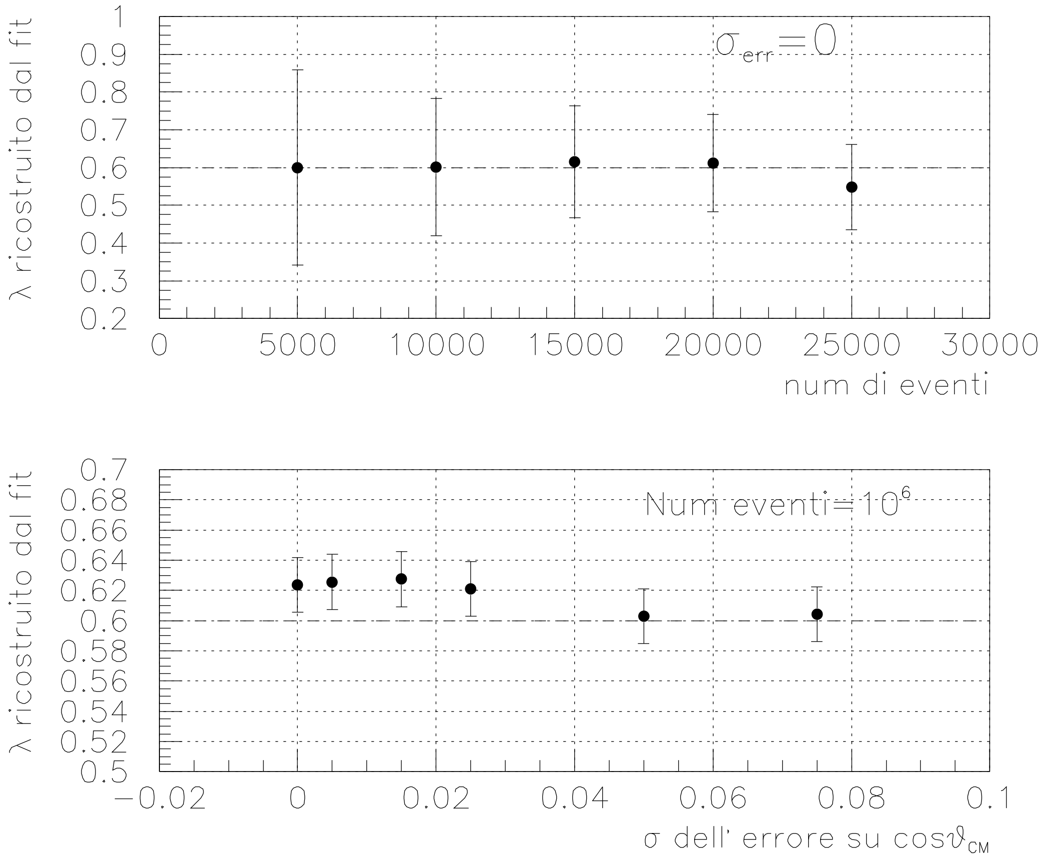


Figura 3.1: Influenza sulla misura di λ dell'errore dovuto alla limitata statistica e dell'incertezza sulla misura del ϑ della traccia. Nel grafico in alto si nota l'attesa diminuzione dell'errore su λ (ordinate) all'aumentare del numero di eventi considerato (ascisse); i dati usati sono stati generati da un montecarlo, supponendo di NON avere errore nella misura di ϑ. Nel grafico sottostante, invece, è mostrato quanto si ottiene generando un gran numero di eventi (un milione) con diversi valori dell'errore su $\cos\vartheta_{CM}$ (ascisse): l'errore su λ (ordinate) appare uguale per tutti i punti: ciò mostra che l'incertezza nella misura di ϑ è trascurabile anche per statistiche così grandi. I valori dei dati reali sono: $N_{\text{eventi}} \sim 10'000$; $\sigma_{err} \lesssim 0.015$.

In queste condizioni, ciò che determina il valore di λ, cioè, in pratica, ciò che mi dice quanto la distribuzione si differenzi da una linea piatta orizzontale, è il piccolo eccesso di dati ai bordi del grafico, rispetto al centro. Ed il numero di questi dati è molto minore del numero totale di dati presenti nel grafico: l'oscillazione statistica della mia misura, dunque, non sarà un qualcosa legato alla *radice quadrata di un milione*: dipenderà , in qualche modo (la stimo tra poco), dalla *radice quadrata di* n, con n legato al numero di dati presenti ai bordi, che sarà ben minore di un milione. Per avere un'idea, in figura 3.2 ho disegnato i casi $\lambda = 0.4, 0.6, 0.8$, confrontandoli con la retta (cioè $\lambda = 0$): come si può vedere, la differenza è, anche visivamente, molto piccola.

Inoltre, se questa mia congettura è vera, la misura dovrebbe migliorare, a parità degli altri fattori, all'aumentare dell'accettanza: per dirla ancora in modo intuitivo, più mi allontano da $x = 0$, più la parabola cresce e tende sempre meno a confondersi con la sua tangente.

Per verificare queste ipotesi, ho generato dati *senza* errore su ϑ e, a parità di numero di eventi, ho considerato il caso $-0.45 \leq \cos\vartheta_{CM} \leq 0.45$ (cioè l'accettanza reale del mio rivelatore) e li ho confrontati con il caso $-1 \leq \cos\vartheta_{CM} \leq 1$ (accettanza totale in ϑ). Naturalmente, ho ripetuto il tutto con diversi set di numeri casuali, ottenendo ancora risultati consistenti. Riporto in figura 3.3 i risultati relativi ad un set particolare; come si può notare, a parità di numero di eventi, l'errore su λ e le fluttuazioni del λ stesso diminuiscono drasticamente all'aumentare dell'accettanza.

Per vedere, ora, se queste fluttuazioni nella determinazione del valore di λ da parte del fit siano effettivamente dovute soltanto ad effetti statistici sul numero di eventi ai bordi, dò ora una stima della loro entità.

L' idea è: considero un istogramma con 10 bin (tanto, abbiamo visto che questo numero non è critico), da $x_{\min}$ a $x_{\max}$; sapendo il numero totale di eventi dell'istogramma posso ricavare, supponendo noto il valore di λ (nel mio caso è 0.6), il numero di eventi che mi aspetto in ciascun bin; l'errore su questo numero sarà la sua radice quadrata. Ora, il fit deve far passare una parabola su questo istogramma; il caso peggiore per la ricostruzione del valore di λ è quando nel bin centrale ci finiscono $n_0 - \delta n_0$ eventi, mentre nel bin più esterno si hanno $n_e + \delta n_e$ eventi (per

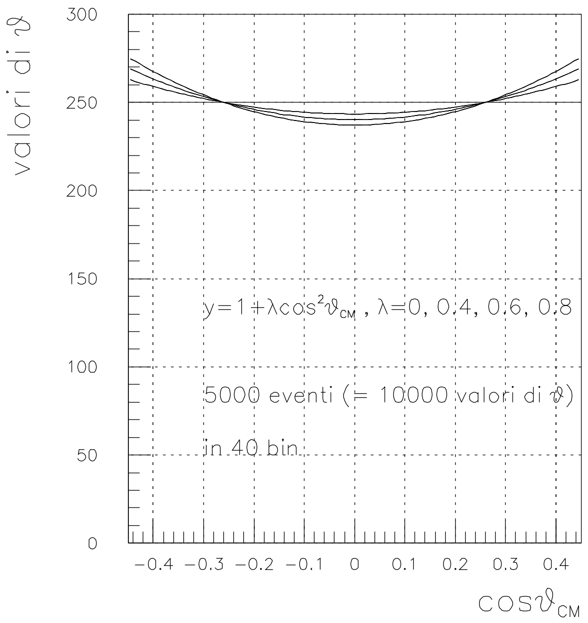


Figura 3.2: In questo grafico si apprezza come la differenza tra vari valori di λ sia data dal piccolo scostamento all'estremità.

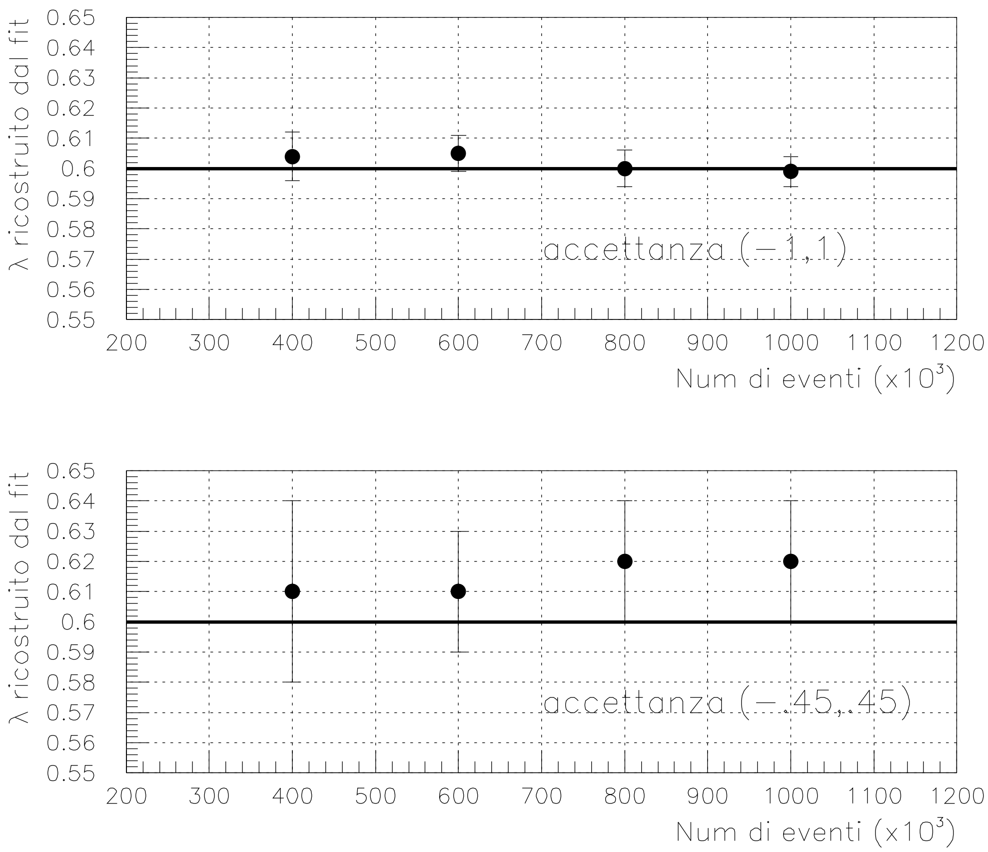


Figura 3.3: Influenza dell'accettanza sulla ricostruzione del valore di λ: nel grafico superiore si considera il caso di accettanza totale, mentre in quello inferiore ci si riferisce al caso reale del mio rivelatore. In ascissa ho riportato il numero di eventi generati dal montecarlo (*senza* errore su ϑ), mentre in ordinata si ha il valore di λ ottenuto dal fit; la linea spessa orizzontale corrisponde al valore "vero" di λ, cioè quello utilizzato nella generazione degli eventi. Si nota chiaramente il sensibile miglioramento della misura che si ha all'aumentare dell'accettanza.

trovare la parabola, basta determinare due punti: non considero gli altri bin dell'istogramma perché sto facendo una stima del caso *peggiore*): a questa configurazione corrisponderà un valore di λ che stimo sia vicino al limite superiore di oscillazione; se, viceversa, suppongo di avere $n_0 + \delta n_0$ eventi nel bin centrale e $n_e - \delta n_e$ eventi in quello esterno, otterrò una stima del limite inferiore del valore di λ. Trovo i valori corrispondenti a queste configurazioni imponendo il passaggio della parabola per i due bin.

Eseguendo il conto per $N = 10^6$ eventi ottengo, per $-0.45 \leq \cos\vartheta_{CM} \leq 0.45$, una oscillazione massima prevista di ± 0.04; nel caso di accettanza totale, ottengo ± 0.01. In entrambi i casi, questa stima (che ricordo essere dell'oscillazione massima, nel caso peggiore) è circa il doppio delle oscillazioni medie ottenute considerando vari set di numeri casuali.

Penso che ciò costituisca prova della mia ipotesi, cioè che questi errori nella ricostruzione di λ siano dovuti a fluttuazioni casuali del numero di eventi.

3.3 Effetti dovuti alla non uniforme risoluzione

I dati acquisiti col nostro apparato presentano una tipica deformazione: sovrapposto all'andamento previsto (nel mio caso si tratta di una dipendenza parabolica del numero di eventi da $\cos\vartheta_{CM}$), infatti, si nota la presenza di "picchi" e "buchi"; si veda la fig. 3.4, che si riferisce ai dati acquisiti il 7 Dicembre 1996 (gli altri gruppi di dati presentano caratteristiche analoghe).

Esaminando i dati nel sistema del laboratorio e confrontandoli con le caratteristiche geometriche del calorimetro, si scopre che i massimi corrispondono ai setti d'acciaio che separano (e sostengono) i vari blocchi di cristallo che compongono il calorimetro stesso.

Mostrerò ora che:

- Si può spiegare questo andamento tenendo conto del fatto che il calorimetro ha risoluzione non uniforme in ϑ

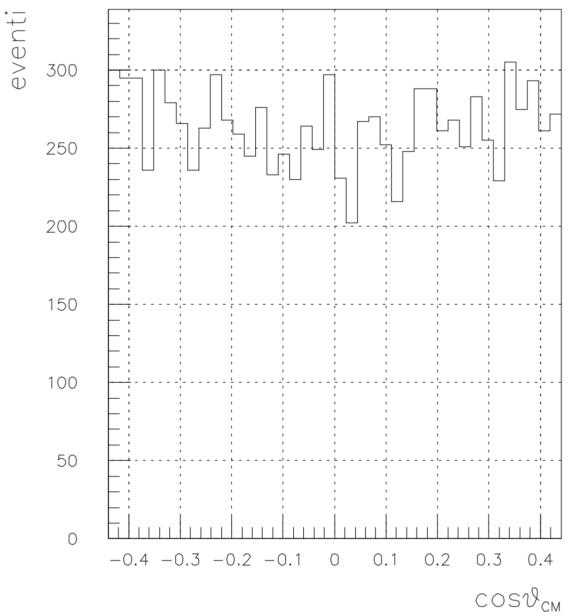


Figura 3.4: Questo è l'aspetto dei dati acquisiti (in figura è riportato lo "stack" di dati acquisito il 7 Dicembre 1996): si notano i caratteristici "picchi" e "buchi". Confrontando i dati con le caratteristiche geometriche del calorimetro, si scopre che i picchi si trovano in corrispondenza dei setti d'acciaio che separano i vari blocchi di cristallo che costituiscono il calorimetro stesso.

- Questo effetto non introduce errori nel fit, a patto di operare quest'ultimo secondo una certa modalità, che descriverò tra poco

Per giungere a queste conclusioni, è meglio parlare prima di come io abbia tenuto conto delle disuniformità dell'apparato, mediante una funzione di verosimiglianza opportunamente modificata. Di tutto ciò mi occupo nel prossimo paragrafo.

3.3.1 Correzioni alla funzione di verosimiglianza

Ricordo brevemente alcuni fatti riguardanti il metodo della massimizzazione della verosimiglianza (vedi, ad esempio, [29]), per poi discuterne le modifiche atte a tener conto delle disuniformità del mio apparato.

L'aspettarmi dati distribuiti come $1+\lambda x^2$ (ho posto $x \equiv \cos\vartheta_{CM}$) equivale a dire che la loro *funzione di densità di probabilità* è proporzionale a $1+\lambda x^2$.

Cioè: ho una variabile casuale x, avente densità di probabilità $f(x) = A(1+\lambda x^2)$ (A è ovviamente determinata dalla condizione di normalizzazione); ho poi un set di N_{eventi} dati misurati: $\{x_i\}_{i=1}^{N_{\text{eventi}}}$; la probabilità che essi siano ottenuti dal processo ipotizzato (che, come ho detto, ha probabilità distribuita secondo $f(x)$) è:

$$\begin{aligned} P_{\text{processo}} &= P(x_1)\cdot P(x_2)\cdot \ldots \cdot P(x_{N_{\text{eventi}}}) \\ &= \prod_{i=1}^{N_{\text{eventi}}} f(x_i) \end{aligned} \tag{3.1}$$

Se f dipende da un parametro (nel mio caso si tratta di λ, ma è evidente l'estensione al caso di più parametri), è chiaro che il λ migliore che io possa scegliere è quello che massimizza la probabilità che i dati vengano dal processo considerato, cioè quello che massimizza la (3.1). L'espressione (3.1) è detta "verosimiglianza" (likelihood), e questo metodo per la determinazione dei parametri incogniti è appunto quello della "massima verosimiglianza":

$$\begin{aligned} L(\lambda) &= \prod_{i=1}^{N_{\text{eventi}}} f(x_i,\lambda) \\ \lambda_{\text{best}} &\leftrightarrow L(\lambda_{\text{best}}) = \max \end{aligned}$$

Di solito, poi (come è noto), si fa il logaritmo della L: ciò porta evidenti vantaggi se f è poissoniana, ma è utile anche nel mio caso, in cui f è parabolica, in quanto, trasformando la produttoria in sommatoria, permette di sfruttare meglio tutta la dinamica dei numeri in virgola mobile e inoltre facilita il calcolo dell'errore sulla determinazione del parametro da parte dei programmi di minimizzazione (io ho usato MINUIT, come ho già accennato). Infine, proprio perché i programmi come MINUIT *minimizzano*, mentre io devo *massimizzare* la verosimiglianza, si cambia il segno al tutto prima di darlo in pasto al calcolatore.

Tutto ciò se le misure che mi procurano i valori x_i sono effettuate con errori trascurabili; nel caso contrario, la situazione cambia.

Supponiamo dunque che ogni x_i abbia un errore δx_i, che suppongo gaussiano; chiamo $g_{\text{err}}(\mu, x)$ la densità di probabilità di misurare x se il valore vero era μ (insomma, la gaussiana di centro μ e varianza $\sigma(\mu)$, dove ho identificato: $x_i \equiv \mu$, $\delta x_i \equiv \sigma(\mu)$):

$$g_{\text{err}}(\mu, x) = \frac{1}{\sigma(\mu)\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2(\mu)}}$$

Ricordo inoltre la distribuzione di probabilità dei "valori veri":

$$f_{\text{noerr}}(x) = A(1 + \lambda x^2)$$

Dunque, la probabilità di trovare un valore x_1 da una misura sarà:

$$\begin{aligned} P(x_1) &= \text{prob(che valore vero sia } x_1) \cdot \text{prob(misurare } x_1 \text{ se valore vero è } x_1) + \\ &\quad + \text{prob(che valore vero sia } x_2) \cdot \text{prob(misurare } x_1 \text{ se valore vero è } x_2) + \\ &\quad + \text{prob(che valore vero sia } x_3) \cdot \text{prob(misurare } x_1 \text{ se valore vero è } x_3) + \\ &\quad + \ldots \end{aligned}$$

Cioè, passando al continuo ed usando le notazioni precedentemente introdotte:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\text{err}}(x_1)\mathrm{d}x_1 &= f_{\text{noerr}}(x_1)\mathrm{d}x_1 \cdot g_{\text{err}}(x_1, x_1)\mathrm{d}x_1 + \\ &\quad + f_{\text{noerr}}(x_2)\mathrm{d}x_2 \cdot g_{\text{err}}(x_2, x_1)\mathrm{d}x_1 + \\ &\quad + f_{\text{noerr}}(x_3)\mathrm{d}x_3 \cdot g_{\text{err}}(x_3, x_1)\mathrm{d}x_1 + \\ &\quad + \ldots \end{aligned}$$

cioè:

$$\mathcal{F}_{\text{err}}(x_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\text{noerr}}(x) \cdot g_{\text{err}}(x, x_1)\mathrm{d}x \qquad (3.2)$$

ma f_{noerr} è $\neq 0$ solo per $-1 \leq x \leq 1$ (perché, ricordo, $x \equiv \cos\vartheta_{CM}$); quindi, nel mio caso, posso fare $\int_{-1}^{1} \ldots$ invece che $\int_{-\infty}^{+\infty} \ldots$; g_{err} è definita $\forall x \in \Re$, comunque si scelga $x_1 \in \Re$. Dunque, in definitiva, $\mathcal{F}_{\mathrm{err}}(x_1)$ è definita per $-\infty < x_1 < +\infty$ (mentre prima, ricordo, $f(x)$ era definita solo per $-1 < x < 1$).

Osservo che se l'errore è uniforme, cioè se $\sigma(\mu)$ è costante, l'integrale diventa convolutivo.

La funzione $\mathcal{F}_{\mathrm{err}}(x)$ gioca ora il ruolo che, nel caso senza errori, era proprio di $f(x)$; cioè, la negative log likelihood (cioè la funzione che vorrò minimizzare) è ora:

$$-\ln L = -\sum_{i=1}^{N_{\mathrm{eventi}}} \ln \mathcal{F}_{\mathrm{err}}(x_i)$$

(tralascio questioni tecniche riguardanti la normalizzazione; chi volesse approfondire può rifarsi a [26]).

3.3.2 Valutazione della risoluzione in ϑ del calorimetro elettromagnetico centrale

Per valutare la risoluzione in ϑ del calorimetro centrale si è fatto uso di dati provenienti dall' esperimento E760, il predecessore (ha preso dati nel 1990 e nel 1991) di E835, che utilizzava lo stesso calorimetro, ma aveva dei rivelatori di tracciamento proprio a ridosso del suo bordo interno. Analizzando i dati ottenuti, è stato possibile parametrizzare la dipendenza da ϑ della risoluzione; il risultato è mostrato nella parte sinistra della figura 3.5; nella parte destra si può notare come questo errore si propaghi su $\cos\vartheta_{CM}$ (da notare, tra l'altro, che l'indeterminazione nell'energia del fascio, che porta ad un'indeterminazione nel boost di Lorentz e quindi, in ultima analisi, su ϑ_{CM}, è del tutto trascurabile). Si noti che il grafico di $\delta\cos\vartheta_{CM}$ vs. $\cos\vartheta_{CM}$ non è simmetrico rispetto allo 0 (e non c'era nessuna ragione per supporre che lo fosse; l'ho fatto notare perché sarà utile in seguito).

I minimi nell'errore su ϑ corrispondono ai setti d'acciaio presenti tra i blocchi di cristallo del calorimetro: questo fatto si spiega intuitivamente osservando che se un elettrone passa tra due blocchi è visto "bene" da entrambi: a partire dalla suddivisione dell'energia rilasciata dallo sciame elettromagnetico si risale ad una buona determinazione della posizione iniziale dell'elettrone. Se, viceversa, la particella incide sul calorimetro in corrispondenza del centro di un blocco, quest'ultimo vedrà gran parte dello sciame, mentre quelli limitrofi non potranno contribuire molto alla ricostruzione della posizione iniziale.

Insomma, se *quattro occhi vedono meglio di due*, possiamo anche dire che *due blocchi vedono meglio di uno*!

(tutto ciò, ovviamente, nel caso particolare del nostro sistema, calorimetro + software di ricostruzione, e alle energie che mi interessano)

Osservo che la funzione graficata nella parte destra della figura 3.5 mi dice come è fatta la funzione che nel paragrafo precedente ho chiamato $\sigma(\mu)$.

Vediamo dunque come si modifica la funzione di verosimiglianza con questa risoluzione.

3.3.3 Correzione della funzione di verosimiglianza nel mio caso particolare

Mettendo assieme quanto detto nei due paragrafi precedenti, ho calcolato la correzione alla funzione di distribuzione aspettata ($f(x) = 1 + \lambda \cdot x^2$; $x \equiv \cos\vartheta_{CM}$), onde tener conto della non uniforme risoluzione in ϑ. La $\mathcal{F}_{\mathrm{err}}(x)$ da me ottenuta ha l'aspetto mostrato in figura 3.6, a sinistra. Come si può notare, ho ottenuto i famosi "picchi" e gli altrettanto famosi "buchi".

In effetti, ci si poteva aspettare questo comportamento: intuitivamente, avere buona risoluzione nel punto, ad es., x_1 e cattiva nel punto x_2 fa sì che la gaussiana centrata su x_1 sia alta e stretta, mentre quella centrata su x_2 sarà bassa e larga. Se dunque vado a raggruppare i dati in un istogramma (ad es., ma non è concettualmente necessario!), nel bin contenente x_1 andranno a finire i dati provenienti dalla gaussiana 1 più quelli provenienti dalla coda della gaussiana 2, che, essendo larga, dà contributo non trascurabile. Viceversa, nel bin corrispondente ad x_2, andranno a finire parte dei valori della gaussiana 2, ma questa volta non ci saranno contributi dalla coda della gaussiana 1, che, essendo stretta, non si estende significativamente al di là del proprio bin. In definitiva, in x_1 avremo un "picco" e in x_2 un "buco".

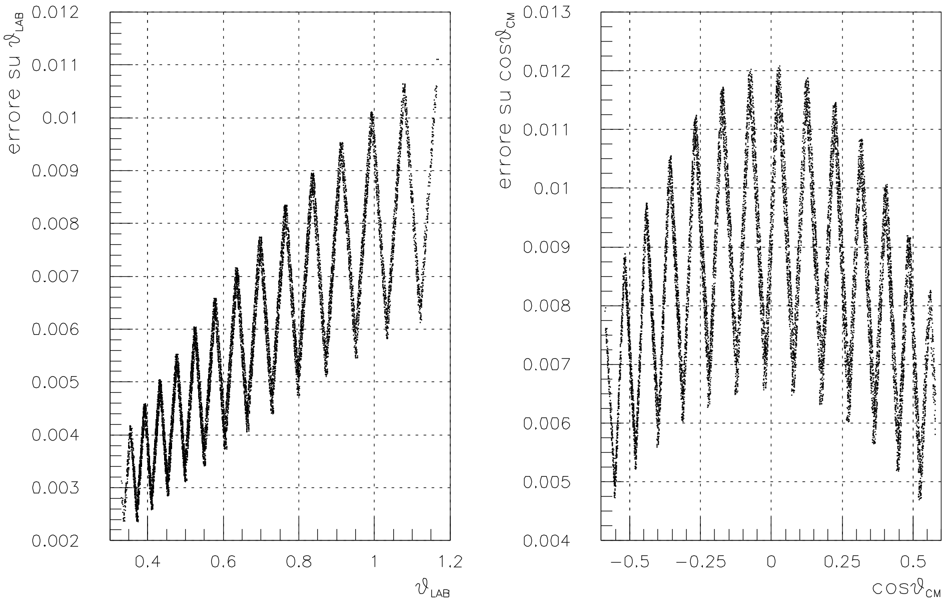


Figura 3.5: Ecco come è stata parametrizzata la dipendenza da ϑ della risoluzione del calorimetro centrale: a sinistra è graficato l'errore su ϑ in funzione di ϑ, nel sistema del laboratorio; i minimi corrispondono ai setti d'acciaio presenti tra i blocchi di cristallo del calorimetro. A destra è mostrato come questo errore si propaghi sulla quantità che mi interessa: è infatti graficato l'errore su $\cos\vartheta_{CM}$ in funzione di $\cos\vartheta_{CM}$.

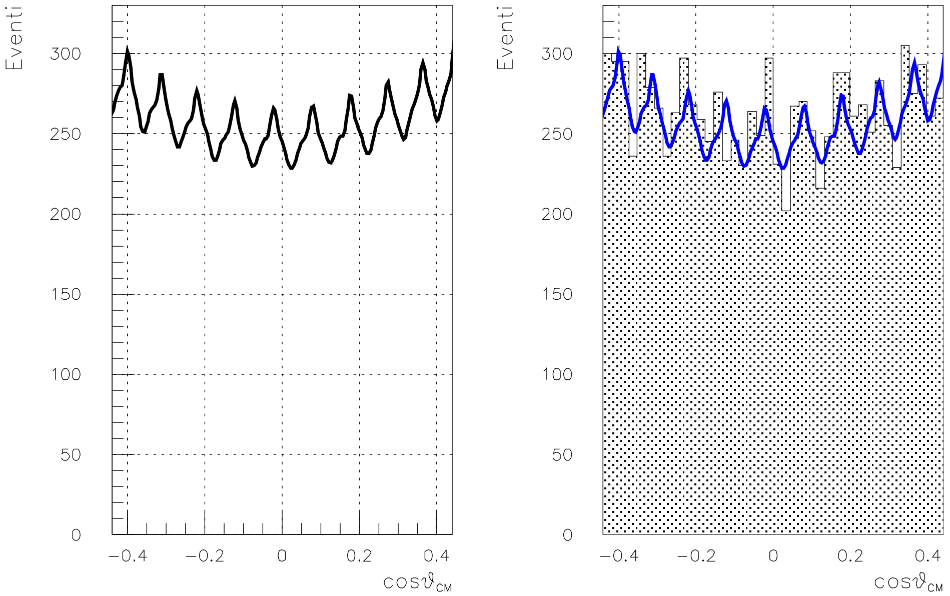


Figura 3.6: Funzione di distribuzione aspettata (a sinistra) e confronto con i dati reali (a destra, i dati presi il 7 Dicembre 1996). Da notare che forma, posizione e profondità dei picchi e dei buchi NON sono frutto di fit, ma risultato dell'analisi della disuniformità di risoluzione del calorimetro elettromagnetico centrale.

Nella parte destra della figura 3.6 si può osservare il confronto della forma aspettata con i dati reali (in questo caso, si tratta dei dati acquisiti il 7 Dicembre 1996; si vedano le appendici per una rassegna degli altri gruppi di dati; i risultati sono peraltro del tutto equivalenti).

Si nota con piacere che i picchi e i buchi corrispondono: siamo dunque di fronte ad un effetto *statistico* , dovuto alla non uniforme risoluzione del calorimetro: questo studio permette di convincersi che l'operato del sistema di acquisizione (calorimetro + software di ricostruzione dello sciame, che poi si chiama "clusterizer") non introduce *bias* sistematici nella misura di ϑ (c'era chi sospettava, ad esempio, che il software "spostasse" gli eventi preferenzialmente in una direzione: si è potuto escludere questo comportamento proprio confrontando la posizione dei picchi previsti con quelli presenti nei dati).

Verificata la, per così dire, buona fede del "clusterizer", ho esaminato come questa modulazione della funzione di distribuzione potesse influenzare il fit. Tutto ciò è l'argomento del prossimo paragrafo.

3.3.4 Influenza sui risultati del fit della non uniforme risoluzione

Per studiare come la disuniformità nella determinazione di ϑ potesse influenzare il fit e, quindi, la misura finale di λ (ricordo che mi aspetto una distribuzione angolare del tipo $1+\lambda\cdot\cos^2\vartheta_{CM}$), ho modificato il mio montecarlo, in modo da fargli generare dati con errori "realistici", cioè errori gaussiani aventi varianza dipendente da ϑ, secondo la legge mostrata nella precedente figura 3.5. I dati sono stati generati con $\lambda = 0.6$. Poi, ho fittato i dati con un programma che massimizzasse la verosimiglianza semplice, non contenente informazioni sulla risoluzione in ϑ, e con uno che invece ne tenesse conto. Il tutto è stato fatto per diversi valori del numero totale di eventi considerati e, al solito, si è ripetuta la procedura con diversi set di numeri casuali, ottenendo ancora una volta risultati consistenti.

Nella figura 3.7 si possono vedere i risultati ottenuti per un particolare set di numeri casuali: in entrambi i grafici riporto, in ordinata, il valore di λ ricostruito dal fit e in ascissa il numero totale di eventi fittati. Il grafico superiore si riferisce al

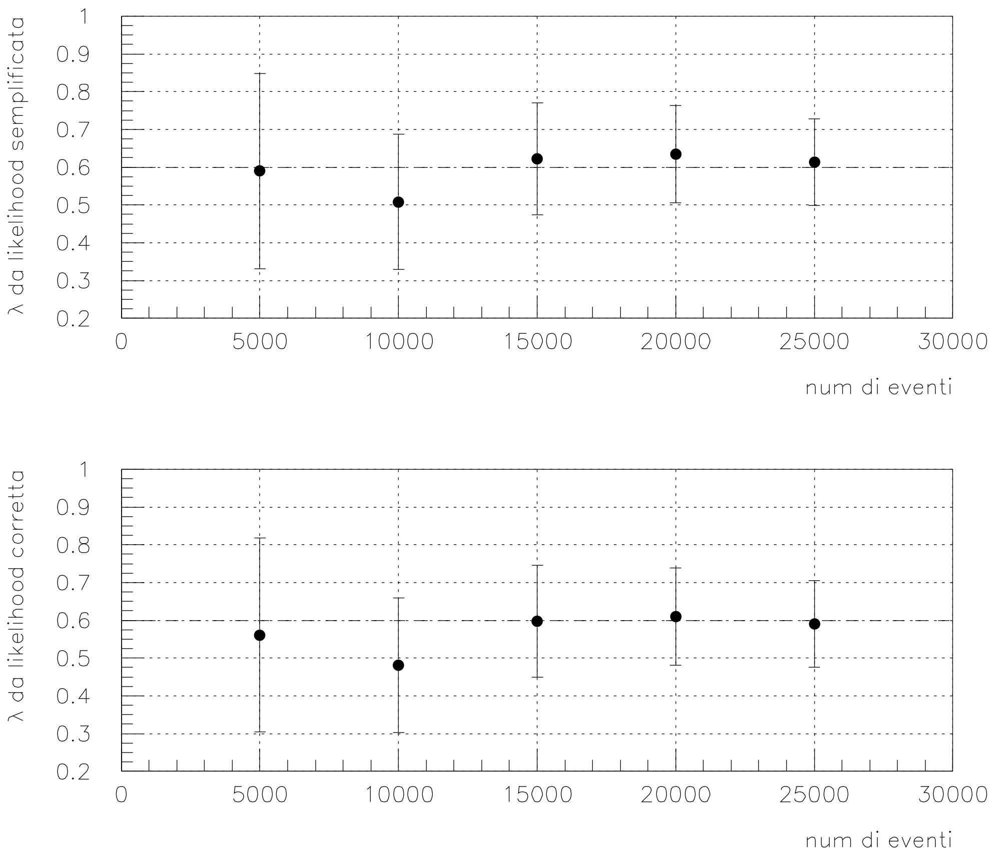


Figura 3.7: Influenza della modulazione della funzione di distribuzione sulla qualità del fit: ho generato, con un montecarlo apposito, dei dati aventi errori "realistici", cioè con dipendenza da ϑ identica a quella dei dati reali. Poi ho eseguito il fit utilizzando la funzione di likelihood semplificata (cioè che non considerasse la disuniformità della risoluzione; vedi grafico superiore) e quella con le correzioni di cui ho parlato nei paragrafi precedenti (grafico inferiore). In entrambi i grafici riporto in ascissa il numero totale di eventi considerati, mentre in ordinata pongo il λ ricostruito dal fit (la linea tratteggiata corrisponde al valore "vero" di λ, cioè quello generato dal montecarlo). Come si vede, i risultati sono pressoché identici, a patto di eseguire il fit con le modalità descritte nel testo.

fit effettuato tenendo conto della distorsione dovuta alla non uniforme risoluzione, mentre quello sottostante mostra i risultati ottenuti da un fit che la ignora.

Come si vede, il risultato è pressoché identico: i picchi e i buchi hanno dato luogo ad un fenomeno di compensazione che ha permesso anche all'algoritmo di fit più semplice di convergere ad un valore sostanzialmente corretto.

Devo però specificare meglio, a questo punto, *cosa* ho fittato, precisamente. Dunque, nel mio caso (mi riferisco al sistema del centro di massa), ho due particelle (elettrone e positrone) aventi 3-impulsi uguali e opposti; se dunque ϑ_1 è l'angolo polare del positrone, quello dell'elettrone, ϑ_2, sarà $= \pi - \vartheta_1$. Quale ϑ devo considerare; cioè: quale ϑ metto nell'istogramma che fitterò? Siccome ho invarianza per charge conjugation posso sceglierne uno qualunque, per esempio quello tale che $\cos\vartheta_{CM} > 0$ (tra l'altro, il nostro rivelatore non distingue elettroni da positroni: ricordo che in E835 non si ha campo magnetico). Meglio ancora, posso fare la media pesata, ad es., di $\pi - \vartheta_1$ e ϑ_2 (e limitarmi ancora, ad es., a valori di $\cos\vartheta_{CM} > 0$), così miglioro la misura e riduco l'errore.

Però ricordo che, nel mio caso, non ho alcuna necessità di ridurre l'errore su ϑ, in quanto uno studio precedente mi ha convinto che quest'ultimo porta un contributo trascurabile all'incertezza finale su λ. Viceversa, la media distrugge la forma della dipendenza da ϑ dell'errore sul ϑ stesso; inoltre, provando a fittare i dati mediati, utilizzando la versione semplificata della likelihood (quella che non tiene conto della non uniforme risoluzione), ho sistematicamente ottenuto valori di λ più alti rispetto a quanto generato dal montecarlo (comunque, su questo aspetto non ho condotto uno studio approfondito, poiché ho fatto il fit in modo diverso, e quindi non mi interessava più di tanto; penso comunque che il fatto derivi dalla non simmetria rispetto allo zero della funzione mostrata nella parte destra della precedente figura 3.5).

In definitiva, la mia proposta è di porre nell'istogramma da fittare *entrambi* i valori di ϑ (cioè, sia il ϑ dell'elettrone che quello del positrone): da un punto di vista statistico, ciò è esattamente equivalente a considerare la media e l'errore della media.

Però, così facendo, come ho detto, il fit è insensibile alla presenza della modulazione dovuta alla disuniformità di risoluzione e, anche se non lo fosse, ho fatto vedere che sarei comunque in grado di tenerne conto.

Tutti i fit mostrati finora, come pure quelli che seguiranno, sono stati effettuati in questa maniera.

Capitolo 4

Analisi dei dati

Passo ora all'analisi vera e propria dei dati reali; questi ultimi sono stati acqusiti in gruppi, detti "stack": il tempo di acquisizione di uno stack è dell'ordine del giorno (e quindi posso ritenere che le condizioni del sistema di acquisizione siano rimaste pressochè immutate per tutto lo stack), mentre i vari stack sono stati acquisiti a mesi di distanza uno dall'altro, e precisamente:

Stack	Data di acquisizione	Luminosità integrata (nb^{-1})
1	23 Novembre 1996	274.52
2	7 Dicembre 1996	285.22
3	4 Marzo 1997	491.92
4	12 Aprile 1997	132
5	31 Maggio 1997	328.29
6	30 Luglio 1997	151.85

Tabella 4.1: Date di acquisizione e luminosità integrata dei dati da me analizzati

Nei prossimi paragrafi illustrerò le modalità con cui ho analizzato questi dati (tenendo presente lo studio di cui al capitolo precedente): parlerò dei "tagli" da me utilizzati per selezionare gli eventi, studierò l'efficienza di questi tagli, farò una stima del fondo che mi aspetto sovrapposto al mio segnale, tratterò i problemi che affliggono uno dei sei stack (il terzo, per essere precisi), parlerò di sfuggita del comportamento in φ del rivelatore (che non mi interessa molto), per poi passare ai fit finali della dipendenza da ϑ della sezione d'urto differenziale.

4.1 Selezione degli eventi

Siccome ho studiato una distribuzione angolare, sono stato attento ad effettuare dei tagli che potessero garantire una buona unifirmità in ϑ, più che ricercare grandi valori della loro efficienza (che, comunque, è molto alta, come dirò nel paragrafo successivo). I miei tagli sono cinematici, più uno riguardante l'accettanza: per questo processo e con questo rivelatore, l'accettanza è totale in φ, mentre è limitata ad un dato intervallo in ϑ, nel quale si mantiene uniforme (nel processo da me studiato è interessante la dipendenza da ϑ della sezione d'urto: in φ mi aspetto distribuzione piatta). Esplicito ora i tagli da me effettutati; spiegherò subito dopo il significato dei termini (un po' gergali):

- $|\cos\vartheta_{CM}| < 0.45$
- $\sqrt{(\textbf{acinematica})^2 + (\textbf{acoplanarità})^2} < 50$ mrad (3σ della distribuzione)
- $\left|\textbf{Xmass}_{e^+e^-} - E_{CM,\text{ricostruita}}\right| < 300$ MeV (3σ della distribuzione)
- i cluster nel calorimetro elettromagnetico centrale, ricostruiti come tracce degli sciami di e^+ ed e^- (cioè i due cluster più energetici, secondo il mio algoritmo di ricostruzione dell'evento), devono essere IN TEMPO (chiarirò tra poco con maggiore precisione questo punto); ammetto la presenza di altri cluster (per "cluster" intendo un insieme di blocchi contigui del calorimetro con segnale sopra una certa soglia, che si ritiene siano stati eccitati dallo sciame prodotto dalla stessa particella: tanto per avere un'idea, si tenga presente che lo sciame prodotto da un elettrone di decadimento di uno stato del charmonio è tipicamente contenuto in un insieme di 3×3 blocchi).

Comincio le osservazioni e le chiarificazioni di quanto appena esposto prendendo in considerazione il taglio in accetanza: in figura 4.1 riporto i dati acquisiti il 7 Dicembre (come nel precedente capitolo, prendo questo stack come esempio: gli altri sono analoghi, e dunque, per non appesantire la trattazione, non li presento; comunque, essi sono riportati in appendice, alla quale rimando il lettore incuriosito).

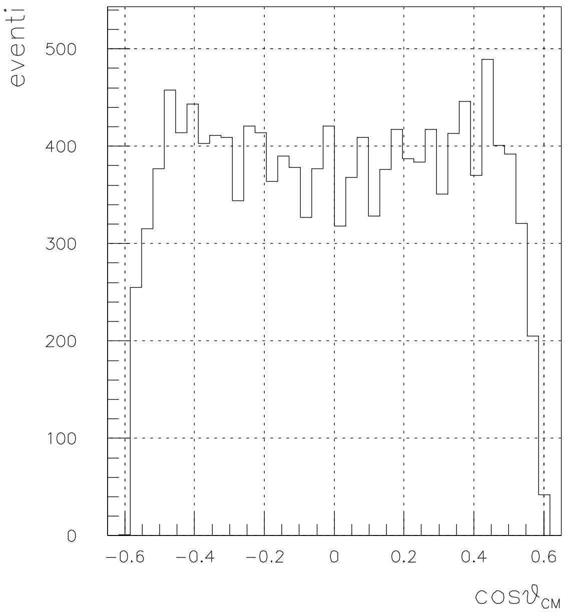


Figura 4.1: Distribuzione angolare dei dati del 7 Dicembre 1996, prima del taglio sull'accettanza

I dati della figura sono selezionati applicando tutti i tagli precedenti meno quello sull'accettanza, che vado a discutere.

Come si può vedere, il grafico decresce al di fuori dell'intervallo $[-0.45, 0.45]$; ciò è dovuto al fatto che l'elettrone (o positrone) diffuso all'indietro esce dal rivelatore, facendo sì che l'evento non sia acquisito (anche se in avanti l'accettanza angolare si estenderebbe fino a $\cos\vartheta_{CM} \sim 0.8$, io richiedo la presenza di *due* corpi nel rivelatore, per accettare l'evento; non è stato possibile aumentare l'accettanza all'indietro a causa della presenza dei dispositivi di generazione e recupero del bersaglio a getto d'idrogeno; si veda il capitolo dedicato alla descrizione del rivelatore se si desiderano ulteriori dettagli). Avrei potuto cercare di prevedere questo andamento ai bordi, sfruttando la conoscenza delle caretteristiche geometriche del rivelatore e, ancora una volta, la sua risoluzione in ϑ. In effetti, l'ho fatto, ma solo per avere una prova che gli algoritmi da me usati dessero risultati consistenti con i dati: per l'analisi finale ho semplicemente deciso di non considerare i dati ai bordi, poichè, come ho mostrato nel capitolo precedente, è proprio l'andamento ai bordi dell'istogramma ad influenzare criticamente la mia misura; è dunque necessaria un' *ottima* conoscenza del comportamento del rivelatore nella regione del suo bordo posteriore, cosa che non ritenevo di avere. Ho dunque giudicato più sicuro limitarmi alla regione centrale, insensibile agli effetti di bordo.

Per quanto riguarda il secondo taglio, devo prima chiarire il significato di alcuni termini da me usati: il processo da me studiato è un decadimento a due corpi, e dunque, convenendo di studiare il fenomeno nel sistema baricentrale, l'elettrone ed il positrone avranno 3-impulsi uguali e contrari, il che, tradotto in angoli, vuol dire: $\vartheta_2 = \pi - \vartheta_1$, $\varphi_2 = \pi + \varphi_1$ (ovviamente, modulo 2π); chiamo:

$$\begin{aligned} \textbf{acoplanarità} &\equiv \varphi_2 - \varphi_1 - \pi \\ \textbf{acinematica} &\equiv \vartheta_2 + \vartheta_1 - \pi \end{aligned}$$

ovviamente, sia l'acinematica che l'acoplanarità sono nulle nel caso ideale. In quello reale, essendo le misure di ϑ e φ affette da errori, avrò distribuzioni centrate (sperabilmente, e così è nel mio caso) in zero. In realtà, piuttosto che acoplanarità ed acinematica separate, è più corretto considerarne la somma in quadratura, che si distribuisce in modo da avere curve di livello ellittiche, centrate in zero ed aventi assi proporzionali alle larghezze delle distribuzioni separate. Cioè: richiedere acoplanarità minore di un dato valore A ed acinematica minore di un altro valore, B, equivale a tagliare la somma in quadratura in un quadrato di area $2A \times 2B$, mentre credo che sia più corretto tagliare sull'ellisse, come faccio io, cioè imporre che la somma in quadratura $\sqrt{\textbf{acoplanarità}^2/A^2 + \textbf{acinematica}^2/B^2}$ sia minore di 1. Nel mio caso, poi, essendo gli errori uguali (cioè $A = B$), l'ellisse diventa una circonferenza.

In figura 4.2 riporto la distribuzione di acinematica vs. acoplanarità dei dati del 7 Dicembre 1996; gli eventi sono stati selezionati imponendo tutti gli altri tagli, enunciati sopra; ancora una volta, le caratteristiche degli altri stack sono del tutto analoghe, e sono riportate in appendice.

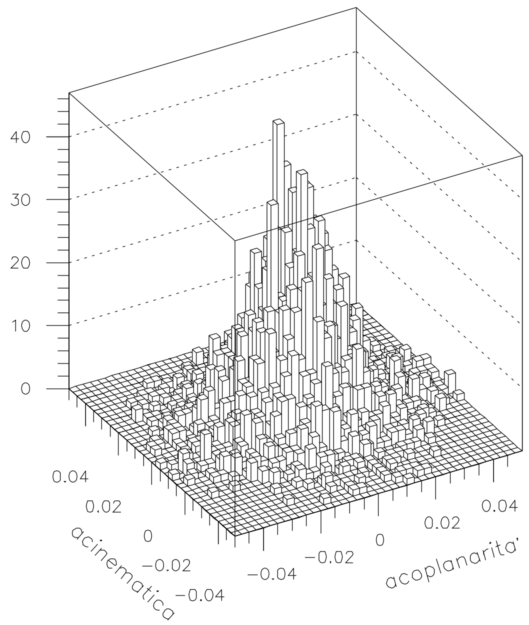


Figura 4.2: Distribuzione di acinematica ed acoplanarità, per lo stack del 7 Dicembre 1996

Per quanto riguarda il terzo taglio, esso si riferisce alla massa invariante della coppia e^+e^-: ovviamente, mi aspetto che la sua distribuzione sia centrata all'energia baricentrale ($\equiv$ massa della J/ψ) e con una larghezza tipica del nostro calorimetro elettromagnetico, che è di 100 MeV, a queste energie (ricordo che la larghezza propria della J/ψ è così piccola da essere ampiamente trascurabile: l'odierna media planetaria fornisce un valore di 88 KeV; inoltre, è pure trascurabile la dispersione in energia del fascio di $\bar{p}$ da noi utilizzato, che è di circa 250 KeV). In figura 4.3 riporto la distribuzione di massa invariante dei dati del 7 Dicembre; come al solito, i dati sono selezionati imponendo tutti i tagli meno quello relativo alla grandezza graficata (la massa invariante, nel nostro caso). Per questa quantità la situazione è leggermente diversa da stack a stack: la larghezza della distribuzione resta costante, ma il valore centrale varia a seconda del periodo di presa dati; si veda la tabella 4.1.

Stack	$E_{CM,\text{ricostruita}}$ (MeV)	$\sigma_{E_{CM}}$ (MeV)
1	3011 ± 1	96 ± 1
2	3049 ± 1	102 ± 1
3	3065 ± 1	95 ± 1
4	3045 ± 3	104 ± 3
5	3063 ± 2	109 ± 2
6	3007 ± 2	87 ± 2

Tabella 4.2: Valori centrali della distribuzione di massa invariante della coppia e^+e^- (ricordo che la media mondiale attualmente disponibile per la massa della J/ψ è 3096.88): variano leggermente da stack a stack a causa di piccoli problemi di calibrazione in energia, che peraltro non influenzano la mia misura.

L'origine di queste difficoltà di calibrazione nella ricostruzione dell'energia delle tracce cariche non è stata ancora ben compresa: è presente anche nei dati acquisiti ad altre energie, mentre è assente nei canali neutri. Peraltro, questi problemi non influenzano la mia misura: il boost di Lorentz, per il passaggio dal sistema del laboratorio a quello baricentrale, è calcolato sfruttando i dati sull'energia del fascio di $\bar{p}$, estremamente precisi; inoltre, nei tagli da me effettuati, tengo conto di tutto ciò utilizzando per $E_{CM,\text{ricostruita}}$ il valore centrale della distribuzione, in modo da adattarmi alle caratteristiche del particolare stack di dati.

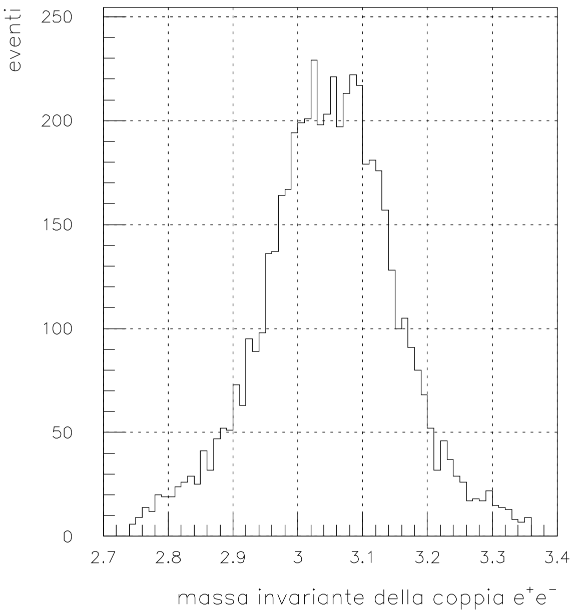


Figura 4.3: Distribuzione della massa invariante della coppia e^+e^-, per lo stack del 7 Dicembre 1996

Voglio ancora notare che, quando descriverò l'applicazione di questi tagli a due stack di dati presi fuori della risonanza, onde valutare il fondo (piccolissimo, come è noto, e come vedremo più avanti), utilizzerò come $E_{CM,\mathrm{ricostruita}}$ il valore dedotto dalla conoscenza dell'energia del fascio (fuori risonanza, non ho, *appunto* , risonanza! e quindi non ho "valori centrali").

Per venire all'ultimo taglio, esplicito un attimo cosa io intenda per "due cluster del calorimetro elettromagnetico centrale IN TEMPO": i segnali del nostro calorimetro sono letti da dei convertitori analogico/digitali (ADC), onde conoscere il valore dell'energia depositata nei vari blocchi, ma anche da dei dispositivi chiamati TDC, "Time to Digit Converter": essi registrano quanto tempo dopo un segnale di riferimento (dato dal trigger) il livello superi una certa soglia; ciò permette di sapere *quando* sia stata rilasciata l'energia misurata dagli ADC. Ciò permette di evitare di acquisire, in una data finestra temporale, segnali provenienti da eventi diversi da quello che ha triggerato l'acquisizione (ricordo che il nostro fascio di antiprotoni è continuo, non pulsato). Se i segnali di un cluster vanno sopra soglia all'interno di una data finestra temporale rispetto al segnale di trigger, dico che il cluster stesso è "IN TEMPO".

Per dare un'idea dell'aspetto dei dati che passano i tagli, mostro ancora una volta lo stack del 7 Dicembre, in figura 4.4; come ho detto nel capitolo precedente, metto nell'istogramma sia il valore di ϑ_{e^+}, sia quello di ϑ_{e^-}.

4.2 Efficienza dell'analisi

Ho cercato di valutare l' "efficienza" dei tagli da me effetuati, descritti nel paragrafo precedente, cioè ho cercato di stabilire quanti eventi "veri" passino la mia selezione, e questo l'ho fatto in funzione di $\cos\vartheta_{CM}$, in modo da valutare l'uniformità dei tagli e la loro influenza sulla misura oggetto della mia tesi (ricordo che mi aspetto $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega \propto 1 + \lambda \cdot \cos^2\vartheta_{CM}$; scopo della mia tesi è misurare λ).

Per far ciò, ho utilizzato un campione "pulito" di eventi $\bar{p}p \to J/\psi \to e^+e^-$, selezionato con tagli molto stretti e indipendenti da quelli che ho usato per l'analisi vera e propria; poi ho applicato i miei criteri di selezione, e sono andato a vedere quanti

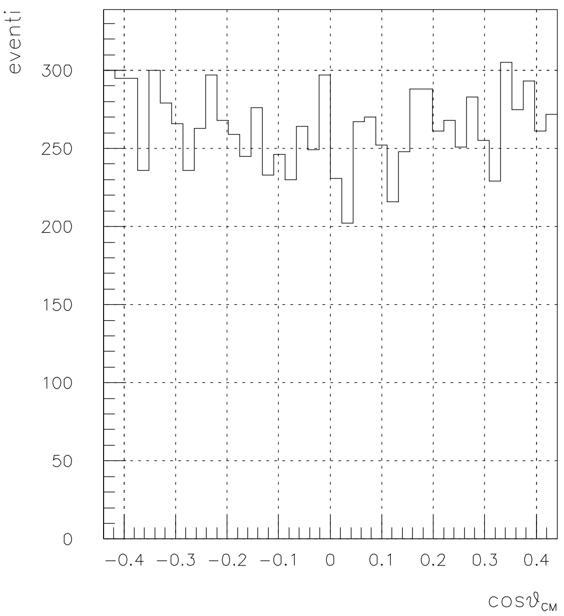


Figura 4.4: Distribuzione angolare dei dati del 7 Dicembre 1996

eventi sopravvivevano, in funzione di $\cos\vartheta_{CM}$. Ciò fornisce una stima dell'efficienza dell'analisi. Faccio notare che non mi interessa sapere se i tagli stretti utilizzati per selezionare il campione "pulito" siano più o meno uniformi: non utilizzerò *questi* tagli per la misura: come ho detto, servono solo a selezionare un campione di eventi "ragionevolmente veri", per poi vedere quale percentuale sia considerata buona dalla mia analisi.

I requisiti del campione "pulito", da me imposti, sono (come prima, enuncio i criteri di selezione e subito dopo chiarirò il significato dei termini):

- esattamente due cluster nel calorimetro elettromagnetico centrale (non tollero la presenza di altri cluster), IN TEMPO
- $ew(1) \times ew(2) > 50$
- $nnr(1) + nnr(2) > 7$

La sigla "$ew(i)$" sta per "electron weight" della traccia i: è una funzione caratteristica del nostro esperimento, calcolata in base ad alcuni parametri della traccia, e fornisce un numero che è correlato alla probabilità che si tratti di una traccia "elettronica": più grande è l'electron weight, maggiore è la probabilità che si tratti di un elettrone (o positrone). Si tratta di una quantità moltiplicativa, che tiene conto dell'energia rilasciata negli odoscopi, del segnale del rivelatore Čerenkov e di alcune caratteristiche dello sciame elettromagnetico (per maggiori dettagli, si veda [27]). Sostanzialmente, vengono confrontate le caratteristiche dei segnali del fondo (ricavato dai dati dello scan della η_c') con quelle di ciò che viene considerato "segnale" (ricavato da dati provenienti dallo scan della stessa J/ψ e della χ_{c2}); il continuo affinamento di questo algoritmo ha fatto sì che l'electron weight sia ora uno strumento efficiente e potente a disposizione dell'analista per la selezione degli eventi (si noti che questo processo ricorda un po' il meccanismo con cui si "insegna" alle reti neurali a riconoscere certi pattern; in effetti, a tutt'oggi si sta ragionando sulla possibilità di utilizzare tali tecniche nella fisica delle alte energie).

Ciò che ho indicato con $nnr(i)$ è una funzione, detta "numero di primi vicini", che, a partire da informazioni analoghe a quelle sfruttate dall'electron weight, fornisce ancora una volta una stima della probabilità che la traccia i corrisponda ad un elettrone (positrone). Il principio che sta alla base di questo algoritmo è però completamente diverso da quello dell' ew: in uno spazio di parametri (correlati alle caratteristiche della traccia) si hanno due popolazioni: una corrisponde ai dati "veri" e l'altra al "fondo" (le caratteristiche di queste popolazioni sono state valutate utilizzando gli stessi dati cui ho accennato nel caso dell' ew); la traccia di cui voglio valutare la probabilità di essere associata ad un elettrone sarà rappresentata, in questo spazio, da un punto. Ebbene, si va a vedere quanti siano, tra i punti più vicini, quelli corrispondenti al campione di segnale; come ci si può aspettare, più grande sarà questo numero, maggiore sarà la probabilità che la traccia in esame si anch'essa "di segnale" e non "di fondo". Il numero di primi vicini, a differenza dell'electron weight, è una quantità additiva.

Per approfondire le questioni riguardanti questa tecnica, che ho esposto in modo forse un po' troppo ingenuo e semplicistico, rimando a [28].

Chiarite le modalità operative, passo ora ai risultati dello studio delle efficienze di selezione: in figura 4.5 è mostrata l'efficienza dei tagli, in funzione di $\cos\vartheta_{CM}$: come si vede, è alta ($\sim 97\%$), ma, soprattutto, molto uniforme (varia di meno del 2% nell'intervallo da me utilizzato). Correggendo i dati, per tener conto di queste piccole differenze nell'efficienza, le cifre significative di λ e del suo errore non sono variate. Ciò vuol dire che l'errore sistematico dovuto alla non uniformità dell'efficienza è, con i miei criteri di selezione, trascurabile.

In realtà, bisognerebbe tenere conto anche dell'efficienza del trigger in funzione di ϑ, ma, nel nostro esperimento, non si vede un modo (più o meno semplice) di misurarla (il responsabile del trigger carico mi ha detto che, secondo lui, non si può proprio). Posso però dire che grande sforzo è stato fatto per equalizzare la risposta dei vari rivelatori in funzione di ϑ, mediante accorgimenti geometrici, hardware e software, monitorandola, inoltre, man mano che venivano presi i dati (tanto per fare un esempio, in E835 la regione attorno al setto presente tra le sezioni anteriore e posteriore del Čerenkov porta ad effetti trascurabili, mentre in E760, il predecessore del 1990 del nostro esperimento, faceva precipitare l'efficienza da più del 90% a circa un 20%!).

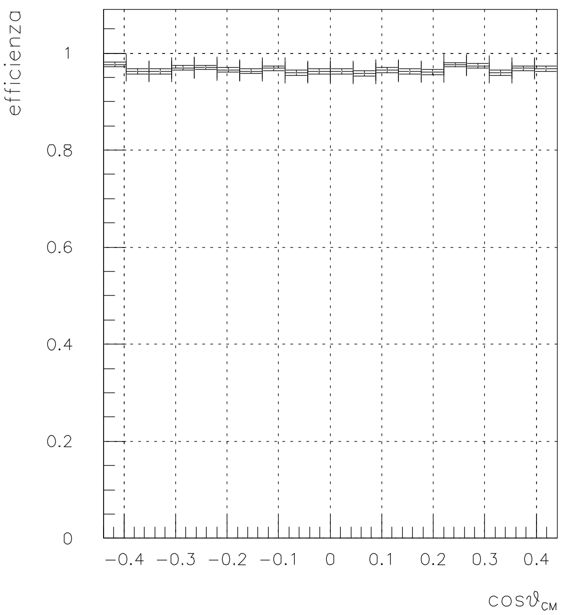


Figura 4.5: Efficienza dell'analisi, in funzione di $\cos\vartheta_{CM}$, per il campione utilizzato per la misura finale, cioè tutti i dati meno quelli acquisiti il 4 Marzo 1997 (si veda più avanti per una trattazione dei problemi che affliggono quest'ultimo stack)

Stack	Num totale di eventi	Num di eventi di fondo aspettati
1	5656	12 ± 3
2	5369	12 ± 3
3	4864	21 ± 5
4	1385	6 ± 2
5	4377	14 ± 4
6	1681	6 ± 2

Tabella 4.3: Numero totale di dati che passano la mia selezione, ordinati per stack e confrontati col numero aspettato di eventi di fondo.

Un grosso problema si è però manifestato poco prima dello “shutdown” di Pasqua, influenzando negativamente i dati del terzo stack. Di ciò parlerò diffusamente in un prossimo paragrafo.

Una questione un po' secondaria, ma che deve essere citata, è il comportamento del rivelatore non in ϑ, ma in φ; la sezione d'urto del processo da me studiato non dipende da quest'angolo (e, infatti, io ho integrato in φ). Vale però la pena di citare un problema, che è stato capito e comunque non influenza la mia misura: a causa di una non voluta (e piccola!) rotazione relativa degli odoscopi a scintillatore, nella regione per $\varphi \sim \pi$ si ha una corrispondenza tra i bordi dei moduli degli odoscopi, che sono le regioni meno efficienti di questi rivelatori. Questo fa sì che i corpi carichi che passano in quella regione non producano segnali rilevabili, il che porta ad un perdita di circa l' 8% degli eventi (si veda [30]). Per sapere come si presentino, in funzione di φ, i dati da me analizzati, si faccia riferimento ai grafici riportati in appendice.

4.3 Studio del fondo

Onde stimare il numero di eventi di fondo che mi aspetto inquinino i miei dati, ho applicato i criteri di selezione, esposti precedentemente, ai dati acquisiti il 12 ed il 14 Febbraio 1997, ad un'energia di 3025 MeV, cioè al di fuori di ogni risonanza: sono punti di fondo. Ho ottenuto 25 eventi, mentre la luminosità integrata di questi due stack risulta essere 594.62 nb^{-1}. Scalando i valori trovati per le luminosità dei vari stack di dati (si veda la precedente tabella 4), ottengo i valori riportati nella tabella

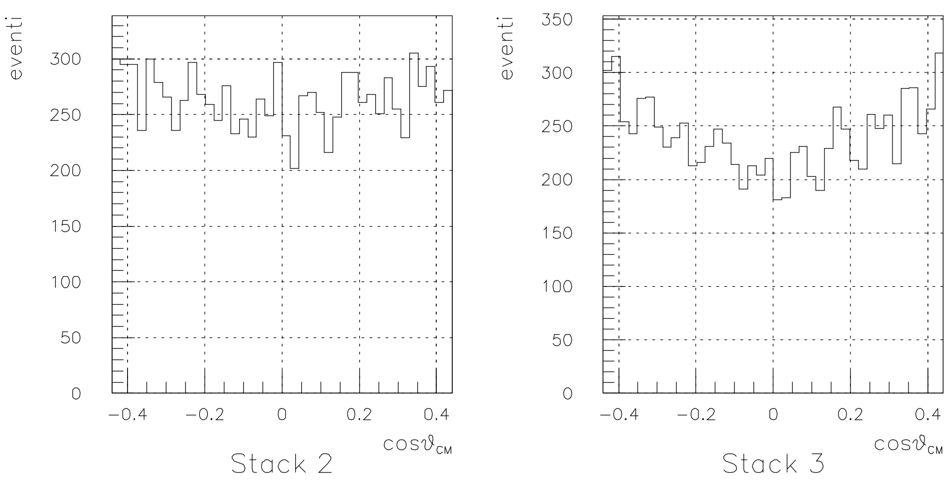


Figura 4.6: Le distribuzioni angolari dello stack 2 (7/12/96, a sinistra) e 3 (4/3/97, a destra)

4.3, nella quale indico, oltre al numero di eventi di fondo aspettati, anche il numero totale di eventi ottenuti dall'analisi dei singoli stack.

Come si vede, il segnale di fondo è molto piccolo.

4.4 I problemi dei dati del 4 Marzo 1997

Come ho anticipato, uno degli stack di dati, il terzo, presenta dei problemi. In figura 4.6 si può apprezzare la marcata diversità della distribuzione angolare dello stack 3 (a destra) rispetto a quella (tipica) dello stack 2.

La concavità dello stack 3 è molto accentuata; il fit fornisce un valore di $\lambda = 2.2 \pm 0.2$, non fisico: come ho detto nei capitoli precedenti, λ è vincolato dalla fisica ad avere modulo non maggiore di 1 (si noti, dunque, che il valore fisicamente accettabile più vicino dista dal valore trovato di ben 6 deviazioni standard).

Inoltre, ho effettuato il test di Kolmogorov sui vari stack, per vedere quale sia, secondo un metodo universalmente accettato, la probabilità che i grafici dei dati siano effettivamente compatibili tra loro, e ho trovato probabilità basse per il terzo stack (per i valori precisi, si consulti l'appendice; un dato per tutti: secondo questo test, la probabilità che il terzo stack provenga dallo stesso processo che genera il primo, acquisito nel Novembre 1996, è dell' 1.8%, ma si vedano, più avanti, anche le questioni riguardanti la normalizzazione).

Questo test (vedi anche [29]), pensato originariamente per dati non binnati, cioè non raggruppati in istogrammi, è considerato il più potente e affidabile test di compatibilità anche per istogrammi, per i quali si è visto che le probabilità sono valutate in maniera solo leggermente più ottimistica rispetto ai dati non binnati. Tra l'altro, questo tipo di test è sensibile a sequenze di deviazioni consecutive dello stesso segno, cosa che non è tenuta in considerazione da test analoghi, tipo, ad esempio, quello di Smirnov-Cramer-von Mises.

Inoltre, bisogna notare che la sezione d'urto apparente dei dati del terzo stack è *meno della metà* di quella degli altri dati: se si tiene conto anche di ciò, nel test di Kolmogorov, le probabilità che il terzo stack sia compatibile con gli altri crollano (in appendice è riportato solo il risultato del confronto delle forme, ignorando la normalizzazione); ciò è ancora più strano se si tiene conto che, andando a *spulciare* il registro dei turni di guardia al rivelatore, si scopre che il 6 Gennaio sono state abbassate le soglie delle "shaperboards" del calorimetro centrale: questo, senza entrare troppo in dettagli tecnici, porta ad un aumento della sensibilità del rivelatore, come si nota chiarissimamente andando a consultare gli istogrammi registrati in tempo reale durante l'acquisizione, che servono per monitorare lo stato del rivelatore stesso. Una simile operazione dovrebbe portare ad un aumento degli eventi acquisiti, non ad una loro diminuzione.

Tutto ciò per dare un qualche supporto oggettivo a ciò che è manifesto: il terzo stack non è compatibile con gli altri cinque, acquisiti prima e dopo di lui.

Varie sono le ipotesi riguardo alle cause di questo spiacevole fenomeno, ancora allo studio e per ora non risolutive: un problema riscontrato pochi giorni dopo ad una scheda dell'elettronica del calorimetro centrale (quella che in gergo chiamiamo "una shaperboard del superring 4"; non entro in dettagli, perchè tanto sono inutili: non essendo ancora stata individuata la causa del fenomeno, penso che sarebbe poco gentile da parte mia annoiare il lettore con la descrizione particolareggiata delle varie opinioni che lo staff di E835 ha al riguardo; faccio solo un elenco delle ipotesi più accreditate, tanto per dare un'idea), il funzionamento difettoso e subdolo di alcuni alimentatori d'alta tensione, rilevato anch'esso giorni dopo; ripetuti dubbi sui valori delle soglie, caricati prima dell'acquisizione e dipendenti dall'energia, che a volte non vengono trasmessi correttamente a causa (si è scoperto) di una difettosa terminazione di una linea, ora riparata.

Insomma, tenendo conto di questi fatti, soprattutto della non fisicità del valore ricostruito e della non compatibilità dei dati con quelli acquisiti prima e dopo, ho preso la decisione, sempre sofferta per lo sperimentale, di rigettare i dati del 4 Marzo, perchè affetti da disfunzioni del sistema d'acquisizione così gravi da snaturarli.

4.5 Risultati finali

Dunque, facendo convergere i risultati degli studi precedentemente esposti, ho effettuato il fit dei dati. Inoltre, per maggior sicureza, ho ulteriormente controllato la stabilità dei risultati rispetto al numero di bin ($\equiv$ intervalli) degli istogrammi utilizzati, in dieci casi diversi, con numero di bin variabile tra 20 e 200 (questa stabilità dovrebbe essere assicurata da quanto trovato precedentemente, ma ho preferito effettuare una ulteriore verifica).

Le modalità del fit finale, scelte in base a quanto detto nei capitoli precedenti, sono: fit di istogramma con 40 bin, metodo della massima verosimiglianza binnata, senza tener conto della non uniforme risoluzione in ϑ, ma inserendo nell'istogramma sia il ϑ dell'elettrone che quello del positrone; ho ignorato anche le correzioni (trascurabili) dovute all'efficienza di analisi.

Per completezza, nella tabella 4.5 riporto i valori ottenuti dai vari stack, separatamente; si ricordi che è:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \propto 1 + \lambda \cdot \cos^2\vartheta_{CM}$$

Stack	λ
1	0.48 ± 0.18
2	0.78 ± 0.19
3	2.2 ± 0.2
4	0.6 ± 0.4
5	0.9 ± 0.2
6	0.5 ± 0.3

Tabella 4.4: Risultati del fit per i vari stack

Il risultato finale, ottenuto combinando tutti i dati acquisiti, meno quelli del 4 Marzo, è il seguente:

$$\lambda = 0.66 \pm 0.10$$

In figura 4.7 mostro i dati combinati, con la parabola fittata; per curiosità, ho aggiunto anche la figura 4.8, nella quale ho sovrapposto ai dati reali la funzione corretta per la non uniforme risoluzione, di cui ho parlato nei capitoli precedenti, tanto per avere un confronto diretto tra la situazione reale e la migliore approssimazione che siamo riusciti ad ottenere, con la nostra conoscenza del sistema d'acquisizione.

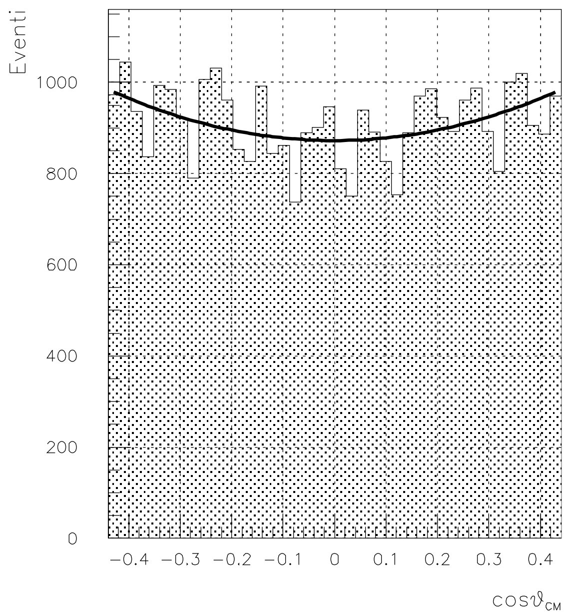


Figura 4.7: Fit finale dei dati acquisiti: 18468 eventi, per i quali grafico i due valori di ϑ misurati (quello dell'elettrone e quello del positrone; si veda il capitolo precedente per la giustificazione di questa metodologia di fit)

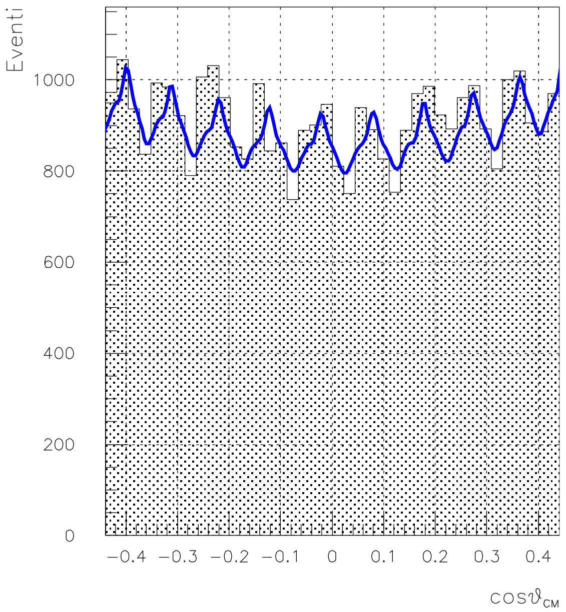


Figura 4.8: Gli stessi dati della figura precedente, ai quali ho sovrapposto la funzione corretta per la non uniforme risoluzione in ϑ del rivelatore, come detto nel capitolo precedente

Conclusioni

In questo mio lavoro, ho studiato il processo:

$$\bar{p}p \to J/\psi \to e^+e^-$$

In particolare, ho caratterizzato la dipendenza dall'angolo polare ϑ, valutato nel centro di massa, della sua sezione d'urto differenziale.

Ho mostrato che considerazioni teoriche del tutto generali mi permettono di prevedere:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \propto 1 + \lambda \cdot \cos^2\vartheta_{CM}$$

dove λ, per ragioni fisiche altrettanto generali, è vincolato ad avere modulo non maggiore di 1.

Prima di affrontare i dati reali, ho effettuato vari studi sull'influenza che diverse metodologie d'analisi potevano avere sui risultati finali, valutando altresì quali caratteristiche del sistema d'acquisizione richiedessero più approfondito studio. Sono così stato in grado di tener conto di alcuni effetti caratteristici di questo esperimento, mostrando al contempo come altri fossero trascurabili.

Il risultato finale della mia analisi è:

$$\lambda = 0.66 \pm 0.10$$

dove l'errore si intende statistico.

Nella tabella 4.5 ricordo le previsioni teoriche per λ, mentre in quella successiva elenco i risultati degli esperimenti finora effettuati.

Combinando le misure di Mark-II, DM2, E760 ed E835, si ottiene la media mondiale:

$$\lambda = 0.67 \pm 0.07$$

modello	λ
Non relativistico [31]	0.688
Asintotico [31]	0.667
Claudson, Glashow, Wise [16]	0.46
Carimalo [17]	0.69
Chernyak e Zhitnitsky [11]	0.587
Chernyak, Oglobin e Zhitnitsky [12]	0.587
King e Sachrajda [13]	0.591
Gari e Stefanis [14]	0.963
Stefanis e Bergmann [15]	0.689

Tabella 4.5: Previsioni teoriche per λ

Esperimento	λ
Mark-I	1.45 ± 0.56
DASP	1.7 ± 1.7
Mark-II	0.61 ± 0.23
DM2	0.62 ± 0.11
E760	0.91 ± 0.19
E835	0.66 ± 0.10

Tabella 4.6: Risultati degli esperimenti finora effettuati

Confrontando questo valore con la tabella 4.5, si nota che lo schema teorico proposto da Claudson, Glashow e Wise (che trascura le masse dei quark, ottenendo per λ previsioni analoghe al caso di protone puntiforme) è incompatibile con i dati sperimentali (la differenza è di 3σ); situazione analoga per l'ipotesi (basata su un tipo di regole di somma in QCD, per valutare la distribuzione dell'impulso tra i costituenti del protone) di Gari e Stefanis (4σ). Si richiede invece maggior precisione di misura per il confronto con gli altri modelli (basati su diverse regole di somma).

Lo studio da me effettuato indica inoltre in quali direzioni ci si debba muovere in futuro per migliorare questa misura: in particolare, si evidenzia come l'odierna precisione nella determinazione degli angoli sia già estremamente buona; un fattore da curare è invece l'accettanza ad angoli molto vicini a 0 e π; è stata comunque evidenziata la fondamentale importanza della possibiltà di disporre di un elevato numero di eventi: è questo, in fondo, a determinare la qualità della misura.

Appendice A

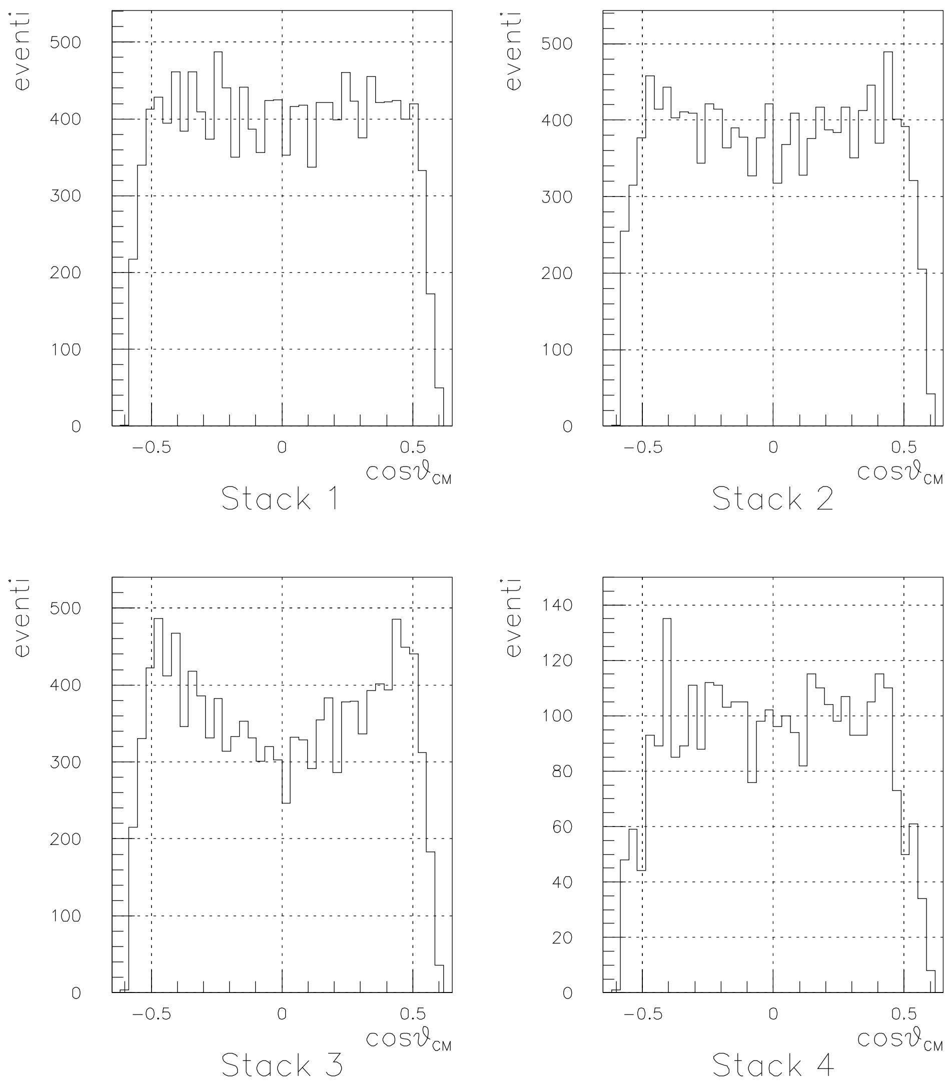
Dati caratteristici dei vari stack di dati

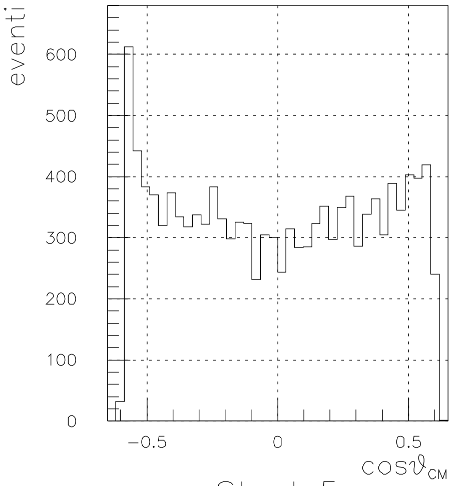
Riporto ora alcuni dati riguardanti il mio lavoro; questa parte finale, che vuole essere di consultazione, è stata separata dal testo per consentire lo svolgimento di un discorso più elegante e coerente.

Nelle pagine seguenti si potranno trovare (si veda il capitolo dedicato all'analisi, per la loro discussione): le probabilità di compatibilità degli stack, secondo Kolmogorov, i grafici riguardanti l'accettanza in ϑ, acinematica vs. acoplanarità, distribuzione della massa invariante della coppia e^+e^-, le distribuzioni in φ e i fit finali.

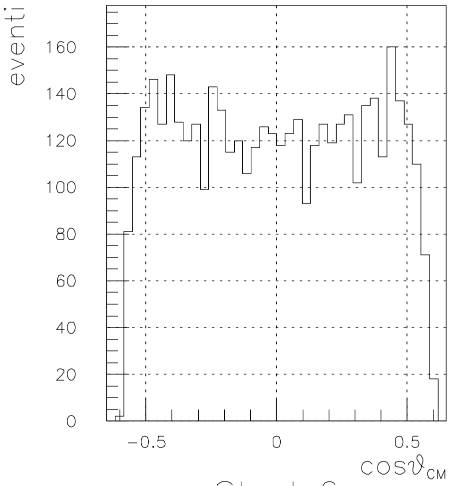
stack	prob.	stack	prob.	stack	prob.
$1 \leftrightarrow 2$	0.887	$2 \leftrightarrow 3$	0.052	$3 \leftrightarrow 5$	0.151
$1 \leftrightarrow 3$	0.018	$2 \leftrightarrow 4$	1.000	$3 \leftrightarrow 6$	0.108
$1 \leftrightarrow 4$	0.996	$2 \leftrightarrow 5$	0.680	$4 \leftrightarrow 5$	0.905
$1 \leftrightarrow 5$	0.597	$2 \leftrightarrow 6$	1.000	$4 \leftrightarrow 6$	0.990
$1 \leftrightarrow 6$	1.000	$3 \leftrightarrow 4$	0.164	$5 \leftrightarrow 6$	0.562

Tabella A.1: Probabilità, secondo il test di Kolmogorov, che gli stack siano compatibili tra loro; i dati riportati (probabilità che i dati una data coppia di stack siano frutto dello stesso processo) sono stati calcolati confrontando solo la forma degli istogrammi (100 bin); se si tiene conto anche della normalizzazione, le probabilità del terzo stack crollano: è (ampiamente) incompatibile con tutti gli altri.

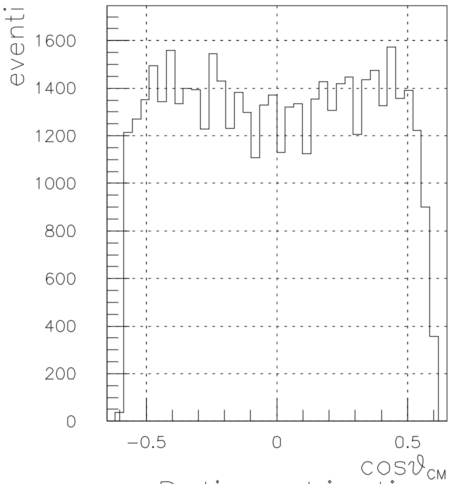

eventi
cosϑ_{CM}
Stack 1
Stack 2
Stack 3
Stack 4



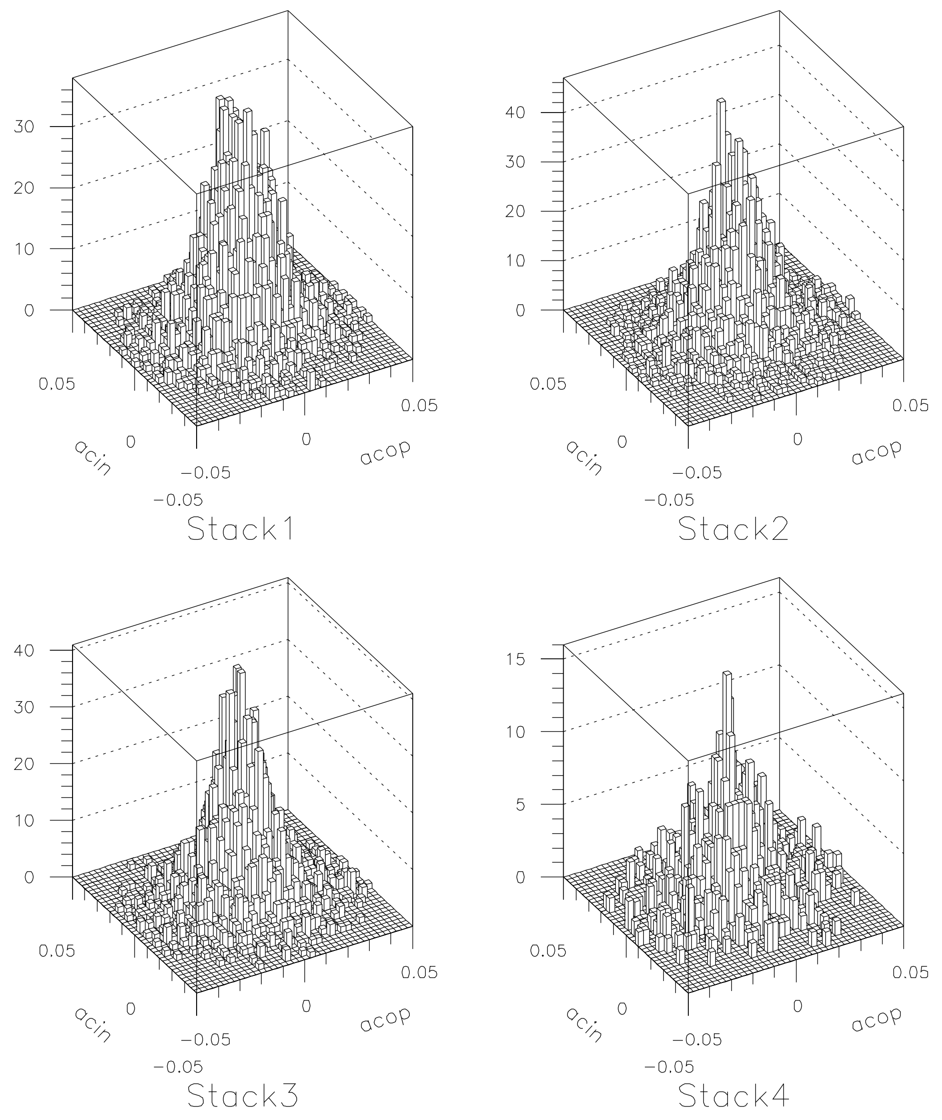
Stack 5

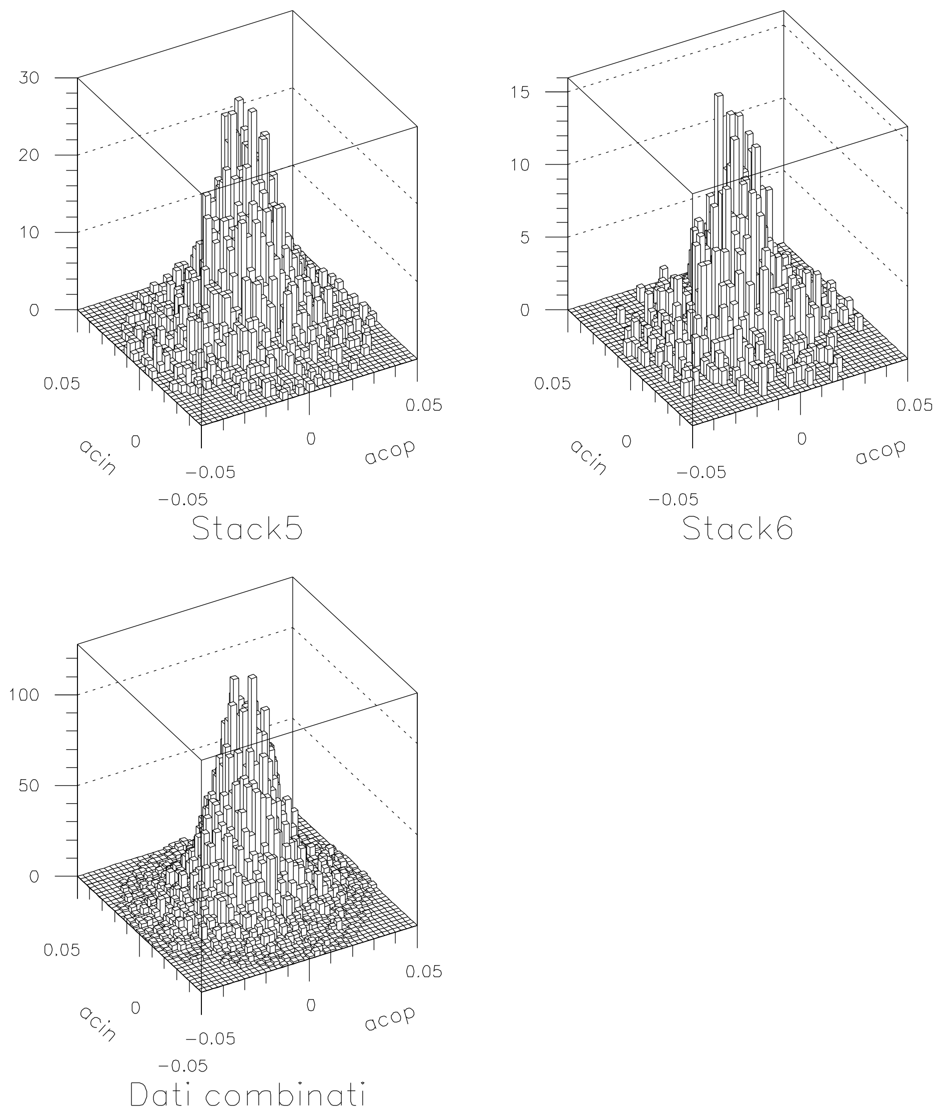


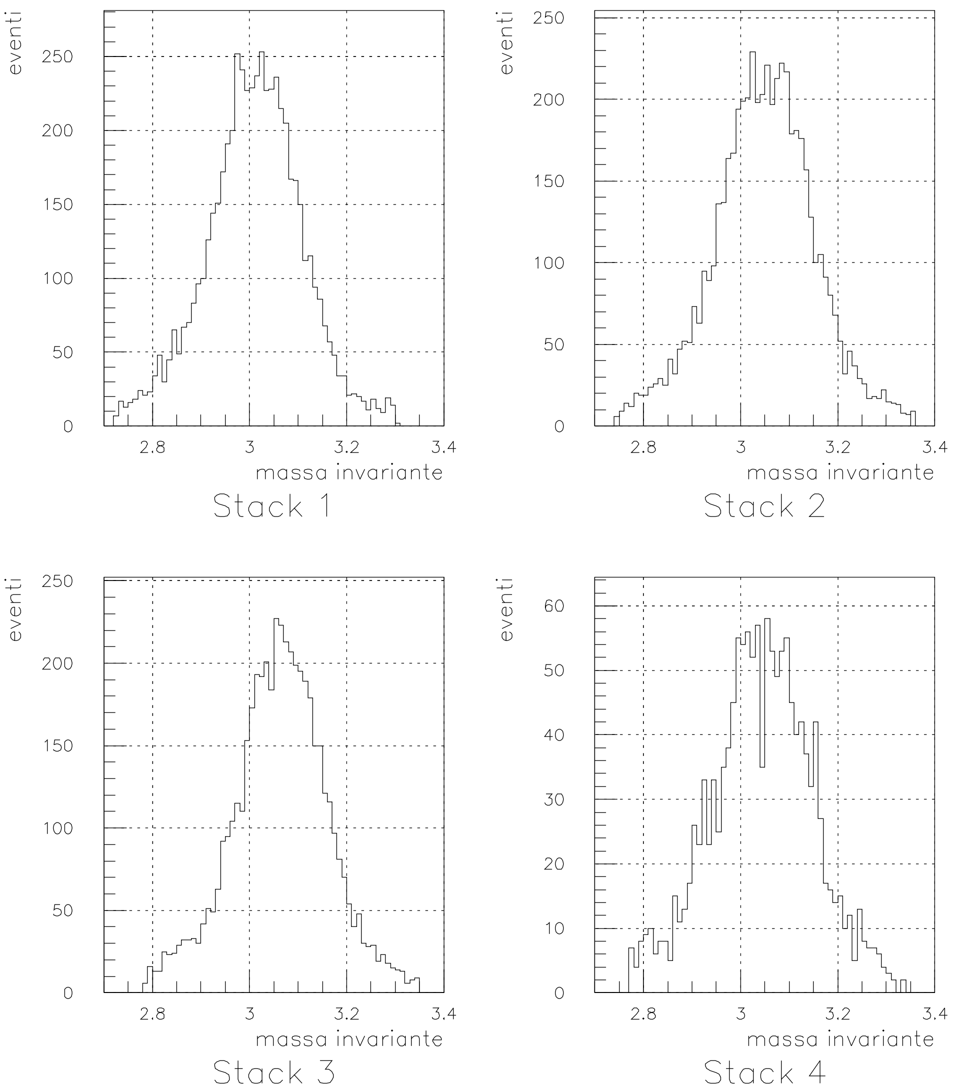
Stack 6

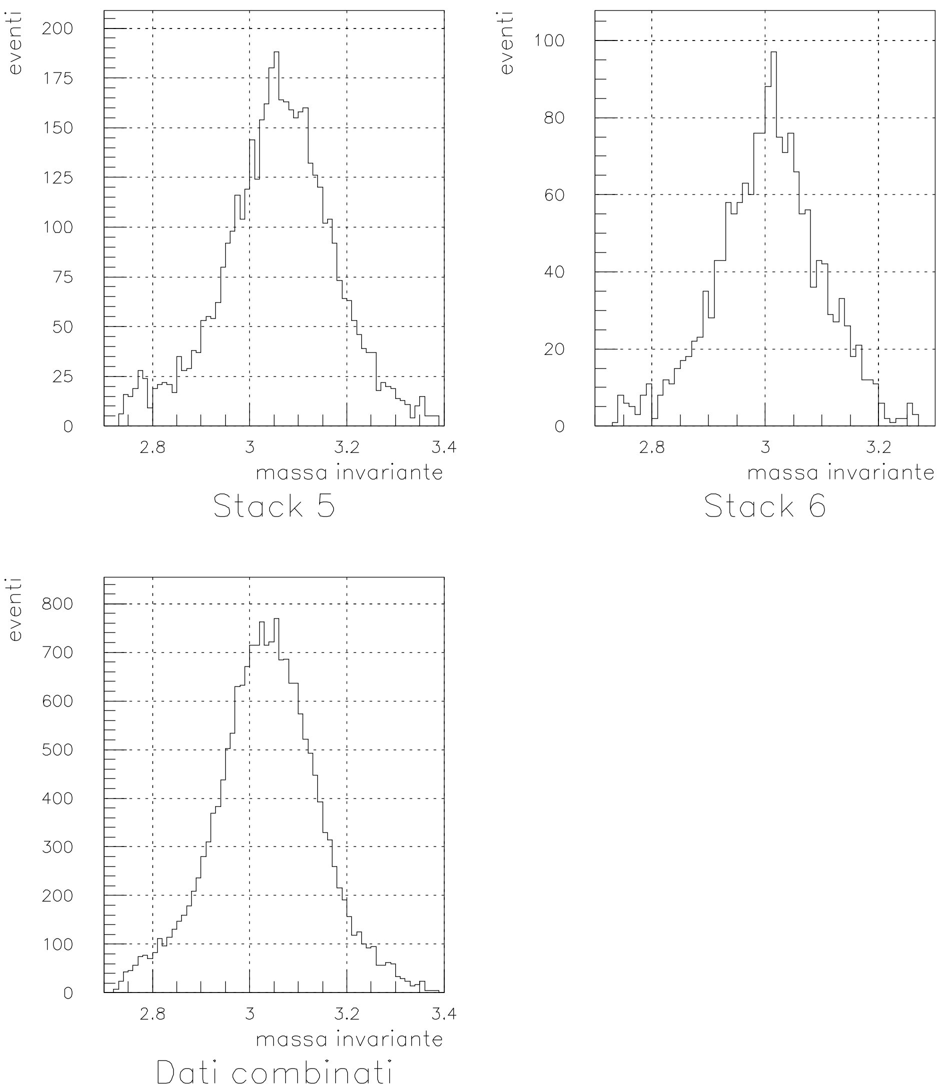


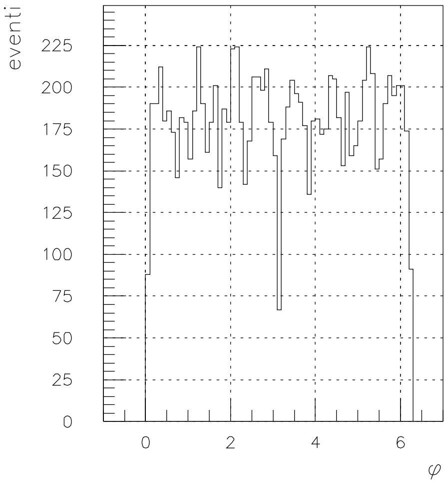
Dati combinati


0
10
20
30
0.05
0
−0.05
acin
−0.05
0
0.05
acop
Stack1
0
10
20
30
40
0.05
0
−0.05
acin
−0.05
0
0.05
acop
Stack2
0
10
20
30
40
0.05
0
−0.05
acin
−0.05
0
0.05
acop
Stack3
0
5
10
15
0.05
0
−0.05
acin
−0.05
0
0.05
acop
Stack4

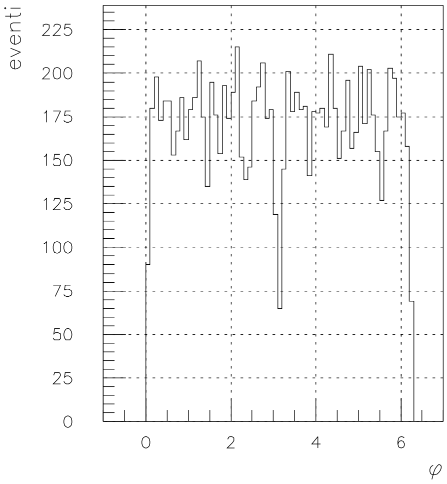



eventi
250
200
150
100
50
0
2.8
3
3.2
3.4
massa invariante
Stack 1
Stack 2
Stack 3
60
40
30
20
10
Stack 4

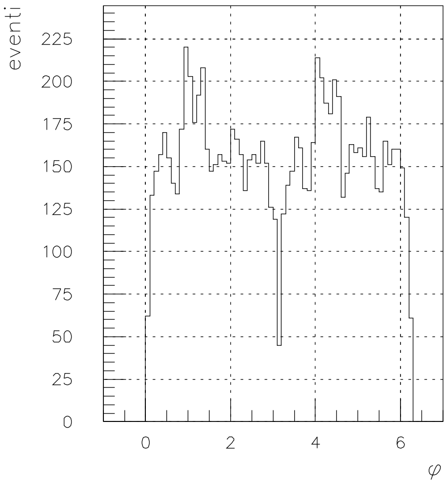

eventi
massa invariante
Stack 5
Stack 6
Dati combinati



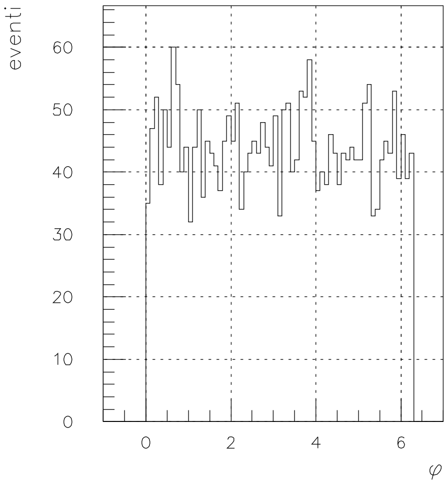
Stack 1



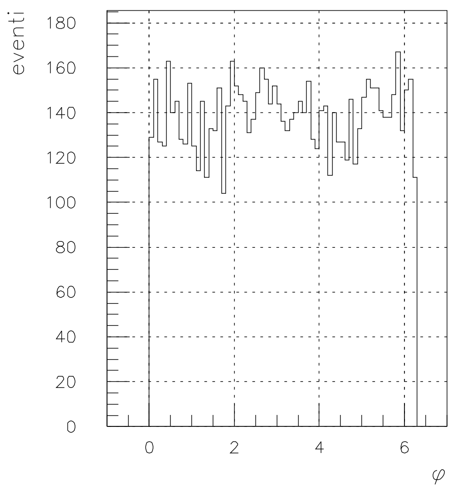
Stack 2



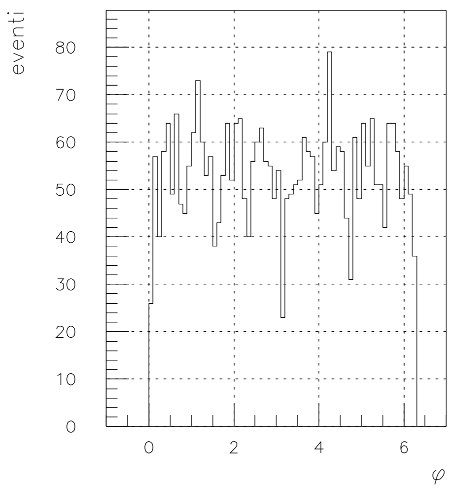
Stack 3



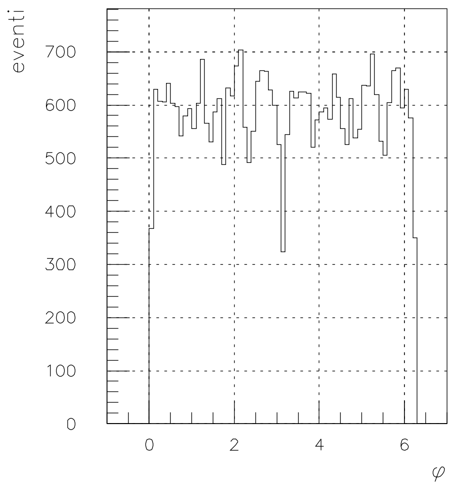
Stack 4



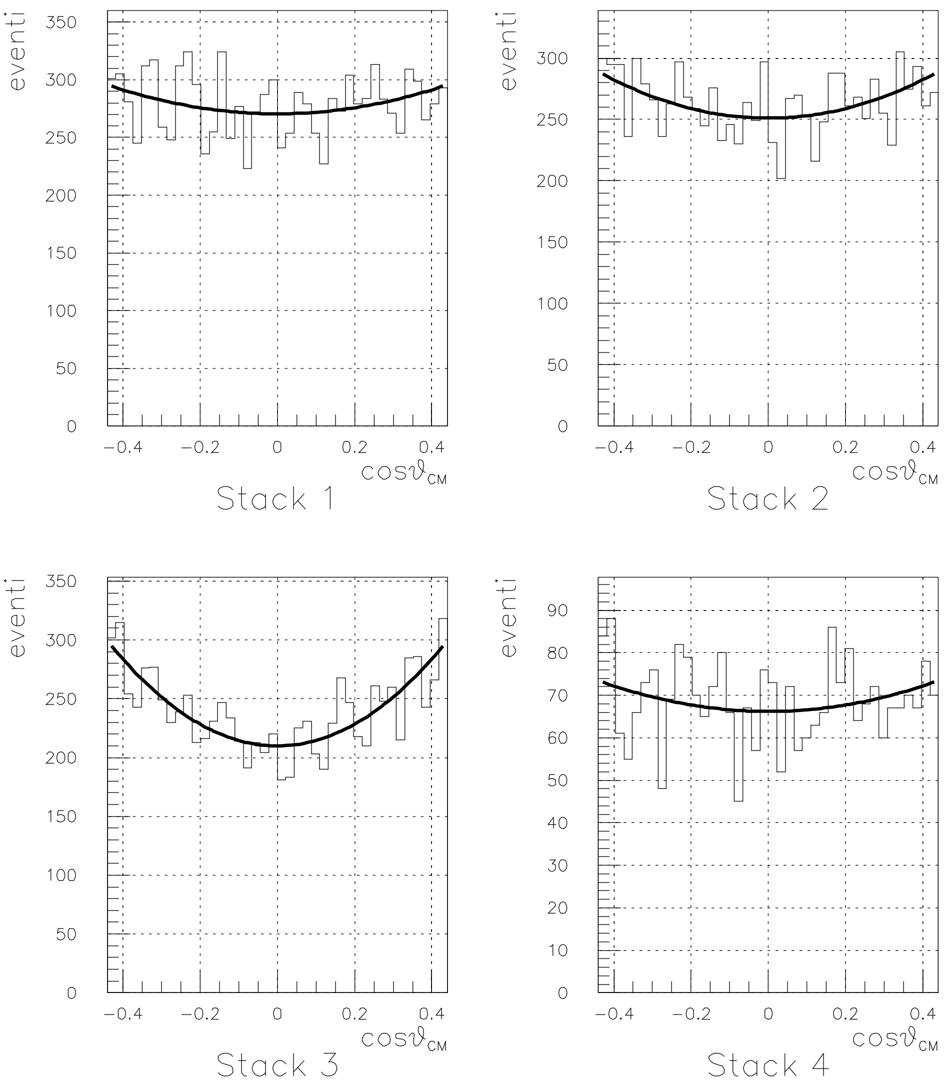
Stack 5



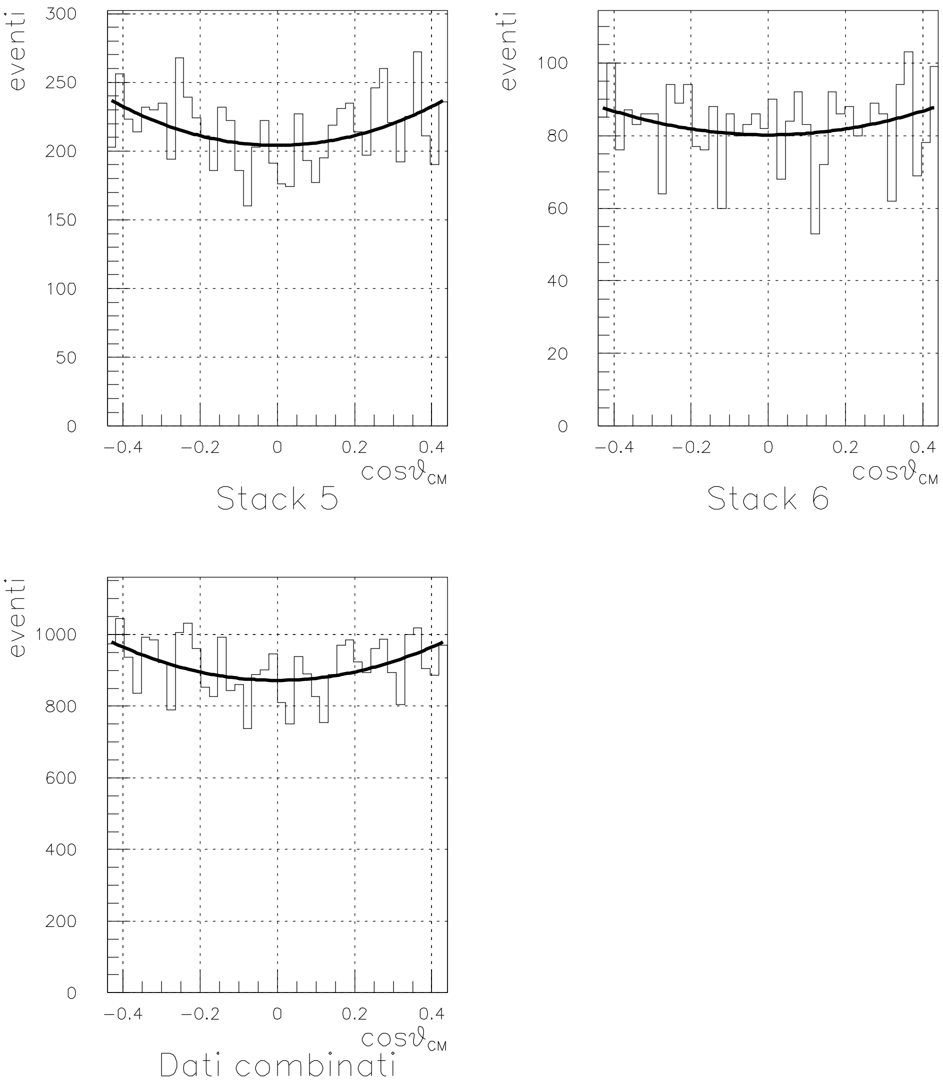
Stack 6



Dati combinati



eventi
cosϑ_{CM}
Stack 1
Stack 2
Stack 3
Stack 4


eventi
cosϑ_CM
Stack 5
Stack 6
Dati combinati

Bibliografia

[1] L.Köepke, N.Wermes, *Phys. Rep.* 174:67 (1989)

[2] T.A.Armstrong, *Phys. Rev.* D47:772 (1992)

[3] R.Cester, P.A.Rapidis, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 44:329 (1994)

[4] E.Robutti, Tesi di Dottorato, Università di Genova (1995)

[5] S.Trokenheim et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A355:308 (1995)

[6] A.C. Melissinos and S.L.Olsen, *Phys. Rep.* 3:77 (1975)

[7] C.Biino et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A317:135 (1992)

[8] L.Bartoszek et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A301:47 (1991)

[9] J.E.Fast, PhD. Thesis, University of California at Irvine (1992)

[10] M.N. Rosenbluth, "High energy elastic scattering of electrons and protons", *Phys. Rev.* D79:615 (1950)

[11] V.L. Chernyak and I.R. Zhitnitsky, "Asymptotic behaviour of exclusive processes in QCD", *Phys. Rep.* 112:174 (1984)

[12] V.L. Chernyak, A.A. Oglobin and I.R. Zhitnitsky, "Wave functions of octet baryons", *Z. Phys.* C42:569-82 (1989)

[13] I.D. King and C.T. Sachrajda, "Nucleon wavefunctions and QCD sum rules", *Nucl. Phys.* B279:785-803 (1987)

[14] M. Gari and N.G. Stefanis, "Electromagnetic form factors of the nucleon from perturbative QCD and QCD sum rules", *Phys. Lett.* B175:462-466 (1986)

[15] N.G.Stefanis and M.Bergmann, "Nucleon distribution amplitude: the heterotic solution", *Phys. Rev.* D47:3685-3689 (1993)

[16] M.B.Wise, M.Claudson, S.L.Glashow, "Isospin violation in $J/\psi \rightarrow$ baryon + antibaryon", *Phys. Rev.* D25(5):1345-1347 (1982)

[17] C.Carimalo, "Quark mass effects in $J/\psi \rightarrow$ baryon + antibaryon decays", *Int. Jou. Mod. Phys.* E,A2:249-263 (1987)

[18] M.Macrì, "Gas jet targets", *CERN Accelerator Summer School* 1983

[19] G.Morpurgo, "Introduzione alla fisica delle particelle", Zanichelli, 1987

[20] M.Macrì, M.Marinelli, G.Garzoglio, Fermilab Internal Note, PUB-97/274-I

[21] W.Baldini e S.Jin, Note interne sul trigger di E835

[22] J.J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* 33:1404 (1974)

[23] J.E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* 33:1406 (1974)

[24] S.L.Glashow, J. Iliopoulos and L.Maiani, *Phys. Rev. Lett.* D2:1285 (1970)

[25] W.Kwong, J.Rosner, C.Quigg, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 37:325 (1987)

[26] V.Bassetti, Note interne di E835

[27] C.Patrignani, "J/ψ inclusive selection", *E835 memo*

[28] M.Pallavicini, C.Patrignani, M.Pontil, A.Verri, "Electron identification with the nearest neighbour rule", *E835 internal note* 1996

[29] Frodesen, Skieggestad, Tofte, "Probability and statistics in Particle Physics", *Universitätforlaget, Oslo*

[30] W.Baldini, F.Marchetto, *E835 memo* , 25 Aprile 1997

[31] A.J.Smith, PhD thesis, University of California at Irvine, 1996

[32] F.James, "MINUIT, function minimization and error analysis – Reference Manual", *CERN Computing and Network Division* Geneva, Switzerland

Ringraziamenti

E' caratteristica tipica dei Genovesi la riluttanza a manifestare pubblicamente i sentimenti profondi, che preferiamo esprimere con modalità molto diverse dalla parola scritta.

Voglio però ricordare con affetto e gratitudine la mia famiglia, che tanta parte ha avuto nella mia formazione, e che mi ha sempre sostenuto (con infinita pazienza!) nelle mie libere scelte di vita, gioendo con me nei momenti felici e sostenendomi in quelli difficili.

Nè posso dimenticare mio nonno, che ora non è più fisicamente tra noi, e che tanto ha contribuito alla mia crescita.

Impossibile poi, ricordare uno per uno i tantissimi amici che ho avuto vicino nei vari momenti della mia vita e che ho sempre considerato un bene prezioso, da custodire gelosamente. Voglio però fare due nomi, tra i tanti, e cioè quelli di Walter Ferlazzo e Edgardo Ferrero, persone per le quali l'amicizia è più che una religione.

Voglio anche ricordare gli insegnanti, e non solo di materie scientifiche, che mi hanno aiutato nella mia educazione.

Voglio poi ringraziare gli amici, colleghi e insegnanti del gruppo genovese e della collaborazione dell'esperimento, che mi hanno dato la possibilità di svolgere il mio lavoro di tesi.

Da ultimi, ma non per importanza, vorrei ricordare la mia amica Margherita da Chieri, per avermi definitivamente convinto che non è poi vero che le ragazze debbano sempre essere più precise e ordinate dei maschietti, nè cuoche migliori, e il mio cane Nauri, per essermi sempre stato vicino, nonostante mi conosca bene.