Università degli Studi di Torino
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA
XIV Ciclo

Studio dei decadimenti dello stato $^3P_0$ (χ_{c0}) del charmonio:
$\chi_{c0} \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$
$\chi_{c0} \to \gamma\gamma$
nell'ambito dell'esperimento E835 del Fermilab.

Candidata: **Maria Margherita Obertino**

Relatrice: Chiar.ma Prof.ssa **Rosanna Cester**

Coordinatore: Chiar.mo Prof. **Raffaello Garfagnini**

Ai miei genitori.

Indice

Abstract

This dissertion reports the measurements of the mass, the total width and the product of the brancing fractions $BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-)$ of the $^3P_0$ (χ_0) charmonium state. A preliminary measurement of $BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ is also given.
The study was performed using the data collected with the E835 detector, located at the Fermilab Antiproton Accumulator ring, during the data taking in year 2000. The χ_0 resonance was formed and detected in the reactions

$$\bar{p}p \to \chi_0 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$$

$$\bar{p}p \to \chi_0 \to \gamma\gamma$$

The data were taken at 17 energy points in the mass region between 3330 MeV and 3470 MeV and correspond to an integrated luminosity of 30 pb^{-1}. From the analysis of the $e^+e^-\gamma$ final state we obtained:

$$M_{\chi_0} = (3415.3 \pm 0.4 \pm 0.2)\ MeV$$

$$\Gamma_{\chi_0} = (9.8^{+1.2}_{-1.0} \pm 0.1)\ MeV$$

$$BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-) = (1.65 \pm 0.11 \pm 0.06)10^{-7}$$

They are derived from a maximum likelihood fit of the excitation curve. The first quoted error is related to the statistical part, while the second is the systematic component; both of them come purely from our measurement.
Taking the value of $BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-)$ from the PDB [1], we quote:

$$BR(\chi_0 \to \bar{p}p) = (4.2 \pm 0.3^{+1.6}_{-0.9})10^{-4}$$

In this case the systematic error is dominated by the uncertainty on the value of $BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma)$.

The decay of the χ_0 into two photons has also been investigated. A preliminary measurement of $BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ is given. The result is

$$[BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)]_{prel} = (0.39 \pm 0.12)10^{-7}$$

Using the value of $BR(\chi_0 \to \bar{p}p)$ obtained in the previous analysis our measurement leads to

$$[BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)]_{prel} = (0.93 \pm 0.28 \pm 0.25)10^{-4}$$

The sistematic error come from the uncertainty on the value of $BR(\chi_0 \to \bar{p}p)$.

Abstract

In questa tesi riportiamo i risultati delle misure di massa, larghezza totale e del prodotto dei rapporti di decadimento $BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-)$ dello stato 1^3P_0 del charmonio. E' inoltre descritta una misura preliminare di $BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)$.

L'analisi è stata svolta sui dati raccolti dall'esperimento E835, sito nell'Accumulatore di antiprotoni del Fermilab, durante il RUN del 2000. La risonanza χ_0 è stata formata e rivelata nelle seguenti reazioni

$$\bar{p}p \to \chi_0 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$$

$$\bar{p}p \to \chi_0 \to \gamma\gamma$$

I dati, corrispondenti a una luminositá integrata di 30 pb^{-1}, sono stati acquisiti in 17 punti di energia il cui valore, nel sistema di riferimento del centro di massa, è compreso tra 3330 MeV and 3470 MeV.

Dall'analisi della prima reazione abbiamo ottenuto i seguenti risultati

$$M_{\chi_0} = (3415.3 \pm 0.4 \pm 0.2)\ MeV$$

$$\Gamma_{\chi_0} = (9.8^{+1.2}_{-1.0} \pm 0.1)\ MeV$$

$$BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-) = (1.65 \pm 0.11 \pm 0.06)10^{-7}$$

Per ogni valore indichiamo prima l'errore statistico e poi quello sistematico. Entrambi derivano dal metodo con cui abbiamo ottenuto la misura.
Traendo il valore di $BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma) \times BR(J/\psi \to e^+e^-)$ dal PDB [1] otteniamo:

$$BR(\chi_0 \to \bar{p}p) = (4.2 \pm 0.3^{+1.6}_{-0.9})10^{-4}$$

In questo caso l'errore sistematico è dominato dall'incertezza con cui è noto $BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma)$.

La seconda analisi riportata è uno studio del decadimento della risonanza χ_0 in due fotoni che ci ha condotto a una misura preliminare di

$$[BR(\chi_0 \to \bar{p}p) \times BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)]_{prel} = (0.39 \pm 0.12)10^{-7}$$

Da esso, utilizzando il valore di $BR(\chi_0 \to \bar{p}p)$ ottenuto nella precedente analisi, ricaviamo:

$$[BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)]_{prel} = (0.93 \pm 0.28 \pm 0.25)^{-4}$$

L'errore sistematico riportato deriva dall'incertezza su $BR(\chi_0 \to \bar{p}p)$.

Introduzione

L'esperimento E835 si inserisce in un programma sperimentale volto allo studio della spettroscopia del charmonio in annichilazione protone antiprotone. Gli stati $c\bar{c}$ vengono prodotti facendo collidere un fascio di antiprotoni di energia nota, circolanti nell'anello di accumulazione del Fermilab, su un bersaglio gassoso di idrogeno molecolare.
Il vantaggio principale di studiare il charmonio in collisioni adroniche risiede nella possibilitá di formare direttamente tutti gli stati $c\bar{c}$, indipendentemente dai loro numeri quantici. Per contro risulta estremamente complicato identificare le risonanze attraverso i loro canali di decadimento adronici. E' tuttavia possibile ottenere campioni di dati ricchi di eventi e quasi privi di fondo identificando gli stati $c\bar{c}$ attraverso lo studio dei loro canali di decadimenti elettromagnetici.
Fasci intensi di antiprotoni, un bersaglio ad elevata densitá e un rapido sistema di acquisizione hanno permesso all'esperimento di prendere dati in corrispondenza di valori di luminositá istantanea elevata (fino a 5 10^{31} cm^{-2} s^{-1}) e quindi di accumulare una luminositá integrata di gran lunga superiore a quella degli esperimenti condotti in precedenza con la stessa tecnica.

Col lavoro riportato in questa tesi ci proponiamo di dare un contributo alla conoscenza dello spettro del charmonio attraverso l'analisi dei dati raccolti dall'esperimento E835, durante il 2000, nella regione di formazione della risonanza χ_0.
Nel **capitolo 1** descriviamo come lo stato χ_0 é stato studiato all'interno della teoria delle interazioni forti. Sono presentati alcuni modelli fenomenologici che hanno ottenuto risultati in buon accordo con almeno una parte dei dati sperimentali. Si è messa in evidenza la difficoltà di riprodurre completamente massa e rates di decadimento degli stati $c\bar{c}$ e la odierna necessitá di costruire una teoria rigorosa basata sui principi primi di QCD.
Nel **capitolo 2** sono descritte le tecniche sperimentali con cui si è affrontato lo studio del charmonio in generale e dello stato χ_0 in particolare. E' presentata un'analisi critica delle misure dei parametri di tale risonanza ottenute in esperimenti precedenti al nostro.
Nel **capitolo 3** lo sguardo si sposta su E835 per scoprirne caratteristiche e finalitá. Esso dovrebbe fornire tutte le informazioni necessarie per comprendere i dettagli delle analisi descritte nei due capitoli successivi.
Nel **capitolo 4** riportiamo lo studio del canale di decadimento

$$\chi_0 \to J/\psi\gamma \to e^+e^-\gamma$$

Sono descritti i criteri di selezione degli eventi, la stima delle efficienze e il metodo di analisi. I risultati sono confrontati con le misure sperimentali e le previsioni teoriche

esistenti.
Nel **capitolo 5** riportiamo l'analisi preliminare del decadimento

$$\chi_0 \to \gamma\gamma$$

Sono descritti i criteri di selezione degli eventi e il metodo con cui si sono valutate le efficienze. Lo studio ha messo in evidenza alcuni problemi non ancora pienamente compresi. Si riporta tuttavia un risultato preliminare per $BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ e il suo confronto con le misure sperimentali e le previsioni teoriche discusse nei capitoli 1 e 2.

1

Lo stato χ_0 del charmonio e la teoria delle interazioni tra quarks.

La difficoltà nel descrivere in modo analitico la forza di interazione tra quarks all'interno della QCD ha fatto si che il primo approccio alla fisica del charmonio sia stato di tipo fenomenologico. In questo contesto gli stati $c\bar{c}$ sono descritti da una funzione d'onda Ψ(x) soluzione dell' equazione di Schroedinger

$$H\Psi(x) = E\Psi(x) \tag{1.1}$$

Una prima approssimazione di autovalori ed autofunzioni della 1.1 si può ottenere ponendo

$$H = H_0 = 2m_c + \frac{p^2}{m_c} + V_{NR}. \tag{1.2}$$

dove m_c è la massa del quark charm e p è il momento relativo tra c e $\bar{c}$. V_{NR} è un potenziale non relativistico; è definito in funzione di alcuni parametri il cui valore viene determinato imponendo accordo tra misure e previsioni teoriche inerenti gli stati del charmonio. A tale potenziale è richiesto di descrivere asintoticamente i due fenomeni che caratterizzano l'interazione tra quarks, ossia la schiavitú infrarossa e la libertà asintotica[1]. Si è visto che tutte le forme analitiche proposte per V_{NR} mostrano, tra 0.1 fm e 1 fm , lo stesso andamento in funzione di r (vedi fig. 1). Questo rende lo studio del charmonio in prima approssimazione indipendente dal modello di potenziale utilizzato [2].

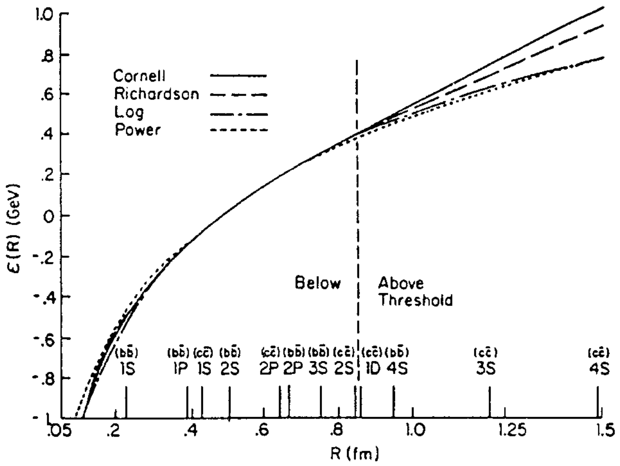
Uno studio in cui l'interazione tra quarks venga descritta unicamente in termini non relativistici rappresenta un buon punto di partenza ma non è esaustivo. Esso non è in grado per esempio di spiegare la struttura fine ed iperfine, ben visibili nello spettro del charmonio. Una trattazione piú completa si ottiene sommando alla hamiltoniana H_0 correzioni relativistiche di ordine (v^2/c^2). Il calcolo, svolto da McClary e Byers[2](MB), ha portato alla seguente Hamiltoniana di Breit-Fermi [3]:

$$H_{BF} = H_0 + H_{INT} = H_0 + H_{SI} + H_{SS} + H_{SO} + H_T \tag{1.3}$$

dove:

[1]I due fenomeni sono causati dal particolare andamento della costante di accoppiamento delle interazioni forti, α_s. Per grandi momenti trasferiti essa tende a zero logaritmicamente. Ciò significa che a piccole distanze i quarks si comportano come se non fossero soggetti a forze esterne. A questo ci si riferisce quando si parla di libertà asintotica. A distanze r confrontabili con le dimensioni di un adrone, invece, il valore di α_s è elevato e e tende ad infinto al crescere di r. Questo causa il confinamento dei quarks all'interno degli adroni (schiavitú infrarossa).

[2]Nel seguito, per comodità, indicheremo gli autori degli articoli citati con le sigle ottenute dalle iniziali dei loro cognomi.



1.0

Figura 1-1. Andamento di diversi potenziali indipendenti dallo spin in funzione della distanza tra i quarks.

- $$H_{SS} = \frac{2}{3m_c^2}\overrightarrow{S_1} \cdot \overrightarrow{S_2}\nabla^2 V_v(r) \tag{1.4}$$

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

- $$H_{SO} = \frac{1}{2m^2 r}\overrightarrow{L} \cdot (\overrightarrow{S_1} + \overrightarrow{S_2})(3\frac{dV_v}{dr} - \frac{dV_s}{dr}) \tag{1.5}$$

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

- $$H_T = \left[(\overrightarrow{S_1} \cdot \hat{r})(\overrightarrow{S_2} \cdot \hat{r}) - \frac{\overrightarrow{S_1 \cdot S_2}}{3}\right]\frac{1}{m_c^2}(\frac{1}{r}\frac{dV_v}{dr} - \frac{d^2V_v}{dr^2}) \tag{1.6}$$

  è il potenziale tensoriale; dipende solo dalla parte vettoriale del potenziale (V_v) ed è responsabile della sovrapposizione tra livelli S e D;

- H_{SI} indica le correzioni indipendenti dallo spin le quali hanno l'effetto di ridurre l'energia dei livelli energetici rispetto ai valori ottenuti con l'approssimazione non relativistica.

Nelle formule riportate V_v e V_s indicano le componenti vettoriale e scalare del potenziale V_{NR}. Quest'ultimo è stato definito da McClary e Byers [3] come [3]:

$$V_{NR} = -k\frac{erf(fmr)}{r} + \frac{r}{a^2} + C \tag{1.7}$$

Il primo termine è un potenziale coulombiano generato da una distribuzione di carica di colore estesa. Esso domina a piccole distanze e il suo andamento in funzione di r può essere ricavato, in questo limite, con tecniche perturbative considerando l'interazione tra quarks dovuta allo scambio di un singolo gluone; contribuisce pertanto alla componente vettoriale V_v del potenziale.
Il secondo termine descrive il confinamento ed è ottenuto da calcoli di QCD su reticolo in approssimazione di valenza [4]. Esso potrebbe in linea di principio contribuire sia a V_v sia a V_s; in realtà per riprodurre la struttura fine degli stati ^3P_J osservata occorre supporre che tale termine si trasformi come uno scalare. Ciò equivale a dire che l'interazione tra quarks a grandi distanze è mediata da una combinazione di gluoni che nel suo insieme si comporta, appunto, come una 'particella scalare'.

Infine C è un termine costante introdotto per far si che il valore calcolato per la massa della risonanza J/ψ sia in accordo con le misure sperimentali. Esso contribuisce alle correzioni relativistiche indipendenti dallo spin. Per ottenere una buona riproduzione dello spettro energetico del charmonio occorre supporre che esso contribuisca solamente a V_s.

Il considerare la carica di colore non puntiforme ma estesa permette, nel calcolo delle autofunzioni ed autovalori della hamiltoniana H_{BF} , di ovviare al problema introdotto dal fatto che H_{SO} ed H_T divergono, a piccole distanze, come $1/r^3$. Il parametro f che compare nella 1.7 influenza la separazione iperfine tra gli stati $c\bar{c}$ e la massa della risonanza χ_0; è stato posto pari a $\sqrt{2}$ per ottenere accordo con il valore misurato di $M_{J/\psi} - M_{\eta_c}$.

Il valore di a (2.34 GeV^{-1}) utilizzato é quello ricavato in precedenza dal gruppo di Cornell [4]; quello di k è stato invece ricalcolato imponendo che fosse riprodotto il valore ottenuto sperimentalmente per il parametro [5]

$$R = \frac{M_{2S} - M_{\chi c.g.}}{M_{\chi c.g.} - M_{1S}}$$

La differenza di massa tra lo stato 1^3S_1 e le altre risonanze del charmonio calcolata col metodo descritto, è mostrata, per tutti gli stati $c\bar{c}$ sotto soglia di charm aperto,

[3] Nell'equazione m è la massa del quark costituente e erf indica la *error function*

$$erf(x) = \sqrt{\frac{4}{\pi}}\int_0^x e^{-y^2}dy$$

[4] Il metodo consiste nel discretizzare lo spazio-tempo e risolvere le equazioni del moto con metodi numerici supponendo che i calcoli svolti sui piú fini reticoli consentiti siano in grado di riprodurre i risultati del continuo. L' approssimazione di valenza consiste nel trascurare, nei calcoli, la creazione di coppie $q\bar{q}$.

[5] Indichiamo con $M_{\chi c.g.}$ la massa corrispondente al centro di gravità di χ_0, χ_1 e χ_2.

nella tabella 1-1. Per confronto riportiamo anche il corrispondente valore sperimentale ottenuto a partire dalle misure riportate sul PDB del 2000 [1]. La tabella mostra chiaramente che il modello presentato non è in realtà in grado di riprodurre le masse degli stati del charmonio osservati sperimentalmente. Non riteniamo che la differenza di circa 30 MeV tra previsioni teoriche e misure possa essere colmata utilizzando i nuovi valori di massa, molto piú precisi di quelli noti nel 1983 (anno in cui è stato svolto lo studio di MB) ma numericamente non molto diversi da questi ultimi (vedi tabella 1-1). Facciamo tuttavia notare che il valore $M_{J/\psi} - M_{\eta_c}$ utilizzato da MB per determinare il valore della costante f è, tra tutti, quello che ha subito la maggiore variazione. Gli autori hanno messo in evidenza come la differenza tra le masse delle risonanze χ_0 ed J/ψ vari di circa il 20$\%$ ($\sim$ 57 MeV) al variare di f nell'intervallo di valori consentiti ($1 < f < 2$). E' possibile quindi che una rideterminazione del parametro della distribuzione di carica basata sulle nuove misure di M_{η_c} porti a previsioni sensibilmente diverse per la massa della risonanza χ_0. Un lavoro preciso presuppone tuttavia nuove misure della massa dello stato η_c poichè esiste un disaccordo tra quelle finora riportate.

L'interazione $c\bar{c}$ è stata descritta da modelli diversi da quello di MB. Tra tutti citiamo,

Stato R	$\mathbf{M_R - M_{J/\psi}}$ (MeV)		
$\mathbf{n^{2S+1}L_J}$	**MB**	**Mis(1983)**	**PDG2000**
$1\,^1S_0$	-113	-111±5	-117.1 ± 1.8
$1\,^1P_1$	405	?	429.27 ±0.24
$1\,^3P_0$	285	317.9 ± 0.6	318.1 ± 0.8
$1\,^3P_1$	391	413.4 ± 0.4	413.64 ± 0.13
$1\,^3P_2$	428	458.9± 0.5	459.31± 0.14
$2\,^1S_0$	490	497 ± 5	497 ± 5
$2\,^3S_1$	560	589.2 ± 0.9	589.09 ± 0.10

Tabella 1-1. *Differenza tra la massa dello stato 1^3S_1 del charmonio e quella delle altre risonanze $c\bar{c}$ sotto soglia di charm aperto, calcolate col metodo descritto in [3]. Nella quarta colonna si riporta, per confronto, il valore della stessa grandezza ricavato dalle misure riportate sul PDB del 2000 [1].*

per esempio, quello proposto da Gupta,Johnson, Repko e Suchyta (GJRS) i quali, nella definizione della hamiltoniana, utilizzano un potenziale semistatico che tiene conto delle correzioni radiative generate da diagrammi con un loop. Esso è costituito, come al solito, da un termine perturbativo e uno di confinamento, la cui forma analitica, derivata dagli autori, è riportata in [5]. Una novità rispetto a quanto proposto da MB, consiste nella presenza di una componente vettoriale nel termine di confinamento senza la quale il modello risulta incapace di riprodurre i livelli energetici del charmonio.

Le previsioni per le masse degli stati $c\bar{c}$ ottenute da GJRS sono riportate nella tabella 1-2 accanto al rispettivo valore misurato. In questo caso l'accordo tra dati e previsioni è molto migliore di quanto ottenuto col modello di MB. Occorre però sottolineare che una così buona riproduzione dello spettro del charmonio è pagata, in termini di numero di parametri fenomenologici, con l'introduzione della costante di mixing B tra componente scalare e vettoriale del potenziale.

Negli ultimi anni si sono cercate nuove formulazioni del problema; in particolare si

$\mathbf{n^{2S+1}L_J}$	**M[GJRS]** (MeV)	**M[PDG2000]** (MeV)
$1\,^1S_0$	2987.9	2979.8 ± 1.8
$1\,^3S_1$	3096.9	3096.87 ± 0.04
$1\,^1P_1$	3526.3	3526.14 ± 0.24
$1\,^3P_0$	3415.5	3415.0 ± 0.8
$1\,^3P_1$	3511.3	3510.51 ± 0.12
$1\,^3P_2$	3556.0	3556.18 ± 0.13
$2\,^1S_0$	3622.3	3594 ± 5
$2\,^3S_1$	3685.8	3685.96 ± 0.09

Tabella 1-2. *Valori di massa degli stati del charmonio sotto soglia di charm aperto, calcolate da GJRS. Nella terza colonna si riporta, per confronto, il valore della stessa grandezza tratta dal PDB del 2000 [1].*

sta tentando di spiegare le caratteristiche dei sistemi $q\bar{q}$ a partire dai principi primi di QCD. Molti studi sono in realtà ancora in corso e per ora non esistono previsioni circa le masse degli stati $c\bar{c}$ in grado di riprodurre tutti i valori sperimentali.

1.1 Rate di annichilazione.

L'annichilazione dei quarks $c\bar{c}$ può dare origine a stati finali costituiti da leptoni, fotoni o adroni. I primi due sono processi elettromagnetici che possono essere calcolati in QED introducendo la cromodinamica nel calcolo delle correzioni radiative. Il terzo deve invece essere completamente descritto nell'ambito della QCD. L'annichilazione in due leptoni è consentita solo per gli stati vettoriali con $J^{PC} = 1^{--}$; verrà pertanto trascurata in questa trattazione. Ci soffermeremo invece sulle annichilazioni adroniche e fotoniche permesse per lo stato χ_0.

1.1.1 Regole di selezione.

Prima di procedere nella trattazione del calcolo delle larghezze relative ad annichilazioni adroniche e fotoniche degli stati $c\bar{c}$ ricordiamo alcune regole di selezione inerenti tali processi.

L'accoppiamento con un singolo fotone è consentito solo agli stati con $J^{PC} = 1^{--}$; le annichilazioni in piú fotoni avvengono conservando la C parità e quindi sono vincolate dal fatto che uno stato di $n\,\gamma$ ha C=$(-1)^n$.

Il decadimento in gluoni deve avvenire conservando il colore, la parità e la coniugazione di carica. Questo implica per prima cosa che nessun adrone, singoletto di colore, possa accoppiarsi con un singolo gluone, essendo quest'ultimo un ottetto di colore. Inoltre tutti gli stati con C=1 e momento angolare totale J$\neq$1 possono decadere in due gluoni (2g). La condizione J$\neq$1 deriva da una generalizzazione del teorema di Yang secondo il quale una particella con J=1 non può decadere in due particelle di spin 1 e massa nulla, quali sono appunto fotoni e gluoni. Tale regola è tuttavia valida solo se entrambi i gluoni sono sullo shell di massa. La transizione è invece possibile per gluoni virtuali per cui, per esempio, lo stato 1^3P_1 può decadere in un gluone e una coppia quark-antiquark. Uno stato di 3 gluoni (3g), infine, può essere sia pari sia dispari sotto l'operazione di coniugazione di carica. Tutte le risonanze del charmonio posso pertanto annichilarsi in 3g.

La tabella 1-3 indica per ogni stato $c\bar{c}$ i canali di decadimento ammessi sulla base delle regole di selezione citate. Poichè l'annichilazione in due gluoni, se non proibita, risulta dominante rispetto a quella in tre gluoni, nei casi in cui entrambe sono consentite viene citata solo la prima.

Stati $c\bar{c}$	$^1S_0$	$^1S_1$	$^1P_1$	$^3P_0$	$^3P_1$	$^3P_2$
J^{PC}	0^{-+}	1^{--}	1^{+-}	0^{++}	1^{++}	2^{++}
Adroni	2g	3g	3g	2g	3g,$q\bar{q}$g	2g
Fotoni	2γ	3γ	3γ	2γ	4γ,$q\bar{q}\gamma$	2γ

Tabella 1-3. *Regole di selezione per gli stati del charmonio.*

1.1.2 Annichilazioni in due fotoni.

Le larghezze parziali in due fotoni degli stati $c\bar{c}$ possono essere calcolate in QED in analogia con il positronio. I risultati per il charmonio si ottengono da quelli relativi allo stato legato e^+e^- sostituendo α con $\frac{4}{9}\alpha$, m_e con m_c e motiplicando il risultato per 3. Vediamo brevemente da cosa deriva questo fattore.
Innanzi tutto, la larghezza parziale in due fotoni si calcola come:

$$\Gamma(i \to f) = \int |A(i \to f)|^2 d\tau_f \tag{1.8}$$

dove A($i \to f$) è l'ampiezza di annichilazione della risonanza $c\bar{c}$ (i) nello stato finale f e l'integrazione è fatta sulla spazio delle fasi di quest'ultimo. Per calcolare la A($i \to f$) occorre conoscere l' ampiezza di Feynman $M(\mathbf{p})$ e la funzione d'onda non relativistica di Schroedinger relativa al sistema $c\bar{c}$ ($\varphi(\mathbf{p})$). La prima è l'ampiezza di probabiltà che una coppia particella-antiparticella con momento relativo **p** e con una ben determinata orientazione degli spin, si annichili; la seconda è l'ampiezza di probabilità di trovare lo stato $c\bar{c}$ in quella data configurazione di momento e spin. La A($i \to f$) si otterrà sommando su tutti i possibili stati di polarizzazione dei fotoni emessi e integrando su tutti i possibili valori di **p** il prodotto $M(\mathbf{p})\cdot\varphi(\mathbf{p})$.

L'ampiezza di annichilazione in due fotoni per il positronio può essere scritta come:

$$M = 4\pi\alpha M_{\mu\nu} e_\mu(1) e_\nu(2) \tag{1.9}$$

dove α è la costante di struttura fine ed e_μ e_ν sono i vettori di polarizzazione dei γ emessi. I calcoli, svolti secondo lo schema descritto, portano a una larghezza parziale per lo stato χ_0 pari a:

$$\Gamma_{pos}(^3P_0 \to \gamma\gamma) = \frac{9\alpha^2}{m_e^4}|R'(0)|^2 \tag{1.10}$$

con R'(0) valore assunto nell'origine dalla derivata prima della funzione d'onda radiale non relativistica. Una descrizione dettagliata dei passaggi che consentono di giungere a questo risultato si trova, per esempio, in [6].
Nel caso del charmonio l'ampiezza di annichilazione ha una forma simile alla 1.9. Le differenze nascono dal fatto che la carica del quark charm è $Q_c = 2/3e$; inoltre esso può trovarsi in tre differenti stati di colore i quali, essendo la corrente elettromagnetica un singoletto di colore, contribuiscono incoerentemente all'ampiezza di decadimento. Quest'ultima avrà quindi la forma:

$$M_{c\bar{c}} = \sqrt{3} Q_c^2 4\pi\alpha M_{\mu\nu} e_\mu(1) e_\nu(2)$$

La larghezza parziale che si ottiene a partire da $M_{c\bar{c}}$ è quindi, come avevamo preannunciato,

$$\Gamma(^3P_0 \to \gamma\gamma) = \frac{16\alpha^2}{3\ m_c^4}|R'(0)|^2 \tag{1.11}$$

1.1.3 Annichilazioni in due gluoni.

Lo studio delle annichilazioni adroniche di sistemi $q\bar{q}$ in QCD è basato su teoremi di fatorizzazione che consentono di trattare separatamente l'annichilazione tra i due quarks e i processi soft che contribuiscono alla funzione d'onda degli adroni. I calcoli si basano sull'assunzione che l'annichilazione sia un processo a piccole distanze dove l'accoppiamento è molto debole e pertanto è possibile usare tecniche perturbative. Si suppone che tutti gli effetti non perturbativi possano essere fattorizzati nel valore assunto nell'origine dalla funzione d'onda non relativistica del sistema $c\bar{c}$.
Poichè i grafici relativi all'ordine perturbativo piú basso non contengono vertici propi delle teorie non abeliane, i risultati a cui si giunge sono analoghi a quelli del decadimento in due fotoni con le opportune sostituzioni. Per il charmonio, in particolare, valgono le seguenti relazioni [6]:

$$\frac{\Gamma(c\bar{c} \to 2g)}{\Gamma(c\bar{c} \to \gamma\gamma)} = \frac{9\alpha_s^2}{8\alpha^2}$$

e

$$\frac{\Gamma(c\bar{c} \to 3g)}{\Gamma(c\bar{c} \to 3\gamma)} = \frac{135\alpha_s^3}{128\alpha^3}$$

La larghezza parziale dello stato χ_0 in due gluoni, all'ordine perturbativo piú basso (leading order), sarà quindi:

$$\Gamma(^3P_0 \to gg) = \frac{6\alpha_s^2}{m_c^4}|R'(0)|^2 \tag{1.12}$$

Le correzioni radiative al primo ordine sono state calcolate da Kwong, Mackenzie e Rosner (KMR) [7] a partire dal lavoro presentato da Barbieri Gatto e Remiddi (BGR) [8]. Le larghezze parziali dei diversi stati sono state scritte nella forma

$$\Gamma(c\bar{c} \to f) = \Gamma_0(1 + \frac{B\alpha_s}{\pi})$$

Per la risonanza χ_0 si è ottenuto

$$B = \frac{\pi^2}{3} - \frac{28}{9} \tag{1.13}$$

per l'annichilazione in due fotoni e

$$B = \left(11 - \frac{2}{3}n_f\right) ln\left(\frac{\mu}{m_c}\right) + \frac{370}{27} + \frac{5\pi^2}{16} - 11\, ln(2) +$$
$$+ n_f\left[-\frac{16}{27} + \frac{2}{3}\, ln(2) + \frac{4}{27}\, ln(m_c R_c)\right] \tag{1.14}$$

per quella in due gluoni. μ è il fattore di scala di rinormalizzazione, n_f=3 il numero di quark con $m_q < m_c$ (sapori leggeri) e R_c il raggio di confinamento. Assumendo $\mu = m_c$= 1.5 Gev e ponendo R_c= 3.17 GeV^{-1} si ottengono i valori riportati nella terza colonna della tabella 1-4.

Decadimento	$\mathbf{\Gamma_0}$	**Correzione**	$\mathbf{\Gamma_{0sp}}$ (MeV)	$\mathbf{\Gamma_{sp}}$ (MeV)
$^3P_0 \to gg$	$\frac{6\alpha_s^2}{m_c^4}\lvert R'(0)\rvert^2$	1+9.5 $\frac{\alpha_s}{\pi}$	6.49	19.00
$^3P_0 \to \gamma\gamma$	$\frac{16\alpha^2}{3m_c^4}\lvert R'(0)\rvert^2$	1+0.2 $\frac{\alpha_s}{\pi}$	0.00213	0.00297

Tabella 1-4. *Larghezze parziali di annichilazione dello stato χ_0 in 2 gluoni e in $\gamma\gamma$. Nella seconda colonna sono indicate le previsioni all'ordine piú basso, nella terza le correzioni radiative di primo ordine. I valori di Γ_{0sp} e Γ_{sp} sono stati ricavati dalle espressioni riportate nelle colonne 2 e 3 come descritto nel testo.*

Poichè l'espressione di Γ_0 contiene diversi parametri incogniti, il contenuto della tabella non è direttamente confrontabile con i dati sperimentali. Per permettere tale paragone abbiamo utilizzato l'espressione ottenuta, all'interno dello stesso modello, per la larghezza parziale della χ_2 in due gluoni:

$$\Gamma(^3P_0 \to gg) = \frac{8\alpha_s^2}{5m_c^4}|R'(0)|^2(1 - 2.2\frac{\alpha_s}{\pi}) \tag{1.15}$$

Assumendo per la massa del quark charm il valore usato da KMR (m_c = 1.5 GeV), attribuendo alla costante di accoppiamento quello ottenuto da E835 in [9] (α_s= 0.38 $\pm$ 0.02) e usando per la larghezza parziale della χ_2 in due gluoni il valore tratto dalle misure riportate sul PDB(2000) [1]

$$\Gamma(\chi_2 \to gg) = \Gamma_{\chi_2} - BR(\chi_2 \to J/\psi\gamma) \times \Gamma_{\chi_2} = (1.73 \pm 0.18)MeV$$

dalla 1.15 si ottiene

$$|R'(0)|^2 = 0.05165\, Gev^{-5}$$

includendo le correzioni radiative e

$$|R'(0)|^2 = 0.03791\, Gev^{-5}$$

considerando solo Γ_0. Quest'ultimo valore, sostituito nelle espressioni della seconda colonna di tabella 1-4, porta ai valori di Γ_{0sp} riportati nella quarta colonna; i due valori di Γ_{sp} sono ottenuti inserendo in Γ_0 il primo valore $|R'(0)|^2$ calcolato e includendo le correzioni radiative riportate nella terza colonna.

Un primo problema presente in questa trattazione deriva dal valore della costante di accoppiamento delle interazioni forti all'energia del charmonio. Sostituendo $\alpha_s(m_c)$=0.38 nell'espressione della correzione radiativa a $\Gamma(^3P_0 \to gg)$, infatti, quest'ultima risulta pari al 115% circa di Γ_0, cosa che mette in dubbio la convergenza della serie perturbativa. Esiste poi un secondo problema: il calcolo svolto da BGR mostra la presenza di divergenze infrarosse che nella trattazione fenomenologica presentata sono state assorbite nel raggio R_c di confinamento il cui valore è stato determinato a partire dai dati sperimentali.
Bodwin, Braaten e Lepage (BBL) [10] hanno messo in dubbio la legittimità di tale approssimazione e hanno sviluppato un formalismo di fattorizzazione rigoroso basato su una teoria effettiva di campo, la *nonrelativistic QCD*. Esso consente una separazione netta tra effetti a corto raggio, calcolabili attraverso uno sviluppo perturbativo in potenze di α_s, e effetti a grandi distanze, da trattarsi fenomenologicamente o con metodi non perturbativi, quali la QCD su reticolo. Gli autori hanno applicato il nuovo formalismo ad un'analisi fenomenologica dei decadimenti degli stati in onda P del charmonio i cui rate sono stati espressi in termini di due parametri: R'(0) e la probabilità che il quark e l'antiquark si trovino in onda S e in uno stato di ottetto di colore.
La larghezza parziale di decadimento della risonanza n^{2S+1}P in uno stato X viene scritta nella forma

$$\begin{aligned}\Gamma(n(^{2S+1}P) \to X) = {} & H_1(n)\,\widehat{\Gamma}_1(q\bar{q}(^{2S+1}P) \to X) \; + \\ & H_8(n)\,\widehat{\Gamma}_8(q\bar{q}(^{2S+1}S) \to X)\end{aligned} \tag{1.16}$$

	$\widehat{\Gamma}_1$	**Sottoprocesso di singoletto**	$\widehat{\Gamma}_8$	**Sottoprocesso di ottetto**
$(^3P_0 \to AL)$	$(4\pi/3)\alpha_s^2$	$^3P_0 \to gg$	$(n_f\pi/3)\alpha_s^2$	$^3S_1 \to q\bar{q}$
$(^3P_1 \to AL)$	$\mathcal{O}(\alpha_s^3)$		$(n_f\pi/3)\alpha_s^2$	$^3S_1 \to q\bar{q}$
$(^3P_2 \to AL)$	$(16\pi/45)\alpha_s^2$	$^3P_2 \to gg$	$(n_f\pi/3)\alpha_s^2$	$^3S_1 \to q\bar{q}$
$(^1P_1 \to AL)$	$\mathcal{O}(\alpha_s^3)$		$(5\pi/6)\alpha_s^2$	$^1S_0 \to \gamma g$
$(^3P_0 \to \gamma\gamma)$	$6\pi Q_q^4\alpha^2$	$^3P_0 \to \gamma\gamma$	0	
$(^3P_2 \to \gamma\gamma)$	$(8\pi/5)Q_q^4\alpha^2$	$^3P_2 \to \gamma\gamma$	0	

Tabella 1-5. $\widehat{\Gamma}_1$ e $\widehat{\Gamma}_8$ *per i principali decadimenti elettromagnetici ed in adroni leggeri gli stati* ^3P_J *del quarkonio*

Tutti gli effetti non perturbativi sono fattorizzati nei parametri H_1 ed H_8; essi sono funzioni del numero quantico principale n ma, al leading order in v^2, sono indipendenti dallo spin S e dal momento angolare totale J. I fattori $\widehat{\Gamma}_i$ sono le larghezze dei sottoprocessi per l'annichilazione della coppia $q\bar{q}$ quando questa si trova nello stato di momento angolare indicato e o in singoletto ($\widehat{\Gamma}_1$) o in ottetto ($\widehat{\Gamma}_8$) di colore. Tali larghezze sono calcolate perturbativamente; la loro espressione è indicata in tabella 1-5.

Il contributo di una coppia $q\bar{q}$ in stato di ottetto di colore ai decadimenti delle risonanze in onda P può sembrare strano a chi è abituato a pensare ai mesoni come stati $q\bar{q}$ in singoletto di colore. L'idea nuova introdotta da BBL consiste effettivamente nel considerare il mesone come la sovrapposizione di piú componenti, ciascuna costituita da un certo numero di quarks e gluoni:

$$|Mesone\rangle = \psi_{q\bar{q}}|q\bar{q}\rangle + \psi_{q\bar{q}g}|q\bar{q}g\rangle + \dots \tag{1.17}$$

In alcune di queste componenti, come per esempio $q\bar{q}g$, la coppia quark-antiquark si trova in uno stato di ottetto di colore. I termini indicati con i pedici 1 e 8 nella 1.16 sono i contributi dati ai rate di decadimento dalle componenti $q\bar{q}$ e $q\bar{q}g$ del mesone. La probabilità associata al termine $q\bar{q}g$ è dell'ordine v^2 (i quark pesanti non irradiano facilmente un gluone) per cui esso può essere trascurato in molte applicazioni, quali, per esempio, l'annichilazione degli stati in onda S. Il contributo $q\bar{q}$ all'annichilazione degli stati del charmonio in onda P, tuttavia, è soppresso dalla barriera di potenziale dovuta al momento angolare non presente per la componente $q\bar{q}g$ dove i quarks possono trovarsi in onda S. Questo fa si che il contributo ai rate di decadimento della componente $q\bar{q}g$ sia dello stesso ordine di grandezza o addirittura dominante rispetto a $q\bar{q}$.
Al leading order in v^2 H_1 e H_8 assumono la forma

$$H_1(n) \approx \frac{9}{2\pi}\frac{|R'_{nP}(0)|^2}{M_q^4} \tag{1.18}$$

e:

$$H_8(n) \approx \frac{16}{27\beta_0} \ln\left(\frac{\alpha_S(E_n)}{\alpha_S(M_q)}\right) H_1(n) \tag{1.19}$$

dove E_n è l'energia di legame e $\beta_0 = (33 - 2n_f)/6$ con n_f numero dei 'sapori leggeri'. Se nel calcolo del processo di emissione del gluone si trascura la variazione della costante di accoppiamento la (1.19) diventa:

$$H_8(n) \approx \frac{16}{27\pi}\alpha_S \ln\left(\frac{M_q}{E_n}\right) H_1(n) \tag{1.20}$$

Il logaritmo che compare nella 1.20 è proprio la divergenza infrarossa che era presente nella trattazione di BGR [8]; col formalismo proposto da BBL, quindi, tale singolarità viene automaticamente inclusa nel termine perturbativo H_8.

Per quanto riguarda i decadimenti in $\gamma\gamma$ la formula 1.16 si riduce al solo termine di singoletto poichè la conservazione del colore impedisce l'annichilazione della coppia $q\bar{q}$ in stato di ottetto:

$$\Gamma(n(^{2S+1}P_J) \to \ \gamma\gamma) = H_1(n)\widehat{\Gamma}_1(q\bar{q}(^3P_J) \to \gamma\gamma) \tag{1.21}$$

L'espressione di $\widehat{\Gamma}_1$ è mostrata nella tabella 1-5.

Questo metodo ha permesso di ricavare rapporti di decadimento e larghezze parziali di tutti gli stati in onda P del charmonio. I valori relativi alla risonanza χ_0 sono stati calcolati usando le seguenti relazioni:

$$\frac{\Gamma(^3P_0 \to AL) - \Gamma(^3P_1 \to AL)}{\Gamma(^3P_2 \to AL) - \Gamma(^3P_1 \to AL)} \sim \frac{15}{4}$$

$$\frac{\Gamma(^3P_0 \to \gamma\gamma)}{\Gamma(^3P_2 \to AL) - \Gamma(^3P_1 \to AL)} \sim \frac{135}{8}Q_c^4\left(\frac{\alpha}{\alpha_s(M_c)}\right)^2$$

e ponendo, sulla base di misure sperimentali

$$\Gamma_{\chi_1} = (0.88 \pm 0.14)MeV$$

$$\Gamma_{\chi_2} = (1.98 \pm 0.18)MeV$$

$$BR(\chi_1 \to J/\psi\gamma) = 0.273 \pm 0.016$$

$$BR(\chi_2 \to J/\psi\gamma) = 0.135 \pm 0.011$$

I due parametri non perturbativi H_i concretamente possono essere valutati a partire dalle misure della larghezza parziali di decadimento in adroni leggeri (AL) delle risonanze χ_1 e χ_2 attraverso le relazioni:

$$H_1 \approx \frac{45}{16\pi} \frac{\Gamma(^3P_2 \longrightarrow AL) - \Gamma(^3P_1 \longrightarrow AL)}{\alpha_S^2(m_c)} \tag{1.22}$$

$$H_8 \approx \frac{3}{n_f\pi} \frac{\Gamma(^3P_1 \longrightarrow AL)}{\alpha_S^2(m_c)} \tag{1.23}$$

I risultati sono riportati nella tabella 1-6. Gli errori in parentesi sono l'incertezza dovuta alle approssimazioni fatte nel calcolo (non relativisticità del sistema e leading order in α_s), mentre gli altri derivano dalle incertezze sulle quantità sperimentali utilizzate.
Le correzioni relative al next-to-leading order in α_s sono state calcolate per il termine

$\mathbf{\Gamma_R}$ (MeV)	$\mathbf{\Gamma(AL)}$ (MeV)	$\mathbf{\Gamma(\chi_0 \to J/\psi\gamma)}$ (MeV)
$4.8 \pm 0.7 (\pm 35\%)$	$4.7 \pm 0.7 (\pm 36\%)$	$0.099 \pm 0.010 (\pm 20\%)$
$\mathbf{BR(\chi_0 \to J/\psi\gamma)}$	$\mathbf{BR(\chi_0 \to AL)}$	$\mathbf{BR(\chi_0 \to \gamma\gamma)}$
$0.021 \pm 0.004 (\pm 40\%)$	-	$(6.8 \pm 1.9)10^{-4} (\pm 50\%)$

Tabella 1-6. *Larghezza totale, larghezze parziali e rapporti di decadimento relativi allo stato χ_0 ottenute col metodo BBL.*

di singoletto di colore in [11] e per l'ottetto in [12] . Le correzioni complessive sono riportate da Huang e Chao (HC) in [13] . Le larghezze parziali di annichilazione dello stato χ_0 in adroni leggeri e in due fotoni hanno la seguente forma:

$$\begin{aligned} \Gamma(\chi_0 \to AL) = {} & C_{00}\ \alpha_s^2(m_c) \left(1 + C_{01}\frac{\alpha_s}{\pi}\right) H_1\ + \\ & D_0\ \alpha_s^2(m_c) \left(1 + D_1\frac{\alpha_s}{\pi}\right) H_8(m_c) \end{aligned} \tag{1.24}$$

$$\Gamma(\chi_0 \to \gamma\gamma) = 6\pi Q_c^4 \alpha^2 \left[1 + \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{28}{9}\right)\frac{\alpha_s}{\pi}\right] H_1 \tag{1.25}$$

I coefficienti sono stati calcolati entro lo schema di rinormalizzazione $\overline{MS}$ ponendo il parametro di scala $\mu = m_c$ e valgono:

$$C_{00} = \frac{4\pi}{3} \quad C_{01} = 8.710 \quad C_1 = -0.370 \quad C_1' = -0.161 \quad C_{20} = \frac{16\pi}{45} \quad C_{21} = -6.172$$

$$D_0 = \pi \quad D_1 = 4.110 \quad D_0' = \frac{5\pi}{6} \quad D_1' = 6.66$$

I parametri H_1 e H_8 sono stati stimati, come nel caso precedente, a partire dai valori sperimentali delle larghezze di decadimento in adroni leggeri degli stati χ_1 e χ_2

$$H_1 = (22.0 \pm 5.2)\ \ MeV$$

$$H_8 = (2.30 \pm 0.15)\ \ MeV$$

Sostituendo i loro valori nell'espressione 1.24 si ottiene

$$\Gamma(\chi_0 \to AL) = 14.8 \pm 3.2\ \ MeV$$

Aggiungendo il rate di decadimento radiativo relativo alla transizione $\chi_0 \to J/\psi\gamma$, tratto dal PDB [1] $(0.66 \pm 0.18)\%$, si ricava una previsione della larghezza totale della risonanza

$$\Gamma_R = (14.9 \pm 3.2)\ \ MeV$$

Sostituendo il valore di H_1 nella 1.25, infine, si ottiene

$$\Gamma(\chi_0 \to \gamma\gamma) = (4.43 \pm 1.11)\ \ keV$$

Nessuna delle previsioni teoriche riportate tiene conto di correzioni relativistiche. Effettuare un'analisi completa fino all'ordine O(v^2) presenta notevoli difficoltà legate al calcolo dell'elemento di matrice di higher-dimensional four-fermion operators.
I rate di decadimento in due fotoni e due gluoni sono stati calcolati da GJR [14] usando ampiezze di decadimento totalmente relativistiche. Essi nel calcolo utilizzano le autofunzioni di una hamiltoniana contenente il potenziale quasistatico di cui abbiamo parlato a inizio capitolo [5] . I valori ottenuti per le larghezze parziali dello stato χ_0 sono

$$\Gamma(\chi_0 \to \gamma\gamma) = 6.38\ \ keV$$

$$\Gamma(\chi_0 \to gg) = 13.44\ \ MeV$$

Usando il branching ratio BR($\chi_0 \to J/\psi\gamma$) riportato dal PDG [1] si ricava:

$$\Gamma_R = 13.53\ \ MeV$$

1.2 Transizioni radiative.

Le transizioni radiative tra stati del charmonio costituiscono un campo di studio complementare rispetto alle annichilazioni $c\bar{c}$. Esse infatti contengono informazioni sul comportamento delle funzioni d'onda per distanze confrontabili con le dimensioni degli adroni e permettono di stimare alcuni parametri non perturbativi, quali il momento magnetico e la massa del quark charm.

La hamiltoniana di interazione tra i quarks e il campo elettromagnetico può essere scritta come [6]:

$$
\begin{aligned}
H_{em} = -Q_c e \frac{\mathbf{v}}{2}\left[\mathbf{A}(\frac{\mathbf{r}}{2}) + \mathbf{A}(-\frac{\mathbf{r}}{2})\right] + \frac{\mu}{2}\boldsymbol{\Delta}\left[\mathbf{H}(\frac{\mathbf{r}}{2}) + \mathbf{H}(-\frac{\mathbf{r}}{2})\right] \\
-\mu\mathbf{S}\left[\mathbf{H}(\frac{\mathbf{r}}{2}) - \mathbf{H}(-\frac{\mathbf{r}}{2})\right]
\end{aligned}
\tag{1.26}
$$

Nella 1-26

- **A** ed **H** indicano il potenziale vettore e il campo magnetico;
- $\frac{\mathbf{r}}{2}$ e $-\frac{\mathbf{r}}{2}$ sono le coordinate dei quarks c e $\bar{c}$, $\frac{\mathbf{v}}{2}$ e -$\frac{\mathbf{v}}{2}$ le loro velocità e μ il loro momento magnetico;
- **S** = $\frac{\boldsymbol{\sigma_1}+\boldsymbol{\sigma_2}}{2}$ é lo spin totale del sistema $c\bar{c}$
- $\boldsymbol{\Delta} = \boldsymbol{\sigma_1} - \boldsymbol{\sigma_2}$.

Il primo addendo (H^1_{em}) della hamiltoniana 1-26 descrive l'interazione dei quarks col campo elettrico, il secondo (H^2_{em}) e il terzo (H^3_{em}) quella del loro momento magnetico con il campo H. Una attenta osservazione della 1-26 ci permette di formulare alcune regole di selezione. I termini H^1_{em} ed H^3_{em}, per esempio, cambiano segno per inversione spaziale $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ e pertanto descrivono transizioni tra stati di parità opposta. Il primo termine, non dipendendo dallo spin dei quarks, contribuisce a transizioni tra stati con lo stesso **S**; H^3_{em} è invece proporzionale allo spin totale del sistema e dà un contributo diverso da zero solo a transizioni tra stati di tripletto. Il secondo termine della 1-26 è pari per inversione spaziale e dipende dallo spin tramite la variabile Δ; esso perciò genera transizioni tra stati di singoletto e di tripletto con la stessa parità. Infine, poichè il fotone ha C=-1, le transizioni radiative uniscono soltanto stati con C parità opposta.

La tabella 1-7 riporta un elenco delle transizioni radiative permesse tra gli stati n$^3S_1$ e 1^3P_J. La notazione utilizzata è quella standard: E ed M specificano se la transizione è dovuta all'interazione col campo elettrico (E) o magnetico (M), mentre il pedice indica l'ordine di multipolo (n=1 dipolo, n=2 quadrupolo, ecc.). Uno schema piú generale delle transizioni osservate tra tutti gli stati del charmonio sotto soglia di charm aperto è mostrato in figura 2-2 .

Nel seguito ci soffermeremo sulle transizioni di dipolo elettrico. Il motivo principale risiede nel fatto che esse sono le uniche permesse per lo stato χ_0 studiato in questa tesi. Questo non introduce in realtà un grosso limite nella trattazione; essendo infatti la massa m_c del quark charm molto piú grande dell'energia ω del fotone emesso, le transizioni di tipo elettrico, se non proibite, dominano sempre su quelle magnetiche, soppresse di un fattore $\sim \omega/m_c$.

[6] l'Hamiltoniana è scritta nel gauge temporale in cui A_0=0.

i → f	Transizioni permesse
$\psi' \to \chi_2$	$\mathrm{E}_1, \mathrm{M}_2, \mathrm{E}_3$
$\psi' \to \chi_1$	$\mathrm{E}_1, \mathrm{M}_2$
$\psi' \to \chi_0$	E_1
$\chi_2 \to J/\psi$	$\mathrm{E}_1, \mathrm{M}_2, \mathrm{E}_3$
$\chi_1 \to J/\psi$	$\mathrm{E}_1, \mathrm{M}_2$
$\chi_0 \to J/\psi$	E_1

Tabella 1-7. *Transizioni radiative permesse tra gli stati n$^3S_1$ (n=1,2) e 1^3P_J. Le regole di selezione sono descritte nel testo.*

La probabilità di transizione tra uno stato i ed uno stato f si può calcolare come [6]:

$$dw = \frac{\omega}{8\pi^2} | < f|H_{em}|i > |^2 d^2\mathbf{n} \tag{1.27}$$

dove **n** = **k**/ω è il versore del fotone emesso. Le transizioni di dipolo elettrico sono generate da H^1_{em}; nel limite di grandi lunghezze d'onda ($\omega R \ll$1 con R dimensione del sistema radiante) si può assumere che sia:

$$\mathbf{A}(\frac{\mathbf{r}}{2}) = \mathbf{A}(-\frac{\mathbf{r}}{2}) = \mathbf{A}(0)$$

Sotto tali ipotesi la 1.27 assume la forma:

$$dw = Q_c^2 \frac{\alpha\omega^3}{2\pi} | < f|e\mathbf{r}|i > |^2 d^2\mathbf{n} \tag{1.28}$$

La larghezza parziale relativa alla transizione $i \to f + \gamma$ si calcola a partire dalla 1.28 sommando sugli stati di polarizzazione del fotone e integrando sullo spazio delle fasi:

$$\Gamma(i \to f + \gamma) = \frac{4}{3} Q_c^2 \alpha\omega^3 | < f|\mathbf{r}|i > |^2 \tag{1.29}$$

Per le transizioni radiative tra gli stati $2^3S_1 \to 1^3P_J \to 1^3S_1$, in particolare, si ottiene

$$\Gamma(2^3S_1 \to 1^3P_J) = \frac{4}{27}(2J+1) Q_c^2 \alpha\omega^3 |I_2|^2 \tag{1.30}$$

$$\Gamma(1^3P_J \to 1^3S_1) = \frac{4}{9} Q_c^2 \alpha\omega^3 |I_1|^2. \tag{1.31}$$

I indica l'integrale di sovrapposizione :

$$I_a = \int_0^\infty r^3 R_{aS}(r) R_{1P}(r) dr$$

Le correzioni relativistiche sono state calcolate da McClary e Byers [3] a partire dalla hamiltoniana di Breit-Fermi 1.3. Essi usano un'estensione del teorema di Siegert al regime relativistico secondo la quale le ampiezze di transizione E_1 corrette all'ordine

v^2/c^2 sono date dall'elemento di matrice di r calcolato rispetto alle autofunzioni della 1.3 . Nella tabella 1-8 sono riportati, per ciascuna delle transizioni trattate, il valore di larghezza parziale che si ottiene nel limite di grandi lunghezze d'onda (II colonna) e inserendo le correzioni relativistiche (III colonna). La quarta colonna riporta i valori che si ottengono se si considera l'effetto del *coupled channel reduction*, ossia dell'accoppiamento tra stati del charmonio mediato da coppie virtuali $D\bar{D}$. L'entità delle correzioni da apportare per tenere conto di questo fenomeno è stata valutata dal gruppo di Cornell (vedi [4]). La quarta colonna riporta le correzioni dovute al momento magnetico anomalo κ del quark charm. Il valore di κ, secondo una stima tratta dalla misura della larghezza parziale della transizione $J/\psi \rightarrow \eta_c\gamma$, dovrebbe essere compreso tra -0.5 e -0.2. Occorre infine ricordare che nel calcolo riportato

i→f	**N.R.**(KeV)	**R.C.**(KeV)	**C.C.R.**(KeV)	**A.M.M.**	**Exp.** (KeV)
$\psi' \rightarrow \chi_2\gamma$	27	27	22	1-0.04 κ	22±3
$\psi' \rightarrow \chi_1\gamma$	40	31	23	1+0.05 κ	24±3
$\psi' \rightarrow \chi_0\gamma$	45	19	16	1+0.14 κ	26±4
$\chi_2 \rightarrow J/\psi\gamma$	362	347	305	1+0.12 κ	270±33
$\chi_1 \rightarrow J/\psi\gamma$	250	270	240	1-0.11 κ	240±41
$\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$	121	128	117	1-0.16 κ	98±31

Tabella 1-8. *Larghezze parziali relative alle transizioni radiative permesse tra gli stati n$^3S_1$ (n=1,2) e 1^3P_J. Indichiamo con N.R. i valori che si ottengono in approssimazione di grandi lunghezze d'onda, con R.C. i valori che si ottengono dai precedenti aggiungendo le correzioni relativistiche di ordine v^2/c^2 e con C.C.R. i valori calcolati tenendo conto anche del* coupled channel reduction. *La quinta colonna riporta le correzioni dovute al momento magnetico anomalo dei quarks. Tutti i valori citati sono tratti dall'articolo di McClary e Byers [3]. Nell'ultima colonna riportiamo per confronto i valori sperimentali tratti dal PDB(2000) [1].*

il potenziale vettore è stato sostituito con il suo valore nell'origine. Come è stato detto questa approssimazione è valida solo se le lunghezze d'onda del fotone emesso sono molto maggiori delle dimensioni del sistema radiante. Le correzioni dovute alle dimensioni non nulle di quest'ultimo non sono state inserite nella tabella in quanto trascurabili; si è infatti verificato che esse sono dell'ordine del 3$\%$ per le transizioni $\chi_J \rightarrow J/\psi\gamma$ e ancora piú piccole per le transizioni $\psi' \rightarrow \chi_J\gamma$.

Dalla tabella emerge che le correzioni relativistiche hanno un effetto non trascurabile sulle transizioni $\psi' \rightarrow \chi_J\gamma$, mentre portano un contributo molto piccolo su quelle che legano gli stati ^3P_J alla J/ψ. Una spiegazione intuitiva si trova nel fatto che la funzione d'onda radiale dello stato 2S, a differenza di quella della risonanza 1S, ha un nodo quasi in corrispondenza del massimo della funzione d'onda degli stati 1P; conseguentemente nell'espressione dell'elemento di matrice di r compaiono termini di segno opposto che producono cancellazioni il cui risultato finale dipende fortemente dalla funzione d'onda utilizzata nel calcolo.

Un'ultima osservazione va fatta sul confronto con i dati sperimentali. Nella sesta colonna della tabella 1-8 sono riportati i valori di larghezza parziale calcolati a partire dalle misure di rapporti di decadimento e larghezze totali delle risonanze tratte dal PDB(2000) [1]. Valori sperimentali e teorici (C.C.R.) sembrano in buon accordo, ad eccezione della larghezza parziale $\Gamma(\psi' \rightarrow \chi_0\gamma)$ per la quale il modello presentato prevede un valore di 2.5 σ inferiore a quello misurato.

Riportiamo infine nella tabella 1-9 i risultati ottenuti da GJR utilizzando, nel calcolo delle 1.30 e 1.31, le autofunzioni di una hamiltoniana contenente il potenziale quasistatico citato nel paragrafo iniziale. L'accordo con i valori sperimentali è di nuovo molto buono per tutte le larghezze parziali, tranne $\Gamma(\psi' \rightarrow \chi_0\gamma)$. Come nel modello precedente si ottiene, per essa, un valore inferiore a quello misurato; la discrepanza in questo caso è di quasi 2 σ.

i→ f	$\mathbf{\Gamma(i \rightarrow f)}$(KeV)	**Exp.** (KeV)
$\psi' \rightarrow \chi_2\gamma$	24.2	22±3
$\psi' \rightarrow \chi_1\gamma$	28.1	24±3
$\psi' \rightarrow \chi_0\gamma$	18.3	26±4
$\chi_2 \rightarrow J/\psi\gamma$	293.5	270±33
$\chi_1 \rightarrow J/\psi\gamma$	225.2	240±41
$\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$	105.2	98±31

Tabella 1-9. *Larghezze parziali relative alle transizioni radiative permesse tra gli stati n^3S_1 (n=1,2) e 1^3P_J ottenute da GJRS [5]. Nell'ultima colonna riportiamo per confronto i valori sperimentali tratti dal PDB(2000).*

1.3 Accoppiamento tra $\bar{p}p$ e stati del charmonio con spin S=0 .

L'accoppiamento a $\bar{p}p$ degli stati del charmonio con spin S=0 rientra tra i processi non ancora completamente compresi all'interno della teoria delle interazioni forti. Presentiamo due modelli con cui , tra il 1980 e i primi anni '90, si è cercato di affrontare questa problematica: la massless QCD e il modello a diquark.

La prima, formulata da Brodsky, Ferrar e Lepage (BFR) [15], considera il protone costituito da tre quarks di massa nulla e collineari, ciascuno portatore di una frazione x_i dell'impulso dell'adrone. L'antiprotone è formato da tre antiquarks, anch'essi privi di massa, e con elicità opposta ai corrispondenti quarks. L'elicità totale del sistema $\bar{p}p$ può quindi assumere solo i valori ±1

Lo studio dei decadimenti $c\bar{c} \rightarrow \bar{p}p$ condotto sotto queste ipotesi porta alla stima di rate relativi al processo $J/\psi \rightarrow \bar{p}p$ in accordo con i dati sperimentali, ma fallisce completamente nelle previsioni riguardanti stati del charmonio privi di spin. In particolare, la massless QCD impone che l'elicità sia conservata in ciascun vertice di interazione quark-gluone. Per quanto detto in precedenza ciò comporta che gli stati con spin totale nullo, quali la η_c e la χ_0, non possano accoppiarsi a $\bar{p}p$, cosa in palese disaccordo con i risultati sperimentali. Il tentativo di inserire nella trattazione la possibilità di accoppiamenti quark-gluone con *helicity flipping*, attribuendo ai quarks massa non nulla, ha portato a un accordo molto debole con i dati.

Il modello a diquark è stato introdotto da Anselmino, Caruso e Forte (ACF) per spiegare il valore non nullo osservato per la $\Gamma(\eta_c \rightarrow \bar{p}p)$. Il diquark è definito come la combinazione lineare di due stati legati qq, uno con spin S=0 (diquark scalare) e uno con S=1 (diquark vettoriale). Un protone di impulso P_P e massa m_P è considerato come uno stato legato di un quark q e un diquark Q di massa

$$m_Q = x m_P \quad e \quad m_q = (1-x) m_P$$

dove x è la frazione di impulso portata da Q. Alle energie di formazione del charmonio il diquark può essere trattato come un oggetto elementare.
L'annichilazione $\bar{p}p$ viene descritta dal modello di ACF includendo le caratteristiche non perturbative in una rappresentazione fenomenologica. La funzione d'onda del sistema qQ, quella degli stati $c\bar{c}$, la distribuzione di impulso e i fattori di forma del diquark sono decritti in funzione di parametri incogniti da determinarsi tramite il confronto con le misure sperimentali. In particolare:

- la funzione d'onda del sistema qQ dipende dalla costante di adronizzazione F_N e dall'angolo di *mixing* Ω tra la componente scalare e vettoriale del diquark;
- la forma funzionale scelta per la distribuzione di impulso del diquark

$$\varphi_s(x) = N_S x^{\alpha_1}(1-x)^{\beta_1}$$

$$\varphi_v(x) = N_V x^{\alpha_2}(1-x)^{\beta_2}$$

  dipende dalle costanti α_i e β_i (N_i sono costanti di normalizzazione);
- le funzioni d'onda degli stati $c\bar{c}$ con L=0 ed L=1 dipendono rispettivamente dal valore della funzione d'onda radiale e della sua derivata prima nell'origine (R(0) ed R'(0)).

I risultati ottenuti con questo studio sono riportati in [16] e [17]. I fattori di forma sono stati valutati considerando il loro limite per bassi Q^2 e il loro andamento ad alti momenti trasferiti dove il diquark è risolto in due quarks. I valori di R(0) ed R'(0) sono stati ricavati confrontando le espressioni di $\Gamma(c\bar{c} \rightarrow gg)$ e/o $\Gamma(c\bar{c} \rightarrow \gamma\gamma)$ con le misure sperimentali. In entrambi i casi la larghezza parziale $\Gamma(c\bar{c} \rightarrow \bar{p}p)$ è stata stimata per diversi insiemi di valori di F_N, Ω, α_i e β_i. In uno dei due articoli citati [16] si sono confrontate le previsioni teoriche per $\Gamma(\eta_c \rightarrow \bar{p}p)$ e $\Gamma(\chi_J \rightarrow \bar{p}p)$ con le misure disponibili; nell'altro [17] si è cercato di riprodurre contemporaneamente i risultati sperimentali inerenti gli stati χ_J e il rapporto R=$\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\bar{p}p)/\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$. Il risultato in entrambi i casi non è stato positivo. Sebbene si sia riusciti a ottenere una larghezza parziale non nulla per gli stati con S=0, infatti, non si è potuto determinare, per i parametri del modello, un insieme di valori tali che i risultati fossero in accordo con tutte le misure sperimentali. In particolare, se i parametri vengono fissati richiedendo che siano riprodotti i risultati della η_c, i valori ottenuti per larghezza parziale in $\bar{p}p$ degli stati χ_J risultano in disaccordo con le misure sperimentali. Se invece i parametri sono fissati usando i dati di χ_2 si riesce a riprodurre i risultati sperimentali dei restanti stati in onda P dell'ortocharmonio, ma si ottiene un valore troppo piccolo per la $\Gamma(\eta_c \to \bar{p}p)$. I risultati del secondo studio sono mostrati nella tabella 1-10. Sono stati ottenuti facendo un fit delle misure sperimentali note di $\Gamma(\chi_J \to \bar{p}p)$, $\Gamma(J/\psi \to \gamma\bar{p}p)$ e $\Gamma(J/\psi \to e^+e^-)$; in esso la χ_0 ha contribuito con il limite superiore: $\Gamma(\chi_0 \to \bar{p}p) < 12$ KeV Anche in questo caso gli insiemi di

α_1	β_1	α_2	β_2	$\mathbf{F_N}$(MeV)	$\mathbf{\Omega}(^\circ)$	$\mathbf{\Gamma}(\chi_0 \to \bar{\mathbf{p}}\mathbf{p})$ (eV)
1	3	3	1	63^{+4}_{-5}	16^{+10}_{-16}	203^{+134}_{-177}
1	2.5	2.5	1	72^{+5}_{-6}	26^{+7}_{-11}	468^{+289}_{-359}
1	1	4	1	85^{+5}_{-6}	41 ± 2	3817^{+1919}_{-2009}
1	1	5	1	78^{+5}_{-6}	35 ± 2	3139^{+1628}_{-1714}

Tabella 1-10. *Valori di larghezza parziale $\Gamma(\chi_0 \to \bar{p}p)$ ottenuti nel modello a diquark cercando di riprodurre contemporaneamente il valori sperimentali di tutte $\Gamma(\chi_J \to \bar{p}p)$ e di R.*

parametri che riproducono bene le larghezze parziali degli stati in onda P portano a valori di R di uno o due ordine di grandezza piú piccoli di quelli misurati. Questo è stato considerato una chiara indicazione che, per valori di Q^2 tipici dei decadimenti del charmonio, esistono correzioni non perturbative e effetti diversi da quelli di cui si tiene conto nel modello a diquark che non possono essere trascurati.

2

Studio sperimentale dello stato χ_0 del charmonio.

La prima osservazione sperimentale di uno stato del charmonio risale al 1974 quando due esperimenti riportarono la scoperta di una risonanza stretta di massa 3.1 GeV. Il primo, AGP [18], sito presso il *Brookhaven National Laboratiry* (BNL), osservò un picco molto stretto ricostruendo la massa invariante del sistema e^+e^- nella reazione:

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

Il secondo, sito nell'anello di accumulazione di elettroni e positroni (SPEAR) presso lo *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) [19], rivelò la presenza di una risonanza di larghezza inferiore a 1.5 MeV, in tre differenti canali di decadimento:

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

I risultati pubblicati dai due gruppi sono mostrati in figura 2-1. In meno di un mese la scoperta fu confermata da un terzo esperimento sito nell'anello di accumulazione ADONE di Frascati [20] e seguita , da quella di un'altra risonanza molto stretta di massa 3.695 MeV riportata dal gruppo di SLAC [21] . La particolarità degli stati J/ψ e ψ' che sorprese la comunità dei fisici era il fatto che le loro larghezze sembravano essere molto piccole contrariamente a quanto si sarebbe potuto supporre visto l'elevato valore della loro massa. Molte furono le interpretazioni fornite per spiegare la natura di queste particelle ma tra tutte prese quasi subito il sopravvento quella proposta da Appelquist e Politzer [22] che le considerva come stati legati del quark charm e del suo antiquark. La soppressione dei decadimenti di J/ψ e ψ' poteva essere spiegata in questo contesto con la regola di OZI[1] facendo l'ulteriore ipotesi che la massa di tali risonanze fosse inferiore alla soglia di produzione di una coppia di mesoni charmati[2].

La scoperta della J/ψ segnò una svolta nella fisica delle interazioni forti. Per comprenderne l'importanza occorre ricordare che a quei tempi la QCD, appena nata, era ancora considerata un semplice modello matematico e i quarks, sebbene permettessero di spiegare molte delle caratteristiche degli adroni conosciuti, non erano mai stati osservati in modo inequivocabile. L'esistenza di un quarto quark era poi stata solo ipotizzata, anche se la spiegazione di fenomeni come la soppressione di correnti deboli

[1] La regola di OZI afferma che decadimenti con diagrammi a quark sconnessi sono soppressi rispetto a quelli connessi.

[2] I mesoni charmati sono adroni formati da un quark(antiquark) charm e un antiquark(quark) u,d o s. Il mesone charmato piú leggero è il D^0 e ha massa M=1864 MeV.

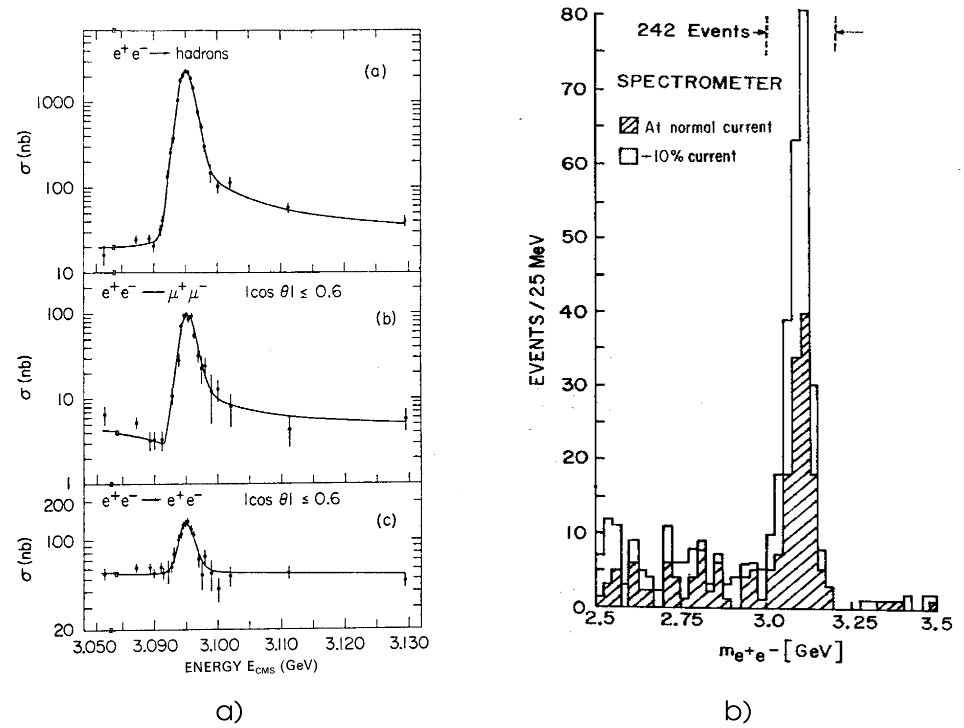


Figura 2-1. *Scoperta dello stato J/ψ. La figura a rappresenta la sezione d'urto (relativa tre diversi canali di decadimento) in funzione dell'energia del centro di massa pubblicata dall'esperimento di SPEAR; la figura b mostra la massa invariante dei due elettroni derivanti dal decadimento della risonanza riportata dall'esperimento AGP.*

neutre con salto di stranezza [23], sembravano richiederla. L'osservazione di queste risonanze e la loro interpretazione come stati $c\bar{c}$ fu considerata una prova dell'esistenza del quark c e segnò per la QCD il passaggio da puro modello matematico a teoria descrivente i costituenti fondamentali della materia e le loro interazioni.

In meno di un mese, dal novembre 1974, furono pubblicati diversi studi teorici (per esempio [24] e [25]) in cui, identificate la J/ψ e la ψ' come stato fondamentale del charmonio e sua prima eccitazione radiale, si ipotizzava l'esistenza di altri sei stati, 3 di ortocharmonio ($1^3P_0, 1^3P_1$ e 1^3P_2) e 3 di paracharmonio ($1^1S_0, 1^1P_1$ e 2^1S_0). Il primo risultato sperimentale successivo alla scoperta della ψ' giunse nel luglio 1975 quando l' esperimento DASP di DESY (Amburgo) annunciò l'osservazione di una risonanza di massa 3.52 GeV [26]. Uno studio piú approfondito condotto dagli esperimenti DASP e CNTR ad Amburgo e MARK1 e CBAL (Crystal Ball) a SLAC portò all'identificazione, nell'intervallo di energia compreso tra 3400 MeV e 3600 MeV, di tre risonanze distinte identificate con gli stati 1^3P_0, 1^3P_1, 1^3P_2. Seguí la scoperta, a SLAC, di due stati di paracharmonio: la η_c (1^1S_0) nel 1980 da parte dell'esperimento MARKII [27] e la η_c' (2^1S_0) nel 1982 ad opera di Crystal Ball [28]. Lo stato 1^1P_1, difficilmente identificabile nello studio dei decadimenti della ψ', è stato osservato in annichilazione $\bar{p}p$ dall'esperimento E760 nel 1992 in corrispondenza di un'energia nel centro di massa

$E_{cm} \cong 3.526$ GeV [29].

Lo spettro del charmonio, come si è venuto delineando nel tempo, è rappresentato in figura 2-2. I livelli vengono indicati con l'usuale notazione spettroscopica:

$$n^{2s+1}L_J$$

dove n è il numero di nodi della funzione d'onda radiale e L, J, S i momenti angolari orbitale, totale e di spin. Ricordiamo che essendo sistemi fermione antifermione tali stati avranno parità P = $(-1)^{L+1}$ e coniugazione di carica C = $(-1)^{L+S}$.

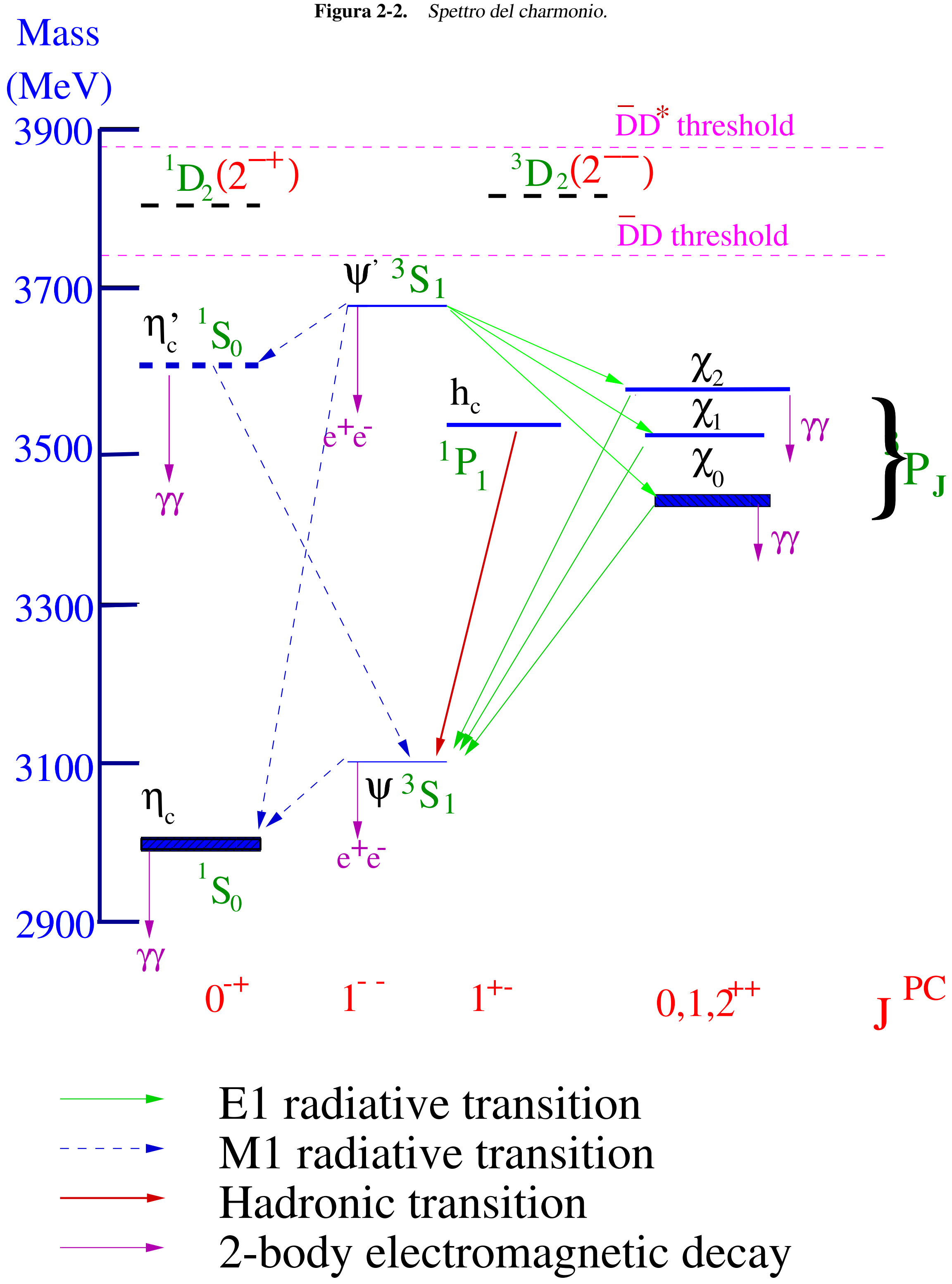
La tabella 2-1 [30] riassume le misure di massa e larghezza degli stati al di sotto della soglia di charm aperto pubblicate nel PDB(2000). Nella terza colonna è specificato il numero di canali di decadimento in cui le risonanze sono state studiate. Una

Risonanza	**Massa (MeV)**	**Larghezza(MeV)**	$\mathbf{N_{obs}}$	$\mathbf{N_{\sigma<20\%}}$
η_c	2979.8 ± 1.8	$13.2^{+3.8}_{-3.2}$	20	0
J/ψ	3096.87 ± 0.04	0.087 ± 0.005	131	53
χ_0	3415.0 ± 0.8	$14.9^{+2.6}_{-2.3}$	17	3
χ_1	3510.51 ± 0.12	$0.88 \pm 0.11 \pm 0.08$	12	2
h_c (*)	3526.14 ± 0.24	$< 1.1\ (CL = 90\%)$	1	0
χ_2	3556.18 ± 0.13	2.00 ± 0.18	18	4
η_c' (*)	3594 ± 5	$< 8\ (CL = 95\%)$	2	0
ψ'	3685.96 ± 0.09	0.277 ± 0.031	41	7

Tabella 2-1. *Massa e larghezza totale degli stati del charmonio. Con l'asterisco sono indicate le due risonanze che sono state osservate da un unico esperimento. Nelle ultime due colonne sono indicati il numero di decadimenti in cui la risonanza è stata osservata e il numero di misure di branching ratio esistenti con un errore inferiore al 20%.*

osservazione superficiale delle misure inerenti gli stati $c\bar{c}$ potrebbe far pensare che ormai il sistema charmonio sia conosciuto con sufficiente dettaglio e che non occorra investire ulteriori energie su di esso. In realtà molti sono i problemi ancora aperti. Per esempio, l'osservazione degli stati h_c ed η_c', riportata da E760 e CBAL , attende ancora conferma; su alcuni parametri, quali la massa e la larghezza della η_c, tecniche diverse portano a risultati diversi e tra loro non sempre compatibili. Infine, come messo in luce dalla quarta colonna della tabella 2-1, la precisione con cui si conoscono i rapporti di decadimento è solo in un terzo dei casi inferiore al 20 %. Questi problemi non sono assolutamente secondari, soprattutto se si vuole usare il charmonio come campo di verifica della teoria delle interazioni forti. L'esistenza di diverse tecniche di studio, complementari tra loro, e la possibilità di accumulare ingenti quantità di dati dovrebbero perciò essere sfruttate per produrre misure nuove e statisticamente piú signifiative.

Figura 2-2. *Spettro del charmonio.*



2.1 Tecniche di produzione degli stati $c\bar{c}$.

Lo studio della spettroscopia del charmonio è stato affrontato producendo gli stati $c\bar{c}$ con 3 differenti processi: annichilazione e^+e^-, annichilazione $\bar{p}p$ e *two photon collision*. In questo paragrafo descriveremo tali tecniche cercando mettere in evidenza vantaggi e svantaggi relativi al loro utilizzo nello studio degli stati $c\bar{c}$ di energia inferiore alla soglia di charm aperto. Particolare attenzione verrà dedicata alla produzione di charmonio in annichilazione $\bar{p}p$ all'interno del quale si inserisce il lavoro presentato in questa tesi.

2.1.1 Formazione del charmonio in annichilazione $\bar{p}p$.

Gli esperimenti.

Negli anni '80 l'invenzione del raffreddamento stocastico ha permesso di accumulare un numero elevato di antiprotoni con una dispersione in momento estremamente piccola ($\Delta p/p \sim 10^{-4}$). Ciò ha consentito di intraprendere lo studio degli stati $c\bar{c}$ formandoli in annichilazione protone-antiprotone. La tecnica venne usata per la prima volta nel 1984 dall'esperimento R704 condotto nell'Intersecting Storage Ring del Cern. Lo smantellamento degli ISR ridusse il tempo utile per la presa dati di R704 a pochi mesi, ma il chiaro segnale messo in evidenza in corrispondenza delle risonaze J/ψ,χ_1 e χ_2 [31] confermò le potenzialità della tecnica e suggerì l'opportunità di proseguire l'esperimento in un altro laboratorio. Questa intenzione si concretizzò con il progetto E760 realizzato a Fermilab. L'esperimento, condotto nell' anello di accumulazione di antiprotoni, prese dati nel 1991, accumulando una luminosità integrata di 30 pb^{-1}. Il suo contributo allo studio della spettroscopia del charmonio è stato particolarmente significativo. Le misure da esso riportate relative alla massa degli stati J/ψ [32],χ_1 e χ_2 [33] e alla larghezza degli stati χ_1 e χ_2 [33] sono le piú precise tra quelle sino ad oggi pubblicate. A E760 si deve inoltre l'unica osservazione dello stato $^1P_1$ finora riportata [29].

L'ultimo esperimento ad aver utilizzato questa tecnica è stato E835. Diretto successore di E760, ha ricevuto dal Fermilab l'approvazione nel 1992 con lo scopo di portarne avanti il programma sperimentale. Ha preso dati tra il 1996 e il 2000 accumulando circa 250 pb^{-1} di luminosità integrata. Ad esso si deve la prima osservazione dello stato χ_0 in annichilazione protone-antiprotone [44]. Un' elenco dei risultati fin'ora ottenuti dall'esperimento e una sua descrizione dettagliata sono riportate nel capitolo 3.

Vantaggi e svantaggi.

Il vantaggio principale di studiare il charmonio in collisioni adroniche risiede nella possibilità di formare direttamente tutti gli stati $c\bar{c}$, indipendentemente dai loro numeri quantici. Come mostrato in figura 2-3 l'annichilazione tra protone e antiprotone può essere mediata da 2 o 3 gluoni. Il fatto che i due stati intermedi abbiano C parità opposta e la possibile esistenza tra di essi di un momento angolare L$\neq$0 fa si che non esistano vincoli sui valori di J^{PC} degli stati raggiungibili direttamente in questo processo. Ciò rende gli esperimenti che usano questa tecnica particolarmente adatti misurare massa e larghezza di tutti gli stati $c\bar{c}$; la precisione della misura dipende, infatti, unicamente da quanto bene si conosce la distribuzione di energia del fascio.

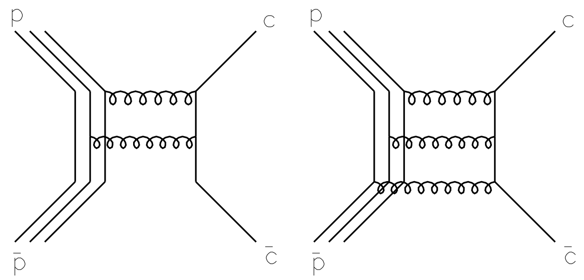


Figura 2-3. *Processi di produzione di charmonio in annichilazione $\bar{p}p$.*

Per contro risulta estremamente complicato identificare le risonanze attraverso i loro canali di decadimento adronici; le sezioni d'urto di produzione degli stati in questione, dell'ordine del μb nel migliore dei casi, sono infatti di gran lunga inferiori a quella di produzione di adroni leggeri ($\sim$70 mb). Gli stati $c\bar{c}$ sono in realtà efficacemente rivelati attraverso lo studio dei loro canali di decadimento elettromagnetici, i quali però presentano lo svantaggio di essere soppressi rispetto a quelli adronici.

La tecnica sperimentale

Gli stati $c\bar{c}$ vengono studiati facendo variare l'energia degli antiprotoni, e quindi quella disponibile nel sistema di riferimento del centro di massa, attraverso la regione in cui si prevede l'esistenza della risonanza e misurando punto per punto il numero di eventi ottenuto e la luminosità integrata accumulata (*scan*). La curva di eccitazione risultante ha l'andamento rappresentato in figura 2-4

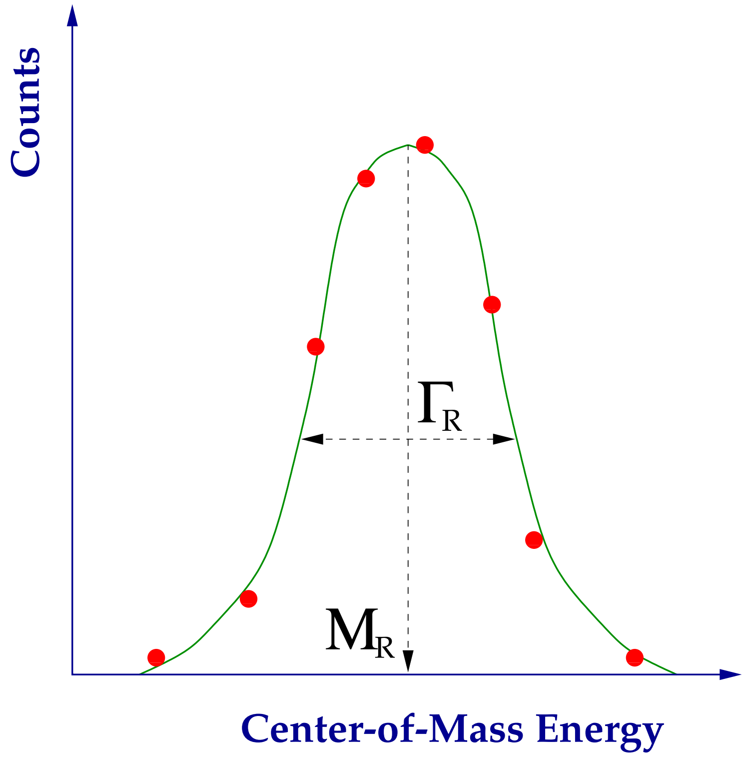


Figura 2-4. *Curva di eccitazione.*

e mostra la variazione della sezione d'urto con l'energia a disposizione nel centro di massa. Tale curva è la convoluzione tra la sezione d'urto risonante rappresentata da una Breit-Wigner [3]

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{4\pi}{k^2} \frac{(2J_R + 1)}{(2S_a + 1)(2S_b + 1)} B_{in} B_{fin} \frac{\Gamma_R^2}{4(E - M_R)^2 + \Gamma_R^2} \tag{2.1}$$

e la distribuzione di energia nel centro di massa G(E - E$_{cm}$). Contribuisce inoltre alla curva di eccitazione la sezione d'urto di fondo σ_{BG} dovuta alla presenza di un continuo non risonante o di reazioni che simulano nel rivelatore quella studiata.
Per ogni punto di energia vale quindi la seguente relazione:

$$\frac{N(E_{cm})}{Lint(E_{cm})} = \sigma_{BG} + \varepsilon \int_0^\infty \sigma_{BW}(E)\ G(E - E_{cm}) dE \tag{2.2}$$

dove ε è un fattore che tiene conto di accettanza ed efficienza di rivelazione. Essendo la massa del protone elevata, effetti di distorsione della curva di eccitazione dovuti alla Bremsstrahlung sono del tutto trascurabili.

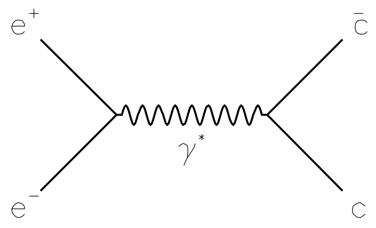
[3] Indichiamo con M_R, Γ_R, J_R rispettivamente massa larghezza e spin della risonanza, con S_a e S_b lo spin di protone e antiprotone, con E e k energia e momento dell' antiprotone nel sistema di riferimento del centro di massa. Infine B_{in} e B_{fin} sono i rapporti di decadimento della risonanza nello stato iniziale ($B_{in} = BR(R \to \bar{p}p)$) e finale ($B_{fin} = BR(R \to fin)$) della reazione studiata.

Determinata la G(E - E$_{cm}$) analizzando gli spettri di energia del fascio e nota la sezione d'urto di fondo è possibile ricavare, a partire dalla curva di eccitazione misurata, i valori di massa e larghezza della risonanza e il prodotto dei rapporti di decadimento $B_{in} \times B_{fin}$. Tale misura risulta indipendente dalla risoluzione del rivelatore ma richiede una precisa conoscenza della distribuzione di energia del fascio. In particolare, la precisione con cui si determina il valor medio dell'energia degli antiprotoni determina quella con cui si riesce a misurare la massa M$_R$ della risonanza. Le misure di larghezza sono influenzate dalla precisione con cui si conosce la dispersione energetica del fascio; detta Γ_F la larghezza della distribuzione di energia degli antiprotoni, tanto maggiore risulta il rapporto Γ_R/Γ_F, tanto piú precisa è la misura di Γ_R che si ottiene. La piccola dispersione in momento ottenuta grazie al raffreddamento stocastico permette di ridurre Γ_F a qualche centinaio di KeV e quindi di ottenere misure precise di larghezza anche per risonanze molto strette.
Una buona conoscenza di efficienza, accettanza di rivelazione e luminosità integrata accumulata in ogni punto è infine cruciale per la misura di $B_{in} \times B_{fin}$.

2.1.2 Produzione del charmonio in annichilazione e^+e^-.

Questa è la tecnica con cui si è iniziato a studiare il charmonio; è stata usata da tutti gli esperimenti che tra il 1974 e il 1982 si sono occupati di spettroscopia del sistema $c\bar{c}$, ad eccezione di AGP. Oggi è utilizzata dall'esperimento BES, sito nel collider di elettroni e positroni di Beijing.

Il processo di annichilazione tra e^+e^- mediato da un fotone virtuale (vedi fig. 2-5) è il metodo piú efficace per la produzione degli stati $c\bar{c}$ aventi gli stessi numeri quantici del γ (J^{PC}=1^{--}).



1.0

Figura 2-5. *Processo di produzione di charmonio in annichilazione e^+e^-.*

Misure precise di massa e rapporti di decadimento sono state ottenute in questo caso facendo uno scan delle risonanze e analizzando i dati con in modo analogo a quanto illustrato per gli esperimenti $\bar{p}p$. Il basso livello di fondo dovuto a mesoni e barioni rende questa tecnica particolarmente adatta per la misura dei rapporti di decadimento adronici, difficilmente studiabili in annichilazione protone-antiprotone. Non stupisce quindi che gran parte dei *branching ratios* di J/ψ e ψ' sia stata misurata da esperimenti

di questo tipo.
A differenza della massa M_R e dei rapporti di decadimento, la larghezza totale Γ_R delle risonanze non è misurabile direttamente con questa tecnica. La larghezza della distribuzione di energia nel centro di massa, pari ad alcuni MeV, è infatti di circa un ordine di grandezza superiore a Γ_R. Il valore di quest'ultima è tratto dalla misura dell'area sottesa dalla curva di eccitazione:

$$A = \int \sigma(E_{cm}) dE_{cm} = \frac{6\pi^2}{M_R^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{ad}}{\Gamma_R} C_{rad} \tag{2.3}$$

dove Γ_{ee} e Γ_{ad} sono le larghezze parziali di decadimento in e^+e^- e in adroni. Questo metodo comporta quindi la rivelazione simultanea di piú canali di decadimento e uno studio delle correzioni radiative C_{rad} da apportare per tener conto della distorsione della curva di eccitazione causata dalla Bremsstrahlung di elettrone e positrone.
Discorso diverso vale per gli stati $c\bar{c}$ non direttamente producibili in annichilazione e^+e^-. Tutti possono il linea di principio essere rivelati attraverso lo studio dei decadimenti radiativi di J/ψ e ψ'. Praticamente questo però è stato finora possibile solo per alcune risonanze; per altre tale osservazione risulta estremamente complicata a causa dei rate di decadimento molto bassi. Il caso piú critico è quello della risonanza h_c raggiungibile a partire dalla ψ' solamente attraverso la doppia transizione:

$$\psi' \rightarrow \eta_c'\gamma \rightarrow h_c\gamma\gamma$$

o il decadimento

$$\psi' \rightarrow \eta_c'\pi^0$$

che viola l'isospin.

Risonanza (R)	$\sigma_{\mathbf{p}}(\mathbf{e^+e^-} \rightarrow \psi' \rightarrow \mathbf{R}\gamma)$ (nb)	$\sigma_{\mathbf{f}}(\bar{\mathbf{p}}\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{R})$ (nb)
η_c'	$19 \div 123$	N.V.
χ_2	(746±130)	263±27
h_c	?	?
χ_1	(832±140)	137±22
χ_0	(886±151)	132±78
η_c	(27±6)	1095±365

Tabella 2-2. *Confronto tra le sezioni d'urto di produzione in annichilazione e^+e^- e di formazione in annichilazione $\bar{p}p$ per gli stati $c\bar{c}$ con $J^{PC} \neq 1^{--}$. I valori di BR($\psi' \rightarrow e^+e^-$)×BR($\psi' \rightarrow R\gamma$) e BR($R \rightarrow \bar{p}p$) utilizzati per definirli sono stati tratti dal PDB(2000). L'errore riportato è dovuto all'incertezza con cui tali rapporti di decadimento sono conosciuti.*

La tabella 2-2 mostra la sezione d'urto di formazione degli stati con $J^{PC} \neq 1^{--}$; tali valori sono indicativi per gli esperimenti condotti in annichilazione $\bar{p}p$ in cui la larghezza della distribuzione dell'energia nel centro di massa (Γ_B) è inferiore a quella delle risonanze indicate (Γ_R). Nel caso degli esperimenti condotti in annichilazione e^+e^- i valori riportati in tabella devono essere ancora moltiplicati per un fattore dipendente dal rapporto Γ_B/Γ_R e dall'area A della curva di eccitazione. Una stima precisa di tale fattore implicherebbe la conoscenza di tutte le quantitá che compaiono in 2.3. Il suo valore è approssimativamente 10-15 $\%$. I rate di produzione in annichilazione e^+e^- risultano quindi essere dello stesso ordine di grandezza di quelli di formazione in annichilazione $\bar{p}p$ per le risonanze ottenibili a partire dalla ψ' con transizioni di dipolo elettrico. Per gli altri tre stati dovrebbe invece essere nettamente favorita la produzione in $\bar{p}p$ [4]. Un secondo svantaggio presente nell'utilizzo di questa tecnica per lo studio delle risonanze con J$^{PC} \neq 1^{--}$ consiste nel fatto che che le misure dei loro parametri dipendono dalla risoluzione del rivelatore, la quali nel migliore dei casi è pari a una decina di Mev.

2.1.3 Produzione del charmonio in *two photon collision*.

Gli stati del charmonio possono essere prodotti in collisioni tra elettroni e positroni di elevata energia attraverso la reazione:

$$e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma \to e^+e^-c\bar{c}$$

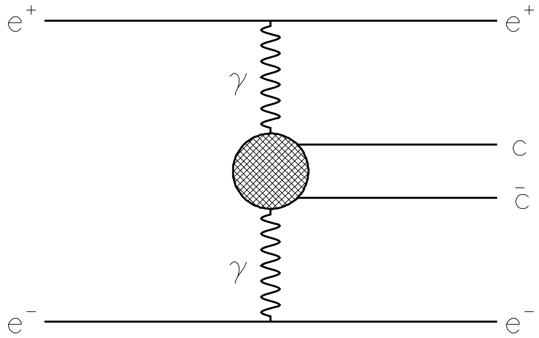


Figura 2-6. *Processo di produzione di charmonio in collisione di due fotoni.*

Lo studio di eventi di questo tipo permette di trarre informazioni circa i decadimenti in due fotoni degli stati $c\bar{c}$, i quali possono essere rivelati attraverso i loro canali di decadimento adronici. Le larghezze parziali in $\gamma\gamma$ delle risonanze η_c, χ_0 e χ_2 sono state misurate con questa tecnica da CLEO, da alcuni degli esprimenti di LEP (L3 ed OPAL) (vedi PDB [1]) e ultimamente anche da BBAR [35]. La produzione di charmonio in collisioni di due fotoni presenta tre limiti principali:

- permette di produrre solo gli stati $c\bar{c}$ con C parità positiva;

[4] La formazione in $\bar{p}p$ è sicuramente favorita rispetto alla produzione in annichilazione e^+e^- per lo stato η_c; per le altre due risonanze il discorso è un po' più delicato: i dati esistenti relativi alla h_c devono ancora essere confermati e la η_c' non è mai stata osservata in annichilazione $\bar{p}p$. Esistono anche teorie che prevedono $BR(\eta_c' \to \bar{p}p) < 10^{-6}$ [34].

- i rate di produzione sono soppressi di un fattore α^2 rispetto a quelli di processi di annichilazione e^+e^- mediata da un singolo fotone
- la scarsa precisione con cui sono noti, in letteratura, molti dei rapporti di decadimento adronici degli stati $c\bar{c}$ si traduce in un errore sistematico non trascurabile sulle misure di larghezze parziali in $\gamma\gamma$.

Al primo di questi problemi non si può ovviamente porre rimedio. Il secondo è in parte attenuato dal fatto che il basso livello di fondo adronico permette di rivelare gli stati $c\bar{c}$ attraverso i loro canali di decadimento privilegiati; inoltre i moderni esperimenti sono in grado di accumulare molta luminosità integrata in tempi brevi. L'errore sistematico sulle misure riportate con questa tecnica, infine, potrebbe essere ridotto misurando con maggiore precisione i rapporti di decadimento adronici in annichilazione e^+e^-.

2.1.4 Produzione di charmonio nei decadimenti dei B.

Recentemente alcun risonanze $c\bar{c}$ sono state osservate nel decadimenti dei mesoni B. L'interesse per questa tecnica consiste nel fatto che essa permette di raggiungere tutti gli stati del charmonio, compresi η_c' e h_c di cui si attende conferma sperimentale. E' inoltre consentita una misura relativa dei rapporti di decadimento adronici delle risonanze $c\bar{c}$. Lo svantaggio principale di questa tecnica consiste nel fatto che la sezione d'urto di produzione è di quasi cinque ordini di grandezza inferiore rispetto a quelle riportate in tabella 2-2 . Ciò rende necessario l'accumulo di un'elevata mole di dati per ottenere campioni statisticamente significativi di stati $c\bar{c}$. Un suo sviluppo in tempi brevi si può pertanto pensare solo all'interno dei moderni esperimenti di *B-factory*.
Sebbene non esistono ancora risultati inerenti a questo tipo di studio abbiamo ritenuto significativo citarlo per lo meno come una delle possibili future sorgenti di informazioni per la fisica del charmonio.

2.2 Lo stato χ_0.

Lo stato χ_0 può essere formato direttamente in annichilazione protone antiprotone e nel processo di collisione di due fotoni. In annichilazione e^+e^- viene invece raggiunto solo attraverso la transizione di dipolo elettrico:

$$\psi' \rightarrow \chi_0 \, \gamma.$$

In questo paragrafo verranno brevemente descritti i metodi che hanno permesso di ottenere le misure sperimentali con cui saranno confrontati i risultati riportati nei capitoli 4 e 5. Particolare attenzione si presterà allo studio della stato χ_0 in annichilazione e^+e^- cui si deve la scoperta della risonanza e gran parte delle misure su di essa esistenti.

2.2.1 Studio dello stato χ_0 in annichilazione e^+e^-

Lo studio degli stati in onda P dell'ortocharmonio in annichilazione e^+e^- è stato portato avanti principalmente attraverso 3 tecniche di analisi:

A: studio della reazione esclusiva $\psi' \to \chi_0\gamma \to h\ \gamma$
dove *h* rappresenta un ben preciso canale di decadimento adronico della χ_0;

B: analisi della reazione esclusiva $\psi' \to \chi_0\gamma \to \psi\gamma\gamma$;

C: osservazione di fotoni monocromatici nello spettro di energia dei γ emessi nel decadimento della ψ'.

La tecnica A è quella che ha permesso all'esperimento MARK1 di osservare per la prima volta un segnale corrispondente alla risonanza χ_0 e di fornire la prima misura della sua massa [36]. Attualmente è adottato dall'esperimento BES [37]. E' un metodo di analisi particolarmente adatto ad esperimenti dotati di un rivelatore ottimizzato per l'identificazione di canali di decadimento adronici. Gli eventi vengono selezionati identificando le particelle cariche costituenti lo stato finale per mezzo di condizioni cinematiche e topologiche. L'esistenza del fotone viene accertata con richieste non troppo restrittive basate su energia e impulso mancanti (MARK1) o sul numero di segnali rilasciati in un opportuno rivelatore (BES). Non è perciò necessaria, in quest'ultimo, la presenza di un elemento in grado di rivelare fotoni con grande risoluzione. La massa della risonanza e il numero di eventi osservato (N_{obs}) sono ricavati da un fit della distribuzione di massa invariante degli adroni costituenti lo stato finale con un curva che parametrizzi opportunamente il segnale e il fondo. Non conoscendo con precisione il numero di ψ' prodotto, la grandezza BR($\psi' \to \chi_0\,\gamma$)*BR($\chi_0 \to h$) viene calcolata normalizzando N_{obs} al numero di eventi osservato in un opportuno canale di decadimento $\psi' \to g$ di cui si conosce, da misure indipendenti, il *branching ratio*. La relazione utilizzata è:

$$BR(\psi' \to \chi_0\gamma) * BR(\chi_0 \to h) = \frac{N_{obs}}{N(\psi' \to g)} \frac{\varepsilon(g)}{\varepsilon(h)} BR(\psi' \to g) \tag{2.4}$$

dove $\varepsilon(h)$ e $\varepsilon(g)$ sono due fattori che tengono conto di accettanza ed efficienza di rivelazione per i due canali di decadimento indicati con *h* e *g*. La quantità misurata da questi esperimenti è quindi :

$$\frac{BR(\psi' \to \chi_0\gamma) \times BR(\chi_0 \to h)}{BR(\psi' \to g)} \tag{2.5}$$

BES ha recentemente tratto da un'analisi di questo tipo anche una misura di larghezza totale della χ_0 (Γ_R) [38]. La larghezza della distribuzione di massa invariante è data infatti dalla convoluzione tra Γ_R e la risoluzione del rivelatore. Stimata quest'ultima in modo indipendente (nel caso di BES con una simulazione Monte Carlo corretta mediante il confronto con i dati di χ_2) è possibile estrarre dal fit una misura di Γ_R. Essa ha però una dipendenza non trascurabile dalla determinazione della risoluzione del rivelatore, dalla parametrizzazione del fondo e dalla selezione utilizzata. L'insieme di tutti questi effetti induce sulla misura di BES un'errore sistematico del 21%.

L'analisi della reazione esclusiva $\psi' \to \chi_0\gamma \to \psi\gamma\gamma$ è stata svolta praticamente da tutti gli esperimenti che si sono occupati, prima del 1984, dello stato χ_0: MARK1 [39], CBAL [40], DASP [41] e CNTR [42]. La selezione degli eventi è articolata in 3 stadi successivi:

- identifiazione della ψ attraverso i suoi canali di decadimento leptonici l^+l^- ($\mu^+\mu^-$ e/o e^+e^-);
- richiesta che l'evento abbia caratteristiche cinematiche e topologiche compatibili con la reazione $\psi' \to \psi\gamma\gamma$
- reiezione del fondo dovuto ai decadimenti

$$\psi' \to \psi\eta$$

$$\psi' \to \psi\pi^0$$

$$\psi' \to \psi\pi^0\pi^0$$

Facendo un fit della distribuzione di massa invariante $M_{inv}(J/\psi, \gamma)$ ottenuta col campione di eventi risultante è possibile ricavare la massa della risonanza e il numero di eventi (N_{obs}) osservato in ciascun canale di decadimento

$$\psi' \to \chi_J\gamma.$$

Il prodotto dei *branching ratios*:

$$BR(\psi' \to \chi_J\gamma) \times BR(\chi_J \to J\psi\gamma) \times BR(J/\psi \to l^+l^-) \tag{2.6}$$

viene calcolato dividendo N_{obs} per il prodotto tra accettanza ed efficienza di rivelazione e il numero di ψ' selezionate dal trigger. Se si conosce, da misure indipendenti, BR($J/\psi \to l^+l^-$), la 2.6 permette di ricavare una stima di BR($\psi' \to \chi_J\gamma$)×BR($\chi_J \to J\psi\gamma$). Nella tabella 2-3 sono riassunti i valori di quest'ultima grandezza ottenuti dai diversi esperimenti con la tecnica descritta. E' inoltre indicato il numero di ψ' costituenti il campione di partenza e il numero di eventi di χ_0 selezionati. Facciamo notare che il risultato piú significativo sui rapporti di decadimento è stato ottenuto da CBALL, l'unico, tra gli esperimenti citati, ad avere sia un'ottima risoluzione in energia e posizione per fotoni ed elettroni, sia un'accettanza geometrica estesa (pari al 98% di 4π). Il piccolo numero di eventi osservato da MARK1 e DASP, compatibile, secondo quanto riportato dagli stessi esperimenti, con il numero di eventi di fondo attesi, deriva probabilmente dalla scarsa efficienza dei loro rivelatori nell'identificare

Esperimento	$\mathbf{BR}(\psi' \to \chi_{\mathbf{J}}\gamma) \times \mathbf{BR}(\chi_{\mathbf{J}} \to \mathbf{J}\psi\gamma)$	$\mathbf{N}_{\psi'}$	$\mathbf{N_{evt}}$
MARK1	$(0.2 \pm 0.2)\%$	3.3 10^5	1
CNTR	$(0.14 \pm 0.09)\%$	6.245 10^5	$\sim$15
DASP	$(0.3 \pm 0.2)\%$	3.04 10^5	2.4±1.9
CBALL	$(0.059 \pm 0.015 \pm 0.009)\%$	(7.76±0.78) 10^5	20

Tabella 2-3. *Misure di BR($\psi' \to \chi_J\gamma$)×BR($\chi_J \to J\psi\gamma$) tratte dall'analisi della reazione esclusiva $\psi' \to \chi_0\gamma \to \psi\gamma\gamma$. Nella terza colonna é riportato il numero di ψ' costituente il campione di partenza delle diverse analisi; N_{evt} indica il numero di eventi su cui le misure sono basate.*

gli stati finali elettromagnetici; il problema della misura di CNTR risiede invece nella limitata accettanza geometrica del rivelatore, pari a solo il 16% dell'intero angolo solido.

L'analisi C è condotta selezionando i decadimenti della ψ' contenenti almeno un fotone nello stato finale e studiando la distribuzione dell'energia dei γ identificati in ciascun evento. Lo spettro ottenuto da Crystal Ball è riportato, come esempio, in figura 2-7 [43]. Il fondo in esso presente è costituito principalmente dai fotoni emessi nel decadimento di π^0 ed η e da particelle cariche identificate come γ a causa di inefficienze di rivelazione. I picchi molto stretti emergenti dalla distribuzione di energia del fondo sono generati dai fotoni monocromatici emessi in una delle seguenti transizioni radiative:

T_1: $\psi' \to \eta_c'\gamma$

T_{2-5}: $\psi' \to \chi_2\gamma \to J/\psi\gamma\gamma$

T_{3-6}: $\psi' \to \chi_1\gamma \to J/\psi\gamma\gamma$

T_{4-7}: $\psi' \to \chi_0\gamma \to J/\psi\gamma\gamma$

T_8: $\psi' \to \eta_c\gamma$

Condizione necessaria per identificare tutti questi decadimenti è l'utilizzo di un rivelatore con un'ottima risoluzione per fotoni di energia compresa tra 50 Mev e 700 Mev. Un'accettanza geometrica il piú possibile estesa facilita l'identificazione degli eventi di fondo e ne permette una migliore parametrizzazione. Non è un caso che i risultati piú significativi siano stati ottenuti col rivelatore Crystal Ball costituito da una sfera di NaI segmentata in 672 scintillatori con accettanza geometrica pari al 98% dell'intero angolo solido e una risoluzione di energia parametrizzabile come

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.4 \div 2.8)\%}{E^{1/4}}$$

Lo spettro di figura 2-7 mostra che alcune delle transizioni elencate in precedenza sono in realtà difficili da identificare anche per un rivelatore con queste prestazioni.

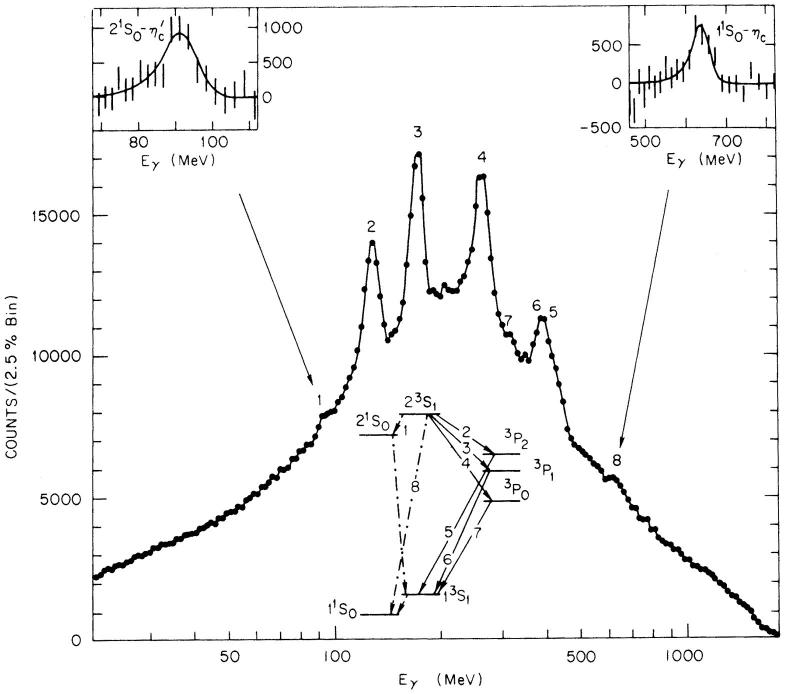


Figura 2-7. *smallSpettro di energia dei fotoni rilevati nello studio dei decadimenti della ψ' effettuato da CBALL.*

In particolare i picchi corrispondenti al secondo γ emesso nelle reazioni T_{2-5} e T_{3-6}, prossimi in energia e allargati per effetto Doppler a causa del moto della χ_J, sono sovrapposti; le transizioni T_1 e T_8, sfavorite rispetto alle altre perchè di tipo M1, sono state identificate da CBAL con un segnale di non grande significanza statistica. Il picco corrispondente al fotone emesso nel decadimento $\chi_0 \to J/\psi\gamma$, infine, non è stato rivelato.

Un'attenta analisi dello spettro in questione ha permesso tuttavia di trarre diverse informazioni sugli stati del charmonio. Parametrizzando opportunamente fondo e segnale e facendo un fit della distribuzione di figura 2-7 con una curva che tenesse conto di entrambi, si sono ricavate l'energia E_γ dei fotoni emessi e il rapporto di decadimento relativo alla transizione in cui sono stati prodotti. La massa M_R della risonanza può essere ricavata dalla misura di E_γ con la relazione

$$M_{\psi'} = E_R + E_\gamma = \sqrt{E_\gamma^2 + M_R^2} + E_\gamma$$

traendo la massa della ψ' dalla letteratura.

L'analisi dei picchi corrispondenti alle transizioni $\psi' \to R\gamma$ ha permesso di misurare M_R e $BR(\psi' \to R\gamma)$ mentre lo studio dei picchi derivanti dalle reazioni $\chi_J \to J/\psi\gamma$ ha consentito di ricavare $BR(\psi' \to \chi_J\gamma) \times \mathrm{BR}(\chi_J \to J/\psi\gamma)$.

Dal rapporto

$$\frac{BR(\psi' \to \chi_J\gamma) \times BR(\chi_J \to J/\psi\gamma)}{BR(\psi' \to \chi_J\gamma)} \tag{2.7}$$

Crystal Ball ha ottenuto una misura dei *branching ratio* BR($\chi_{1,2} \to J/\psi\gamma$) scevra da eventuali errori di normalizzazione [5]. Non essendo stato osservato il picco corrispondente alla transizione $\chi_0 \to J/\psi\gamma$ la stessa cosa non ha potuto essere ripetuta per lo stato χ_0. Il valore pubblicato per BR($\chi_0 \to J/\psi\gamma$) è stato calcolato a partire dal BR($\psi' \to \chi_0\gamma$)$\times$ BR($\chi_0 \to J/\psi\gamma$) stimato con la tecnica B. In questo caso si eliminano solo le incertezze legate ad errori di rinormalizzazione comuni ai metodi B e C dovuti alla non conoscenza esatta del numero di ψ' prodotte.
Tutte le misure descritte richiedono, oltre a quanto già detto in precedenza, una buona conoscenza dell'efficienza di rivelazione.
L' esperimento Crystal Ball è riuscito a trarre da questo tipo di analisi anche un intervallo di valori per la larghezza degli stati χ_J corrispondente a un livello di confidenza del 90 $\%$. Quest'ultima misura è in realtà molto delicata. La sua precisione dipende da quella con cui si conoscono la significanza statistica Γ_s del segnale osservato, la risoluzione Γ_{ris} del rivelatore e da quanto Γ_s è maggiore di Γ_{ris}. In particolare lo studio riportato da CBALL mostra che il valore ottenuto per la larghezza Γ_R della risonanza dipende fortemente e in modo non lineare da Γ_{ris} e che tale effetto risulta tanto piú marcato quanto minore è Γ_R.

2.2.2 Studio dello stato χ_0 in annichilazione $\bar{p}p$ e in collisione di due fotoni.

Lo stato χ_0 è stato osservato in annichilazione $\bar{p}p$ solo dall'esperimento E835 che ne ha misurato massa, larghezza e BR($\chi_0 \to \bar{p}p$) [44] e BR($\chi_0 \to \gamma\gamma$) [9]. La tecnica di analisi utilizzata è simile a quella riportata nei capitoli 4 e 5. Alcuni dettagli inerenti questa misura si possono trovare nei paragrafi 4.7 e 5.5 .

Il *branching ratio* BR($\chi_0 \to \gamma\gamma$) è stato riportato anche dall'esperimento CLEO [45]. Lo stato χ_0 è stato in questo caso prodotto in collisione di due fotoni e rivelato nel canale di decadimento:

$$\chi_0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-.$$

L'efficienza di rivelazione, comprensiva di quella di trigger, è stata valutata con una simulazione Monte Carlo ed è risultata pari al 20%. La grandezza direttamente misurata dall'esperimento in questo caso è

$$BR(\chi_0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) \times \Gamma(\chi_0 \to \gamma\gamma) \tag{2.8}$$

[5] Le due misure sono però affette da un errore sistematico dovuto alla sovrapposizione dei due picchi corrispondenti ai decadimenti $\chi_1 \to J/\psi\gamma$ e $\chi_2 \to J/\psi\gamma$.

La larghezza parziale in due fotoni viene calcolata dividendo la 2.8 per il valore di $BR(\chi_0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ tratto dalla letteratura.

Nella tabella 2-4 sono riassunte le misure relative allo stato χ_0 a cui faremo riferimento nei capitoli 4 e 5. Accanto a ciascuna di esse riportiamo, nei casi in cui è stato indicato esplicitamente dagli esperimenti, il numero di eventi costituenti il campione su cui si basa la misura; questo per sottolineare che molti dei valori oggi disponibili sono stati ricavati anni fa con statistica molto limitata. Alcuni valori di massa sono stati ricalcolati per tener conto delle nuove misure di $M_{\psi'}$ e $M_{J/\psi}$. In particolare i termini indicati con (^{*2}) sono stati corretti usando $M_{\psi'}$=3686 MeV (anzichè 3684 MeV), e quelli etichettati con (^{*3}) sono stati ricalcolati usando $M_{\psi'}$=3686 MeV ed $M_{J/\psi}$= 3097 MeV. I rapporti di decadimento indicati con $^{(*5)}$ sono stati ricavati assumendo BR($\psi' \to \chi_0\gamma$) =0.094. Infine, le misure di Crystal Ball contrassegnate con le lettere D e F, sono state ottenute attraverso lo studio delle reazioni esclusive $\psi' \to \chi_0\gamma \to \pi^0\pi^0\gamma \to 5\gamma$ e $\psi' \to \chi_0\gamma \to 3\gamma$ [46].

$\mathbf{M}_{\chi_0}$ (MeV)	$\mathbf{N_{evt}}$	**Esperimento**	**Tecnica**
$3417.4\,^{+1.8}_{-1.9} \pm 0.2$	110	E835	$\bar{p}p$
$3414.1 \pm 0.6 \pm 0.8$	$\sim 1848{\pm}46^{(*1)}$	BES	e^+e^-, A
$3417.8 \pm 0.4 \pm 4\ ^{(*2)}$		CBAL	e^+e^-, C
$3422 \pm 10\ ^{(*3)}$	~ 15	CNTR	e^+e^-, B
$3416 \pm 3 \pm 4\ ^{(*3)}$	$383{\pm}23^{(*4)}$	MARK1	e^+e^-, A
$3415 \pm 9\ ^{(*2)}$	~ 290	CNTR	e^+e^-, C

$\mathbf{\Gamma}_{\chi_0}$ (MeV)	$\mathbf{N_{evt}}$	**Esperimento**	**Tecnica**
$16.6\,^{+5.2}_{-3.7}{\pm}0.1$	110	E835	$\bar{p}p$
$14.3 \pm 2.0 \pm 3.0$	$720{\pm}32$	BES	e^+e^-, A
13-21		CBAL	e^+e^-, C
$8.8 \pm 1.3 \pm 1.5$		CBAL	e^+e^-, D

$\mathbf{BR}(\chi_0 \to \psi\gamma) \times 10^4$	$\mathbf{N_{evt}}$	**Esperimento**	**Tecnica**
60 ± 18		CBAL	e^+e^-, B-C
$320 \pm 210^{(*5)}$	~ 2	DASP	e^+e^-, B
$150 \pm 100^{(*5)}$	~ 15	CNTR	e^+e^-, B
$210 \pm 210^{(*5)}$	1	MARK1	e^+e^-, B

$\mathbf{BR}(\chi_0 \to \bar{p}p) \times 10^4$	$\mathbf{N_{evt}}$	**Esperimento**	**Tecnica**
$4.8^{+0.9+2.1}_{-0.8-1.1}$	110	E835	$\bar{p}p$
$1.59 \pm 0.43 \pm 0.53$	15.2 ± 4.1	BES	e^+e^-,A

$\mathbf{BR}(\chi_0 \to \gamma\gamma) \times 10^4$	$\mathbf{N_{evt}}$	**Esperimento**	**Tecnica**
$0.97{\pm}0.50 \pm 0.28$	~ 74	E835	$\bar{p}p$
$3.9 \pm 1.9 \pm 1.1\ ^{(*5)}$		CBAL	e^+e^-,F

$\mathbf{\Gamma}(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ KeV	$\mathbf{N_{evt}}$	**Esperimento**	**Tecnica**
$1.7 \pm 0.6 \pm 0.4 \pm 0.3$	47.2 ± 15.5	CLEO	$\gamma\gamma$

Tabella 2-4. *Elenco di alcune delle misure sperimentali relative allo stato χ_0. I 1850 (^{*1}) eventi utilizzati da BES per valutare la massa derivano dall' analisi di 7 canali di decadimento adronici, i 346 (^{*4}) eventi osservati da MARK1 dallo studio di 6 canali di decadimento adronici.*

3

L'esperimento E835 a Fermilab

L'esperimento E835, sito nell'anello di accumulazione del Fermilab, studia la spettroscopia del charmonio formando gli stati $c\bar{c}$ in annichilazione protone antiprotone. Ha ottenuto l'approvazione da parte del laboratorio nel 1992 con lo scopo di:

- confermare l'osservazione dello stato $^1P_1$ riportata dal'esperimento suo predecessore, E760;
- ricercare lo stato η_c' osservato solamente dall'esperimento Crystal Ball in corrispondenza di un'energia nel centro di massa di E$_{cm}$= (3594$\pm$5) MeV;
- studiare gli stati η_c e χ_0, determinare la loro massa e larghezza e i rapporti di decadimento BR($\chi_0 \rightarrow \bar{p}p$), BR($\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma$) e BR($\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$).

La presa dati è stata organizzata in due periodi. Il primo (RUN1), di durata un anno, si è svolto tra ottobre 1996 e settembre 1997. In questo periodo si sono accumulati 145 pb^{-1} nella regione di energia compresa tra E$_{cm}$= 2910 MeV e E$_{cm}$= 4290 MeV. I risultati relativi all'analisi di questi dati finora riportati in articoli o tesi di dottorato sono:

- misura del fattore di forma elettromagnetico del protone mediante lo studio dela reazione $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ [47];
- misura di massa, larghezza e accoppiamento in $\bar{p}p$ dello stato χ_0 ottenuta attraverso l'analisi del canale di decadimento $\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$ [44];
- misura dei rapporti di decadimento BR($\psi' \rightarrow e^+e^-$), BR($\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$) e BR($\psi' \rightarrow J/\psi\eta$) [48];
- misura dei rapporti di decadimento in $\gamma\gamma$ degli stati χ_0, χ_2 [9]ed η_c [49] ;
- studio della distribuzione angolare dei prodotti di decadimento radiativo degli stati χ_1 e χ_2 [50];
- studio del decadimento in due mesoni Φ dello stato η_c [51] .

In [52] è inoltre riportato il risultato della ricerca dello stato η_c' nella regione di energia compresa tra 3576 Mev e 3660 MeV. I dati, acquisiti in 20 differenti punti di energia spaziati tra di loro di 5 MeV, non hanno messo in evidenza la presenza di alcuna

risonanza.
Il secondo periodo di presa dati (RUN2), concesso dal laboratorio a E835 nell'anno 2000, è stato dedicato in gran parte allo studio degli stati $^1P_1$ e χ_0. L'analisi riportata in questa tesi è stata condotta sui 30 pb^{-1} di dati raccolti nella regione della risonanza χ_0 (3340-3470 MeV) durante il RUN2.

3.1 La sorgente di interazione:il bersaglio e il fascio di antiprotoni.

3.1.1 Il bersaglio

Il bersaglio di E835 [53] è un getto supersonico di idrogeno molecolare gassoso che attraversa trasversalmente il fascio di antiprotoni circolante nell' Accumulatore. E' costituito da clusters, insiemi di molecole, in numero variabile tra 10^7 e 10^8, prodotti facendo espandere il gas di idrogeno sovrassaturo in condizioni di alta pressione e bassa temperatura. La clusterizzazione consente di ottenere elevata densità ($\varrho \sim 10^{14} atomi/cm^3$), senza l'introduzione degli svantaggi propri dei bersagli solidi, quali la dispersione del fascio e problemi di mantenimento del vuoto nella macchina.

Il sistema,mostrato in figura 3-2, è formato da sei camere a vuoto in ciascuna delle quali è posta una pompa turbo-molecolare con lo scopo di raccogliere il gas residuo evitando così che entri nell' Accumulatore in quantità tali da comprometterne il vuoto. Nella prima di esse, la camera J1, è posto il *nozzle*, un ugello di diametro 37 μm la cui forma è rappresentata in figura 3-1 . Il gas di idrogeno a temperatura T e pressione P passa attraverso il nozzle e subisce l'espansione che determina la formazione dei clusters. Un diaframma di diametro 1.5 mm, posto tra le camere J1 e J2, ha il compito selezionare la parte centrale del cono uscente dal nozzle in cui sono addensati i clusters; il restante gas viene eliminato dalle pompe turbo-molecolari. Le dimensioni del getto di idrogeno che attraversa la zona di interazione sono definite da un collimatore posto tra le camere J2 e J3; la sua larghezza totale, nella direzione di moto degli antiprotoni, è inferiore a 7 mm (vedi fig. 3-1).

La densità del bersaglio ρ dipende dalla temperatura T e dalla pressione P del gas a monte del nozzle: facendo variare queste ultime secondo una curva determinata sperimentalmente è possibile ottenere valori di densità variabili tra 10^{13} e 3.2 10^{14} atomi/cm^3.

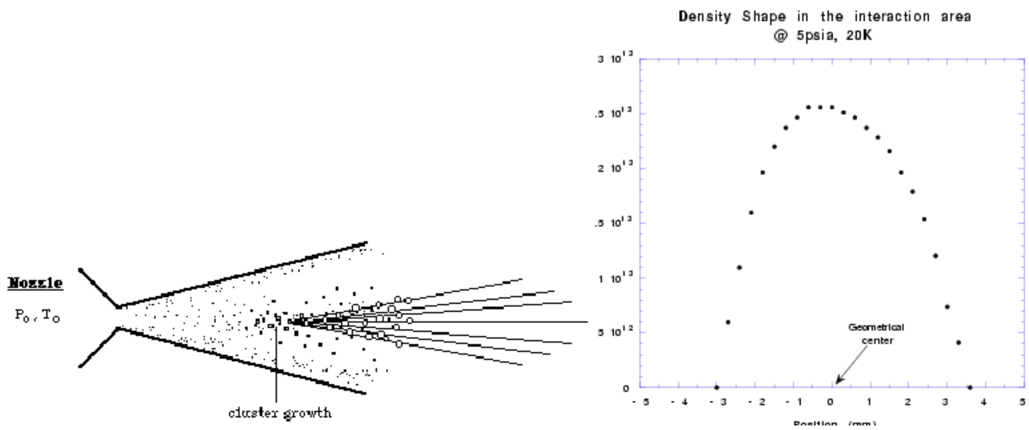


Figura 3-1. *Figura sulla sinistra: schema del nozzle del bersaglio. Figura sulla destra: profilo di desità del getto di idrogeno nella direzione z del moto degli antiprotoni.*

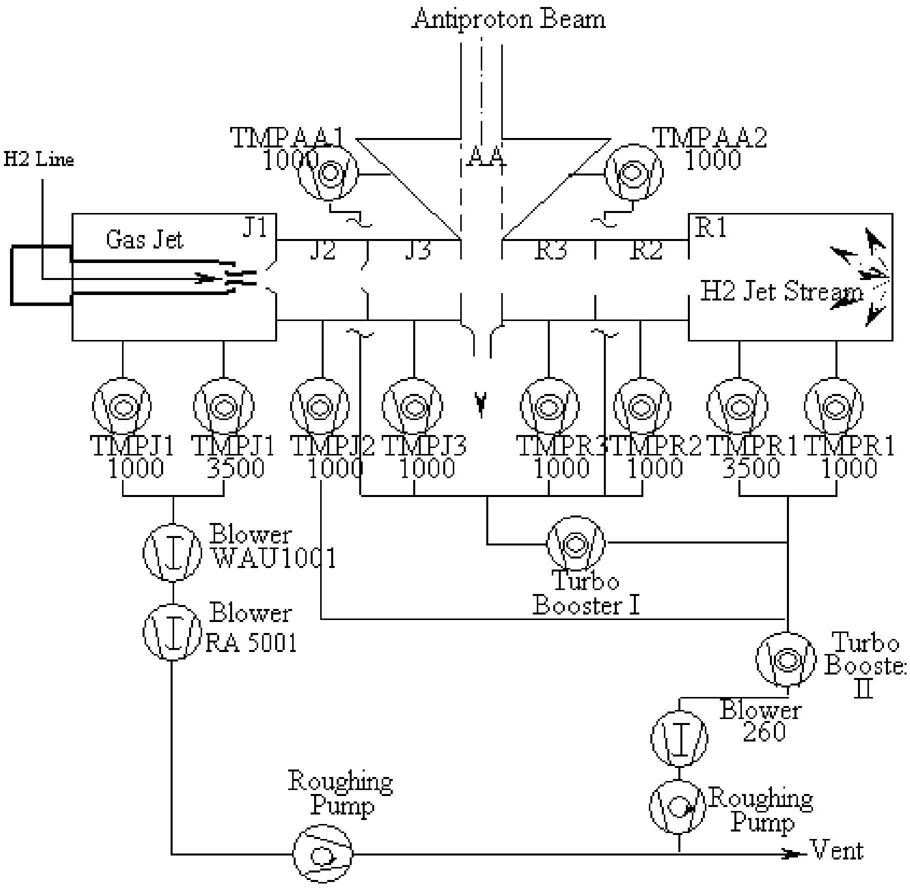


Figura 3-2. *Schema del sistema di pompaggio del bersaglio.*

3.1.2 Il fascio di antiprotoni

Gli antiprotoni sono prodotti facendo collidere un fascio di protoni di alta energia su un bersaglio di nickel.
Un generatore Cockroft-Walton produce ioni H^- di energia cinetica 800 KeV i quali, dopo essere stati accelerati a 200 MeV da un Linac, passano attraverso un foglio di grafite che ne assorbe gli elettroni. I protoni così ottenuti vengono inviati in successione in due acceleratori circolari, il *Booster* e il *Main Injector*, dove raggiungono un'energia rispettivamente di 8 GeV e 120 GeV. A questo punto una parte di essi viene estratta e mandata sul bersaglio sopra citato.
Il fascio uscente viene fatto passare attraverso una lente di litio il cui campo magnetico focalizza il fascio contemporaneamente verticalmente e orizzontalmente, su una distanza piú breve di quella che sarebbe necessaria a un sistema di quadrupoli.
Successivamente un magnete deflettore seleziona particelle di carica negativa e impulso 8.9 GeV e le devia nel *Debuncher*. Qui i pioni e i muoni hanno il tempo di decadere e gli elettroni, che rilasciano energia sotto forma di luce di sincrotrone, si perdono in pochi giri. Gli antiprotoni, a questo punto unici componenti del fascio circolante nell'anello, vengono dispersi spazialmente e temporalmente per eliminare la struttura a pacchetti (*bunch*) ereditata dai protoni del *Main Injector*. Tale processo, detto di *debunching*, e il successivo raffreddamento stocastico riducono la dispersione in momento $\Delta p/p$ del fascio dal 4$\%$ allo 0.1$\%$.
Prima dell'arrivo del successivo gruppo di antiprotoni il fascio viene iniettato nell' *Accumulatore*, un anello di lunghezza 474 m progettato per accumulare e raffreddare antiprotoni di energia fissa (8.9 GeV). Il processo di accumulazione continua con un rate di circa 3 10^{10} $\overline{p}$/h fino a quando non si raggiunge un numero di particelle dell'ordine di 5 10^{11}, corrispondente a una corrente circolante di circa 50 mA ($1mA \simeq 10^{10}\overline{p}$).
A questo punto il fascio deve essere decelerato in modo tale che le collisioni con i protoni del bersaglio avvengano in corrispondenza dell' energia nel centro di massa desiderata. In questa fase l'Accumulatore viene utilizzato secondo un modalità speciale, pensata appositamente per il nostro esperimento. Gli antiprotoni sono decelerati con un ritmo di circa 20 MeV/sec utilizzando cavità a radiofrequenza. Questo processo avviene per stadi successivi, detti rampe, ed è controllato da un computer che modifica con continuità le impostazioni di tutti i dispositivi (magneti, cavità RF, raffreddamento stocastico) in funzione del momento degli antiprotoni. Al termine di ogni rampa i parametri del fascio, quali l'orbita, la frequenza delle oscillazioni di betatrone (*tune*), la dispersione e la cromaticità, vengono controllati ed eventualmente corretti.
La decelerazione risulta particolarmente difficoltosa quando si desidera abbassare il fattore Lorentziano γ al di sotto di un valore critico γ_T dipendente dai parametri della macchina. Quando infatti gli antiprotoni raggiungono l'energia:

$$E_T = \gamma_T m_p c^2 \tag{3.1}$$

detta *di transizione* non si ha piú stabilità di fase e le oscillazioni di betatrone divergono esponenzialmente. Mantenere il controllo del fascio in queste condizioni è piuttosto complicato. Ciò rende ardui sia l'acquisizione dati a un'energia nel centro di massa corrispondente a quella di transizione della macchina, sia il superamento di quest'ultima con fasci intensi di antiprotoni.

Una volta raggiunta l'energia desiderata, il fascio viene nuovamente raffreddato. Quando la distribuzione in energia degli antiprotoni è sufficentemente stretta e il fascio è in condizioni stabili viene attivato il dispositivo che produce il bersaglio di idrogeno e ha inizio la fase di acquisizione dati.

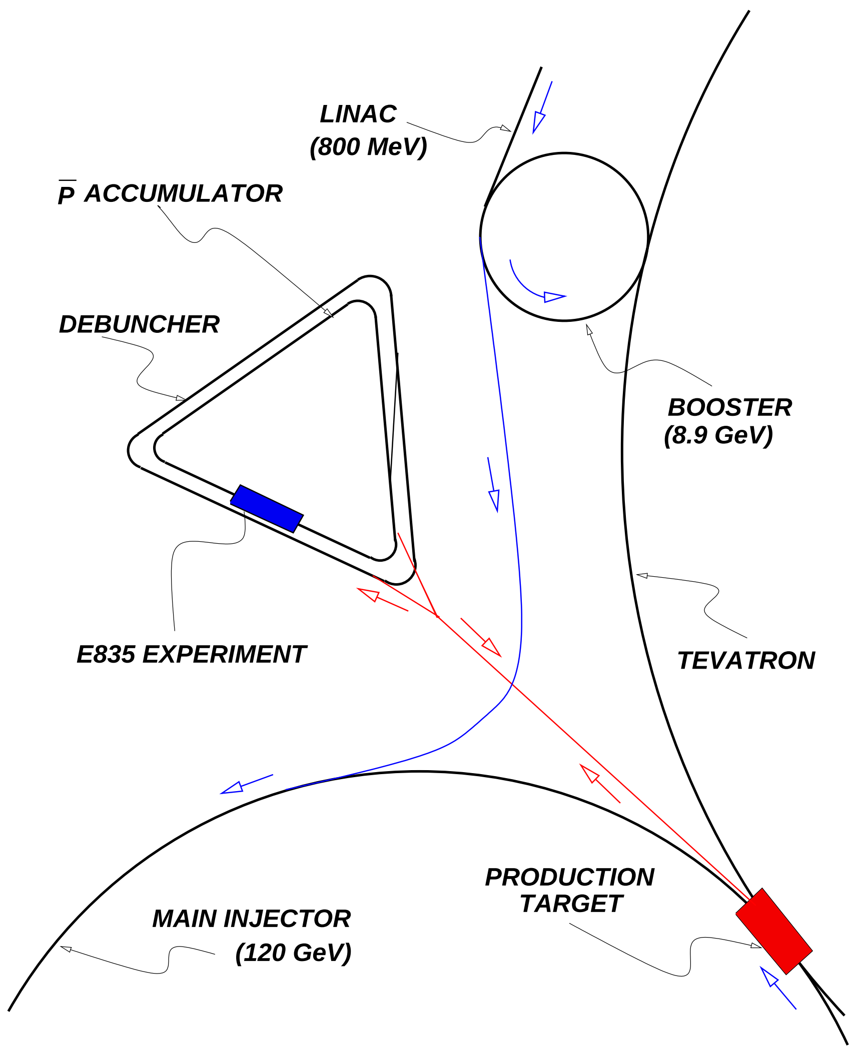


Figura 3-3. *Schema del sistema di produzione degli antiprotoni*

3.2 La misura di energia

In un esperimento in cui un fascio di antiprotoni di energia nota E$_p$ viene fatto collidere su un bersaglio fisso di protoni l'energia totale nel centro di massa si calcola come:

$$E_{cm}^2 = 2m_pc^2(m_pc^2 + E_{\bar{p}}). \tag{3.2}$$

L'energia degli antiprotoni

$$E_{\bar{p}} = \frac{m_pc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_pc^2}{\sqrt{1-(fL/c)^2}}. \tag{3.3}$$

è determinata da E835 misurando la loro frequenza di rivoluzione e la lunghezza dell'orbita da essi descritta. Esprimendo E_{cm} in termini di f ed L e differenziando la 3.2 in funzione di tali variabili si ottiene:

$$\frac{dE_{cm}}{E_{cm}} = \frac{\beta^2\gamma^3}{2\times(1+\gamma)}\sqrt{\left(\frac{dL}{L}\right)^2 + \left(\frac{df}{f}\right)^2} \tag{3.4}$$

Tale formula permette di stimare l'incertezza dE_{cm} sul valore di energia nel centro di massa calcolato, a partire dagli errori sulle misure di frequenza di rivoluzione e lunghezza dell'orbita. I contributi dati a dE_{cm} separatamente dalle incertezze df e dL sono riportati in tabella 3-1 per diversi valori di energia.

Energia (MeV)	3686 (ψ')	3556 (χ_2)	3510 (χ_1)	3415 (χ_0)
$\frac{dE_{cm}}{dL}$ (KeV/mm)	149.3	120.1	111.0	93.7
$\frac{dE_{cm}}{df}$ (KeV/Hz)	117.9	94.9	87.7	74.0

Tabella 3-1. *Incertezze sulla misura di energia; i valori sono calcolati con la 3.4 ponendondo L$_0$=474 m e f=0.6MHz.*

Le tecniche sviluppate dall'esperimento per misurare f ed L consentono di ridurre i rispettivi errori a 0.1 Hz e 1 mm; secondo quanto contenuto in tabella 3-1, questo si traduce in un errore sulla misura di energia inferiore a 200 KeV.

3.2.1 La misura di frequenza di rivoluzione

La frequenza di rivoluzione è misurata osservando gli spettri di rumore Schottky della corrente del fascio [55]. Il numero di antiprotoni di frequenza compresa tra f e $f + df$ risulta infatti proporzionale alla funzione densità di potenza del rumore:

$$P(f)\Delta f = 2\pi(ef)^2\frac{dN}{df}\Delta f \tag{3.5}$$

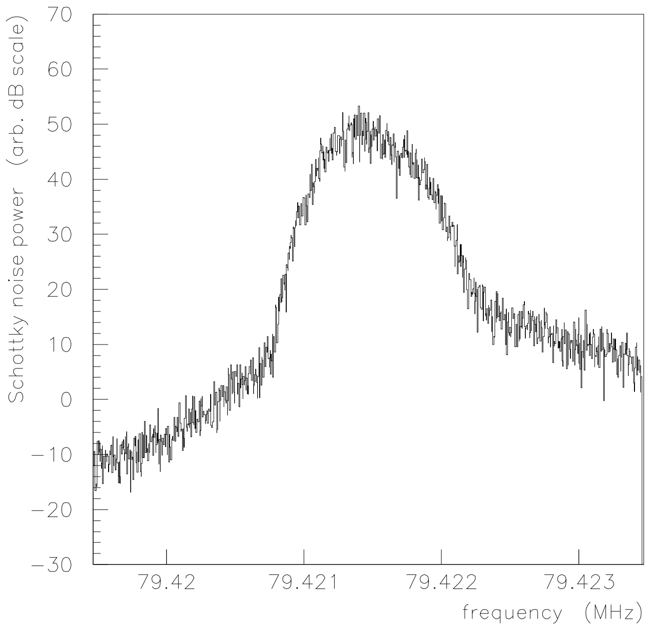


Figura 3-4. *Spettro di potenza del rumore Schottky misurato da uno spectrum analyzer per un fascio di antiprotoni di momento 6232 MeV/c.*

con e carica dell'antiprotone.
Il segnale viene analizzato da un *spectrum analyzer* e registrato dalla DAQ dell'esperimento ogni circa 2 minuti. La distribuzione che si ottiene ha forma gaussiana come mostrato in figura 3-4. Il suo valor medio f_m è calcolato dallo *spectrum analyzer* durante la presa dati. La deviazione standard σ_f viene determinata offline cercando l'intervallo di frequenze in cui l'integrale

$$\int_{f_m-\sigma_f}^{f_m+\sigma_f} P(f)df$$

è pari al 68% dell'area totale della distribuzione di fig 3-4 . I valori ottenuti di f_m e σ_f vengono utilizzati per determinare i parametri della distribuzione di energia del fascio.

3.2.2 La misura di lunghezza dell'orbita

Semplici rilevamenti geometrici non sono sufficienti per determinare la lunghezza di un'orbita con la precisione del millimetro; questo risultato si ottiene suddividendo la misura in due passaggi successivi:
a) determinazione della lunghezza L_0 di un'orbita di riferimento;
b) misura della differenza ΔL tra L_0 e la lunghezza del cammino percorso effettivamente dal fascio.
Per determinare L_0 si fa lo *scan* di una risonanza molto stretta la cui massa è nota con grande precisione, tipicamente la ψ'. L'orbita descritta dagli antiprotoni in

corrispondenza del picco è definita *orbita di riferimento*; la sua lunghezza è legata alla massa della risonanza dall'equazione:

$$M_R^2 = 2(m_p c^2)^2 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1-(fL_0/c)^2}}\right). \tag{3.6}$$

L_0 si può calcolare con la 3.6 misurando la frequenza di rivoluzione e utilizzando il valore di M_R riportato da altri esperimenti. In queste condizioni, la precisione della misura dipende solo da quella con cui è conosciuta la massa della risonanza:

$$\frac{dL_0}{L_0} = \frac{M_R}{\gamma_0^3 \beta_0^3 m_p^2} dM_R \tag{3.7}$$

Prendendo come riferimento l'orbita corrispondente alla ψ' ($M_{\psi'} = 3685.96 \pm 0.09$), si riesce a determinare L_0 con un errore di 0.6 mm.

In generale il cammino percorso dagli antiprotoni non coincide però con quello di riferimento ma varia con la loro energia. La differenza tra le due orbite viene calcolata a partire dalle misure riportate da 48 *Beam Position Monitors* (BPM) con il seguente metodo.

Indichiamo con s,ρ un sistema di coordinate la cui origine si muove sull'orbita centrale [1] ; siano $\Delta x(s)$ e $\Delta y(s)$ lo spostamento orizzontale e verticale dell'orbita effettiva rispetto a quella di riferimento e $\rho(s)$ il raggio di curvatura in corrispondenza della coordinata s. Si dimostra [54] che al prim'ordine ΔL è indipendente da $\Delta y(s)$ e può essere calcolato come:

$$\Delta L = \oint_{L_0} \frac{\Delta x(s)}{\rho(s)} ds \tag{3.8}$$

La sua determinazione richiede la conoscenza di $\Delta x(s)$ in tutti i punti a curvatura non nulla dell'orbita. Nell' Accumulatore questi tratti corrispondono a quelli in cui sono posti i 30 dipoli magnetici deflettenti. La 3.8 può essere pertanto riscritta come:

$$\Delta L = \sum_{1 \leq i \leq 30} \frac{\Delta x_i}{\rho_i} \Delta s_i \tag{3.9}$$

dove Δx_i è lo spostamento tra le due orbite in corrispondenza dell'i-esimo dipolo e δs_i è la sua lunghezza effettiva nella direzione del moto degli antiprotoni. Un modello dell'Accumulatore [2] permette di derminare i Δx_i al centro dei dipoli a partire dagli spostamenti orizzontali misurati dai BPM e quindi ci calcolare ΔL. Sommando L_0 e ΔL si ricava la lunghezza dell'orbita effettiva.

[1] Con orbita centrale si indica la traiettoria ideale che dovrebbero percorrere le particelle all'interno del tubo a vuoto per essere in fase con i campi elettrici da cui sono accelerate.

[2] I parametri del reticolo dell'Accumulatore necessari per la stima di Δx_i si ottengono utilizzando il software MAD prodotto del Cern.I valori di campo magnetico e gradiente richiesti in ingresso da MAD sono basati sulle misure condotte sui magneti al Fermilab Magnetic Test Facility.

Occorre precisare che le misure riportate dai BPM non si riferiscono a tutto il fascio ma solo alla frazione di esso che ha la struttura a pacchetti indotta da una cavità risonante di frequenza f_{RF}. Il valore di lunghezza d'orbita ottenuto:

$$L_{RF} = L_0 + \Delta L$$

permette di calcolare l' eneregia corrispondente alla frequenza f_{RF}

$$(E_{cm})^2_{RF} = 2(m_p c^2)^2 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 - (f_{RF} L_{RF}/c)^2}}\right) \tag{3.10}$$

La correzione ΔE_{cm} da apportare all'energia del centro di massa ottenuta per darne il valore in corrispondenza della frequenza media f_m degli antiprotoni, determinata con l'analisi degli spettri descritta in precedenza, si calcola con la seguente relazione:

$$\Delta E_{cm} = \frac{\beta_{RF} m_p c^2}{(E_{cm})_{RF}} \frac{p_{RF}}{\eta} \frac{f - f_{RF}}{f_{RF}} \tag{3.11}$$

Il parametro η

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_T^2} \tag{3.12}$$

può essere misurato con diverse tecniche; una loro descrizione si può trovare, per esempio, in [32].

3.2.3 Distribuzione di energia del fascio

La distribuzione di energia nel centro di massa utilizzata per l'analisi della curva di eccitazione eredita la sua forma dagli spettri di frequenza di rivoluzione del fascio. La gaussiana che ne risulta ha valor medio

$$E_{cm} = (E_{cm})_{RF} + \Delta E_{cm}$$

e deviazione standard

$$\sigma_{Ecm} = \frac{\beta m_p c^2}{(E_{cm})} \frac{p}{\eta} \frac{\sigma_f}{f}$$

3.3 La misura di luminosità

La luminosità integrata accumulata dall'esperimento durante ogni *stack* viene misurata contando i protoni di rinculo diffusi elasticamente ad angoli prossimi a 90° nelle interazioni $\bar{p}p$.

Il monitor di luminosità [56] è costituito da tre rivelatori a stato solido posti sotto la regione di interazione a 150 cm di distanza dal tubo a vuoto della macchina. Uno di essi è montato su un carrellino in grado di muoversi lungo la direzione del fascio; gli altri due sono fissi ai suoi lati. La presenza di tre rivelatori permette di rivelare spostamenti orizzontali del fascio dall' orbita centrale e garantisce la misura di luminosità anche in caso di eventuale cattivo funzionamento di uno di essi.

Il principio su cui si basa la misura è piuttosto semplice. Indichiamo con $d\sigma/d\Omega$ la sezione d'urto differenziale della reazione $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$; il numero N di conteggi osservati nel tempo t da un rivelatore di efficienza ε che sottende un angolo solido Ω è legato alla luminosità integrata accumulata L_{int} dalla relazione:

$$N = L_{int} \int_0^{\Omega} \varepsilon \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \tag{3.13}$$

La misura di luminosità è in questo modo ricondotta a una misura di conteggio. Vediamo come N viene stimato dall'esperimento.

Lo spessore dello strato attivo del rivelatore (0.5 mm) è sufficiente a fermare i protoni di rinculo i quali depositano al suo interno tutta la loro energia. Il segnale analogico emesso dal rivelatore viene inviato a un ADC e a uno *spectrum analyzer* multicanale. Ogni due minuti durante la presa dati gli istogrammi contenuti nella memoria di quest'ultimo vengono registarti ed azzerati. Il tipico spettro che si ottiene è mostrato in figura 3-5. Nella regione del picco corrispondente ai protoni emessi a grandi angoli nell'urto elastico con gli antiprotoni del fascio, il rapporto segnale-fondo è di circa 30:1. Il numero N di conteggi utilizzato per il computo della luminosità corrisponde al numero di eventi appartenenti al picco che si ottiene dalla distribuzione di figura 3-5 dopo aver opportunamente sottratto il fondo. La parametrizzazione di quest'ultimo è determinata con un errore inferiore al 5% che si traduce in un'incertezza sul numero di conteggi di segnale minore dello 0.2%.

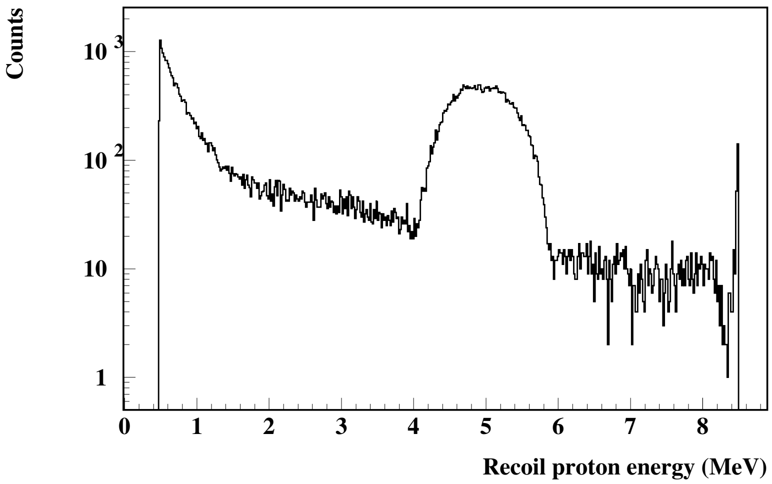


Figura 3-5. *Esempio di spettro ottenuto con uno dei rivelatori costituenti il luminosity monitor di E835.Cortesia di Todd K. Pedlar.*

Una luminosità integrata di 100 nb^{-1} corrisponde a circa 10^5 eventi di segnale; l'errore statistico sulla misura risulta di conseguenza trascurabile ($< 0.3\%$). Il sistematico dipende principalmente dalla conoscenza dell'angolo solido sotteso dal rivelatore e della sezione d'urto in funzione del momento trasferito. L' andamento di quest'ultima è stato studiato da E760 per diversi valori di impulso degli antiprotoni; i risultati delle misure sperimentali da esso riportati sono mostrati in figura 3-6. L'angolo solido è stato determinato misurando l'area attiva del rivelatore e la sua distanza dal punto di interazione. L'incertezza su tutte queste misure introduce un'errore sistematico sulla luminosità integrata pari al 2.5 $\%$ del suo valore (vedi [56]).

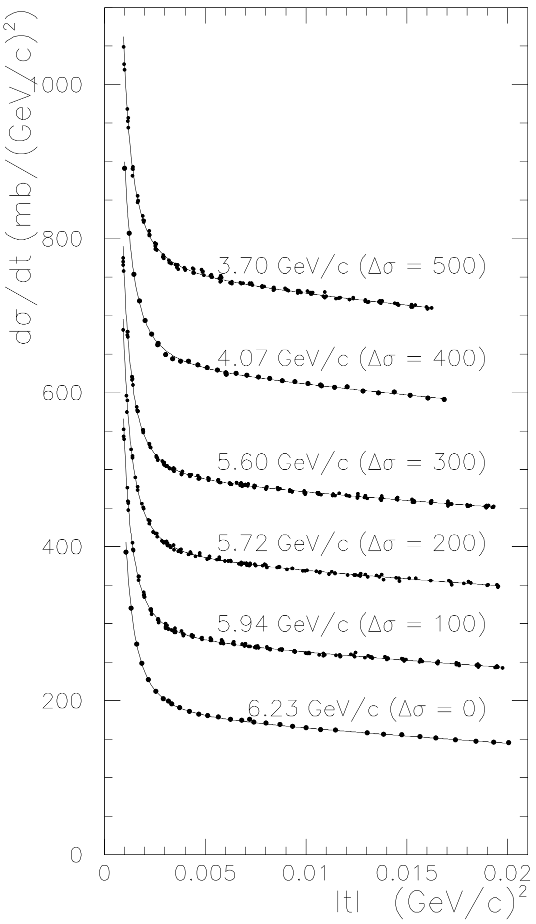


Figura 3-6. *Misure della sezione d'urto differenziale $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in funzione del momento trasferito t riportate da E760 per sei diversi valori di momento del fascio di antiprotoni. Il valore della sezione d'urto è stato incrementato del $\Delta\sigma$ (mb/(GeV/c)^2) indicato in figura per rendere il grafico piú leggibile. La linea continua sovrapposta ai dati rappresenta il risultato del fit di questi ultimi.*

3.4 Il rivelatore

L' apparato sperimentale, ottimizzato per selezionare i canali di decadimento elettromagnetici degli stati $c\overline{c}$, è uno spettrometro non magnetico a simmetria cilindrica coassiale alla linea del fascio. Come è possibile vedere dalla figura 3-7 è costituito da

- una sistema di tracciamento interno utilizzato per la ricostruzione delle tracce cariche;
- un rivelatore Cherenkov a soglia che permette di distinguere gli elettroni dalle altre particelle cariche prodotte nella reazione $\bar{p}p$;
- un calorimetro eletromagnetico che fornisce una misura precisa di energia e posizione di elettroni e fotoni;
- due rivelatori in avanti usati prevalentemente come veto.

3.4.1 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento è costituito da tre odoscopi, due camere a straws e due doppi strati di fibre scintillanti, disposti come mostrato in figura 3-7. Tutti i rivelatori interni sono completamente contenuti in un cilindro di raggio 17 cm e lunghezza 60 cm e il loro spessore totale corrisponde a circa il 7% X_0 di una particella che li attraversa a 90°.

Gli odoscopi

Un odoscopio è un rivelatore costituito da piú contatori a scintillazione ognuno dei quali a sua volta è formato da uno scintillatore, una guida di luce e un fotomoltiplicatore.

Lo scintillatore utilizzato da E835 è un materiale plastico con indice di rifrazione n=1.58 e densità $\rho = 1.03\ g/cm^3$. In particolare:

H1 è il rivelatore piú vicino al punto di interazione. E' costituito da 8 contatori indipendenti a forma trapezioricurva spessi 2 mm ciascuno dei quali ricopre un angolo azimutale di 45°. La regione polare coperta da H1 è compresa tra $\theta = 9°$ a $\theta = 65°$;

HP posto a 7 cm di distanza dall'asse del fascio tra la camera a straws piú interna e il primo strato di fibre scintillanti, è un odoscopio di forma cilindrica diviso in 24 elementi di spessore 4 mm e lunghezza 41 cm. Ricopre un regione di $360°$ in ϕ e tra $9°$ e $65°$in θ;

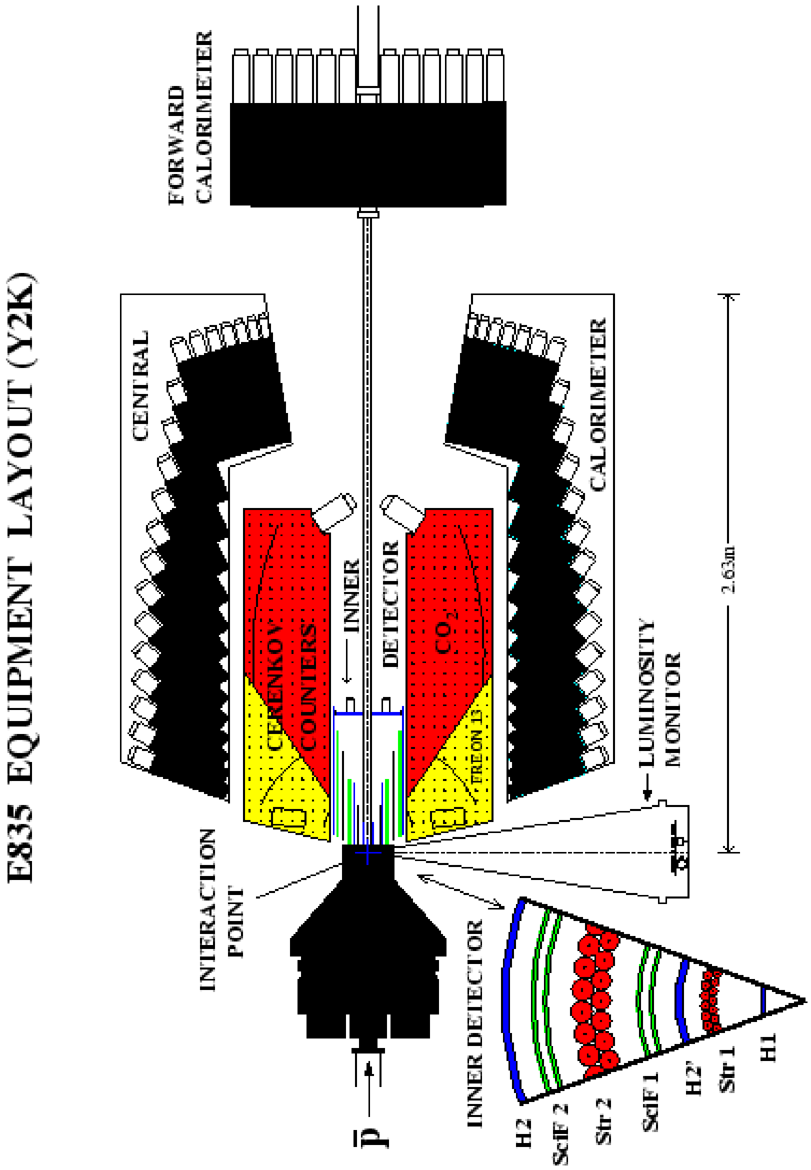


Figura 3-7. *Il rivelatore di E835*

H2 posto a circa 16 cm di distanza dal fascio, è l'odoscopio piú esterno. E' diviso in 32 elementi spessi 4 mm e lunghi 60 cm. La sua accettanza geometrica è totale in ϕ e compresa tra 15° e 65° in θ.

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

Camere a straws

Le due camere a straws [57] sono rivelatori a gas costituiti da tubi a deriva e vengono utilizzate dall'esperimento per misurare l' angolo azimutale delle particelle cariche emesse nella reazione $\bar{p}p$. Quando una particella attraversa il volume gassoso ionizza. Gli elettroni prodotti si muovono verso l'anodo nei pressi del quale avviene la *moltiplicazione a valanga*. Essendo la velocità' di deriva circa costante da una misura dell'intervallo di tempo tra la produzione e la moltiplicazione delle cariche si risale alla distanza da esse percorsa e quindi al punto di passaggio della particella.

Le due camere hanno forma cilindrica e sono installate in modo tale che il loro asse coincida con quello del fascio. Garantiscono una copertura totale in ϕ; l'accettanza in θ è invece compresa tra 15° e 60° per la camera interna e tra 15° e 65° per quella esterna.

Entrambe sono formate da due strati di 64 cannucce ciascuno. I loro parametri geometrici sono riportati in tabella 3-2. Ciascuna cannuccia è costruita con mylar

	R(cm)	$\oslash$ (mm)	**L** (mm)
Camera interna-strato interno	5.4	5.0	182
Camera interna-strato esterno	5.4	5.4	182
Camera esterna-strato interno	12.0	11.1	414
Camera esterna-strato esterno	12.0	12.1	414

Tabella 3-2. *Parametri geometrici della due camere a straws. Si indica con R il raggio della camera, $\oslash$ ed L il diametro e la lunghezza delle cannucce.*

alluminizzato internamente che, collegato a terra, costituisce il catodo del contatore proporzionale. L'anodo è invece un filo di tungsteno di diametro 20 μm teso all'interno della cannuccia e coincidente col suo asse.
In ogni camera i due strati sono sfasati tra loro di mezza cannuccia. Ciò permette di determinare il lato in cui è passata la particella rispetto all'anodo e quindi migliorare la stima dell'angolo ϕ. Le due camere sono infine sfasate tra di loro di un quarto di cannuccia in modo tale da non avere zone inefficaci (*cracks*) allineate.

Il gas usato, una miscela di Argon, Isobutano e Methylal in proporzioni 82:15:3, è stato scelto per la sua efficienza, buona anche a basse tensioni, e per la sua efficacia nel limitare il danneggiamento per radiazione della camera.

Il rivelatore a fibre scintillanti

La misura dell'angolo θ di una particella carica viene effettuata da due rivelatori a fibre scintillanti [58]. Ciascun rivelatore è costituito da due doppi strati concentrici di fibre avvolte attorno a un cilindro di supporto in plexiglas con asse coincidente con quello del fascio. Il rivelatore esterno è costituito da 430 fibre per strato e ha accettanza geometrica tra 15° e 65° in θ; quello interno, formato da 240 fibre per strato, ricopre la regione polare tra 15° e 55°.
La struttura del rivelatore, dalla zona attiva fino al sistema di lettura dei segnali, è mostrata schematicamente in figura 3-8 . Le fibre scintillanti hanno sezione circolare di diametro 835 μm; sono posizionate entro scanalature a forma di U (incise sulla superficie dei cilindri in plexiglas) la cui profondità cresce linearmente con ϕ in modo tale da permettere a ciascuna fibra,dopo un giro,di sovrapporsi radialmente a se stessa. La distanza tra le fibre e la loro posizione relativa all'interno di ogni strato è stata scelta in modo tale da ridurre al minimo gli spazi morti nella regione attiva del rivelatore.

La trasmissione del segnale dalla zona attiva ai fotorivelatori è affidata a fibre non scintillanti collegate a quelle scintillanti mediante un processo di fusione (*splicing*).

Per convertire il segnale luminoso in elettronico sono utilizzati i *Visible Light Photon Counters* (VLPC), fotorivelatori a stato solido con un guadagno di 10^4, efficienza quantica del 70% e capacità di sopportare rate fino a 10^8 fotoni/pixel/s [59]. Per minimizzare il rumore termico i VLPC sono tenuti in un criostato e operano a temperatura di 6.5° K .

I segnali emessi dai fotorivelatori vengono prima amplificati e poi processati dai DISCRI-OR-SPLITTER, moduli speciali, prodotti appositamente per l'esperimento, con il compito di formare, per ogni canale, un segnale analogico e uno discriminato e di produrre l'OR dei segnali provenienti da gruppi di fibre adiacenti (*bundle*). I segnali analogici e discriminati, letti rispettivamente con un ADC e un TDC, danno una misura dell'energia rilasciata dalla particella e del tempo di attraversamento; quelli dei *bundle* del rivelatore esterno sono inviati al trigger di primo livello dove vengono utilizzati per costruire le logiche di selezione del canale di decadimento $\Phi\Phi$.

3.4.2 Il contatore Cherenkov

Questo rivelatore è un contatore a soglia il cui funzionamento è basato sull'effetto Cherenkov. Viene utilizzato per distinguere gli elettroni dall' ingente fondo di adroni carichi e coppie e^+e^- prodotti nelle annichilazioni $\bar{p}p$. Le sue caratteristiche principali sono riassunte nella tabella 3-3.

Ha la forma di un cilindro cavo di raggio esterno 59 cm. La cavità, anch'essa cilindrica, ha raggio 17 cm e contiene al suo interno il sistema di tracciamento. Un setto di

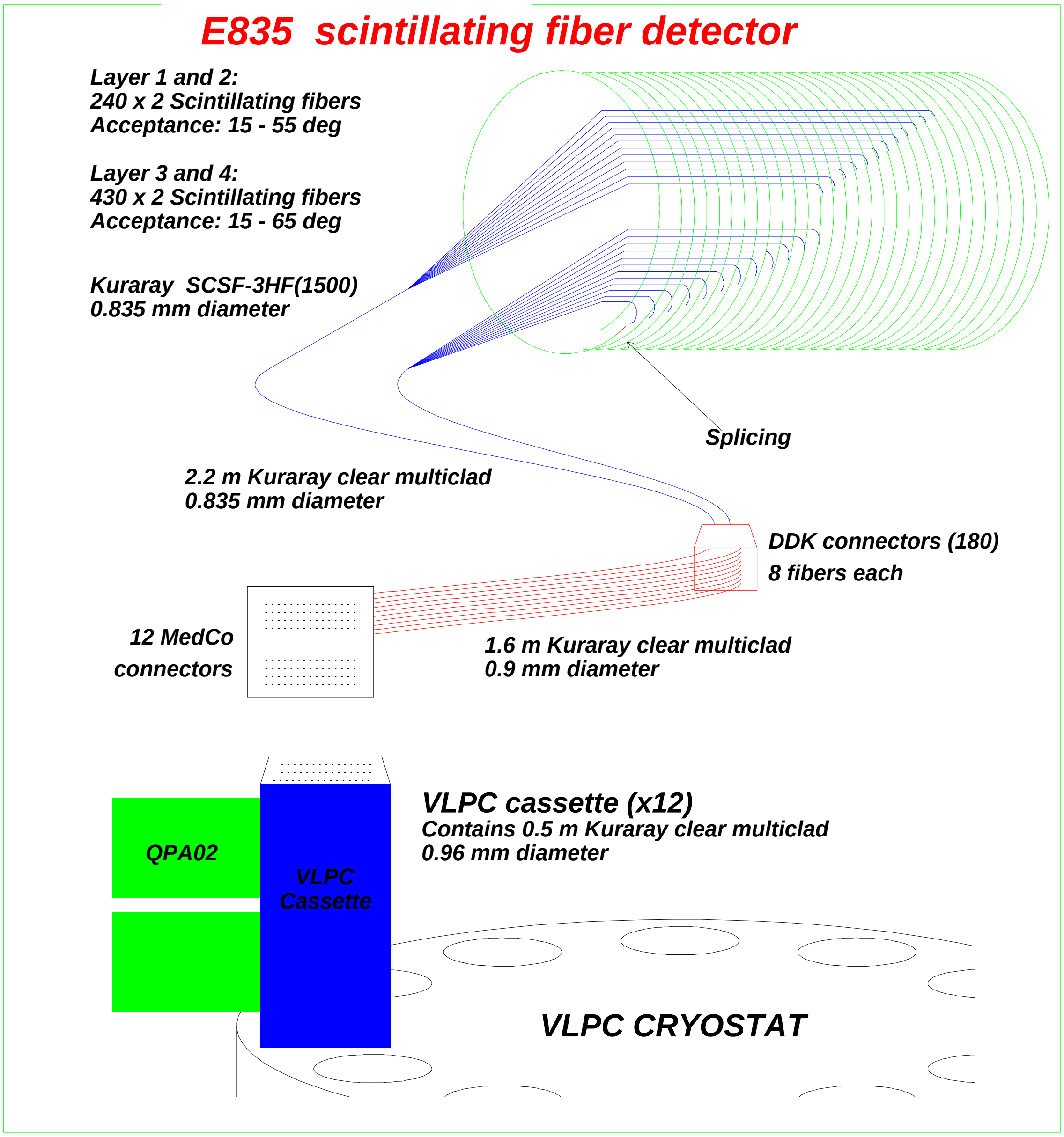


Figura 3-8. *Struttura del rivelatore a fibre, dalla zona attiva fino al sistema di lettura dei segnali.*

	Cella anteriore	**Cella posteriore**
Accettanza in θ (angolo polare)	15° - 38°	34° - 66°
Gas	CO_2	Freon 12
Indice di rifrazione	1.000410	1.001080
Angolo Cherenkov	1.64°	2.66°
Soglia per pioni (GeV/c)	4.87	3.00
Soglia per elettroni (GeV/c)	0.018	0.011
Lunghezza radiatore (cm)	93-72	34-39
Numero di fotoelettroni atteso	16-22	12-15
Specchi	Elissoidali	Sferici
Spessore (mm)	4.3	3.0
Parametri (cm)	Semiassi: a=90,b=c=45	Raggio: r=54.6
Dimensioni (cm)	84×42	44×34

Tabella 3-3. *Caratteristiche principali del contatore Cherenkov.*

allumonio di spessore 300 μm lo divide in due celle che coprono le regioni polari comprese tra 15° e 38° (cella anteriore) e tra 34° e 66° (cella posteriore). Ciascuna cella è segmentata in 8 settori azimutali la cui struttura è rappresentata in figura 3-9.

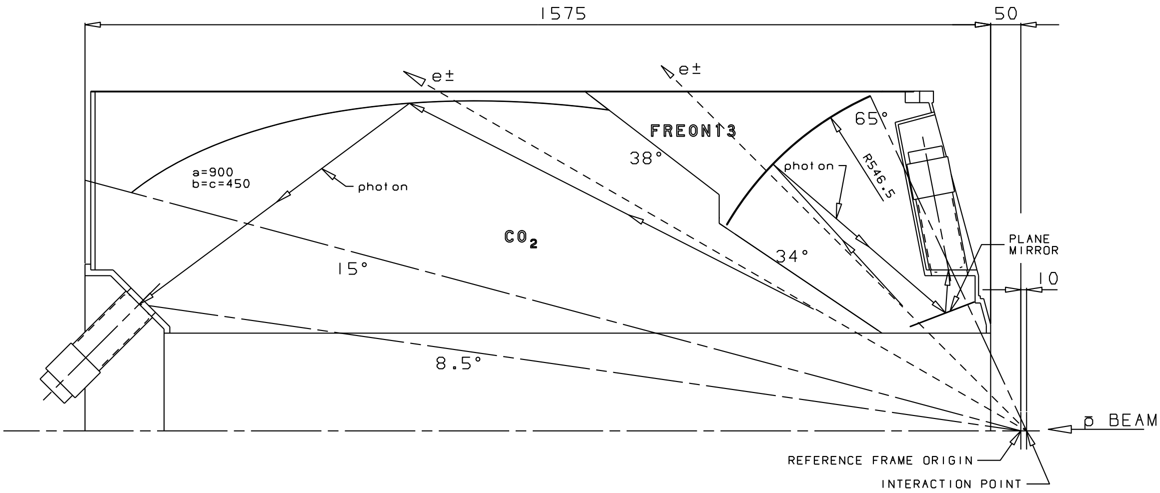


Figura 3-9. *Sezione di due settori del Cherenkov corripondenti allo stesso ottante in ϕ e appartenenti uno alla cella anteriore (in fig. a sinistra) e l'altro a quella posteriore. Le misure riportate sono espresse in mm.*

Ogni sezione è dotata di un fototubo e di uno o due specchi che convogliano su di esso la luce emessa al passaggio di una particella. Per massimizzare l'efficienza di raccolta dei fotoni si è scelto di utilizzare, nelle due celle, due differenti sistemi ottici. In particolare, i settori della cella posteriore sono dotati di due specchi: uno sferico centrato nella regione di interazione e uno piano che ha il compito di convogliare la luce riflessa dal primo nel fotomoltiplicatore. Gli ottanti della cella anteriore hanno

invece un solo specchio, elissoidale, con un fuoco nella zona di interazione e uno nel PM. Per minimizzare il peso e lo spessore di materiale attraversato dalle particelle, la struttura meccanica e gli specchi in avanti sono stati costruiti in fibra di carbonio. Gli specchi piani e sferici sono invece costituiti di vetro.
Il gas utilizzato, Freon 12 nella cella posteriore e CO_2 in quella anteriore, è stato scelto in modo tale da massimizzare l'efficienza di rivelazione degli elettroni e la reiezione degli adroni carichi [60] . L'utilizzo, nella cella posteriore, di un gas con indice di rifrazione maggiore permette di compensare il fatto che gli elettroni emessi a grandi angoli attraversano spessori di radiatore ridotti e di conseguenza emetterebbero, in CO_2, un numero di fotoelettroni troppo piccolo per essere rilevato efficacemente.

3.4.3 Il calorimetro centrale

Il calorimetro centrale (CCAL) [61] è uno dei componenti principali del rivelatore di E835. Permette di misurare energia e posizione di e^+ e^- e γ e ha un ruolo fondamentale nella reiezione del fondo dei canali di decadimento neutri.

E' il rivelatore a simmetria cilindrica piú esterno e contiene al suo interno tutti quelli descritti in precedenza. La sua accettanza è completa in ϕ e compresa tra 10.6° e 70° in θ.

È costituito da 1280 blocchi di vetro al piombo organizzati in 64 settori in ϕ (*wedge*) e 20 anelli in θ (*ring*). La granularità è stata scelta in modo tale da consentire la separazione dei due fotoni emessi nel decadimento simmetrico dei π^0 di masssima energia. Il materiale costituente i blocchi è vetro piombo tipo SCHOTT F2; le sue proprietà sono riassunte nella tabella 3-4.

Composizione	
Piombo	42.2 %
Ossigeno	29.5 %
Silicio	21.4 %
Potassio	4.2 %
Sodio	2.3 %
Arsenico	0.15 %
Lunghezza di radiazione (cm)	3.141
Densità (g/cm^{-3})	3.61
Indice di rifrazione (a 404.7 nm)	1.615

Tabella 3-4. *Caratteristiche principali del vetro piombo Schott F2 usato per il calorimetro centrale.*

I blocchi hanno forma di tronco di piramide a base trapezioidale e sono disposti in modo da puntare verso la zona di interazione (vedi fig 3-10). La loro lunghezza varia da 12 a 16 X_0 al diminuire di θ ed è stata scelta per massimizzare sia il contenimento degli sciami piú energetici, sia l'efficienza di rivelazione dei fotoni di bassa energia che vengono emessi nei decadimenti asimmetrici dei pioni neutri. Come si evince dai dati riportati in tabella 3-5, blocchi di ring diversi sottendono intervalli di angolo polare diversi, ma tutti ricoprono lo stesso intervallo di pseudorapidità.

Ring	**Lunghezza** (cm)	**θ centrale** (gradi)	**Larghezza** (gradi)	**Distanza dal bersaglio** (cm)
1	37.80	67.387	5.226	72.44
2	38.65	62.259	5.031	75.87
3	39.88	57.342	4.803	80.07
4	41.50	52.664	4.552	85.08
5	43.54	48.246	4.284	90.96
6	46.06	44.101	4.007	97.79
7	48.98	40.234	3.728	105.62
8	50.00	36.644	3.451	114.54
9	50.00	33.327	3.183	124.66
10	50.00	30.273	2.925	136.07
11	50.00	27.472	2.679	148.89
12	50.00	24.908	2.449	163.26
13	50.00	22.567	2.233	179.34
14	50.00	20.434	2.033	197.28
15	50.00	18.493	1.848	197.29
16	50.00	16.730	1.678	197.29
17	50.00	15.130	1.552	197.30
18	50.00	13.679	1.380	197.30
19	50.00	12.364	1.250	197.30
20	50.00	11.174	1.131	197.30

Tabella 3-5. *Dimensioni e posizione dei 20 tipi di blocchi (uno per ring) che costituiscono il calorimetro centrale.*

I fotomoltiplicatori (di diametro variabile da 3 a 1.5 pollici) sono incollati direttamente sul vetro e rivelano al luce Cherenkov emessa dagli elettroni dello sciame. Il 95% del segnale proveniente dai blocchi è inviato ai moduli ADC e TDC; il restante 5% viene sommato e utilizzato nella definizione delle logiche di trigger.

A livello di analisi il calorimetro centrale è fondamentale per la selezione di eventi con elettroni o fotoni nello stato finale; essendo l'unico rivelatore in grado di associare θ e ϕ ha un ruolo importante anche nella ricostruzione delle tracce adroniche.

La calibrazione viene effettuata stack per stack utilizzando eventi $\pi^0\pi^0$ ed imponendo che i cluster ricostruiscano a due a due esattamente la massa invariante di tali particelle.

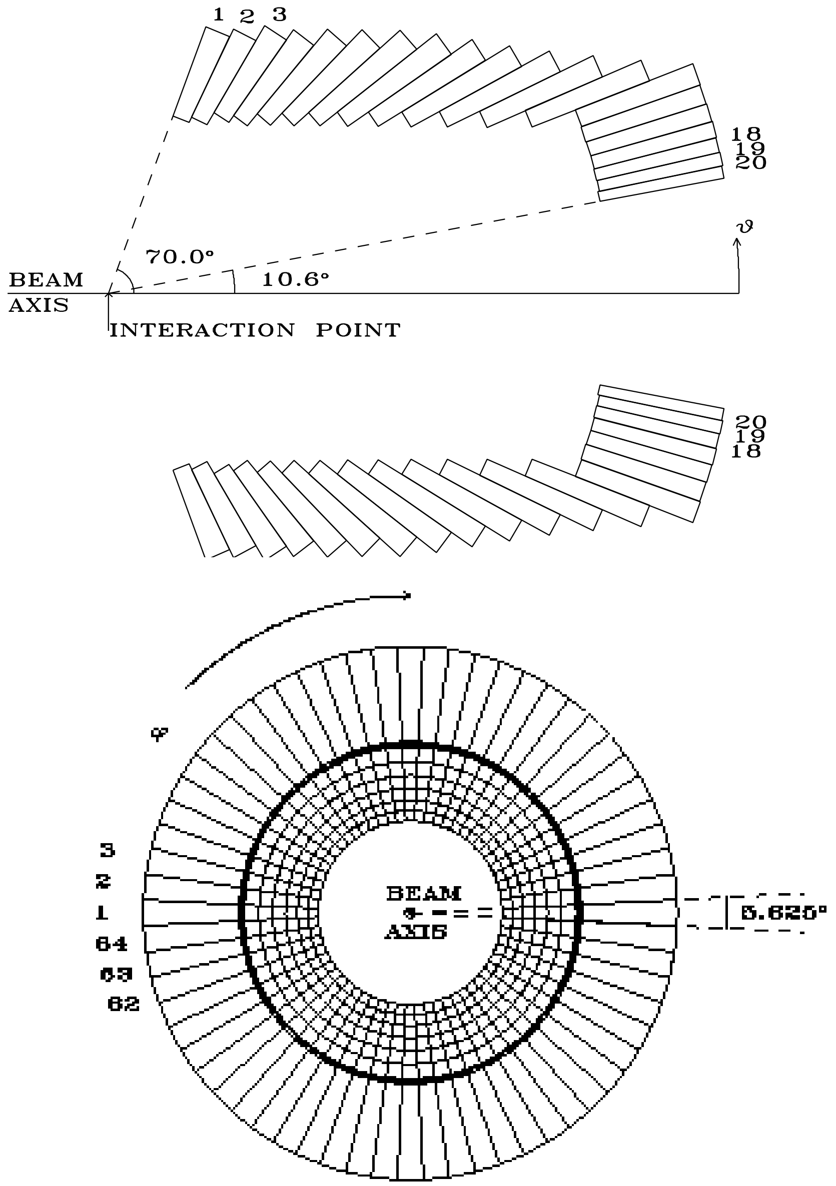


Figura 3-10. *Sezione longitudinale (sopra) e trasversale (sotto) del calorimetro centrale. La prima mostra la suddivisione in 20 ring, la seconda in 64 wedge.*

La risoluzione spaziale è di circa 9 mm, corrispondente a una risoluzione angolare di 6 mrad in θ e 11 mrad in ϕ; quella energetica si può parametrizzare come:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{6\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 1.4\% \tag{3.14}$$

3.4.4 I rivelatori in avanti

FCH

E' un odoscopio a forma ottagonale posto intorno al tubo a vuoto della macchina ortogonalmente alla direzione del fascio, a una distanza di 70 cm dal vertice di interazione. E' formato da 8 scintillatori indipendenti di forma trapezoidale e copre la regione polare compresa tra $\theta = 2^\circ$ e $\theta = 10^\circ$ Rientra come veto nelle logiche di trigger.

Il calorimetro in avanti(FCAL)

FCAL è un calorimetro elettromagnetico costituito da 144 blocchi di vetro piombo di tre diverse dimensioni (vedi tabella 3-6), disposti come rappresentato in figura 3-11. La regione angolare di accettanza è compresa tra 2° e 12° in angolo polare.

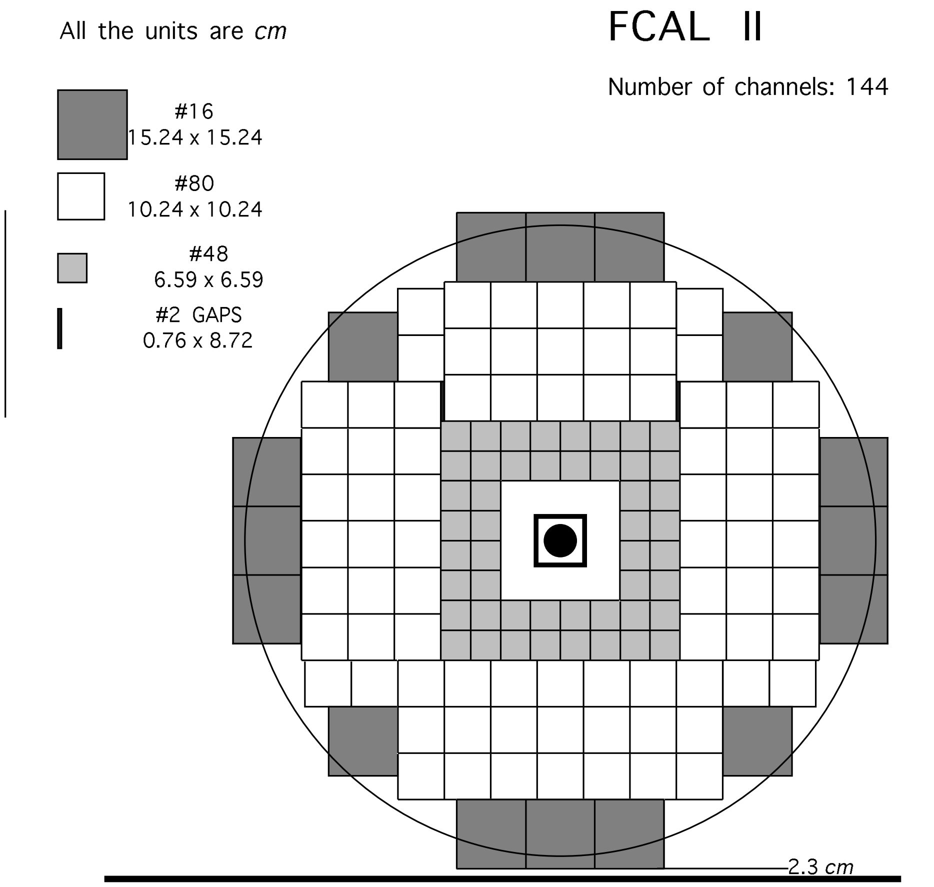


Figura 3-11. *Sezione del calorimetro in avanti secondo un piano ortogonale all'asse del fascio. La zona esterna al cerchio è la parte di rivelatore coperta da CCAL.*

Tipo	Sez (cm^2)	L(cm)	n	X_0(cm)	L(X_0)
SF2piccoli	6.3×6.3	58.6	1.673	2.76	21
SF2medi	10×10	38	1.673	2.76	14
SF2grandi	15×15	36	1.673	2.76	13

Tabella 3-6. *Sezione e lunghezza dei blocchi di FCAL e indice di rifrazione e lunghezza di radiazione del vetro piombo di cui sono costituiti.*

Ruolo fondamentale di questo calorimetro è fornire una misura di energia e posizione dei fotoni emessi in avanti (a piccoli angoli polari).
La posizione viene misurata individuando le coordinate (x,y)[3] del punto di impatto della particella. La risoluzione spaziale è pari a circa 2 cm.
La calibrazione in energia di FCAL, complicata dalla presenza di blocchi di tre diverse dimensioni, si è ottenuta utilizzando eventi

$$p\bar{p} \rightarrow 3\pi^0$$

con 5 fotoni emessi entro l'accettanza di CCAL e uno solo entro il calorimetro in avanti (vedi [62]). La risoluzione energetica ottenuta è parametrizzabile come:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.06}{\sqrt{E(GeV)}} + 0.04$$

FCAL è stato fino ad ora utilizzato prevalentemente come veto; visto il buon lavoro svolto nel biennio 2000-2001 per migliorarne le prestazioni si vorrebbe, in futuro, usare le sue misure per lo meno nelle analisi inerenti alcuni canali di decadimento neutri per i quali sarebbe importante l'estensione dell'accettanza alla regione polare in avanti.

3.5 Il trigger e il sistema di acquisizione dati

Per evitare l'inutile sovraccarico del sistema di acquisizione dati che sarebbe causato dall'alta luminosità istantanea e dallo sfavorevole rapporto tra segnale e fondo, E835 è stato dotato di un sistema di selezione rapida, o trigger, struttutato a due livelli.
Il primo è implementato a livello hardware, ha tempi di risposta dell'ordine di 100 nsec e riduce il rate di conteggi da 1.5 MHz a circa 2.5 KHz.
Il trigger di secondo livello è costituito da una serie di microprocesori che gestiscono l'acquisizione, eseguono una prima analisi degli eventi e selezionano i campioni da scrivere su nastro e su disco.

[3] con x,y si indica il piano ortogonale alla direzione z di moto degli antiprotoni nel laboratorio.

3.5.1 Il trigger di primo livello

Il trigger di primo livello è suddiviso in due catene logiche: *il trigger carico* e il *trigger neutro*.

Il trigger carico è stato progettato per selezionare

- i decadimenti elettromagnetici del charmonio con e^+e^- nello stato finale, sia inclusivi che esclusivi (*trigger* e^+e^-)

$$\bar{p}p \to c\bar{c} \to e^+e^- + X$$

- eventi con due adroni carichi nello stato finale.
- i decadimenti del charmonio in due mesoni Φ (*trigger* $\Phi\Phi$)

$$\bar{p}p \to c\bar{c} \to \Phi\Phi \to 4K$$

La selezione delle prime due categorie di eventi si basa prevalentemente sui segnali emessi dal contatore Cherenkov e dagli odoscopi; il rivelatore a fibre gioca invece un ruolo fondamentale nella rivelazione del canale $\Phi\Phi$.

Con trigger neutro si indica un insieme di logiche basate unicamente sul calorimetro centrale. Come dice il nome stesso, e' stato progettato per selezionare eventi il cui stato finale è costituito da particelle neutre:

- $\bar{p}p \to c\bar{c} \to \gamma\gamma$
- $\bar{p}p \to c\bar{c} \to$ light meson $(\eta, \pi^0, \omega) \to n\gamma \quad n > 2$
- $\bar{p}p \to$ light meson $(\eta, \pi^0, \omega) \to n\gamma \quad n > 2.$

Le logiche di selezione di entrambe le catene di trigger sono costruite per stadi. Una prima serie di moduli elettronici (summer [4] e PLU [5]) elabora i segnale provenienti dai rivelatori e verifica il realizzarsi di logiche di base. Esse vengono successivamente combinate in logiche che possiamo definire intermedie da 3 Memory Lookup Unit (MLU) [6] : la Charged MLU (CMLU), la PhiPhi MLU (PMLU) e la Netral MLU (NMLU). Le uscite di queste ultime costituiscono gli ingressi di una quarta MLU chiamata *Master* (MMLU) la quale, combinando le logiche intermedie, definisce le

[4] Un SUMMER è un modulo elettronico che emette in uscita un segnale analogico pari alla somma dei segnali (analogici) di ingresso.

[5] Una Unità Logica Programmabile o PLU è un modulo elettronico che confronta i segnali ricevuti con opportune maschere caricate nella sua memoria e dà in uscita segnali logici corrispondenti al verificarsi delle condizioni desiderate.

[6] Con MLU si indica un' Unità Logica Programmabile con 16 ingressi e 8 uscite, ciascuna delle quali può corrispondere a uno qualunque combinazione logica degli ingressi.

logiche finali di trigger.

Il trigger carico

Il primo stadio del trigger carico è costituito da discriminatori e Unita' Logiche Programmabili. I segnali analogici emessi da odoscopi,contatore Cherenkov e rivelatore a fibre vengono convertiti in segnali ECL e mandati alle PLU dove si effettua una prima classificazione degli eventi basata sulle loro caratteristiche topologiche, sulla cinematica e sul numero di particelle costituenti lo stato finale. In figura 3-12 è riportato un elenco delle logiche di base del trigger carico raggruppate secondo i criteri su cui si fonda la loro selezione. Daremo ora una descrizione di ciascuna di queste categorie.

La topologia Le logiche basate sulla topologia (*track recostruction*) effettuano una prima semplice ricostruzione delle tracce cariche e stabiliscono se le particelle che hanno attraversato il rivelatore sono adroni o elettroni. Una particella carica è individuata come la coincidenza tra un elemento dell'odoscopio H1 e uno dei sei corrispondenti elementi di H2[7]. Se anche la corrispondente cella del Cherenkov ha emesso un segnale la particella viene classificata come elettrone; in caso contrario come adrone. Il tempo totale necessario per ricostruire un traccia è di circa 70 ns.

La coplanarità . La logica basata sulla coplanarità richiede l'esistenza di 2 tracce opposte nell'angolo azimutale ϕ ed è fondamentale per il riconoscimento dei decadimenti a due corpi. E' realizzata richiedendo la coincidenza tra uno scitillaorore di H2 e almeno uno dei tre elementi, sempre di H2, ad esso opposti in azimuth. Il tempo di risposta è di circa 65 nsec.

La molteplicità . Le logiche basate sulla molteplicità distinguono gli eventi in base al numero di particelle che costituiscono lo stato finale e sono definite come il numero di elementi colpiti in un dato rivelatore. Il tempo di risposta è di circa 50 nsec.

H1 $\times$ HP Tale logica, definita come la coincidenza tra un elemento di H1 e uno dei 4 corrispondenti elementi di HP[8] ,indica la presenza di una traccia carica; la sua negazione rientra tra le logiche di selezione degli eventi neutri (*Nutral Veto*).

FCH$_{OR}$ è l'OR logico tra i segnali emessi dall'odoscopio in avanti. La sua negazione viene utilizzata come *Forward Veto* ,ossia per la reiezione degli eventi con tracce cariche a piccoli angoli, che non potrebbero essere ricostruite nelle analisi in quanto fuori dall'accettanza dei rivelatori interni.

Un'ultima serie di logiche, indicate nella figura 3-12 come $\Phi\Phi$ *Logic*, è stata appositamente definita per rivelare l'omonimo canale di decadimento. Per una loro

[7] Gli elementi di H2 corrispondenti a un elemento di H1 sono in realtà 4, ma, per non perdere in efficienza, si considerano anche i primi due scintillatori a questi adiacenti. Così, per esempio,l'elemento H1-1 viene messo in coincidenza con i seguenti elementi di H2:32,1,2,3,4,5

[8] Gli elementi di HP corrispondenti a un elemento di H1 sono 4 e non 3 perchè HP è ruotato, rispetto ad H1, di mezzo elemento (7.5°).

descrizione dettagliata rimandiamo a [51].

Le logiche intermedie del trigger carico.

Le logiche intermedie del trigger carico sono definite nella CMLU e nella PMLU. Una descrizione dei loro ingressi e delle loro uscite si puó trovare nelle tabelle riportate a fine del capitolo.
Le uscite CMLU1 e CMLU2 della Charged MLU, combinate con quelle delle Neutral MLU, sono utilizzate per selezionare i decadimenti in e^+e^-X. Le uscite CMLU3 e CMLU4, combinate con quelle dalla PMLU, contribuiscono all'identificazione dei canali adronici $\Phi\Phi$ e $\bar{p}p$.

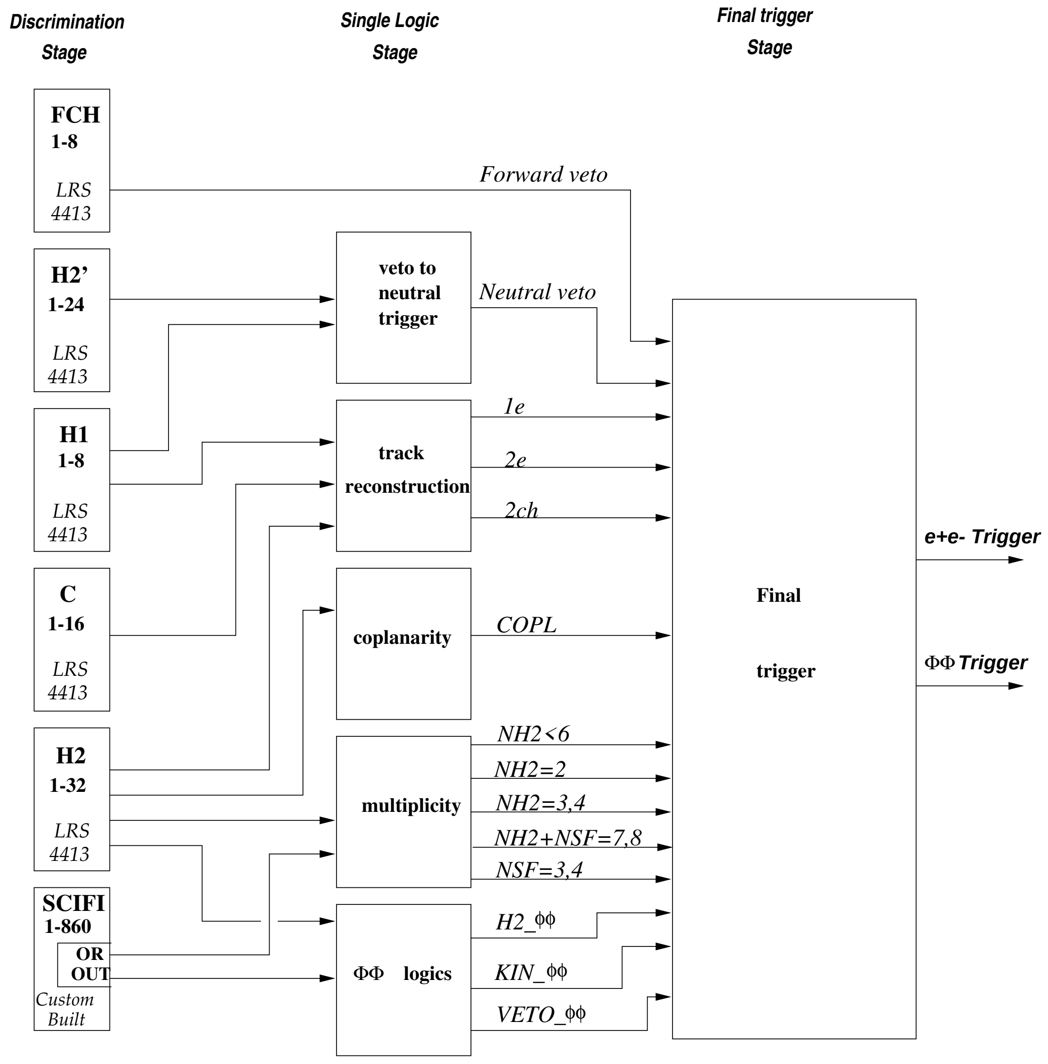


Figura 3-12. *Schema del trigger carico.*

Il trigger neutro

La struttura del trigger neutro, rappresentata in figura 3-13, si può suddividere in due catene logiche parallele. Una, indicata con la sigla PBG, seleziona eventi con due ingenti depositi di energia nel calorimetro centrale separati da almeno 90° in azimuth ed è utilizzata per la definizione delle logiche finali dei trigger $\gamma\gamma$ ed e^+e^-. L'altra, indicata con la sigla ETOT, costituisce il sistema di selezione di eventi il cui stato finale è costituito da piú di 2 fotoni e in cui gran parte dell'energia dell'evento è rilasciata nel calorimetro centrale.
In entrambe le catene logiche il numero di segnali uscenti da CCAL viene ridotto attraverso successivi stadi di somma per rendere il processo di selezione piú semplice e rapido. Il segnale di ciascuno fotomoltiplicatore è mandato ai summer di primo livello dove viene diviso: il 95$\%$ viene inviato a ADC e TDC e il restante 5$\%$ suddiviso tra le catene logiche PBG (2.5$\%$) e ETOT (2.5$\%$).
Per definire le due logiche ETOT si costruisce per prima cosa il segnale di ogni anello sommando i segnali di tutti i blocchi che lo compongono. Una successiva serie di summers produce un segnale pari alla somma di quelli dei 20 ring e quindi proporzionale all'energia totale rilasciata nel calorimetro. Le logiche ETOT$_{LO}$ e ETOT$_{HI}$ richiedono che tale segnale corrisponda a un deposito di energia pari rispettivamente al 70$\%$ e al 80$\%$ dell'energia totale dell' evento.
La struttura della catena PBG è piú complessa. Per evitare di appesantire troppo la spiegazione iniziamo con il definire alcuni termini che utilizzeremo in seguito. Indicheremo con:

- *super-wedge* un gruppo di 9 wedge consecutivi;
- *super-ring* un gruppo di 5 ring consecutivi;
- *super-block* l'intersezione di un *super-wedge* e un *super-ring*.

In questi termini il calorimetro si può pensare come costituito da 8 super-wedge o da 4 super-ring o da 40 super-block. Tale partizione, rappresentata in figura 3-14, è pensata in modo tale che ciascun super-wedge e ciascun super-ring risultino sovrapposti a quelli adiacenti rispettivamente di un wedge e di un ring. Come conseguenza ogni blocco del perimetro di un super-block appartiene anche a uno dei super-block ad esso adiacenti. Tale sovrapposizione è stata voluta per massimizzare l'efficienza di selezione.
Nei summer di primo livello vengono sommati i segnali dei blocchi di un super-wedge appartenenti allo stesso anello. Il 5$\%$ dei 160 segnali risultanti viene inviato al discriminatore di Minimum Bias per definire il tempo dell'evento, mentre il 95$\%$ raggiunge i summer di secondo livello. Questi moduli sommano, tra i 160 segnali in ingresso, quelli provenienti dallo stesso super-ring. Il numero di segnali dopo questo stadio risulta quindi ridotto a 40,uno per ogni super-block. Occorre precisare che anelli diversi contribuiscono a questa somma con pesi diversi per tenere conto che l'energia delle particelle prodotte nel decadimento a due corpi varia con l'angolo polare a cui

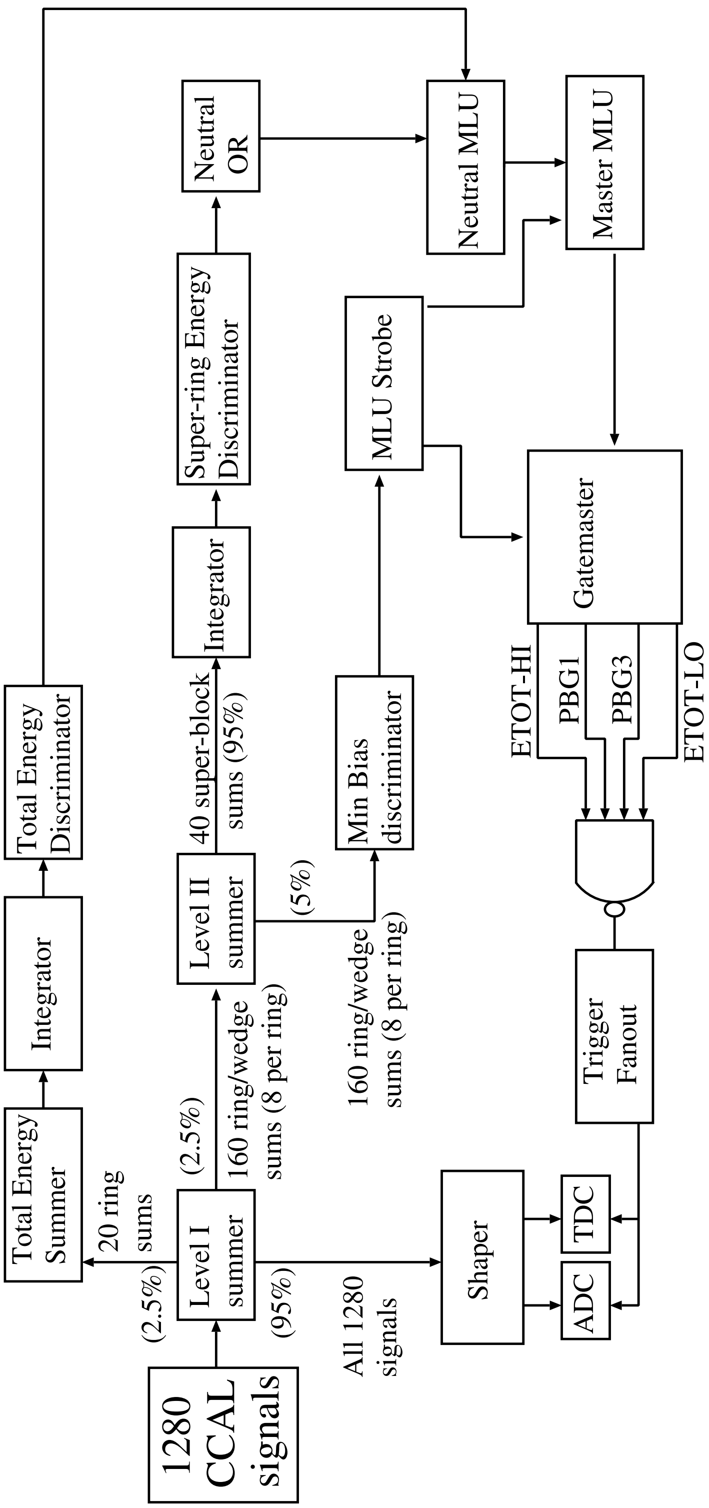


Figura 3-13. *Schema del trigger neutro.*

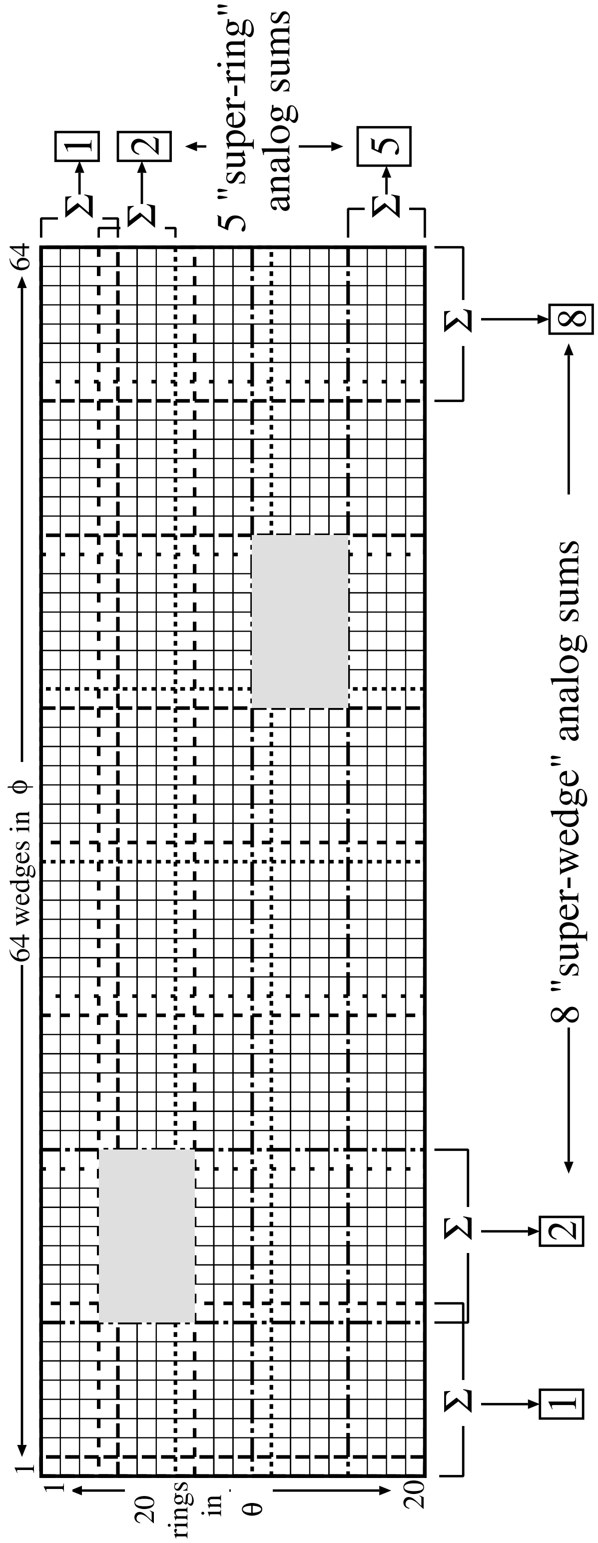


Figura 3-14. *Sviluppo cilindrico del calorimetro centrale; i confini dei super-ring e super-wedge sono indicati con linea tratteggiata. Due super-block sono messi in evidenza.*

sono emesse. Ciò permetterà nel successivo stadio di discriminazione di utilizzare una soglia unica per tutti i 5 ring di un super-block; soglie diverse saranno invece usate per super-block appartenenti a super-ring diversi. Ciascuno dei 40 segnali prodotti è integrato e mandato a un discriminatore la cui soglia corrisponde al 60% dell'energia attesa. Infine 8 moduli fanno l'OR logico dei segnali dei discriminatori corrispondenti ai 5 super-block appartenenti allo stesso super-wedge. Le uscite di questi moduli sono combinati dalla NMLU per formare le logiche di selezione PBG1 e PBG3. La prima richiede due depositi di energia in due super-wedge opposti in azimuth ed 'e utilizzata per selezionare i decadimenti elettromagnetici a due corpi ($\gamma\gamma$ e e^+e^- esclusivi). La logica PBG3 è simile a PBG1 ma meno restrittiva; richiede infatti un deposito di energia in un settore e in uno dei 3 settori ad esso opposti in ϕ. Viene utilizzata per selezionare gli eventi e^+e^- inclusivi.

3.5.2 La Master MLU e il gate master

La Master MLU è l'unità logica che elabora i segnali provenienti dalle 3 MLU descritte in precedenza e da alcuni rivelatori e li combina nelle logiche finali che definiscono i vari tipi di trigger. Nella tabella 3-10 sono specificate le sue logiche di ingresso e di uscita. Ogni volta che viene soddisfatta una delle logiche di trigger la Master MLU invia un segnale logico al Gate Master. Tale modulo può essere configurato via software in modo tale da abilitarne le entrate corrispondenti ai trigger degli eventi che si vogliono selezionare. In condizione di 'normale' presa dati tutti i suoi ingressi corrispondenti alle uscite della Master MLU sono abilitati.

3.5.3 Il sistema di acquisizione dati

Il sistema di acquisizione dati di E835 [63] è costituito da 4 sottosistemi (*data stream*) funzionanti in parallelo attraverso i quali vengono registrati gli eventi e le informazioni relative al fascio, alla luminosità e ai rates.
Lo spettro di frequenza, le letture dei BPM e gli altri parametri del fascio vengono comunicati all'esperimento dai computers dall' Accumulatore via Ethernet. Le informazioni inerenti rates e luminosità vengono lette attraverso il bus CAMAC.
Il *data stream* relativo agli eventi ha la struttura rappresentata in figura 3-15. L'elettronica di read-out dei rivelatori consiste in 163 ADC, 66 TDC e 12 PCOS sistemati in 14 crate CAMAC. Ogni crate è controllato da un DYC, un dispositivo dotato di memoria in grado di gestire una linea di trasmissione con una velocità di trasferimento di 20 Mb/s. Il sistema di elaborazione dati è costituito da tre computer SGI, di cui uno (fn835x) controlla la presa dati e colloquia con i crates in cui sono contenuti i moduli; il secondo (fn835y) è utilizzato per la ricostruzione e una prima

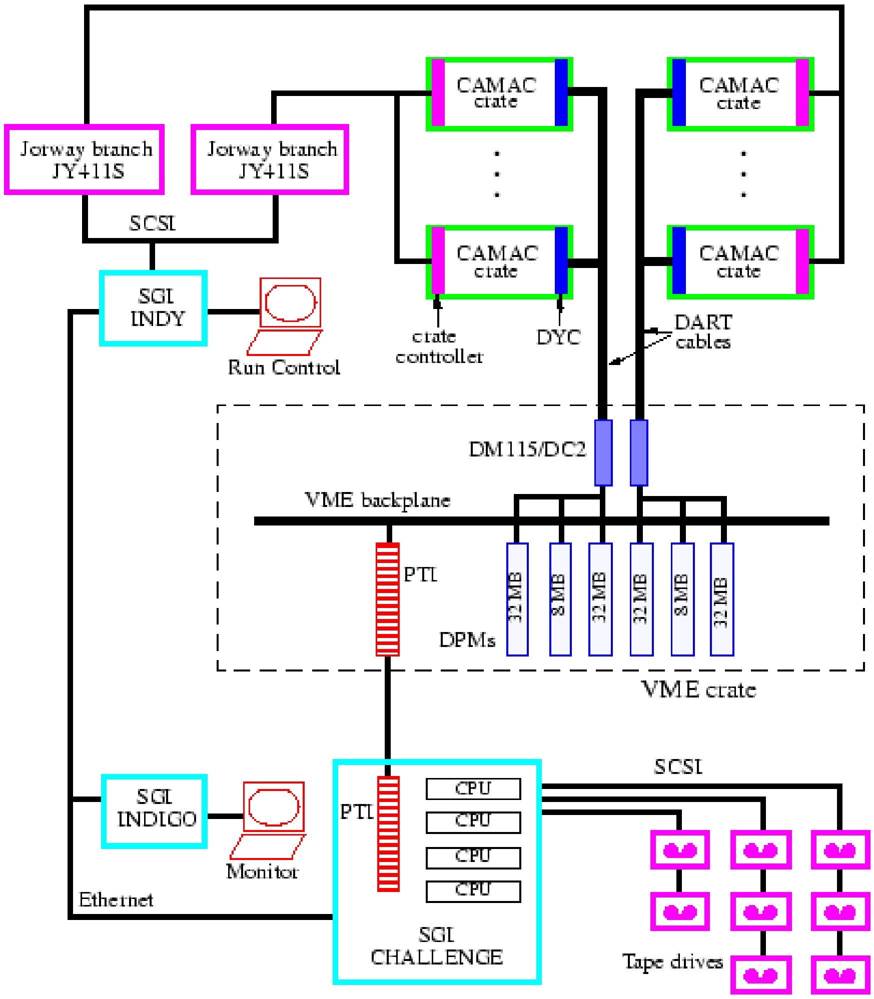


Figura 3-15. *Schema del sistema di acquisizione dati.*

analisi degli eventi; l'ultimo (fn835z) tiene sotto controllo il corretto funzionamento dei rivelatori.

Appena il Gate Master riceve dalla MMLU il segnale relativo al verificarsi di una delle logiche di trigger manda i *common stop* ai TDC, i *gate* agli ADC e ne abilita la lettura. Tutti i moduli di un crate sono letti dal DYC attraverso la loro porta ECL [9]. Durante questo processo ogni DYC emette un segnale di *busy*; l'OR logico tra tutti questi segnali viene utilizzato per inibire il sistema di acquisizione durante la fase di lettura dei moduli. Questa operazione, necessaria per una corretta acquisizione dell'evento, introduce un tempo morto. Per verificare che esso non diventi troppo lungo esiste uno *scaler* a cui vengono inviati segnali da un'impulsatore da 10KHz e che viene inibito durante lo svolgimento delle funzioni di lettura. Il rapporto tra numero di conteggi da esso rilevato nell'unità di tempo e 10 KHz dà una misura del *life time*. Durante la presa dati si controlla costantemente che esso non scenda sotto il 97%.
I DYC sono letti da una coppia di moduli DC2/DM115 posti in un crate VME. Questa seconda operazione di lettura non avviene evento per evento, ma appena la memoria di uno dei DYC è completamente occupata (circa ogni 100 eventi). Ogni DC2 comunica attraverso il bus del crate VME con 3 *Dual Ported Memory* (DPM), 2 da 32 MB e una da 8MB. I DC2 trasmettono i dati dei DYCs alle due DPMs da 32 MB le quali, a loro volta, sono lette dal calcolatore fn835y (Silicon-Graphic Mod. Challenge-L). La DPM da 8MB gestisce la comunicazione con quest'ultimo. Per minimizzare il tempo morto durante la fase di lettura dei DYCs e di scrittura su disco, i moduli DC2 trasmettono i dati alle DPMs secondo un algoritmo detto a PING-PONG. Per spiegarlo indichiamo una delle due memorie da 32 MB col termine PING e l'altra con PONG. Premettiamo che il numero N di eventi che può essere immagazzinato da una *Dual Ported Memory* viene fissato in base alle condizioni di presa dati. Quando sulla DPM-PING sono stati scritti N eventi il DC2 trasmette i dati provenienti dai DYCs alla DPM-PONG; contemporaneamente il processo che gira sul computer Challenge-L, chiamato *gateway*, legge via PTI i dati contenuti nella memoria PING e li scrive su disco.

Un filtro online ha il compito di riconoscere il trigger che ha causato l'acquisizione dell' evento, operare una prima e veloce selezione ed indirizzare opportunamente la scrittura dei dati corrispondenti su nastro e/o su disco.

3.6 La ricostruzione degli eventi offline.

Un programma comune all'esperimento si occupa della ricostruzione offline degli eventi a partire dai segnali rilasciati nei diversi elementi del rivelatore. I dati vengono 'spacchettati', convertiti in misure di energia e angolo e utilizzati per la ricostruzione dei parametri delle tracce corrispondenti alle particelle che hanno attraversato il rivelatore.

[9] *Emitter Coupled Logic*: standard che si distingue per il bassissimo tempo di propagazione del segnale e l'alta frequenza di esercizio. I segnali logici sono rispettivamente di -0.9V (alto) e -1.75V (basso)

3.6.1 Ricostruzione delle tracce di elettroni e fotoni.

La ricostruzione delle tracce di elettroni [10] e fotoni è completamente basata sul calorimetro centrale. I blocchi di CCAL che hanno emesso un segnale sono raggruppati in *clusters*, insiemi di 9 elementi formanti una griglia 3×3 intorno ai massimi locali di deposito di energia. Il programma di ricostruzione calcola, per ciascuno di essi, la *cluster mass*, i valori di θ e ϕ che ne individuano la posizione, l'energia, e il tempo in cui il segnale è stato emesso. Ogni cluster di CCAL corrisponde a una traccia a cui vengono associate, oltre alle informazioni del calorimetro appena citate, le caratteristiche (ampiezza di impulso e il tempo di attraversamento) dei segnali rilasciati dalla particella nei corrispondenti elementi degli odoscopi e del contatore Cherenkov. Queste grandezze permettono di distinguere i fotoni dalle particelle cariche e di selezionare tra queste elettroni e positroni.

L'identificazione dei clusters di CCAL.

L'identificazione dei clusters di CCAL e la determinazione delle grandezze che li caratterizzano avviene per stadi successivi. Si cercano innanzitutto i massimi locali di deposito di energia e si definiscono i clusters come insiemi dei blocchi costituenti una griglia 3×3 intorno ad essi. Si richiede che le energie del clusters e del suo blocco centrale siano superiori a due soglie, la *cluster threshold* e la *seed threshold*, il cui valore è scelto in base all'analisi che si sta svolgendo.

Una volta individuati, i clusters vengono classificati come isolati, sovrapposti o coalescenti. Per far questo si costruisce intorno al blocco centrale di ciascuno di essi una griglia 5×5; se in quest'ultima non vi è un secondo massimo locale il clusters è considerato isolato; in caso contrario i clusters costruiti intorno ai due massimi depositi di energia individuati sono considerati sovrapposti. Tra tutti i clusters isolati si cercano infine quelli corripondenti a depositi di energia coalescenti e li si separa in due clusters distinti. Ciò è importante soprattutto per l' identificazione dei due fotoni emessi nel decadimento simmetrico dei π^0 i quali, quando l'energia del pione neutro è elevata, possono essere separati da soli 1.5 blocchi. In questi casi il programma di ricostruzione individua un unico massimo di deposito di energia e lo attribuisce alla presenza di uno sciame generato da un unico fotone. Clusters isolati e coalescenti sono distinguibili grazie a una variabile detta *clusters mass* definita come:

$$M_{CL} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i E_i \hat{r}_i\right)^2} \tag{3.15}$$

[10] Il rivelatore di E835 non è in grado di distinguere elettroni e positroni. Ogni volta che ci si riferisce ad elettroni, si sottointende che le considerazioni fatte valgano anche per le loro antiparticelle.

Nella 3.15 le somme sono eseguite sui 25 blocchi costituenti una griglia 5×5 intorno all'elemento centrale del cluster e r_i è il versore che indica la direzione individuata dal vertice e dal centro della faccia anteriore dell' i-esimo blocco. La figura 3-16 mostra la distribuzione di M_{CL} che si ottiene con eventi e^+e^- (linea tratteggiata) e $\pi^0\pi^0$ (linea continua); il picco basso a sinistra è dovuto ai fotoni provenienti dal decadimento asimmetrico dei pioni neutri che producono nel calorimetro un clusters isolato, mentre quello alto a destra è generato dai fotoni coalescenti emessi nel decadimento simmetrico dei π^0 . Vengono suddivisi in due tutti i clusters con M_{CL} maggiore di una soglia, detta *clusters mass threshold*, definibile dall'analizzatore; come si vede in figura 3-16, un valore di quest'ultima pari a 100 MeV dovrebbe garantire che vengano separati solo i depositi di energia coalescenti.

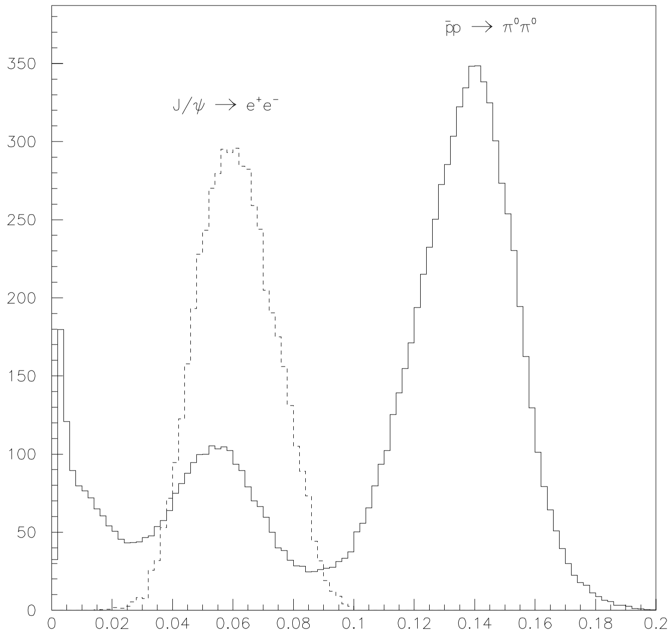


Figura 3-16. *Cluster mass* (in MeV) di clusters generati da eventi e^+e^- (linea tratteggiata) e $\pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ (linea continua). Cortesia di Michelle D. Stancari

L'energia di un clusters è calcolata come la somma delle energie E_i rilasciate nei blocchi che lo compongono:

$$E = \sum_{i=1}^{9} f_i E_i \tag{3.16}$$

La sua posizione è la media, pesata sull'energia, delle posizioni dei singoli elementi. Essa viene valutata inizialmente in termini di *ring* e *wedge*[11]

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{9} f_i E_i r_i}{\sum_{i=1}^{9} f_i E_i} \tag{3.17}$$

$$w = \frac{\sum_{i=1}^{9} f_i E_i w_i}{\sum_{i=1}^{9} f_i E_i} \tag{3.18}$$

i quali successivamente sono convertiti in θ e ϕ utilizzando la posizione del vertice e i parametri relativi ai blocchi del calorimetro riportati in tabella 3-5.
I coefficienti f_i che compaiono in 3.16, 3.17 e 3.18 indicano la frazione di energia del blocco che viene attribuita al clusters preso in considerazione. Essi sono ovviamente uguali a 1 per tutti i blocchi appartenenti a clusters isolati; per quelli sovrapposti e coalescenti vengono determinati usando un metodo iterativo che si arresta quando energia e posizione risultano stabili entro la risoluzione del rivelatore. I valori di E, θ e ϕ vengono infine corretti per tenere conto della frazione di energia persa nelle regioni inattive del calorimetro [12]. I dettagli relativi alla stima dei coefficienti f_i e delle correzioni si possono trovare in [49].

L'informazione temporale è particolarmente importante in quanto permette di individuare eventi fuori tempo che, sovrapponendosi a quelli di interesse, ne determinerebbero la reiezione. Come già specificato in precedenza una frazione del segnale emesso da un elemento del calorimetro centrale viene inviata a un TDC. Per ogni cluster si considerano i due blocchi nei quali è stata rilasciata maggiore energia. Se i TDC di entrambi gli elementi non hanno registrato alcun segnale il cluster è definito *indeterminato*; se il tempo indicato dal TDC di almeno uno dei due blocchi appartiene ad una finestra di 10 ns intorno al tempo dell'evento, il cluster è definito *in tempo*; in tutti gli altri casi è considerato *fuori tempo*. L'informazione temporale è presente con efficenza circa 1 per i clusters di energia superiore ai 75 MeV; al di sotto di tale valore l'efficienza diminuisce fino ad annullarsi per valori di energia minore-uguale a 20 MeV (vedi figura 3-17).

L'electron weight.

Una delle problematiche che l'esperimento si è trovato ad affrontare è la distinzione degli elettroni dal fondo di adroni carichi e coppie e^+e^- coalescenti emesse nalla conversione dei fotoni e nel decadimento Dalitz dei pioni neutri. La distinzione tra coppia coalescente e singolo elettrone si basa sul fatto che la prima produce un segnale

[11] r_i e w_i sono le distanze, espresse in termini rispettivamente di *ring* e *wedge*,tra il blocco i-esimo e l'elemento centrale del clusters.

[12] Elementi adiacenti del calorimetro sono separati da setti di acciaio che occupano il 2% della copertura in azimuth e lo 0.5% di quella polare.

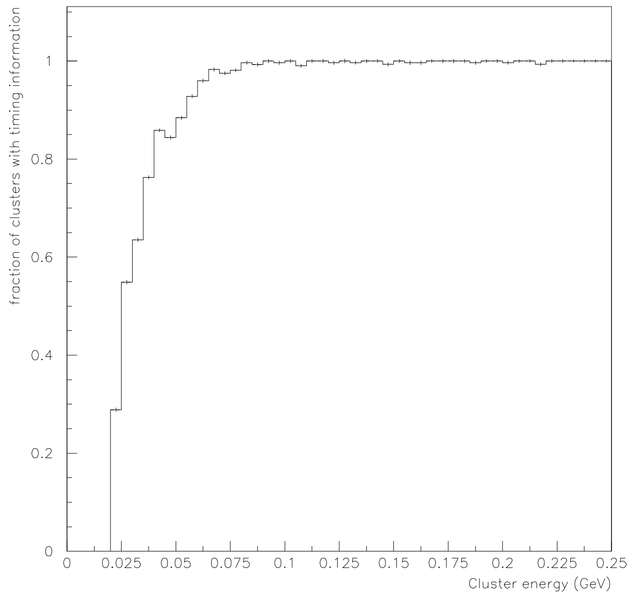


Figura 3-17. Frazione di clusters con informazione temporale associata in funzione dell'energia del cluster. Cortesia di Michelle D. Stancari.

di ampiezza doppia nel Cherenkov e negli odoscopi e genera uno sciame piú largo nel calorimetro. I pioni si distinguono dagli elettroni perchè non emettono segnale nel Cherenkov e spesso attraversano i blocchi di CCAL rilasciando energia come particelle al minimo di ionizzazione; quando si verificano reazioni nucleari con i protoni del mezzo gli sciami prodotti sono identificabili in quanto nella maggior parte dei casi hanno forma asimmetrica. Sulla base di queste considerazioni si capisce che un buon metodo per riconoscere gli elettroni tra le tracce cariche ricostriute, consiste nell'osservazione dell'ampiezza dell' impulso emesso nel contatore Cherenkov, dell'energia persa negli odoscopi e del profilo dello sciame generato nel calorimetro centrale. Per tener conto di tutte queste informazioni contemporaneamente si è utilizzato un algoritmo detto *electron weight* (EW) [64].

La variabile EW è definita analizzando le distribuzioni delle seguenti 9 grandezze :

- il segnale dei 3 odoscopi e del contatore Cherenkov normalizzato a quello rilasciato da un elettrone;

- la *cluster mass* del cluster del calorimetro centrale

- i secondi momenti della distribuzione di energia del cluster di CCAL definiti come:

$$s_\theta = \frac{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w) * (w - w_0)^2}{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)} \tag{3.19}$$

$$s_\phi = \frac{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w) * (r - r_0)^2}{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)} \tag{3.20}$$

dove le variabili r e w variano, rispettivamente, sul numero di ring e wedge e la somma è svolta su tutti blocchi del cluster; le coordinate (r_0, w_0) individuano il blocco centrale di quest'ultimo;

- la frazione di energia depositata nei blocchi costituenti una griglia 3×3 intorno all'elemento centrale del cluster rispetto all' energia rilasciata in quelli costituenti una griglia 5×5

$$R_{3/5} = \frac{\sum_{r,w=1}^{3} E(r,w)}{\sum_{r,w=1}^{5} E(r,w)} \tag{3.21}$$

- una variabile analoga alla precedene ottenuta dal rapporto dell'energia rilasciata in una griglia 2×2 rispetto a una 4×4

$$R_{2/4} = \frac{\sum_{r,w=1}^{2} E(r,w)}{\sum_{r,w=1}^{4} E(r,w)}. \tag{3.22}$$

Indichiamo con $f_i^e(x_i)$ la distribuzione normalizzata della i-esima di queste variabili ottenuta con un campione di elettroni e con $f_i^f(x_i)$ quella relativa al fondo. La variabile *electron weight* è definita come:

$$EW = \frac{\prod_i f_i^e(x_i)}{\prod_i f_i^f(x_i)} = \prod_i \frac{f_i^e(x_i)}{f_i^f(x_i)} = \prod_i W_i \tag{3.23}$$

In molte analisi condotte sui dati raccolti da E835 gli stati del charmonio vengono individuati selezionando eventi con una coppia di elettroni nello stato finale. Il criterio utilizzato per decidere se una coppia di tracce ricostruite corrisponda effettivamente a due elettroni è quello di osservare il valore assunto dal prodotto degli *electron weight* ad esse associati. La distribuzione della variabile $EW_1 \times EW_2$ per un campione di elettroni (grafico con area bianca) e di fondo (grafico con area tratteggiata) è rappresentato in figura 3-18 [13] . Con quest'ultimo campione si è studiato anche l'andamento del potere di reiezione in funzione del taglio su $EW_1 \times EW_2$; i risultati sono visibili in figura 3-18.

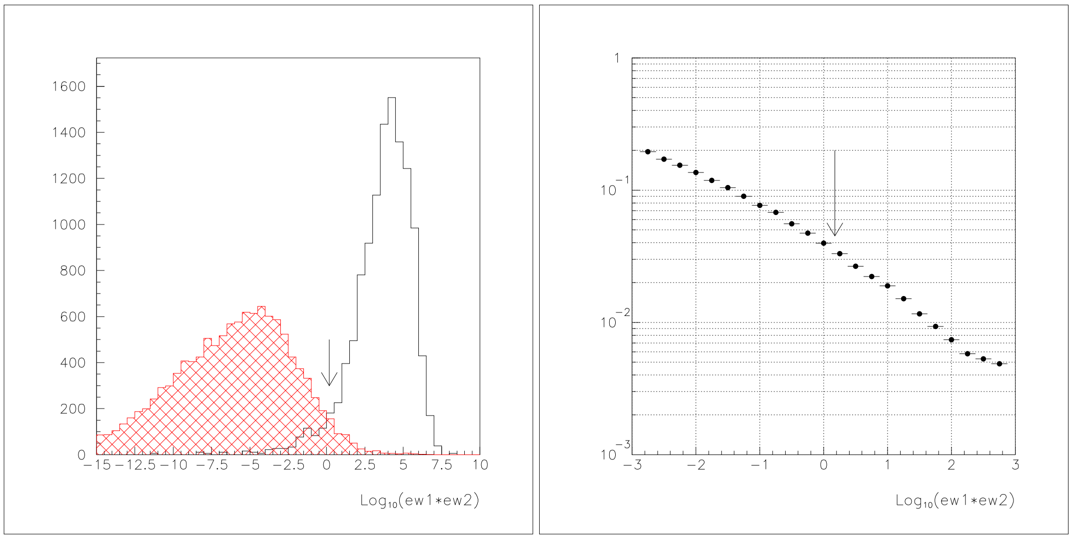


Figura 3-18. Figura di sinistra: distribuzione di $Log_{10}(EW_1 \times EW_2)$ per un campione di elettroni (grafico area bianca) e uno di fondo (grafico area tratteggiata). La prima distribuzione è normalizzata al numero di eventi della seconda. Figura di destra: il potere di reiezione in funzione del taglio sull' *electron weight*; il campione di fondo su cui è stato stimato è lo stesso della figura di sinistra. Le frecce sono poste in corrispondenza di $EW_1 \times EW_2 \ = 1.5$

[13] Il campione di elettroni è costituito da eventi

$$\chi_1 \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$$

selezionati richiedendo:

- esattamente 3 clusters in tempo nel calorimetro centrale e nessuno in quello in avanti;
- i due cluster associati agli elettroni entro l'accettanza del Cherenkov (15° $< \theta <$60°);
- probabilità di χ^2 ottenuta dal fit cinematico relativo alla reazione studiata maggiore di 10^{-2}

Il campione di fondo è stato selezionato a partire dai dai raccolti con il trigger e^+e^- nella regione di energia compresa tra 3520 MeV e 3530 MeV. I criteri utilizzati per la selezione (massa invariante dei due elettroni non compatibile con quella della J/ψ e piú di 4 clusters in tempo nei due calorimetri) sono stati scelti per eliminare gli eventi

$$\bar{p}p \rightarrow J/\psi\gamma$$

$$\bar{p}p \rightarrow c\bar{c} \rightarrow J/\psi\pi^0$$

la cui sezione d'urto in questa regione è diversa da zero.

3.6.2 Ricostruzione delle altre tracce cariche.

Il calorimetro non è in grado di stabilire con precisione la direzione di particelle cariche diverse da elettroni e positroni; questa misura viene fornita dal sistema di tracciamento interno.
Le proiezioni delle tracce sui piani x-y (linee in φ) e y-z (linee in θ) vengono prima ricostruite separatamente e poi associate. Le linee in φ sono ricostruite a partire dai segnali registrati nei 4 volumi a straws, quelle in θ a partire da quelli dei 4 strati di fibre scintillanti. Gli angoli azimutale e polare sono determinati mediante un fit che tiene conto delle dimensioni della sorgente di interazione e dei punti che segnano il passaggio della particella nei 4 volumi interessati.
L'associazione di una linea in φ e una in θ porta alla definizione di una linea carica e si effettua utilizzando il calorimetro centrale, unico elemento del rivelatore di E835 a fornire contemporaneamente la misura degli angoli θ e in φ delle particelle che lo attraversano. Siano θ_c e φ_c gli angoli che individuano un cluster di CCAL. Tra tutte le linee in θ e φ ricostruite si cercano quelle che minimizzano le variabile $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_c$ e $\Delta\theta = \theta - \theta_c$. Se $\Delta\varphi_{min} < 200$ mrad e $\Delta\theta_{min} < 50$ mrad, allora le due linee individuate vengono associate e da questo punto in avanti considerate le due proiezioni di un'unica traccia carica. Il procedimento viene ripetuto per tutti i clusters del calorimetro centrale.

3.7 Il RUN2

Durante il periodo di presa dati del 2000 (RUN2) a E835 sono stati concessi 54 stacks di antiprotoni con i quali l'esperimento ha potuto accumulare circa 110 pb^{-1} di luminosità integrata a diversi valori di energia. Durante ogni stack la raccolta dati è stata suddivisa in *run*, ossia periodi in cui le condizioni del fascio, del rivelatore e del sistema di acquisizione rimanevano pressapoco uniformi. Ogni stack era costituito in media da 10 run, ciascuno corrispondente a una luminosità integrata di circa 250 nb^{-1}. Durante uno stack la diminuzione della corrente di antiprotoni veniva compensata incrementando progressivamente la densità del bersaglio in modo tale da mantenere la luminosità istantanea costante. Il suo valore variava invece da stack a stack e ogni volta rappresentava il miglior compromesso tra il tentativo di massimizzare la mole di dati acquisita e quello di ridurre il piú possibile la dispersione in energia e le dimensioni trasversali del fascio. Per consentire una buona riuscita dell' esperimento i parametri di quest' ultimo erano tenuti sotto controllo durante l'intero periodo di acquisizione dati. Gli antiprotoni venivano continuamente raffreddati stocasticamente in modo tale da ridurre la crescita dell'emittanza e della dispersione in impulso dovute rispettivamente allo scattering multiplo e alla perdita di energia che gli antiprotoni subiscono negli urti col bersaglio.

Le condizioni di presa dati relative al RUN2 sono riassunte schematicamente nella seguente tabella.

Luminosità istantanea media	2.5 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$
Intervallo di variabilità della luminosità istantanea	(1.5 - 3.5) 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$
Dimensioni della zona di interazione	0.5 cm $\times 0.5 cm \times$ 0.65 cm
Dispersione in impulso ($\Delta p/p$)	$\sim 2 \times 10^{-4}$
Dispersione in energia ΔE_{cm}	$\sim$200 KeV

Tabella 3-7. Parametri relativi alla presa dati del RUN2 dell'esperimento E835

In figura 3-19 sono rappresentati l'andamento della luminosità integrata acquisita in funzione del tempo e il modo in cui essa è stata ripartita tra le risonanze studiate.

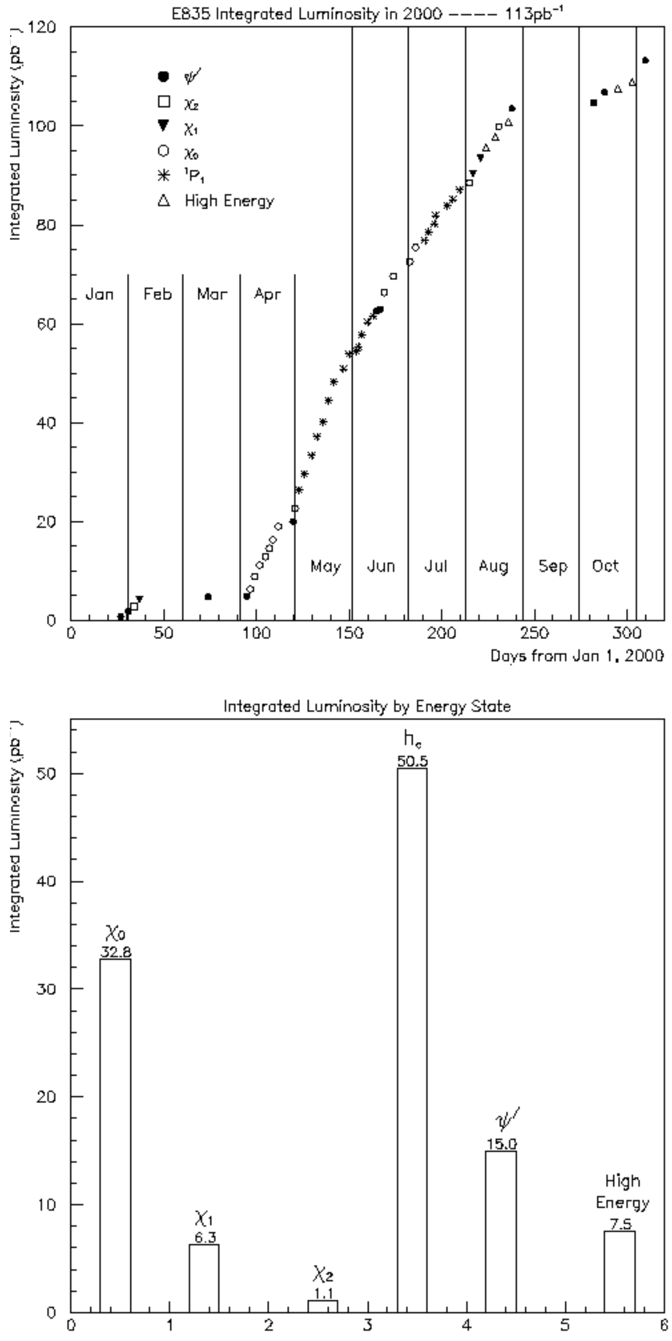


Figura 3-19. Andamento della luminosità integrata accumulata da E835-RUN2 in funzione del tempo (figura di alto) e sua ripartizione tra le risonanze studiate (figura di basso).

Ingresso	Simbolo	Logica
1	1e	1 elettrone
2	2e	2 elettroni
3	1e$_{new}$	
4	/	
5	H2=2	molteplicità in H2 =2
6	H2>2	molteplicità in H2 >2
7	H2>5	molteplicità in H2 >5
8	COPL$_{new}$	molteplicità in H1 >2
9	2h$_{new}$	molteplicità in H1 >4
10	COPL	coplanarità
11	FCH$_{OR}$	
12	2e$_{new}$	veto di FCAL
13	H1$_{OR}$	elementi di H1 colpiti $\geq$1
14	H2$_{OR}$	elementi di H2 colpiti $\geq$1
15	2h	2 adroni
16	/	non utilizzato

Uscite	Simbolo	Logica
1	CMLU1	$(2e \times \overline{H2>5}) + (1e \times 2h \times H2 = 2 \times COPL)$+ $(2e_{new} \times \overline{H2>5}) + (1e_{new} \times 2h_{new} \times H2 = 2 \times COPL_{new})$
2	CMLU2	$2e \times COPL \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}}$ + $2e_{new} \times COPL_{new} \times H2 = 2 \times \overline{FCH_{OR}}$
3	CMLU3	$2h \times COPL \times \overline{FCH_{OR}}$ $2h_{new} \times COPL_{new} \times \overline{FCH_{OR}}$
4	CMLU4	$2h \times H2 = 2 \times COPL \times \overline{FCH_{OR}}$ $2h_{new} \times H2 = 2 \times COPL_{new} \times \overline{FCH_{OR}}$

Tabella 3-8. *Schema degli ingressi (tabella in alto) e delle uscite (tabella in basso) della Charged MLU. Il pedice new indica le logiche definite da una nuova scheda di trigger realizzata per il RUN2 [65].*

Ingresso	Simbolo	Logica
1	SF Bundle1	Bundle 1 colpito
2	SF Bundle2	Bundle 2 colpito
3	SF Bundle8	Bundle 8 colpito
4	$H2_{logic}$	vedi didascalia
5	H2=3,4	molteplicità in H2 =3,4
6	/	non utilizzato
7	Bundles$_{or}$(2-10)	
8	SF=3,H2=3	3 bundle e 3 elementi di H2 colpiti
9	SF=3,4,5	3, 4 o 5 bunble colpiti
10	SF=1	solo un bundle di fibre colpito
11	SF=2	solo due bundle di fibre colpiti
12	SF Bundle 11	bundle 11 colpito
13	/	non utilizzato
14	$H2_{cluster}$	vedi didascalia
15	KIN2B	vedi didascalia
16	SF Bundle 10	bundle 10 colpito

Uscita	Simbolo	Logica
1	PMLU1	$(\overline{Bundle1}) \times (\overline{Bundle2}) \times (\overline{H2_{logic}})$ $\times(H2 = 3,4) \times (SF = 3,4,5) \times (\overline{SF = 3, H2 = 3})\times$ $KIN2B \times H2_{cluster}$
2	PMLU2	$Bundle10 \times (\overline{H2_{logic}}) \times (SF = 1)$
3	PMLU3	$(Bundles_{or}2 - 10) \times (\overline{H2_{logic}}) \times (SF = 2)$

Tabella 3-9. *Schema degli ingressi (tabella in alto) e delle uscite (tabella in basso) della Phi-Phi MLU. $H2_{logic}$ è la coincidenza tra un elemento di H2 e uno di quelli appartenenti alle due regioni azimutali di 9 elementi centrate a 90^0 rispetto al primo; KIN2B è la coincidenza tra più bundle in modo tale da soddisfare la cinematica dei decadimenti $\Phi\Phi \to 4K$; $H2_{cluster}$ è una logica piuttosto complessa implementata per il RUN2 per tener conto della chiusura in ϕ dei k emessi dal decadimento della particella Φ.E' definita come la combinazione di tre sublogiche basate sulla molteplicità di H2. Per una loro definizione dettagliata rimandiamo alla pagina WEB di E835*
($http://www-e835.fnal.gov/\sim wander/E835/P\_MLU\_2000.in\_out.txt$).

MMLU	input
1	PBG1
2	PBG3
3	$Etot_{HI}$
4	$Etot_{LO}$
5	$(H1 \times HP)_{OR}$
6	/
7	H2>2
8	FCH_{OR}
9	CMLU1
10	CMLU2
11	CMLU3
12	CMLU4
13	/
14	PMLU1
15	PMLU2
16	PMLU3

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

Tabella 3-10. *Schema degli ingressi e delle uscite della Master MLU. Nell'ultima colonna della tabella in basso indichiamo accanto a ognuno delle uscite l'ingresso del Gate Master a cui è collegata.*

4

Il canale di decadimento $\chi_0 \rightarrow J/\psi\,\gamma$

Lo stato χ_0 è stato osservato per la prima volta nel 1975 dall'esperimento MARK I [36] di SLAC attraverso lo studio di alcuni dei suoi canali di decadimento adronici. Da allora diversi esperimenti hanno confermato questa osservazione ma le misure dei parametri della risonanza pubblicate sono ancora caratterizzate da grossi errori statistici.

In questo capitolo verrà presentata l'analisi del decadimento

$$\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma \tag{4.1}$$

effettuata sui dati acquisiti dall'esperimento E835 durante il RUN2. Sarà descritta nel dettaglio la tecnica utilizzata e verranno presentati i valori ottenuti di massa e larghezza e accoppiamento in $\bar{p}p$ dello stato χ_0 . I risultati saranno confrontati con le misure riportate da altri esperimenti. Particolare attenzione sarà' prestata al confronto con i risultati pubblicati nel 1999 da E835 ottenuti attraverso l'analisi del canale di decadimento 4.1 condotta sui dati raccolti durante il RUN1.

4.1 Il campione analizzato

Durante il RUN2 l'esperimento E835 ha accumulato circa 30 pb^{-1} in corrispondenza della risonanza χ_0. I dati sono stati acquisiti in 17 punti compresi tra 3340 MeV e 3470 MeV. Alcuni di essi appartengono alle regioni di energia ai lati della risonanza e consentono un'accurata determinazione del livello del fondo; gli altri permettono di ricostruire l'andamento della curva di eccitazione nella zona di segnale e di misurare con precisione massa e larghezza e accoppiamento $\bar{p}p$ dello stato χ_0. In tabella 4-1 per ogni punto è specificata la luminosità integrata raccolta e i parametri della distribuzione di energia; e' inoltre indicato se il punto è considerato appartenente alla regione di segnale o di fondo.

I dati utilizzati per l'analisi riportata in questo capitolo sono stati raccolti col *trigger* e^+e^- e hanno superato la selezione del filtro online che richiedeva la presenza, nel calorimetro centrale, di due clusters di massa invariante maggiore di 2.2 GeV. Il campione ottenuto è stato scritto su disco e sottoposto, offline, a una ulteriore selezione che ha portato alla creazione dei mini-dst (MSDT). Questi sono files di dimensioni contenute in cui il fondo è stato notevolmente ridotto richiedendo l'esistenza di due tracce che avessero rilasciato segnale nel Cherenov e in almeno 2 dei 3 odoscopi; la

RUN	$\mathbf{E_{cm}}(MeV)$	$\sigma_{\mathbf{Ecm}}(KeV)$	$\mathcal{L}_{\mathbf{int}}(nb^{-1})$	**Regione**
7131-7134	3339.532	599	658.7	Fondo
7123-7129	3364.974	459	1423.7	Fondo
5491-5498	3384.432	396	1631.0	Fondo
5845-5861	3384.790	497	3370.4	Fondo
7063-7068	3391.989	340	1431.2	Fondo
5912-5919	3400.104	346	1482.8	Risonanza
5579-5590	3406.081	427	2680.5	Risonanza
5881-5884	3409.073	339	1134.5	Risonanza
5510-5517	3410.261	498	1596.6	Risonanza
5891-5902	3413.775	627	2925.8	Risonanza
5466-5478	3415.002	356	2352.1	Risonanza
5524-5537	3415.914	522	2727.2	Risonanza
5438-5453	3417.984	348	1465.9	Risonanza
5872-5879	3422.091	413	2152.3	Risonanza
5501-5508	3425.956	391	1800.1	Risonanza
5905-5910	3430.070	482	1438.2	Risonanza
5455-5463	3469.893	340	2512.6	Fondo

Tabella 4-1. *Run, luminosità integrata e parametri della distribuzione dell'energia disponibile nel centro di massa per ognuno dei 17 punti in cui sono stati acquisiti dati in corrispondenza della risonanza χ_0 durante il RUN2. Nell'ultima colonna è specificato se il punto e' considerato appartenente alla regione di fondo o della risonanza.*

massa invariante dei clusters di CCAL ad esse associati era inoltre richiesta essere maggiore di 2.6 GeV. La figura 4-1 mostra la distribuzione di massa invariante dei due candidati elettroni ottenuta analizzando gli eventi scritti nei MDST con l'unica richiesta che le due particelle in questione siano state emesse nel volume fiduciale del rivelatore Cherenkov ($15^\circ < \theta_e < 60^\circ$). Il grafico con area bianca è relativo ai dati acquisiti nella regione della risonanza, quello con area tratteggiata ai dati di fondo normalizzati alla luminosità integrata della zona di segnale.

4.2 Il volume fiduciale.

Il volume fiduciale è stato scelto in modo tale da garantire una ricostruzione precisa di direzione ed energia delle 3 particelle emesse nel decadimento studiato della risonanza χ_0. Poichè il rivelatore Cherenkov ha un ruolo cruciale nell' identificazione di elettrone e positrone si è richiesto che l' angolo polare di emissione di queste particelle fosse compreso tra 15° e 60°. Tra tutti i decadimenti poi, si sono selezionati quelli in cui il fotone aveva rilasciato un segnale nel calorimetro centrale. Il volume fiduciale di quest'ultimo è stato in realtà leggermente ristretto in modo tale da garantire il contenimento trasversale dello sciame generato dal γ. In particolare si è richiesto che

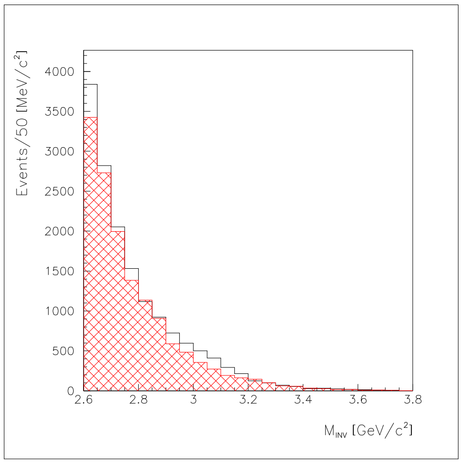


Figura 4-1. *Massa invariante dei due candidati elettroni ottenuta con i dati scritti su MDST richiedendo solamente che essi siano stati emessi nel volume fiduciale del rivelatore Cherenkov. Il grafico con area bianca è relativo ai dati acquisiti nella regione della risonanza, quello con area tratteggiata ai dati di fondo normalizzati alla luminosità integrata della zona di segnale.*

fosse

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

4.3 I criteri di selezione.

I criteri di selezione utilizzati per ottenere un campione pulito di eventi $e^+e^-\ \gamma$ sono basati sull'identificazione dei 2 elettroni e sulla topologia e cinematica dell'evento.

I grafici di figura 4-2 mostrano la distribuzione di energia delle tre particelle prodotte nel decadimento della χ_0. Sono stati ottenuti con una simulazione Monte Carlo richiedendo che e^+e^- e γ fossero stati emessi nel volume fiduciale scelto per l'analisi. La figura mostra che è possibile identificare gli elettroni come le due particelle piú energetiche prodotte nella reazione studiata. Il programma di ricostruzione è stato perciò strutturato in modo tale da individuare innanzitutto le due tracce associate ai due clusters in tempo di CCAL in cui era stata rilasciata maggiore energia ed etichettarle come elettroni. Da questo punto in avanti l'analisi si può suddividere in 3 stadi.

1. MIGLIORE IDENTIFICAZIONE DEGLI ELETTRONI. Non tutti gli eventi con due clusters di elevata energia sono costituiti da una coppia di elettroni nello stato finale; adroni carichi o coppie e^+e^- prodotte dalla conversione dei fotoni possono simulare nel rivelatore la presenza di un elettrone. Una variabile utile per identificare gli eventi di interesse è il prodotto dell'*electron weight* associati alle due tracce in questione. Per avere un buon potere di reiezione senza perdere troppo in efficienza si è richiesto che fosse:

$$EW_{el1} \times EW_{el2} > 1.5$$

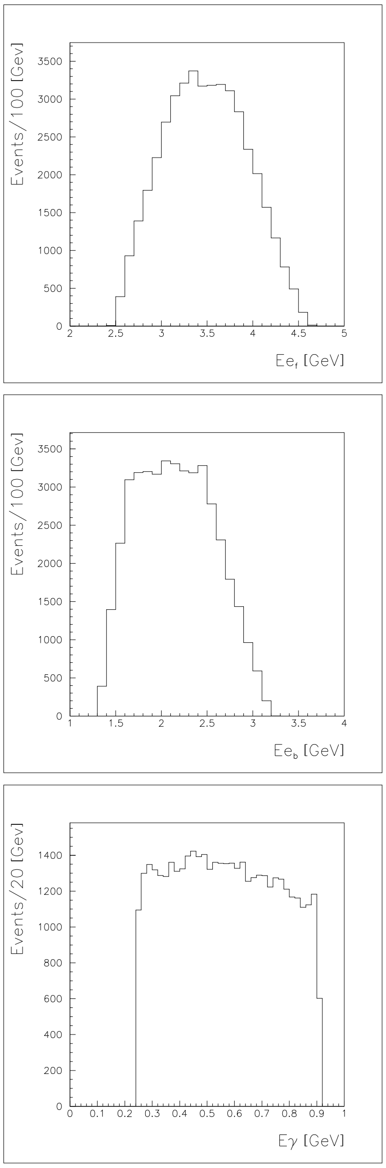


Figura 4-2. *Energia delle 3 particelle emesse nel decadimento della χ_0. Indichiamo con γ, e_f ed e_b rispettivamente il fotone, l'elettrone emesso in avanti e quello emesso indietro nel sistema del laboratorio. I grafici sono il risultato di una simulazione Monte Carlo e rappresentano gli eventi in cui tutte e tre le particelle sono emesse nel volume fiduciale del rivelatore.*

La scelta è stata basata sulle distribuzioni riportate in figura 3-18 .

2. TOPOLOGIA. Sono stati accettati solo eventi con esattamente 3 clusters in tempo nel volume fiduciale di CCAL e nessun cluster in tempo in FCAL. I clusters indeterminati e fuori tempo sono stati completamente ignorati.

3. FIT CINEMATICO. Il cluster non associato con e^+e^- è stato considerato come possibile fotone e l'evento è stato sottoposto a fit cinematico. Quest'ultimo richiedeva in ingresso gli angoli θ e ϕ e l'energia delle tracce associate ad e^+e^- e γ e determinava i valori di tali grandezze che meglio rispettavano la cinematica del decadimento chiedendo che fossero soddisfatte le seguenti 5 equazioni di vincolo:

$$\sum_{i=1}^{3} p_{xi} = 0$$

$$\sum_{i=1}^{3} p_{yi} = 0$$

$$\sum_{i=1}^{3} p_{zi} = P_{lab}$$

$$\sum_{i=1}^{3} E_i = E_{lab} + m_p$$

$$(E_{el1} + E_{el2})^2 - (P_{el1} + P_{el2})^2 = M^2_{J/\psi}$$

Nelle espressioni riportate $p_i^\mu = (E_i, p_{xi}, p_{yi}, p_{zi})$ è il quadrimpulso della i-esima delle 3 particelle considerate, P_{lab} ed E_{lab} sono energia e impulso degli antiprotoni nel sistema di riferimento del laboratorio e m_p è la massa del protone. Sono stati accettati gli eventi per i quali il fit convergeva e la probabilità di χ^2 era maggiore di 10^{-3}.

Le distribuzioni della massa invariante dei due elettroni che si ottengono applicando in sequenza i tagli descritti sono mostrate nelle figure 4-3 a, 4-3 b e 4-3 c; in esse i grafici con area bianca e con area tratteggiata corrispondono rispettivamente ai dati acquisiti nella regione della risonanza e del fondo. L'efficacia dei tagli è dimostrata dall'emergere di un picco pulito in corrispondenza della massa della J/ψ nel campione di segnale e dall'abbattimento quasi totale del fondo.

Il numero N di eventi selezionati in ciascun punto di energia con questi criteri è riportato in tabella 4-3.

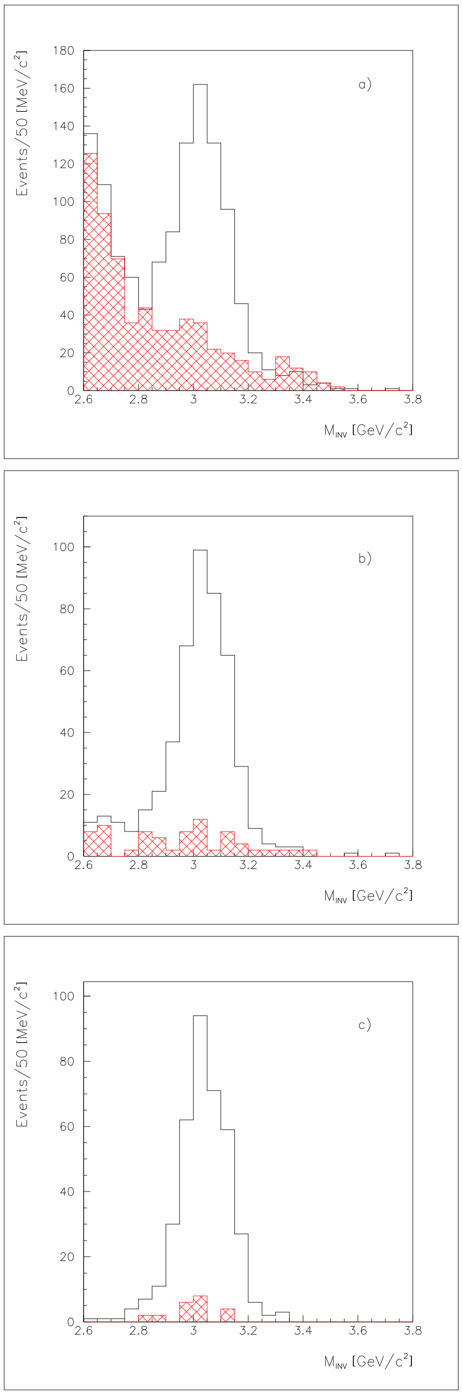


Figura 4-3. *Massa invariante dei due elettroni che si ottiene applicando in sequenza i tagli basati sull'electron weight (figura a), sulla topologia (figura b), e sul fit cinematico (figura c). I grafici con area bianca sono relativi ai dati acquisiti nella regione della risonanza, quelli con area tratteggiata ai dati acquisiti nella regione del fondo; questi ultimi sono normalizzati alla luminosità integrata della zona di segnale.*

4.4 Valutazione dell'efficienza di rivelazione.

L'efficienza di rivelazione della reazione in esame è il prodotto di accettanza geometrica del rivelatore (α) e delle efficienze del trigger (ε_{tr}), della preselezione (ε_{MDST}) e dell'analisi (ε_{an}):

$$\varepsilon_{TOT} = \alpha \times \varepsilon_{tr} \times \varepsilon_{MDST} \times \varepsilon_{an} \tag{4.2}$$

Il valore stimato è:

$$\varepsilon_{TOT} = 0.315 \pm 0.009. \tag{4.3}$$

Descriviamo in dettaglio i metodi con cui sono stati calcolati i singoli fattori.

Accettanza geometrica. Per valutare correttamente l'accettanza geometrica occorre conoscere con precisione le distribuzioni angolari dei prodotti di decadimento della reazione studiata. Indichiamo con S il sistema di riferimento del centro di massa scelto con asse z coincide con la direzione di moto degli antiprotoni nel laboratorio. Essendo la risonanza χ_0 una particella scalare la distribuzione angolare del fotone in S, e conseguentemente quella della J/ψ, sarà uniforme, ossia:

$$\frac{d\sigma}{dcos(\theta_\gamma^S)} = cost$$

Definiamo a questo punto un nuovo sistema di riferimento S' , solidale con la J/ψ e con asse z' coincidente con la direzione di moto di quest'ultima in S; sia θ'_e l'angolo di emissione dell' elettrone in S'. Si dimostra che la sua distribuzione angolare ha la forma:

$$\frac{d\sigma}{dcos(\theta'_e)} = 1 + cos^2(\theta'_e)$$

L'accettanza geometrica è stata valutata mediante una simulazione Monte Carlo effettuata con l'utilizzo di GEANT, tenendo conto delle distribuzioni angolari descritte. Richiedendo che fosse:

$$15^\circ < \theta_{e_i} < 60^\circ \; con \; e_i = e^+, e^-$$

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

si è ottenuto

$$\alpha = 0.425 \pm 0.005$$

L'errore tiene conto dell'incertezza sulla posizione del vertice e dei rivelatori interni rispetto a quella del calorimetro centrale.

Efficienza del trigger. Il metodo utilizzato per studiare questa efficienza consiste nell'acquisire dati con un trigger lasco, selezionare offline un campione pulito di eventi e^+e^- con criteri indipendenti da quelli su cui si basano le logiche di trigger e verificare per quale frazione di essi sarebbe stata abilitata l'acquisizione.

Durante il RUN2 è stato accumulato, a questo scopo, circa 1 pb^{-1} di luminosità integrata in corrispondenza della risonanza ψ'. I dati sono stati acquisiti con il trigger:

$$1e \times PBG3$$

L'efficienza è stata calcolata con un campione di:

$$\psi' \rightarrow e^+e^-$$

selezionato a partire dagli eventi acquisiti richiedendo:

- esattamente 2 clusters in tempo in CCAL
- la loro massa invariante M$_{e^+e^-}$ >3.3 GeV
- un segnale superiore a 3 fotoelettroni nel settore del Cherenkov associato ai due clusters del calorimetro

Il valore ottenuto è :

$$\varepsilon_{tr} = 0.90 \pm 0.02$$

I dettagli della misura sono descritti in [65].

Efficienza della preselezione. E' stata calcolata usando un campione costituito da eventi

$$\psi' \rightarrow e^+e^-$$

$$\chi_{1,2} \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$$

selezionati con tagli ortogonali rispetto a quelli usati per la produzione dei MDST [66]. Il valore stimato è:

$$\varepsilon_{MDST} = 0.984 \pm 0.004$$

Efficienza dell'analisi. E' il prodotto delle efficienze dei tagli descritti nel paragrafo 4.3:

$$\varepsilon_{an} = \varepsilon_{FIT} \times \varepsilon_{EW} \times \varepsilon_{3CL}$$

I valori di $\varepsilon_{FIT}, \varepsilon_{EW}$ e ε_{3CL} sono stati calcolati utilizzando un campione pulito di eventi

$$\chi_1 \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$$

ottenuto con i 6.3 pb^{-1} accumulati dall'esperimento in corrispondenza della risonanza χ_1 durante il RUN2. I criteri utilizzati per la selezione degli eventi sono gli stessi dell'analisi (vedi tab 4-2); di volta in volta si è evitato l'uso del taglio di cui si stava calcolando l'efficienza e si è cercato di tenere basso il livello di fondo rendendo piú selettive le restanti condizioni. Facciamo notare che nella stima dell' efficienza del fit si è richiesto che l'energia del cluster non associato agli elettroni fosse maggiore di 200 MeV. Occorre precisare che, nel decadimento della risonanza χ_1, fotoni di così bassa energia sarebbero stati emessi al di fuori dell'accettanza del rivelatore. Poichè senza questa condizione la ε_{FIT} diminuiva del 2.5%, passando da 0.953 a 0.929, si è ritenuta opportuno l'introduzione del taglio al fine di una corretta determinazione dell' efficienza in questione.
I risultati ottenuti sono riassunti nella parte inferiore della tabella 4-2. L'efficienza

	$\varepsilon_{\mathbf{FIT}}$	$\varepsilon_{\mathbf{EW}}$	$\varepsilon_{\mathbf{3CL}}$
$EW_{el1}EW_{el2}$	> 100	$\forall$	> 100
Prb(χ^2)	-	$> 10^{-2}$	$> 10^{-2}$
N$_{CL}$ in tempo in CCAL	3	3	$\forall$
N$_{CL}$ in tempo in FCAL	0	0	$\forall$
E$_\gamma$(MeV)	>200	$\forall$	$\forall$
$\theta_e(\circ)$	15-60	15-60	15-60
$\theta_\gamma(\circ)$	12-68	12-68	12-68
N_1	1987	2166	1921
N_2	1894	2054	1779
Efficienza	0.953$\pm$0.005	0.948$\pm$0.005	0.926$\pm$0.006

Tabella 4-2. *Efficienza dei diversi tagli utilizzati nell'analisi. Nella parte superiore della tabella sono indicati i criteri con cui è stato selezionato il campione pulito di eventi $\chi_1 \rightarrow J/\psi\gamma$; nella parte inferiore sono riportati il numero di eventi N_1 di cui è costituito tale campione, il numero N_2 di eventi che hanno superato il taglio usato nell'analisi e il valore di efficienza ottenuto.*

dell'analisi così stimata è pari a:

$$\varepsilon_{an} = 0.837 \pm 0.008.$$

4.5 L'analisi

4.5.1 Il metodo .

I parametri della risonanza studiata sono stati determinati confrontando, per ogni punto di energia, il numero di eventi ottenuti sperimentalmente (N_i) e il numero di eventi previsto:

$$\mu(E_i) = \mathcal{L}_{int} \times \left\{ \int_0^\infty \varepsilon_{TOT}\, \sigma_{BW}(E)\, G(E - E_i) dE + \sigma_{BG} \right\} \tag{4.4}$$

Nella 4.4 ε_{TOT} è l' efficienza di rivelazione, $\sigma_{BW}(E)$ è la funzione di Breit-Wigner che rappresenta la sezione d'urto della risonanza e G(E-E_i) è la distribuzione di energia del fascio.

Siano N_1, N_2,... N_n il numero di eventi J/ψ γ rilevati rispettivamente alle energie E_1, E_2,..., E_n. Indichiamo con $f(N_1)$ la distribuzione del numero di decadimenti selezionato:

$$f(N_i) = e^{-\mu(E_i)}\, \frac{\mu(E_i)^{N_i}}{N_i!}$$

Essendo le misure scorrelate tra loro, la probabilità che siano tutte relative al processo ipotizzato è data da

$$L = f(N_1) f(N_2) .....f(N_n) \tag{4.5}$$

Tale funzione, detta 'di verosimiglianza', dipende in questo caso da 5 parametri:

- la massa della risonanza M_R
- la larghezza della risonanza Γ_R
- la sezione d'urto di picco della Breit-Wigner, ossia il valore assunto da tale curva in corrispondenza di E = M_R

$$\sigma_{picco} = \frac{4\pi}{k^2} \frac{(2J+1)}{(2S_a+1)(2S_b+1)} B_{in} B_{fin}$$

- la sezione d'urto di fondo σ_{BG}
- l'efficienza ε_{TOT}.

Il 'metodo di massima verosimiglianza' consiste nel determinare i valori di tali parametri che rendono massima la funzione *L*. In realtà avendo a disposizione programmi di minimizzazione (MINUIT), la funzione da noi utilizzata non è esattamente *L* ma

$$FCN = -log(L) = \sum_{i=1}^{n} \mu(E_i) -\ N_i log(\mu(E_i)) +\ log(N_i!)$$

L'ultimo termine in tale espressione non e' stato preso in considerazione. Essendo infatti una costante additiva non contribuisce alla determinazione del minimo della funzione, ma si limita a traslare il valore da essa assunto in tale punto. La funzione logaritmo, infine, è stata introdotta per la sua duplice proprietà di essere massima in corrispondenza degli stessi punti in cui lo è P e trasformare i prodotti contenuti in quest'ultima in somme. Ciò facilita il calcolo dell'errore sulla determinazione dei parametri da parte di MINUIT.

4.5.2 I risultati

Nella tabella 4-3 sono indicati, per ogni punto di energia, il numero di eventi selezionato e il valore della sezione d'urto misurata:

$$\sigma(E_{cm}) = N(E_{cm})/(\mathcal{L}_{int} \times \epsilon_{TOT}).$$

L'errore su quest'ultima è stato calcolato trascurando il contributo dato dall'incertezza su efficienza e luminosità e attribuendo ad N l'errore positivo e negativo determinato col metodo presentato da Feldman e Cousins in [67]. I parametri della risonanza χ_0 sono

$\mathbf{E_{cm}}(MeV)$	**Events, N**	$\mathcal{L}_{\mathbf{int}}(nb^{-1})$	$\sigma(\mathbf{pb}) = \mathbf{N}/(\mathcal{L}_{\mathbf{int}} \times \epsilon_{\mathbf{TOT}})$
3339.532	0	658.7	$0.0\,^{+6.2}_{-0.0}$
3364.974	1	1423.7	$2.2\,^{+3.9}_{-1.4}$
3384.432	3	1631.0	$5.8\,^{+4.5}_{-3.7}$
3384.790	3	3370.4	$2.8\,^{+2.2}_{-1.8}$
3391.989	3	1431.2	$6.6\,^{+5.1}_{-4.2}$
3400.104	9	1482.8	$19.2^{+8.1}_{-5.7}$
3406.081	17	2680.5	$20.1^{+5.7}_{-5.0}$
3409.073	13	1134.5	36^{+12}_{-10}
3410.261	22	1596.6	44±9
3413.775	81	2925.8	88±10
3415.002	82	2352.1	111±12
3415.914	83	2727.2	97±11
3417.984	31	1465.9	67±12
3422.091	22	2152.3	32.4±6.9
3425.956	14	1800.1	$24.7^{+7.6}_{-6.5}$
3430.070	5	1438.2	$11.0^{+6.2}_{-5.0}$
3469.893	1	2512.6	$1.3^{+2.2}_{-0.8}$

Tabella 4-3. *Per ogni punto di energia si riporta il numero di eventi selezionati secondo i criteri riportati nel paragrafo 4.3, la luminosità integrata accumulata e la sezione d'urto misurata.*

stati ricavati col metodo di massima verosimiglianza fissando il valore dell'efficienza a 0.315 e assumendo il fondo piatto. I risultati sono riassunti nella tabella 4-4. Essendo il nostro un esperimento di conteggi a bassa statistica, il χ^2 è stato stimato usando la formula suggerita dal Partcle Data Group [1]:

$$\chi^2 = \sum_i [2(\mu_i - N_i) + 2N_i log(N_i/\mu_i)]$$

Questo ci ha consentito di utilizzare la funzione di verosimiglianza non solo nella determinazione dei parametri e nella stima dei loro errori, ma anche nella valutazione della bontà del fit. Il numero di eventi attesi è calcolato assumendo che i parametri della risonanza e del fondo fossero quelli riportati nella tabella 4-4; il valore di χ^2 ottenuto è 8.2 con 13 gradi di libertà. La curva di eccitazione risultante è mostrata nella figura 4-4 sovrapposta ai punti sperimentali.

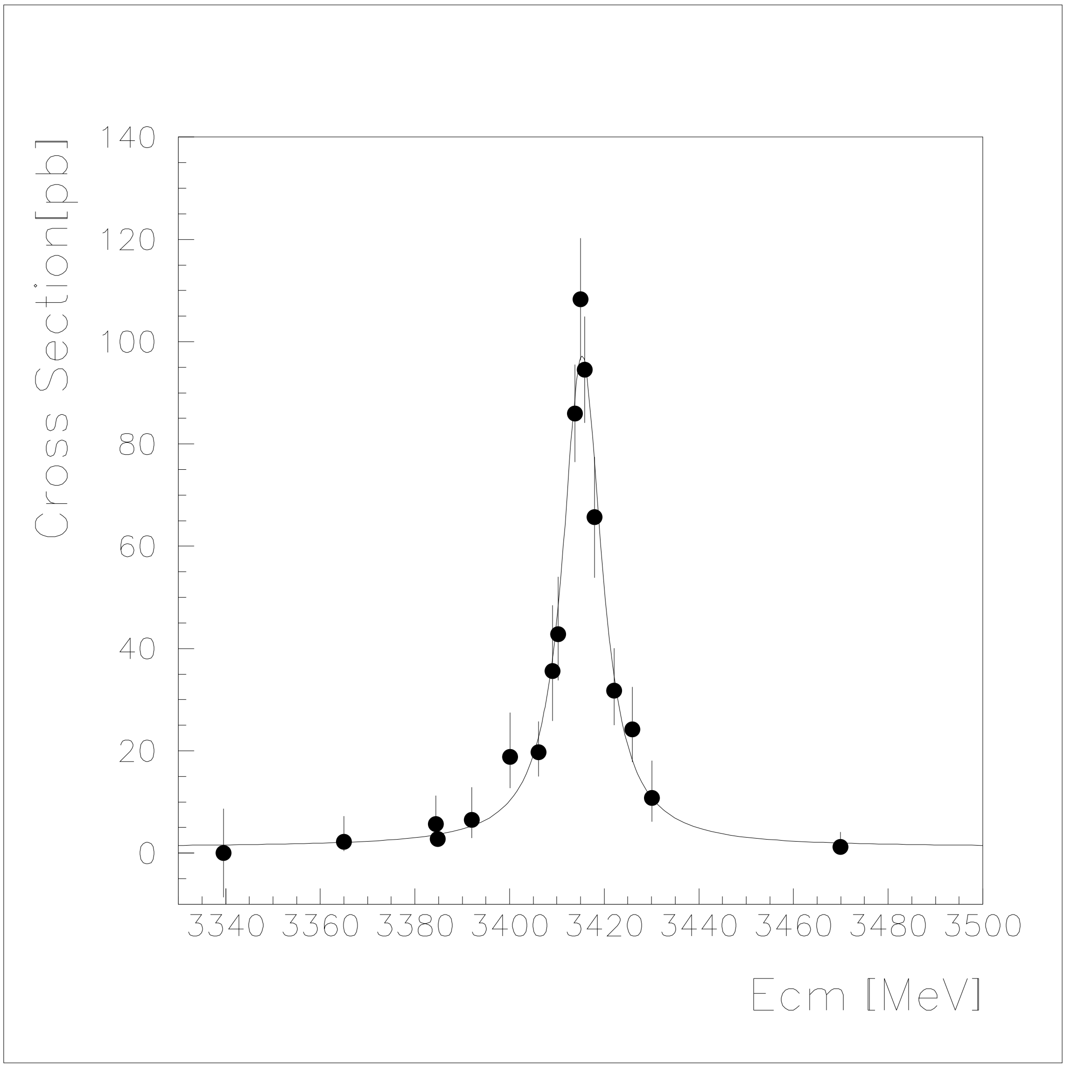


Figura 4-4. *Sezione d'urto misurata in funzione dell'energia del centro di massa. La curva di eccitazione risultante è mostrata sovrapposta ai punti sperimentali. Il valore ottento per la sezione d'urto di fondo è stato diviso per l'efficienza dell'analisi e sommato alla sezione d'urto risonante.*

I tre parametri stimati direttamente dai dati sono la massa e la larghezza dello stato χ_{c0} e il valore di BR$_{in}\times$BR$_{out}$ (o, alternativamente, di $\Gamma_{in}\times$BR$_{out}$). Da questi risultati si possono ricavare il rapporto di decadimento BR$_{\bar{p}p}$ e la larghezza parziale $\Gamma_{\bar{p}p}$ utilizzando il valore di BR$_{out}$=BR($\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$)$\times$BR($J/\psi \rightarrow e^+e^-$) riportato da misure indipendenti da quella in questione. In particolare, per ottenere i valori della tabella 4-4 si sono usate le medie stimate dal Particle Data Group [1]

$$BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = 0.0593 \pm 0.0010.$$

$$BR(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma) = (66 \pm 18)10^{-4}$$

M [MeV/c^2]	3415.3$\pm$0.4 $\pm$ 0.2
Γ_{TOT} [MeV]	9.8$^{+1.2}_{-1.0}$ $\pm$ 0.1
BR$_{in}\times$ BR$_{out}\times$ 10^7	1.65$\pm$0.11$\pm$0.06
BR$_{\bar{p}p}$ $\times$ 10^4	4.2$\pm$0.3$^{+1.6}_{-0.9}$
$\Gamma_{\bar{p}p}$[keV]	4.1$\pm$0.4$^{+1.6}_{-0.9}$
σ_{bckg}(pb)	0.38$^{+0.40}_{-0.32}$
ϵ_{tot} fixed	0.315
Total number of events	390

Tabella 4-4. *Risultati relativi ai parametri della risonanza χ_0. Accanto ad ogni valore stimato sono riportati l'errore statistico, seguito dall'errore sistematico.*

Gli errori sistematici

Gli errori sistematici relativi a massa e larghezza dello stato χ_0 derivano dall'incertezza con cui si calcola l'energia del centro di massa. In particolare l'errore su M$_R$ dipende dalla precisione con cui si determina il valore assoluto dell'energia, quello su Γ_R dall'errore relativo tra i punti di energia costituenti lo scan della risonanza. Per quanto detto nel capitolo 3 il contributo dominante all'errore su E$_{cm}$ deriva dalla misura della lunghezza L dell'orbita descritta dagli antiprotoni e, in ultima analisi, dipende dall'incertezza sulla misura dei BPM e da quella sulla massa della ψ' usata per determinare la lunghezza dell'orbita di riferimento. Indichiamo con l'aggettivo *assoluto* l'errore sull'energia (E_A) calcolato tenendo conto di entrambi questi contributi e con relativo (E_R) quello dovuto unicamente all'incertezza sulla misura di ΔL effettuata dai *Beam Position Monitor*. Gli errori sistematici riportati in tabella 4-4 per la massa e la larghezza della risonanza corrispondono al massimo valore assunto rispettivamente da E_A ed E_R in corrispondenza dei punti di energia costituenti lo scan della χ_0.
L'errore sistematico su $\Gamma_{\bar{p}p}$ e BR$_{\bar{p}p}$ è dominato dall'incertezza con cui è noto BR$_{out}$

(3.9±1.1) 10^{-4}. Quello su $\mathrm{BR}_{in}\times\mathrm{BR}_{out}$ deriva dall'errore con cui si sono misurate efficienza e luminosità. Per calcolarlo si è ripetuta l'analisi in 4 condizioni diverse:

A fissando l'efficienza a $\varepsilon + \sigma_\varepsilon$

B fissando l'efficienza a $\varepsilon - \sigma_\varepsilon$

C ponendo la luminosità integrata di ogni punto pari a $\mathcal{L}_{int} + 2.5\%\mathcal{L}_{int}$

D ponendo la luminosità integrata di ogni punto pari a $\mathcal{L}_{int} - 2.5\%\mathcal{L}_{int}$.

Indichiamo con BR_{IO} il valore del prodotto dei rapporti di decadimento riportato nella tabella 4-4 e con BR_{IO}^A BR_{IO}^B BR_{IO}^C e BR_{IO}^D i valori ottenuti nelle condizioni A, B, C e D. Gli errori sistematici positivo e negativo sono stati calcolati come:

$$\sigma^+ = \sqrt{(BR_{IO} - BR_{IO}^A)^2 + (BR_{IO} - BR_{IO}^C)^2}$$

$$\sigma^- = \sqrt{(BR_{IO} - BR_{IO}^B)^2 + (BR_{IO} - BR_{IO}^D)^2}.$$

4.6 Stabilità dell'analisi.

Per verificare la stabilità dei risultati si è provato a ripetere l'analisi cambiando la selezione degli eventi. Si è variato un taglio per volta e si è osservato l'effetto che questo produceva sui valori ricavati per i parametri della risonanza. Cinque delle selezioni utilizzate si sono ottenute a partire da quella descritta nel paragrafo 4.3 con le seguenti modifiche:

- **Selezione $\mathbf{S}_1$**: nessun taglio sul numero di clusters
- **Selezione $\mathbf{S}_2$**: taglio su $\mathrm{EW}_{el1}\times \mathrm{EW}_{el2} > 0.1$
- **Selezione $\mathbf{S}_3$**: taglio su $\mathrm{EW}_{el1}\times \mathrm{EW}_{el2} > 10$
- **Selezione $\mathbf{S}_4$**: taglio su prb(χ^2) $>10^{-4}$
- **Selezione $\mathbf{S}_5$**: taglio su prb(χ^2) $>10^{-2}$

Le efficienze delle selezioni S_i sono state valutate col metodo illustrato nel paragrafo 4.4. I risultati, riassunti in tabella 4-5, mostrano che i valori ottenuti per massa, larghezza totale e $\mathrm{BR}_{in}\times$ BR_{out} sono piuttosto stabili. Il parametro che subisce la maggiore fluttuazione, la larghezza, varia, rispetto al valore riportato nella tabella 4-4, entro 0.6 σ. Anche in questo caso non si può mettere in evidenza una dipendenza

	$\mathbf{S}_1$	$\mathbf{S}_2$	$\mathbf{S}_3$
M [MeV/c^2]	$3415.22^{+0.43}_{-0.42}$	$3415.35^{+0.43}_{-0.42}$	$3415.30^{+0.44}_{-0.43}$
Γ_{TOT} [MeV]	$10.3^{+1.2}_{-1.1}$	$10.1^{+1.2}_{-1.0}$	$9.7^{+1.1}_{-1.0}$
BR$_{in}\times$ BR$_{out}\times 10^7$	1.68±0.11	1.66±0.11	$1.60^{+0.12}_{-0.11}$
BR$_{\bar{p}p}\times 10^4$	$4.30^{+0.29}_{-0.27}$	$4.24^{+0.27}_{-0.27}$	$4.11^{+0.30}_{-0.28}$
σ_{bckg}(pb)	$0.89^{+0.49}_{-0.43}$	$0.33^{+0.40}_{-0.32}$	$0.29^{+0.36}_{-0.28}$
ϵ_{tot} fixed	0.340	0.322	0.305
Numero tot. di eventi	456	404	364
	$\mathbf{S}_4$	$\mathbf{S}_5$	$\mathbf{S}_6$
M [MeV/c^2]	3415.28±0.41	3415.31±0.44	3415.27± 0.42
Γ_{TOT} [MeV]	$9.2^{+1.1}_{-1.0}$	$10.0^{+1.1}_{-1.0}$	$9.7^{+1.1}_{-1.0}$
BR$_{in}\times$ BR$_{out}\times 10^7$	$1.65^{+0.12}_{-0.11}$	1.63±0.11	$1.69^{+0.12}_{-0.11}$
BR$_{\bar{p}p}\times 10^4$	$4.24^{+0.30}_{-0.28}$	$4.17^{+0.29}_{-0.28}$	$4.32^{+0.30}_{-0.29}$
σ_{bckg}(pb)	$0.83^{+0.44}_{-0.37}$	$0.13^{+0.31}_{-0.13}$	$0.40^{+0.41}_{-0.33}$
ϵ_{tot} fixed	0.320	0.304	0.303÷ 0.320
Numero tot. di eventi	401	368	390

Tabella 4-5. *Risultati relativi ai parametri della risonanza χ_0 ottenuti con diversi criteri di selezione degli eventi.*

netta dalla selezione utilizzata. Un discorso a parte va fatto per l'analisi indicata in tabella 4-5 come S$_6$. Essa non differisce infatti da quella descritta nel paragrafo 4.3 per i criteri di selezione, ma tiene conto di quanto emerso dallo studio della dipendenza dell' efficienza del taglio topologico dalla luminosità istantanea. Al crescere di quest'ultima ci si aspetta infatti che aumenti la probabiltà di pile-up e, di conseguenza, che diminuisca l'efficienza del taglio sul numero di clusters in tempo. Il numero limitato di eventi $\chi_1 \rightarrow J/\psi\gamma$ a nostra disposizione ha impedito una valutazione di questo effetto basata unicamente sui dati. Per ovviare a questo problema si è fatto uso di eventi detti di *random gate*, ossia eventi la cui acquisizione è stata abilitata, anzichè dal verificarsi di una delle logiche di trigger, da un pulser con una frequenza di 10 Hz. Per ciascun punto dello scan della χ_0 effettuato nel RUN2 si è eseguita una simulazione Monte Carlo in cui ad ogni evento $\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$ generato se ne è sovrapposto uno di *random gate*. Tra gli N_1 eventi con e^+e^- e γ entro il volume fiduciale del rivelatore si sono selezionati quelli con esattamente 3 clusters in tempo in CCAL e nessuno in FCAL (N_2). L'efficienza, calcolata come il rapporto N$_2$/N$_1$, è rappresentata in funzione della luminosità istantanea nella figura 4-5 (pallini neri). Il quadratino bianco riportato nella stessa figura rappresenta il valore di ε_{3CL} usato nel paragrafo 4.4 per valutare l'efficienza dell'analisi. Esso è stato inserito in corrispondenza del valor medio della luminosità istantanea a cui sono stati acquisiti i dati di χ_1. La figura mette in evidenza una differenza di circa 1% tra l'efficienza stimata col Monte Carlo e con i

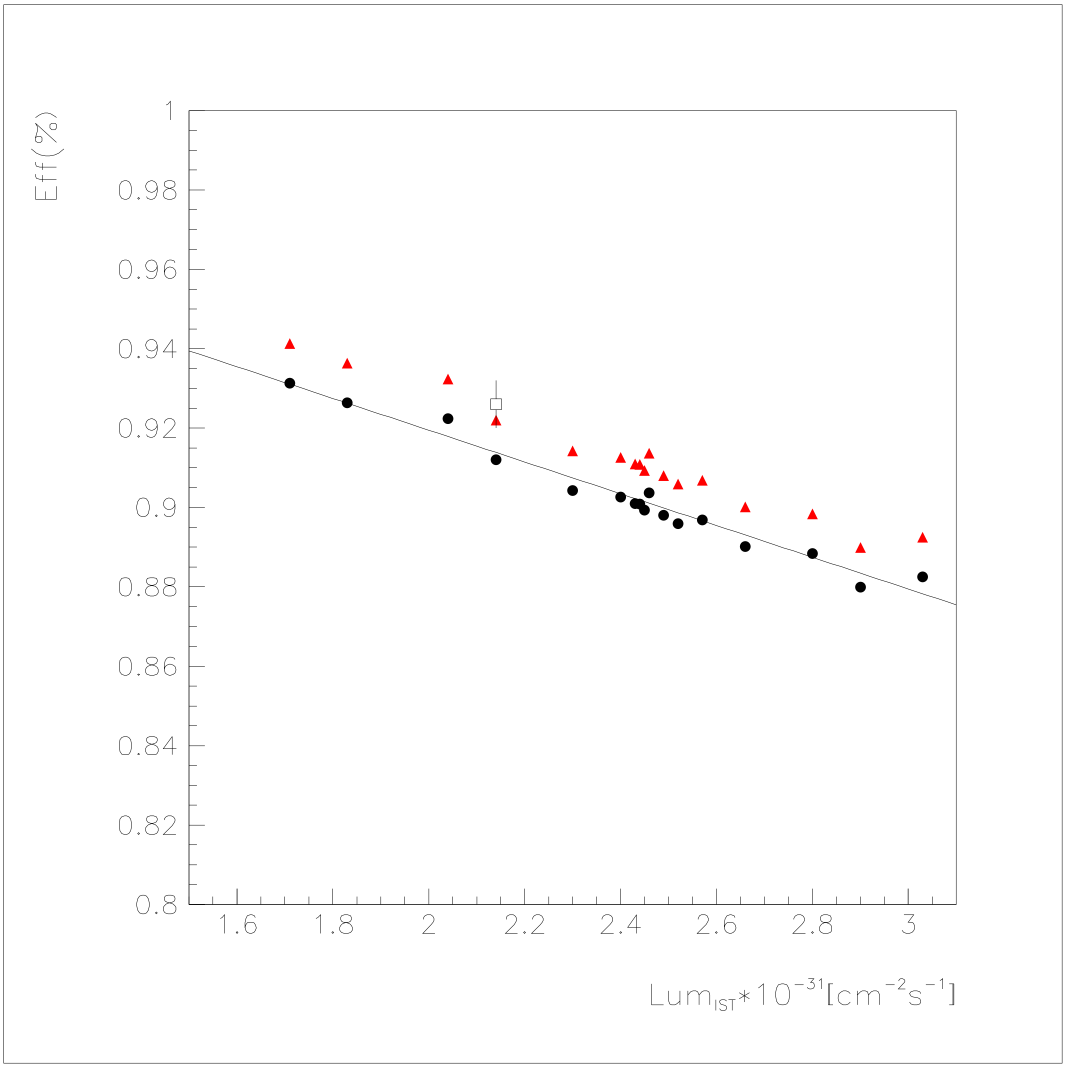


Figura 4-5. *Efficienza del taglio topologico al variare della luminosità istantanea. Il quadratino bianco rappresenta il valore di ε_{3CL} utilizzato per determinare l'efficienza dell'analisi stimata nel paragrafo 4.4. I pallini neri sono i valori di efficienza ottenuti col Monte Carlo, i triangolini rossi gli stessi valori scalati tenendo conto della differenza tra l'efficienza stimata con i dati e col Monte Carlo.*

dati. Riteniamo che questo sia un effetto dei tagli utilizzati per selezionare il campione pulito di eventi a partire dal quale viene calcolata l'efficienza. Una correlazione tra tali condizioni e il taglio topologico potrebbe aver agito in modo diverso sugli eventi di Monte Carlo e di χ_1 causando una leggera differenza tra i valori di efficienza stimati nei due casi. Si è deciso di assumere come corretto l'andamento di ε_{3CL} in funzione della luminosità istantanea ricavato col Monte Carlo, ma di scalare i valori dei punti di figura 4-5 in modo tale da ottenere un accordo con i dati di χ_1. Il metodo utilizzato si può suddividere in 4 stadi.

1. Si sono determinati con un fit i parametri della retta

   $$\varepsilon_{3CL} = a + b \times Lum_{IST}$$

   che meglio approssima i punti di Monte Carlo. La retta e mostrata in figura 4-5 sovrapposta ai dati.

2. I 1921 eventi costituenti il campione di χ_1 con cui è stata stimata ε_{3CL} sono stati suddivisi in 4 intervalli di luminosità. Per ciascun intervallo si è ricalcolata l'efficienza; i risultati sono riassunti nella tabella 4-6

L$_{IST}$ ($10^{31} cm^{-2} s^{-1}$)	**Efficienza**(%)
0.5 ÷ 1.2	0.951 ± 0.012
1.5 ÷ 2.0	0.942 ± 0.012
2.0 ÷ 2.5	0.902 ± 0.016
2.5 ÷ 3.0	0.918 ± 0.009

Tabella 4-6. *Efficienza in funzione della luminosità istantanea valutata con il campione di χ_1 selezionato con i criteri descritti nella tabella 4-2.*

3. Mediante un fit si è stimato il valore del parametro *a'* della retta

   $$\varepsilon_{3CL} = a' + b \times Lum_{IST}$$

   che meglio approssima i punti della tabella 4-6; il suo coefficiente angolare è stato fissato al valore ottenuto nel punto 1.

4. La differenza *a-a'* è stata usata per scalare le efficienze ottenute col Monte Carlo. I nuovi ϵ^i_{3CL} sono rappresentati dai triangolini rossi di figura 4-5.

I dati sono stati rianalizzati usando i nuovi valori di efficienza per definire, nella funzione di verosimiglianza, il numero di eventi atteso:

$$\mu(E_i) = \mathcal{L} \times \left\{ \int_0^\infty \varepsilon_i \, \sigma_{BW}(E) \, G(E - E_i) dE + \sigma_{BG} \right\}$$

con

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{TRIG} \times \varepsilon_{MDST} \times \varepsilon_{FIT} \times \varepsilon_{EW} \times \varepsilon^i_{3CL}.$$

Il confronto tra i risultati ottenuti (colonna S_6, tab.4-5) e quelli della tabella 4-4 porta a concludere che la dipendenza dell'efficienza dalla luminosità istantanea non introduce un effetto significativo sulla stima dei parametri dello stato χ_0 riportata dall'esperimento.

4.7 Discussione dei risultati

4.7.1 Confronto tra i risultati del RUN1 e del RUN2 di E835.

Durante il RUN1 di E835 si sono acquisiti 3.5 pb^{-1} di luminosità integrata suddivisi in 4 punti di energia in corrispondenza della risonanza χ_0. I risultati relativi all'analisi di questi dati, pubblicati in [44] , sono riassunti nella tabella 4-7; il valore di $BR_{in} \times BR_{out}$ è stato ricalcolato tenendo conto del corretto valore di accettanza. Dal confronto delle

M [MeV/c^2]	$3417.4^{+1.8}_{-1.9} \pm 0.2$
Γ_{TOT} [MeV]	$16.6^{+5.2}_{-3.7} \pm 0.1$
$BR_{in} \times BR_{out} \times 10^7$	$1.4\,^{+0.3}_{-0.2} \pm 0.09$
$BR_{\bar{p}p} \times 10^4$	$4.0\,^{+0.8}_{-0.6}{}^{+2.1}_{-1.1}$
$\Gamma_{\bar{p}p}$[keV]	$6.6\,^{+1.5}_{-1.2} S^{+3.5}_{-1.9}$
σ_{bckg}(pb)	1.4 ± 0.2
ϵ_{tot} fixed	0.33
Total number of events	110

Tabella 4-7. *Risultati relativi ai parametri della risonanza χ_0 ottenuti dall'analisi dei dati del '97.*

tabelle 4-4 e 4-7 si ricava che la differenza tra i valori dei parametri dello stato χ_0 stimati nei due RUN di E835 è pari a:
$(\Delta M)_s = M_{2000} - M_{1997}$ = (-2.1 $\pm$ 1.9) MeV
$(\Delta\Gamma_{TOT})_s = \Gamma_{TOT2000} - \Gamma_{TOT1997}$ = (-6.8 $\pm$ 3.9) MeV
$\Delta(BR_{in} \times BR_{out})$ = 0.25 $\pm$ 0.32 .
I valori di massa e $BR_{in} \times BR_{out}$ risultano in buon accordo, mentre quelli di larghezza differiscono di quasi due deviazioni standard. Abbiamo cercato di capire se questa differenza fosse imputabile a qualche sistematica o fosse un effetto puramente statistico.

Come detto piú volte, la tecnica utilizzata dall'esperimento fa sì che la qualità dei risultati dipenda in modo cruciale dalla precisione delle misure di energia e luminosità. Durante il RUN1 l'energia di transizione dell'Accumulatore era fissa e corrispondeva all' energia di formazione della risonanza χ_0. La difficoltà di mantenere stabili le condizioni del fascio durante la presa dati potrebbe aver introdotto un'errore nella determinazione di energia e luminosità. Un controllo di tali misure non ha tuttavia messo in evidenza alcun problema in grado di causare un errore di alcuni MeV nella stima della larghezza della risonanza. La differenza tra i due risultati ottenuti si è perciò ritenuta una conseguenza della diversa distribuzione dei punti di energia nei due scan e di fluttuazioni poissoniane del numero di eventi in ciascun punto. La compatibilità tra i risultati è stata stimata con un'analisi statistica; quanto da essa emerso è riportato alla fine di questo paragrafo.

Valutazione delle sistematiche dovute alla misura di energia nel RUN1.

Sappiamo che nello scan di una risonanza un errore nella misura di energia variabile da punto a punto può portare a una non corretta stima della larghezza dello stato $c\bar{c}$. Un simile errore, per il modo in cui viene valutata dall'esperimento l'energia nel centro di massa, può derivare dalla misura di ΔL o del parametro η (vedi capitolo 3). Il primo influenza la valutazione di E$_{CM}$ calcolata in corrispondenza della frequenza f_{RF}; il secondo la correzione ΔE$_{CM}$ che permette di convertire questa energia in quella corrispondente alla frequenza di rivoluzione media del fascio.

Durante il RUN1 la misura di ΔL è stata alterata dal cattivo funzionamento di alcuni BPM dell'Accumulatore scoperto nella seconda metà della presa dati. L'indeterminazione sistematica sulla misura di energia derivante da tale malfunzionamento è stata stimata essere dell'ordine di qualche centinaio di KeV.

A rendere critica la misura del parametro η era invece la presenza della transizione in corrispondenza dell'energia di formazione della χ_0. I valori di η e delle correzioni ΔE$_{CM}$ relative ai run dello scan della risonanza effettuato nel 1997 sono riportati nella tabella 4-8. Secondo quest'ultima, la differenza tra l'energia nel centro di massa

RUN	$\eta \times 10^3$	Δ E$_{\rm CM}$(KeV)
3076	2.4	46
3245	7.9	21
3246	7.9	37
3247	7.9	45
3248	7.9	33
3265-3266	-6.5	-8
3270	-6.5	-7
3271-3272	-6.5	-15
3276	-6.6	28
3278	-6.5	3
3279-3280-3281	-6.6	-11
3282	-6.6	-8
3316	8.6	63
3318-3319	8.6	33

Tabella 4-8. *Valori del parametro η e delle correzioni ΔE_{CM} relative ai run dello scan della risonanza χ_0 effettuato nel 1997.*

calcolata in corrispondenza della frequenza di rivoluzione media degli antiprotoni e quella stimata in corrispondenza di f_{RF} non è mai stata superiore ai 50 KeV. Non siamo in grado di valutare con precisione l'errore che può essere stato commesso nella misura di η; i dati riportati in tabella permettono però di affermare che se anche si fosse fatto un errore del 100% nella stima del parametro, questo avrebbe comportato una variazione di E$_{CM}$ inferiore ai 100 KeV.

In conclusione, la somma degli errori sistematici da cui potrebbero essere affette le misura di η e ΔL riportate nel 1997 indurrebbero un'indeterminazione sull'energia nel centro di massa non superiore a qualche centinaio di KeV; questo effetto non permetterebbe in ogni caso di spiegare la differenza di 7 MeV tra le due misure di Γ_R riportate da E835.

Valutazione delle sistematiche dovute alla luminosità.

Instabilità del fascio causate dal fatto che nel RUN1 l'energia degli antiprotoni era prossima a quella di transizione della macchina potrebbero aver introdotto un'errore nella misura di luminosità. Per controllare quest'ultima la si è confrontata con il rate della logica di trigger 1H (1 adrone) definita come la coincidenza tra 2 elementi corrispondenti degli odoscopi H1 e H2. Ogni run è stato suddiviso in intervalli di 30 minuti per ciascuno dei quali si è calcolato:

- ◇ la luminosità integrata (L$_{INT}$)
- ◇ la luminosità istantanea (L$_{IST} = L_{INT}/t$)
- ◇ il rate medio della logica 1h = $H1 \times H2$ (R$_{1h}$)
- ◇ il rapporto R=L$_{IST}$/R$_{1h}$.

La distribuzione di queste tre ultime grandezze per ciascun run di χ_0 acquisito nel 1997 è mostrata nelle figure riportate al termine del capitolo. La presenza della transizione nelle vicinanze dell'energia di presa dati non sembra aver causato grossi problemi nella misura di luminosità. Dai grafici si vede infatti che, durante un run, la variazione del rapporto R rispetto al suo valor medio è stata in genere non superiore a $\pm$ 5%. Fanno eccezione i runs 3276, 3316, 3318, 3319. Abbiamo provato a rideterminare i parametri della risonanza eliminando i run 3276, 3316, 3319 e correggendo la misura di luminosità del run 3318. I risultati dell'analisi effettuata

M = ($3417.2^{+2.2}_{-2.1}$) MeV/c^2

Γ_{TOT} = ($17.6\ ^{+6.7}_{-4.3}$) MeV

$BR_{in}\times$ BR$_{out}$ = $1.41\ ^{+0.27}_{-0.22}$

σ_{bckg} = (1.4 ± 0.2) (pb)

non conducono ad un migliore accordo tra le due misure di Γ_R riportate da E835.
Sulla base di quanto osservato riteniamo che la differenza tra i risultati dei due RUN non possa essere considerata un'effetto di un'errata valutazione della luminosità integrata.

Il metodo del likelihood ratio per stimare la compatibilità dei dati del '97 e del 2000.

Scopo dell'analisi statistica riportata in questo paragrafo è valutare la compatibilità dei risultati ottenuti nei due RUN di E835. Poichè la tecnica usata dall'esperimento per determinare i parametri della risonanza porta a stimare contemporaneamente M_R, Γ_R e $BR_{in}\times BR_{out}$ si è utilizzato un metodo che consentisse di trattare i 3 parametri non singolarmente, ma insieme. Il test scelto è quello del *likelihood ratio*; le due ipotesi sono state così formulate:

H_1 a causa di errori sistematici non rilevati, l'esperimento ha stimato nel RUN1 e nel RUN2 due insiemi di parametri diversi:
M_1, Γ_1 e $(BR_{in}\times BR_{out})_1$ con i dati del 1997
M_2, Γ_2 e $(BR_{in}\times BR_{out})_2$ con i dati del 2000

H_0 l'insieme di parametri stimato da E835 è lo stesso nei due RUN, ossia:
M_1=M_2
Γ_1=Γ_2
$(BR_{in}\times BR_{out})_1 = (BR_{in}\times BR_{out})_2$.

Indichiamo con Ω lo spazio a 6 dimensioni in cui i parametri M_1, Γ_1, $(BR_{in}\times BR_{out})_1$, M_2, Γ_2 e $(BR_{in}\times BR_{out})_2$ sono liberi di assumere, conformemente all'ipotesi H_1, tutti i valori possibili. Sia L_m (Ω) il massimo valore assunto dalla funzione di verosimiglianza in Ω e L_m (ω) il massimo valore di L nel sottospazio ω di Ω in cui valgono le condizioni imposte dall'ipotesi H_0. La variabile usata per stimare la probabilità dell'ipotesi nulla è:

$$-2log(\lambda) = -2log(\frac{L_m(\omega)}{L_m(\Omega)}) = 2[-log(L_m(\omega)) - (-log(L_m(\Omega)))]$$

Nel nostro caso L_m (Ω) si può calcolare come il prodotto dei valori assunti dalla funzione L quando i parametri della risonanza sono ricavati analizzando separatamente il campione di eventi del '97 e del 2000; L_m (ω) è invece il valore di L che si ottiene quando i due set di dati sono analizzati insieme. In base alla definizione che abbiamo dato di FCN possiamo scrivere:

$$-log(L_m(\omega)) = FCN_{97+00}$$

$$-log(L_m(\Omega)) = FCN_{97} + FCN_{00}$$

e conseguentemente

$$-2log(\lambda) = 2(FCN_{97+00} - FCN_{97} - FCN_{00}) \tag{4.6}$$

Nella terza colonna della tabella 4-9 sono riportati i valori dei parametri della risonanza che si ottengono analizzando insieme i dati due RUN; per tenere conto che i due campioni di eventi sono stati selezionati con criteri leggermente differenti si sono stimati due diversi valori per la sezione d'urto di fondo, σ_{BG97} e σ_{BG00}. Nelle prime due colonne della stessa tabella sono riassunti i risultati ottenuti analizzando separatamente i dati acquisiti nel '97 e nel 2000. I valori di FCN riportati nelle 3 analisi, inseriti nella formula 4.6, conducono a un valore di -2 log(λ) pari a 6.006.
La distribuzione della variabile -2 log(λ) con cui si è valutata la probabilità dell'ipotesi

PARAMETRI	**RUN1**	**RUN2**	**RUN1+RUN2**
M [MeV/c^2]	$3417.4^{+1.8}_{-1.9}$	$3415.31^{+0.43}_{-0.42}$	3415.52±0.43
Γ_{TOT} [MeV]	$16.6^{+5.2}_{-3.7}$	$9.8^{+1.2}_{-1.0}$	$10.9^{+1.1}_{-1.0}$
BR$_{in}\times$ BR$_{out}\times 10^7$	$1.4\,^{+0.3}_{-0.2}$	$1.65^{+0.12}_{-0.11}$	1.60±0.10
σ_{BG97}(pb)	1.4 ± 0.2	-	1.4 ± 0.2
σ_{BG00}(pb)	-	$0.38^{+0.40}_{-0.32}$	$0.20^{+0.35}_{-0.20}$
ϵ_{97} fixed	0.33	-	0.33
ϵ_{00} fixed	-	0.315	0.315
FCN	-192.073	-1088.597	-1277.667

Tabella 4-9. *Risultati relativi ai parametri della risonanza χ_0 ottenuti dall'analisi dei dati del RUN1, del RUN2 e dei due RUN insieme.*

H$_0$ è stata ottenuta con una simulazione Monte Carlo. Si sono generati 2000 esperimenti analoghi ad E835: stessa distribuzione dei punti di energia E$^i_{cm}$, stessa luminosità integrata $\mathcal{L}^i_{int}$ accumulata in ciascun punto. In ogni esperimento il numero di eventi N$^i_{EXP}$ corrispondenti al punto di energia E$^i_{cm}$ è stato generato secondo la distribuzione di Poisson di media pari al numero di eventi atteso N^i_A; quest'ultimo è stato calcolato con la 4.4 utilizzando i valori riportati nella terza colonna della tabella 4-9. I parametri della risonanza sono stati determinati 3 volte per ogni esperimento applicando il metodo di massima verosimiglianza:

A ai 13 punti corrispondenti allo scan del 1997

B ai 17 punti corrispondenti allo scan del 2000

C a tutti e 30 i punti in cui E835 ha acquisito dati.

Detti FCN$_A$, FCN$_B$ e FCN$_C$ il minimo valore assunto dalla funzione di verosimiglianza nei 3 casi, si è calcolato:

$$-2log(\lambda) = 2(FCN_C - FCN_A - FCN_B)$$

La distribuzione risultante è mostrata in figura 4-6. La frazione di esperimenti che hanno ottenuto un *likelihood ratio* uguale o peggiore del nostro è indicata dall'area tratteggiata. Il rapporto tra quest'ultima e l'area totale del grafico è pari a 0.116 ± 0.07.

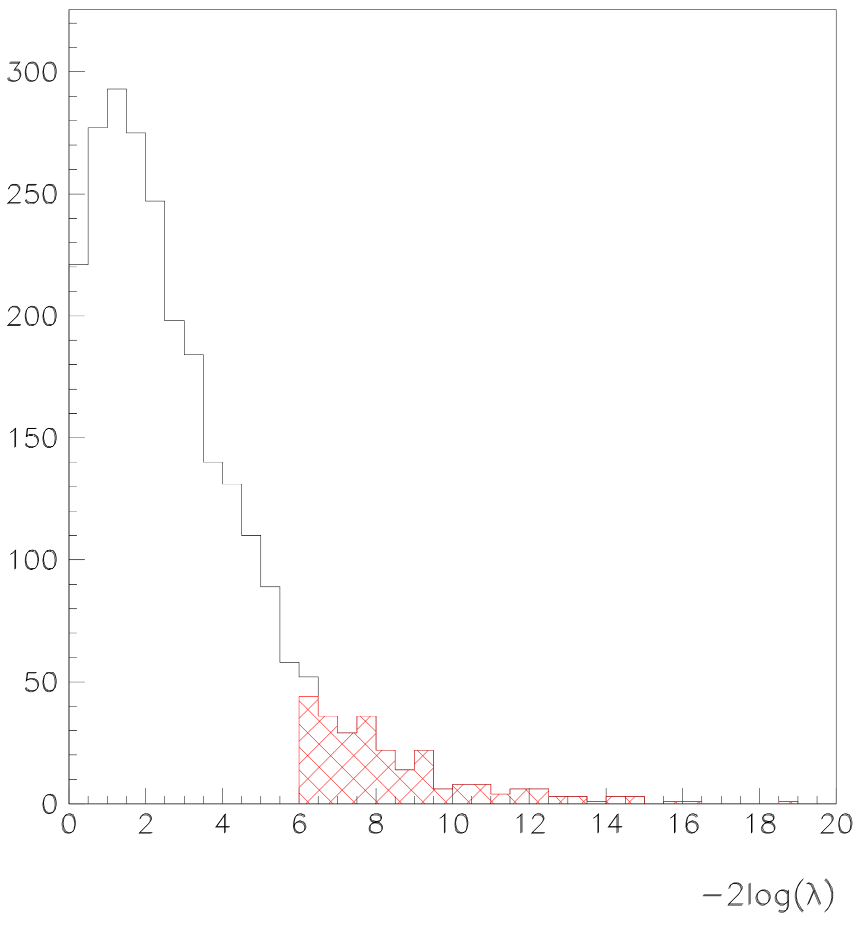


Figura 4-6. *Distribuzione di -2 log(λ) ottenuta con una simulazione Monte Carlo. L'area tratteggiata rappresenta gli esperimenti in cui si è ottenuto una valore di -2 log(λ) peggiore o uguale a quello stimato con i dati di E835.*

In conclusione, l'ipotesi H_0 si può considerare accettabile con una significatività del 11.6%.

4.7.2 Confronto con altri esperimenti.

Nella figura 4-7 è mostrato il confronto tra la misura di massa e larghezza dello stato χ_0 presentata in questo capitolo e le misure pubblicate in precedenza da altri esperimenti (vedi tabella 2-4). In essa non compaiono i valori di massa riportati da CNTR e MARK1 i quali, tenendo conto degli errori di misura, ricoprono tutto l'intervallo di valori rappresentato in figura e sono quindi compatibili con tutte le misure rappresentate. La figura mette in evidenza che le nuove misure di E835 sono compatibili con tutte quelle riportate dai precedenti esperimenti e sono caratterizzate da incertezze molto inferiori. Ciò conferma le potenzialità degli esperimenti che producono il charmonio in annichilazione $\bar{p}p$ nel misurare tali grandezze.

Il rapporto di decadimento in protone-antiprotone è stato misurato, oltre che da E835, dall'esperimento BES. Il risultato da esso ottenuto

$$BR(\chi_0 \rightarrow \bar{p}p) = (1.59 \pm 0.43 \pm 0.53) \times\ 10^{-4}$$

differisce da quello presentato in questo capitolo di circa 2.3 σ, [1]. In [68] Claudia Patrignani ha mostrato come il disaccordo tra i valori di E835 e di BES sia in realtà causato da un errore presente nella valutazione di BR($\psi' \rightarrow \chi_0\gamma$) da cui entrambe le misure dipendono. Come già spiegato nel paragrafo 4.5.2 la grandezza misurata direttamente dal nostro esperimento è infatti:

$$BR_{in} \times BR_{out} = BR(\chi_0 \rightarrow \bar{p}p) BR(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma) BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$$

Da essa noi calcoliamo:

$$BR(\chi_0 \rightarrow \bar{p}p) = \frac{BR_{in} \times BR_{out}}{BR(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma) BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \tag{4.7}$$

utilizzando il valore di BR($\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$) riportato dal PDG [1] . Gli esperimenti che hanno contribuito alla media stimata dal *Particle Data Group*, tuttavia, non hanno misurato direttamente tale grandezza, bensì $BR_2 = BR(\psi' \rightarrow \chi_0\gamma) \times BR(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma)$ e $BR(\psi' \rightarrow \chi_0\gamma)$ (vedi capitolo 2). Il $BR(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma)$ è ottenuto come rapporto di queste due quantità

$$BR(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma) = \frac{BR_2}{BR(\psi' \rightarrow \chi_0\gamma)} \tag{4.8}$$

Combinando la 4.7 e la 4.8 si ha che

$$BR(\chi_0 \rightarrow \bar{p}p)_{E835} = \frac{BR_{in} \times BR_{out} \times BR(\psi' \rightarrow \chi_0\gamma)}{BR_2 \times BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \tag{4.9}$$

[1] σ definita come la somma in quadratura degli errori complessivi quotati dai due esperimenti.

Nel caso di BES, invece, la quantità misurata è

$$M_{BES} = \frac{BR(\psi' \to \chi_0\gamma) \times BR(\chi_0 \to \bar{p}p)}{BR(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-)} \tag{4.10}$$

e il rapporto di decadimento in $\bar{p}p$ è quindi stato calcolato come

$$BR(\chi_0 \to \bar{p}p)_{BES} = \frac{M_{BES} \times BR(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-)}{BR(\psi' \to \chi_0\gamma)} \tag{4.11}$$

Le espressioni 4.9 e 4.11 mostrano che i *branching ratio* stimati dai due esperimenti sono anticorrelati. Il fattore utilizzato da E835 per determinare, a partire da $BR_{in} \times BR_{out}$, il BR($\chi_0 \to \bar{p}p$) è infatti direttamente proporzionale a BR($\psi' \to \chi_0\gamma$), mentre quello usato da BES è inversamente proporzionale alla stessa quantità. Ciò implica che un errore sistematico presente nel valore di BR($\psi' \to \chi_0\gamma$) si manifesti come una discrepanza tra i valori riportati dai due esperimenti per BR($\chi_0 \to \bar{p}p$).
La Patrignani nel suo articolo ha presentato i risultati di un nuovo fit fatto a tutti i rapporti di decadimento degli stati χ_J e ψ' usando solo le grandezze direttamente misurate dagli esperimenti. I valori di interesse per questa tesi, ottenuti con tale metodo, sono riportati in tabella 4-10.

Parametro	**CP**	**PDG 2000**
BR($\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-$) (%)	30.2 ± 2.2	31.0 ± 2.8
BR($\psi' \to \chi_0\gamma$) (%)	7.1 ± 1.2	9.3 ± 0.9
BR($\chi_0 \to J/\psi\gamma$) (%)	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$	0.66 ± 0.18
BR($\chi_0 \to \bar{p}p$) ($\times 10^4$)	2.4 ± 0.6	2.2 ± 1.3
BR($\chi_0 \to \gamma\gamma$) ($\times 10^4$)	$2.0^{+1.0}_{-0.9}$	2.7 ± 1.9

Tabella 4-10. *Confronto tra i valori di alcuni rapporti di decadimento stimati dal PDG e da Claudia Patrignani [68] con un nuovo criterio di fit.*

Se ricalcoliamo il *branching ratio* BR($\chi_0 \to \bar{p}p$) utilizzando la nuova stima dei rapporti di decadimento presenti nelle espressioni 4.9 e 4.11 otteniamo

$$BR(\chi_0 \to \bar{p}p)_{E835} = (2.3 \pm 0.2) \times 10^{-4} \tag{4.12}$$

e

$$BR(\chi_0 \to \bar{p}p)_{BES} = (1.96 \pm 0.81) \times 10^{-4} \tag{4.13}$$

I due valori, in questo caso, risultano in perfetto accordo tra loro.

4.8 Confronto con le provisioni teoriche.

In questo paragrafo si vuole confrontare i risultati dell'analisi descritta, riportati nella tabella 4-4, con le previsioni teoriche discusse nel capitolo 1.

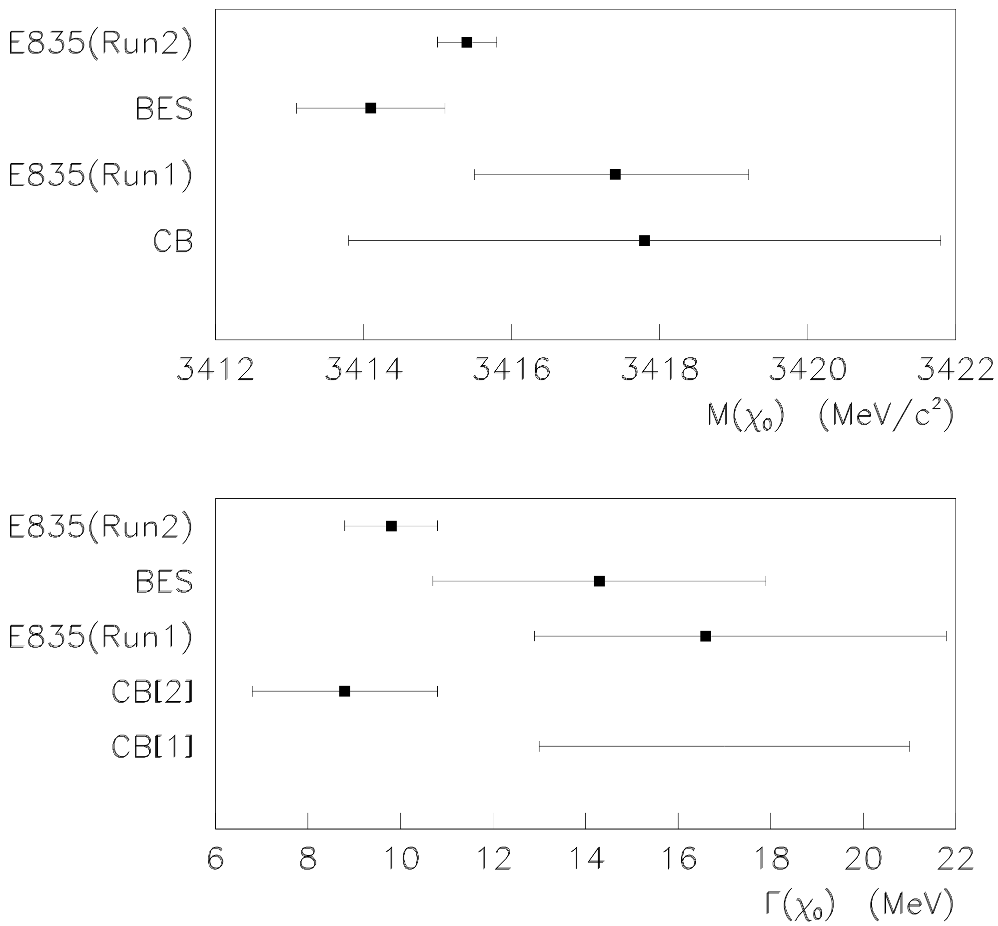


Figura 4-7. *Misure di massa e larghezza della risonanza* χ_0 *riportate dagli esperimenti Crystal Ball (CB), BES ed E835.*

La misura della massa della χ_0 da noi ottenuta non differisce di molto da quella riportata dal PDB del 2000 su cui si basano i valori mostrati nell'ultima colonna della tabella 1-1. Resta confermata pertanto la discrepanza osservata, per la grandezza $M_{\chi_0} - M_{J/\psi}$, tra misure sperimentali e previsioni teoriche prodotte da MB risolvendo l'equazione agli autovalori 1.1 contenente la hamiltoniana di Breit-Fermi 1.3. Per lo stesso motivo risulta ancora buono l'accordo con i valori ricavati da GJR riportati nella tabella 1-2.

La misura riportata di BR($\chi_0 \rightarrow \bar{p}p$) conferma la possibilità di accoppiamento tra gli stati con spin nullo del charmonio e il sistema protone-antiprotone, proibito dalla massless QCD. Il valore di larghezza parziale riportato nella tabella 4-4 risulta compatibile con quelli ottenuti col modello a diquark (vedi tab.1-10) ponendo

$$\alpha_1 = 1 \quad \beta_1 = 1 \quad \alpha_2 = 4 \quad \beta_2 = 1$$

$$\alpha_1 = 1 \quad \beta_1 = 1 \quad \alpha_2 = 5 \quad \beta_2 = 1$$

Un'ultima considerazione va fatta circa la larghezza totale della risonanza. Il valore riportato nella tabella 4-4 risulta in accordo, entro 1.5 σ, con la previsione calcolata in NRQCD con il formalismo proposto da BBL, purchè si considerino le correzioni relative al next-to-leading-order in α_s. In questo caso abbiamo definito σ come la somma in quadratura dell'errore da cui è affetta la nostra misura (1.2 MeV) e di quello stimato dagli autori della previsione teorica (3.2 MeV).
Il valore calcolato da GJR con un modello relativistico è in accordo con quanto proposto da BBL, ma non essendo quotato l'errore possiamo solo dire che si discosta di 3.1 σ dalla nostra misura, dove, in questo caso, σ è stata posta uguale all'incertezza riportata in tabella 4-4.
Il modello fenomenologico utilizzato da BGR e da KMR porta, infine, sotto le ipotesi sul valore di α_s, M$_c$ e di Γ_{χ_2} fatte nel capitolo 1, a risultati poco compatibili con la larghezza totale misurata da E835. Il primo, in particolare, prevede un valore di Γ_{TOT} inferiore a quello da noi misurato di circa 3.3 σ; l'inclusione di correzioni radiative porta invece a un valore di quasi 8 σ superiore a quello ottenuto in questa analisi.

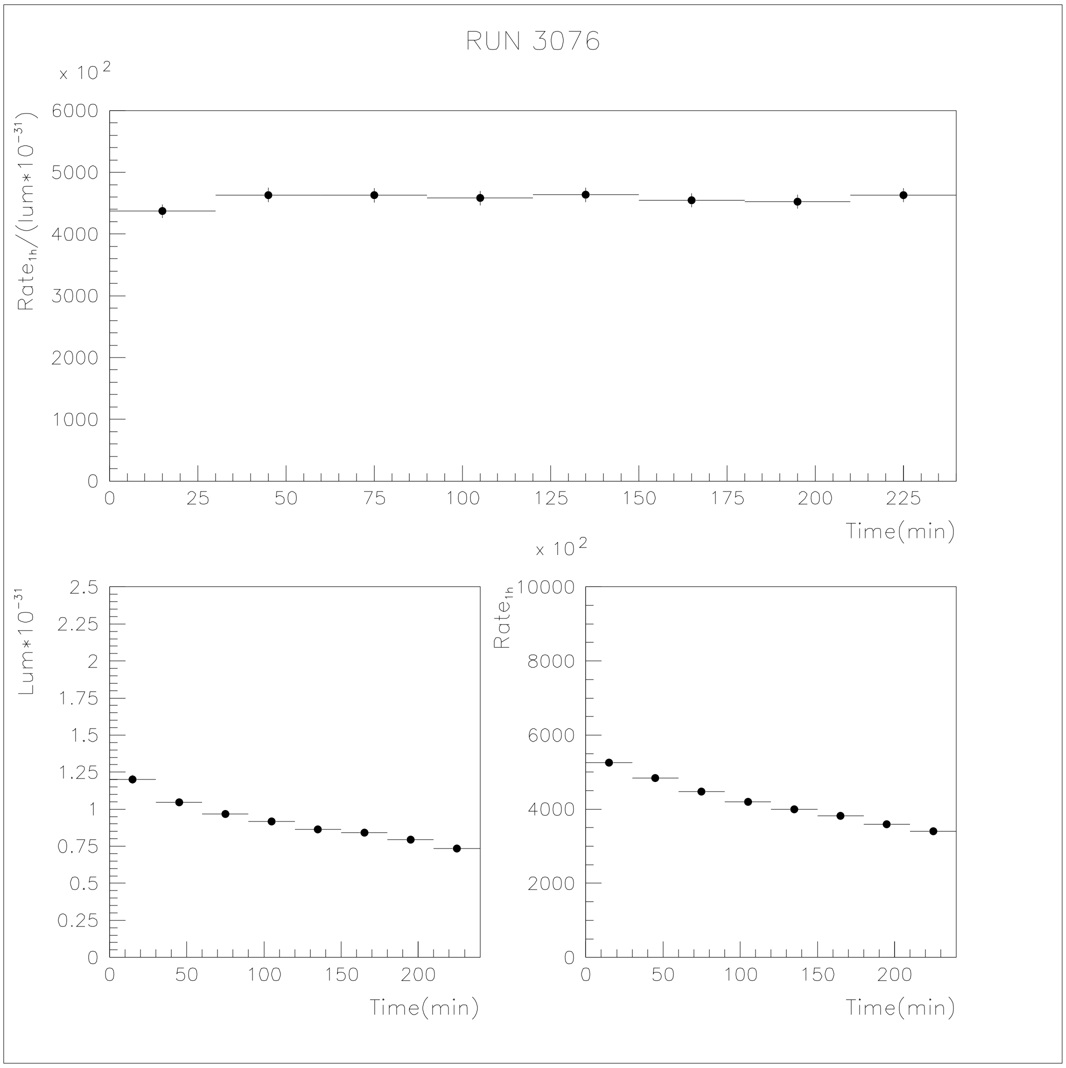


Figura 4-8. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

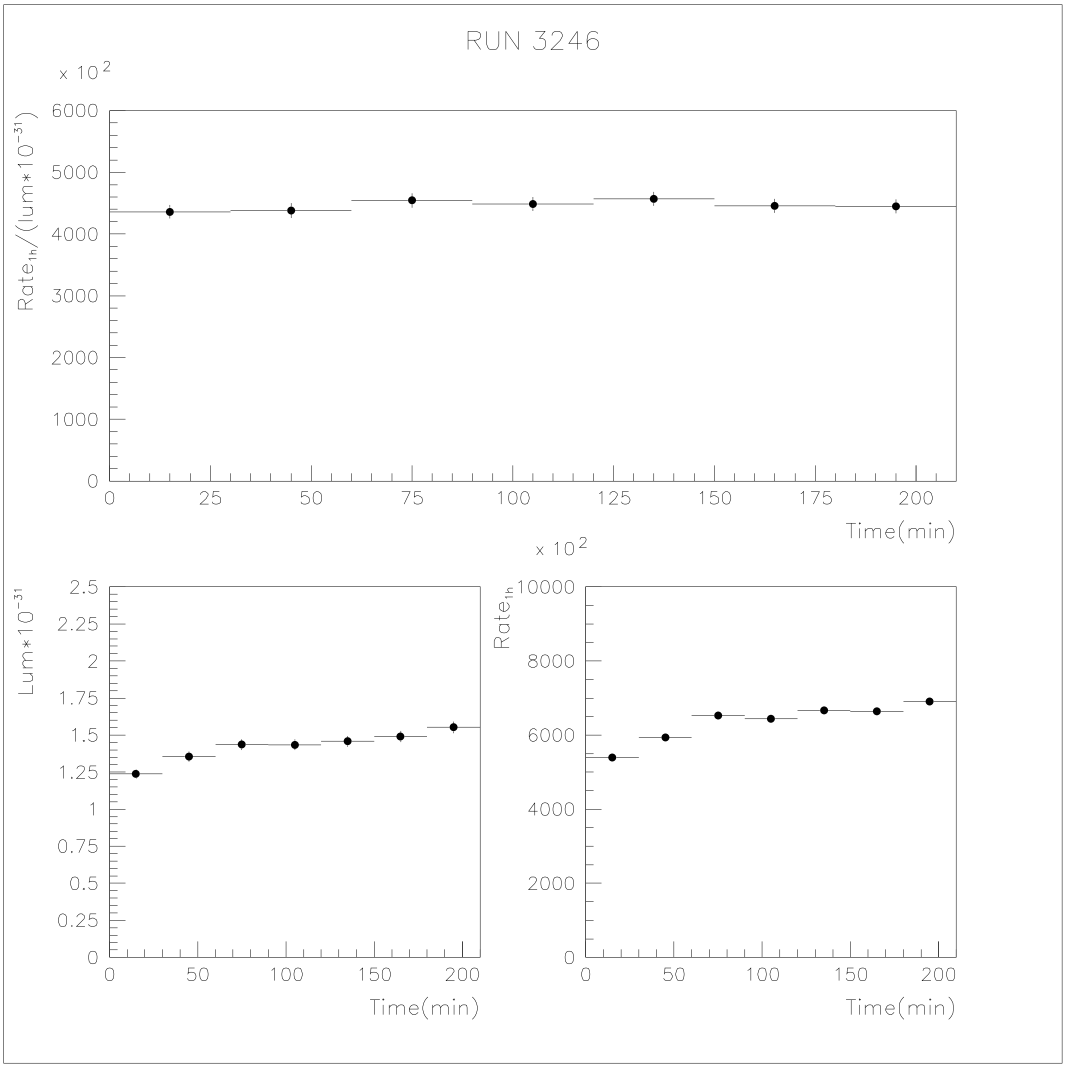


Figura 4-9. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

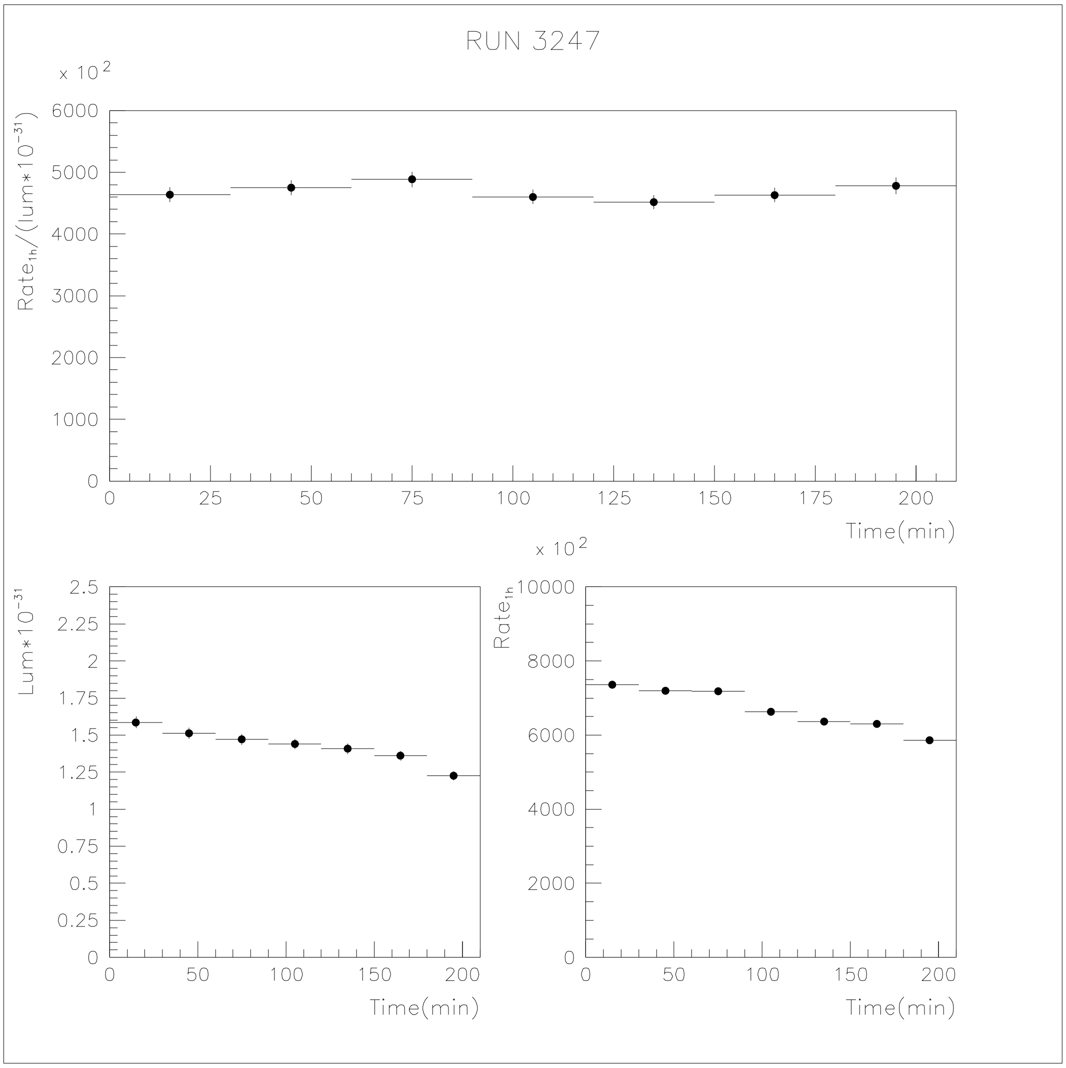


Figura 4-10. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

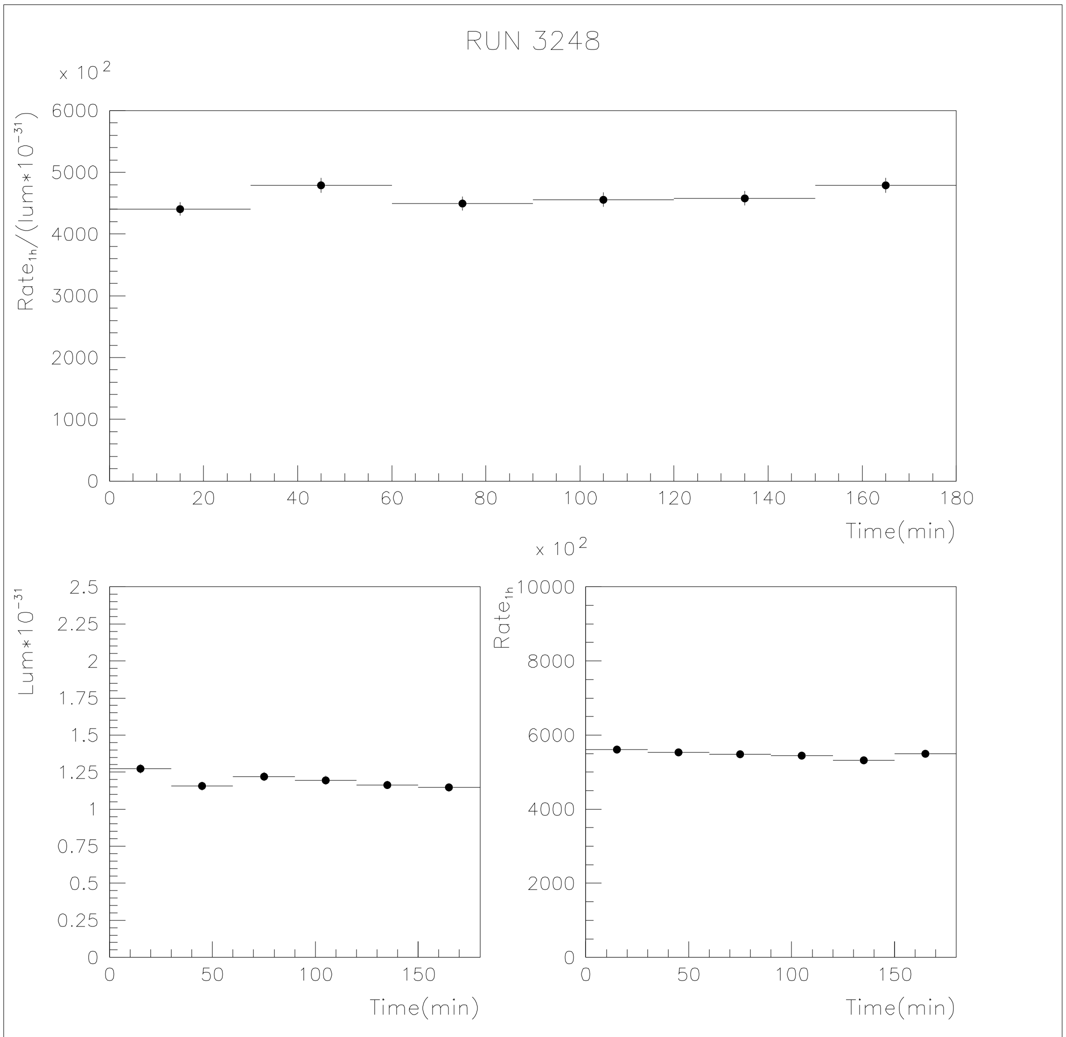


Figura 4-11. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

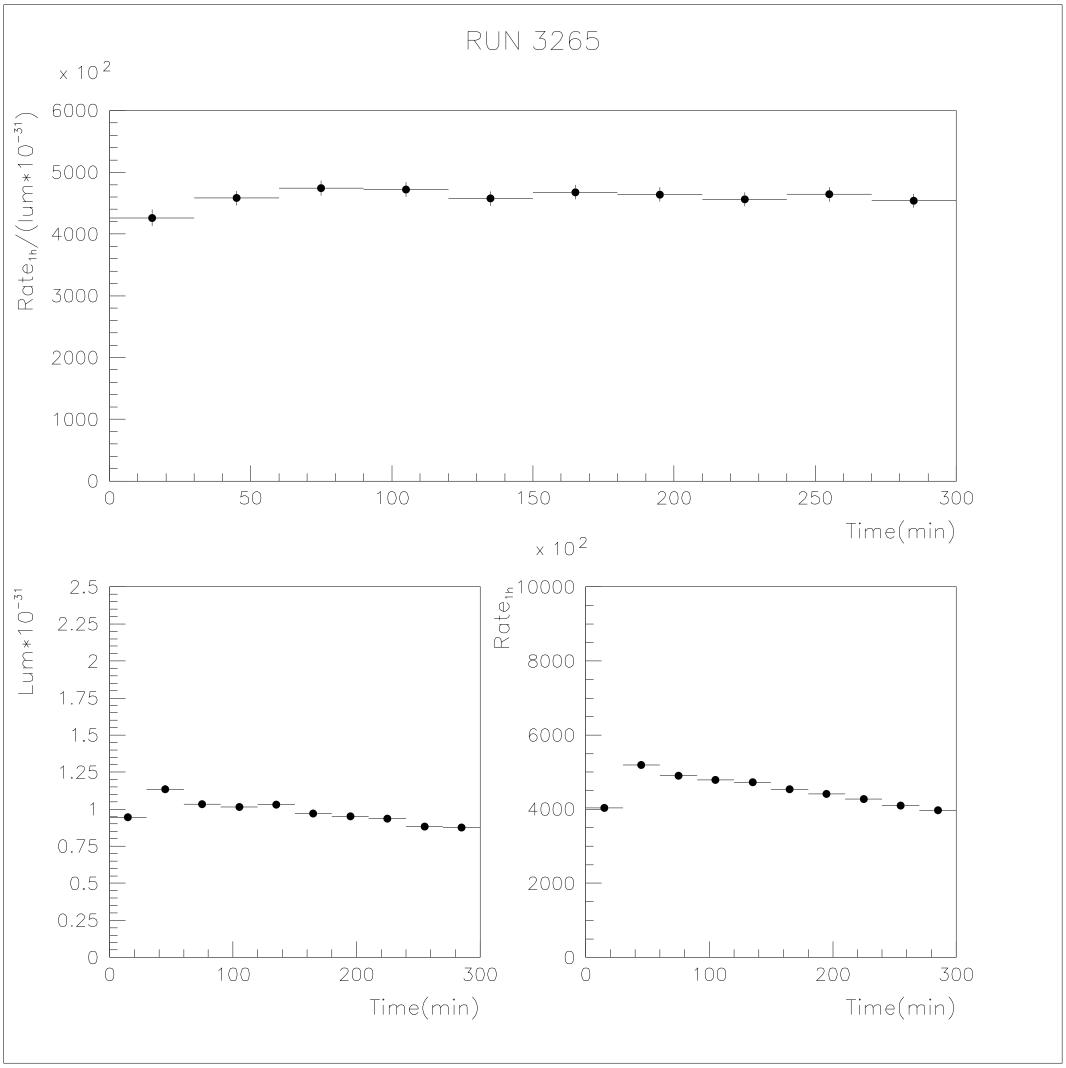


Figura 4-12. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

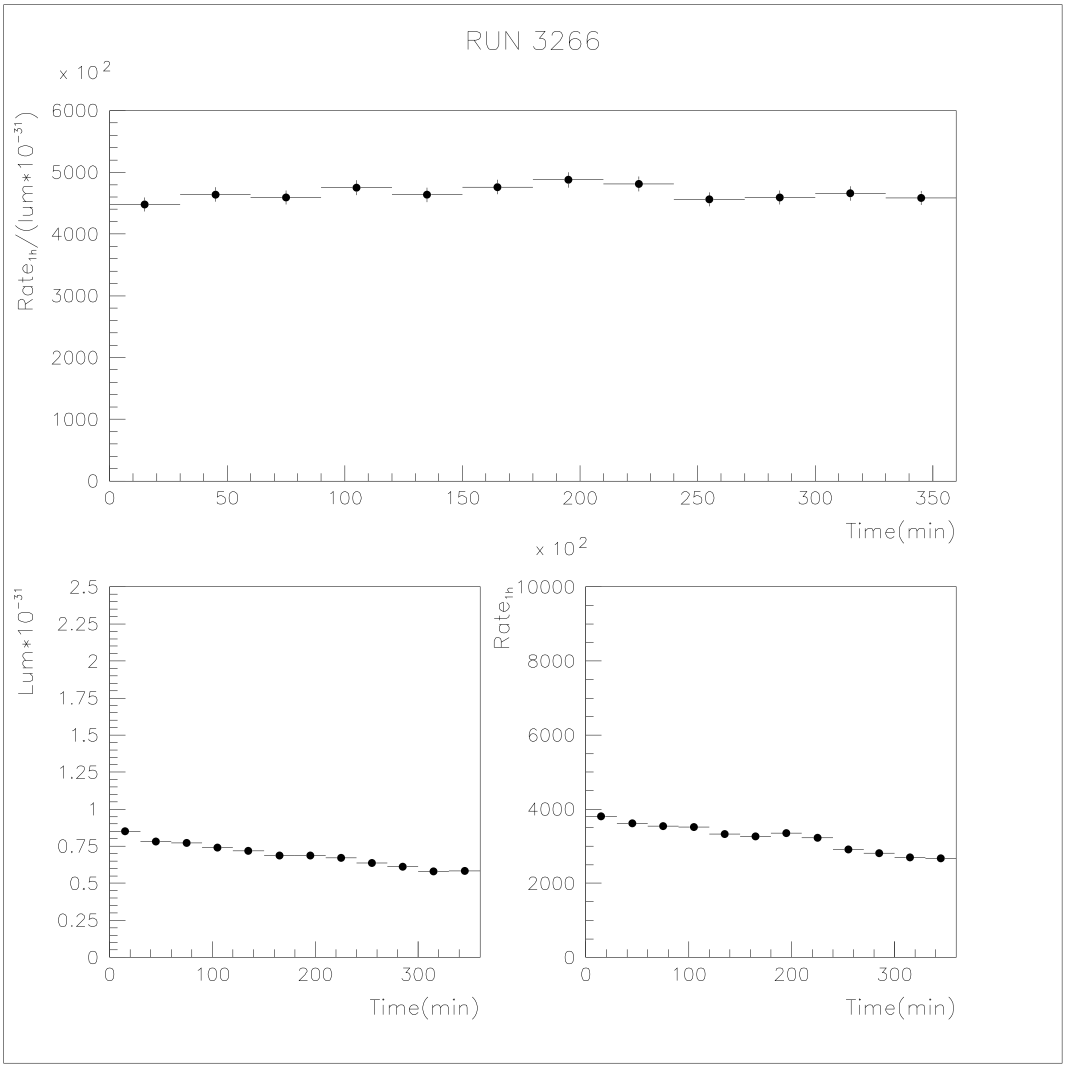


Figura 4-13. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

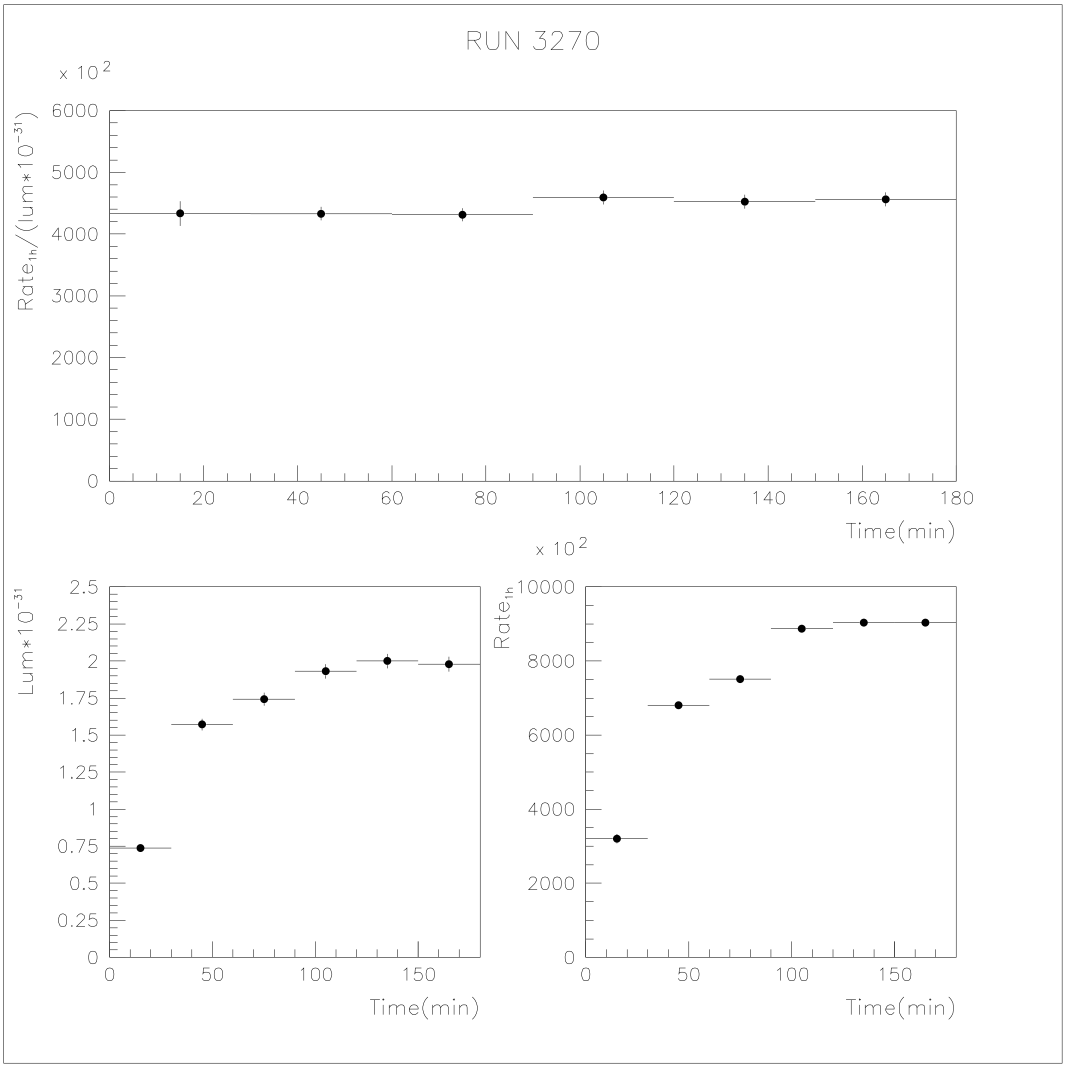


Figura 4-14. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

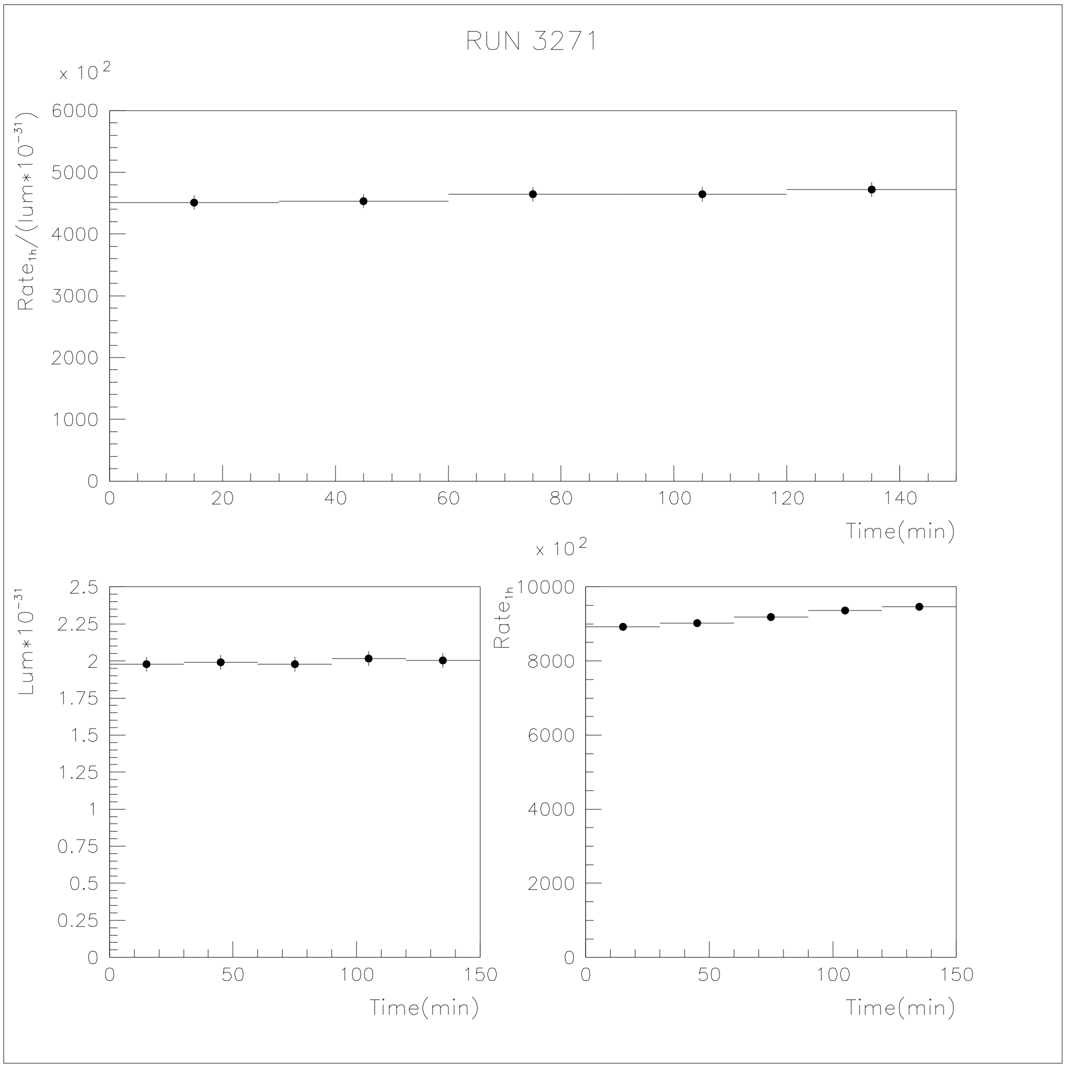


Figura 4-15. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

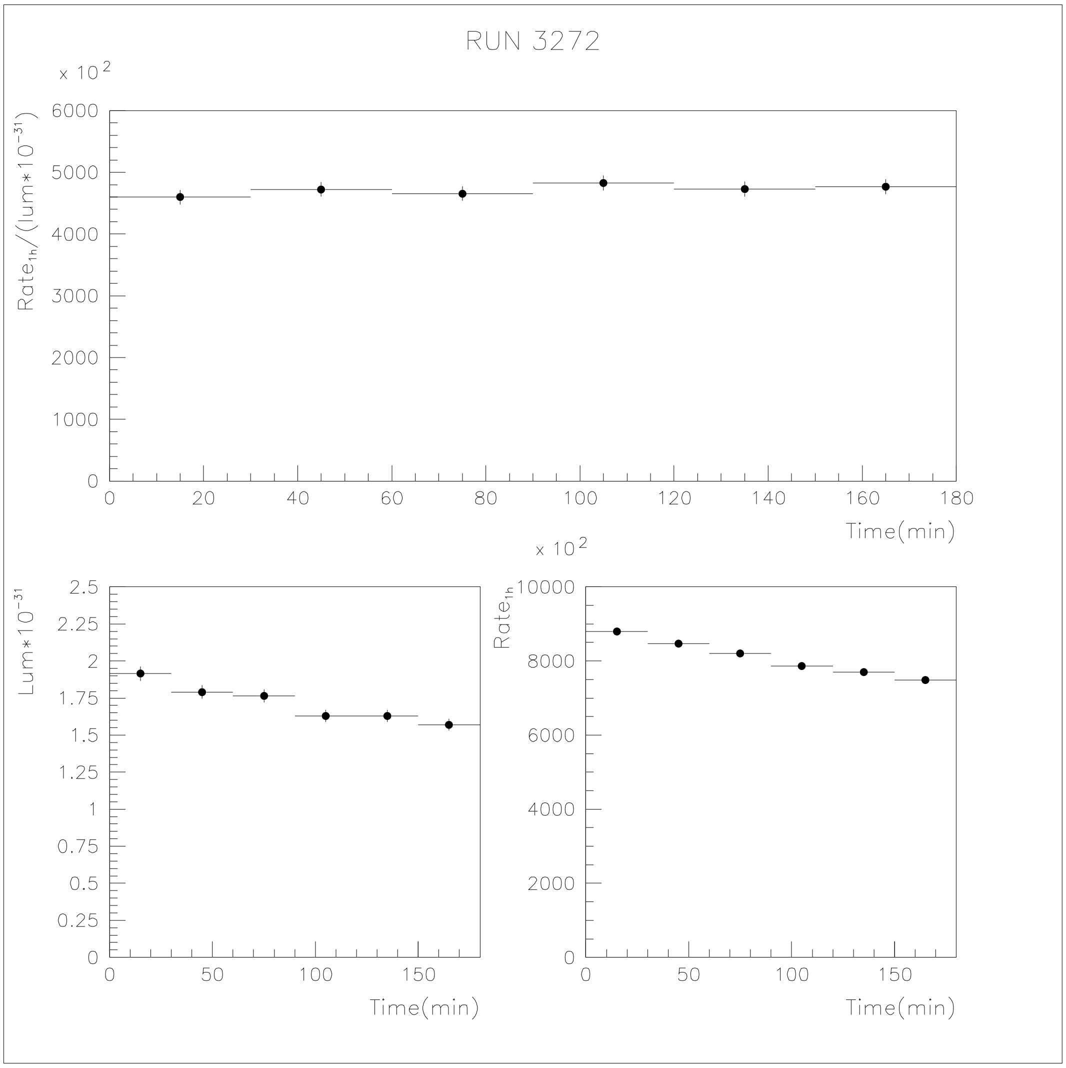


Figura 4-16. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

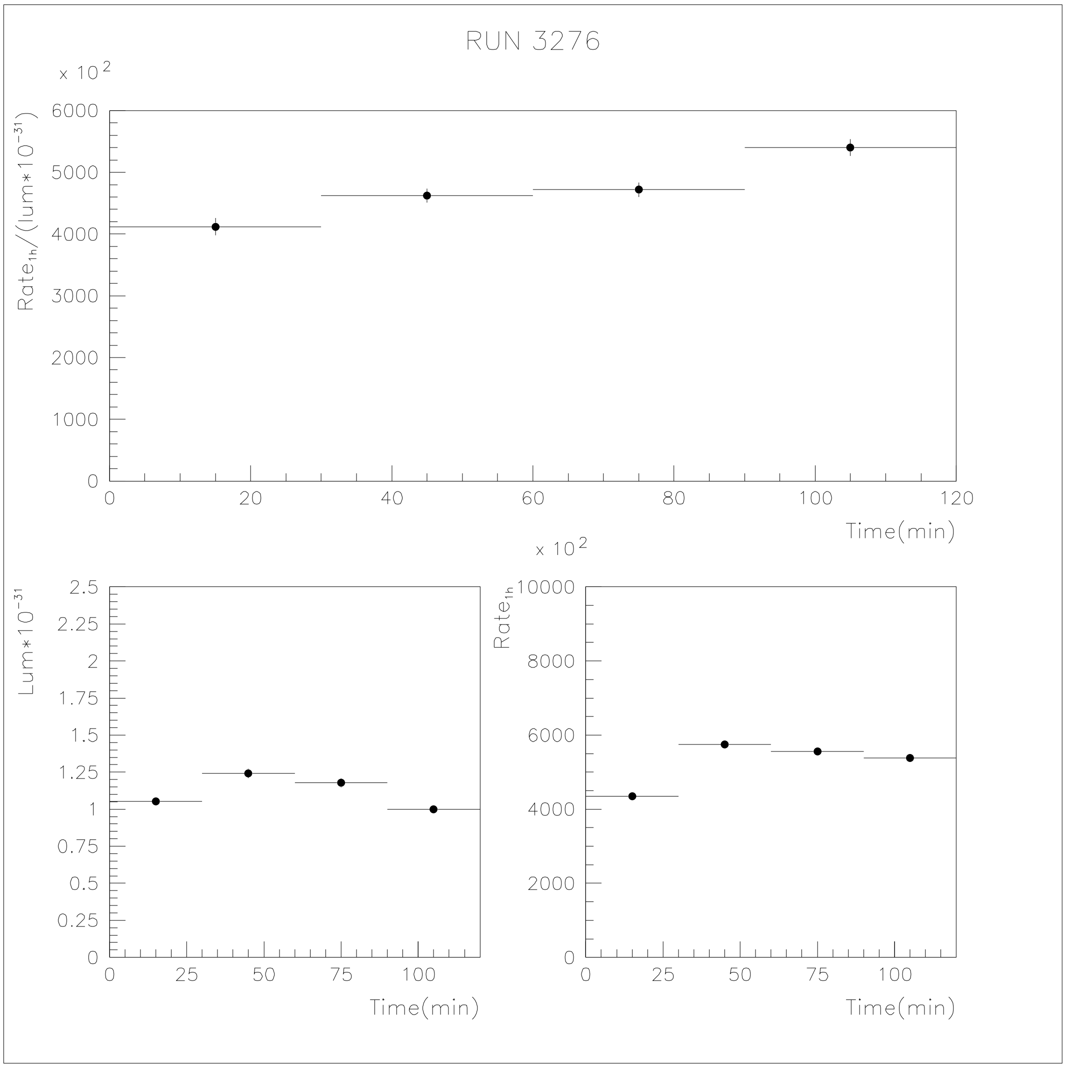


Figura 4-17. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

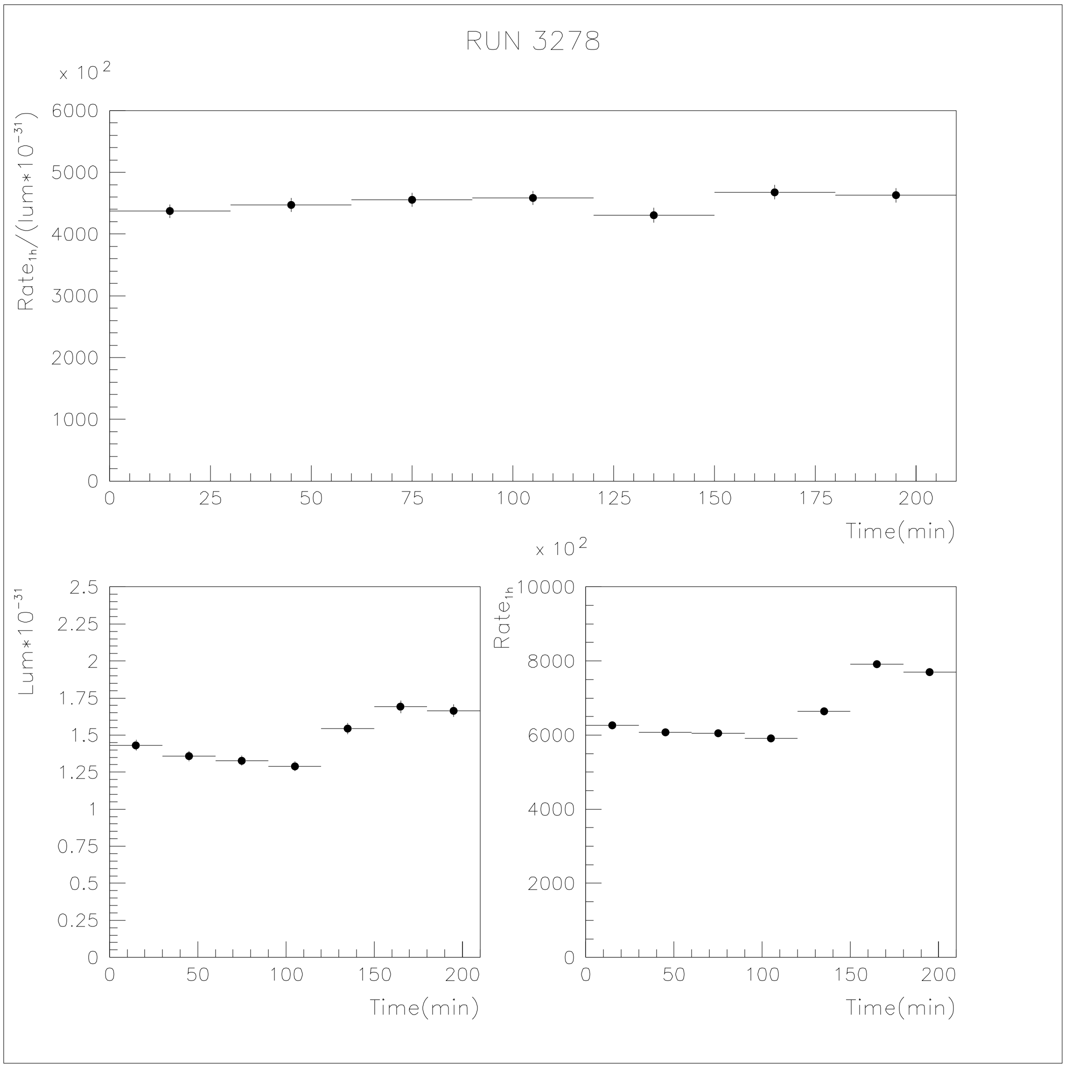


Figura 4-18. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

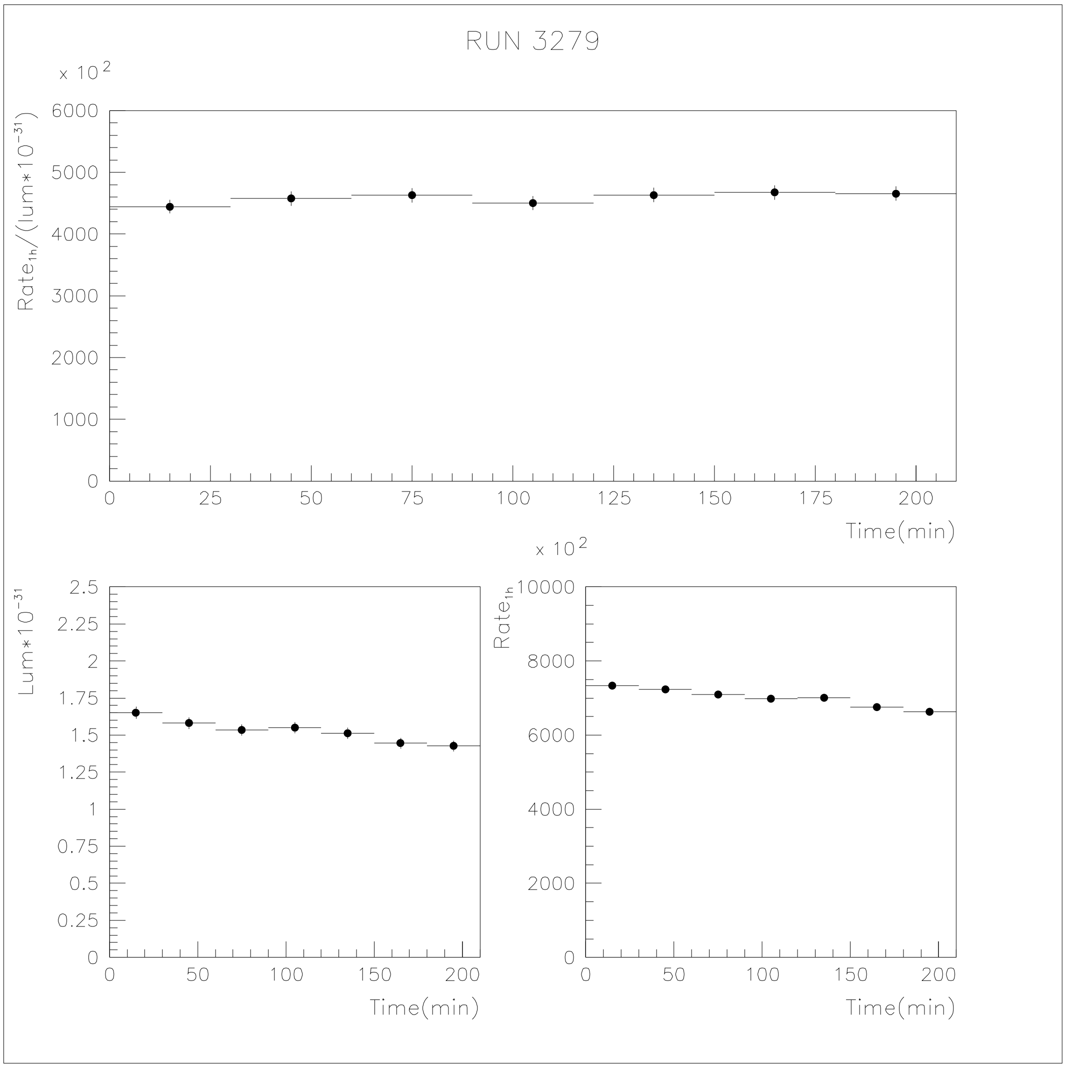


Figura 4-19. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

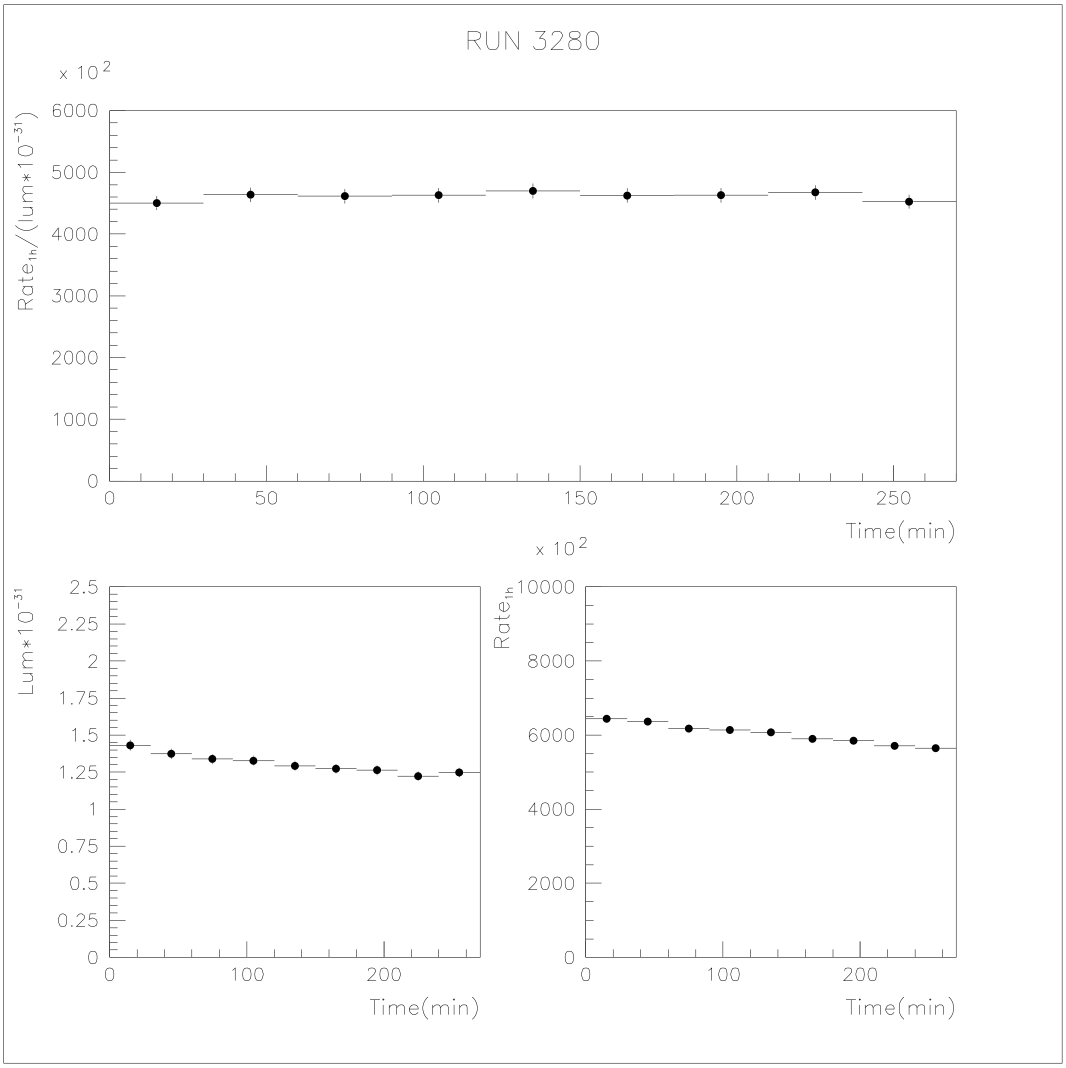


Figura 4-20. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

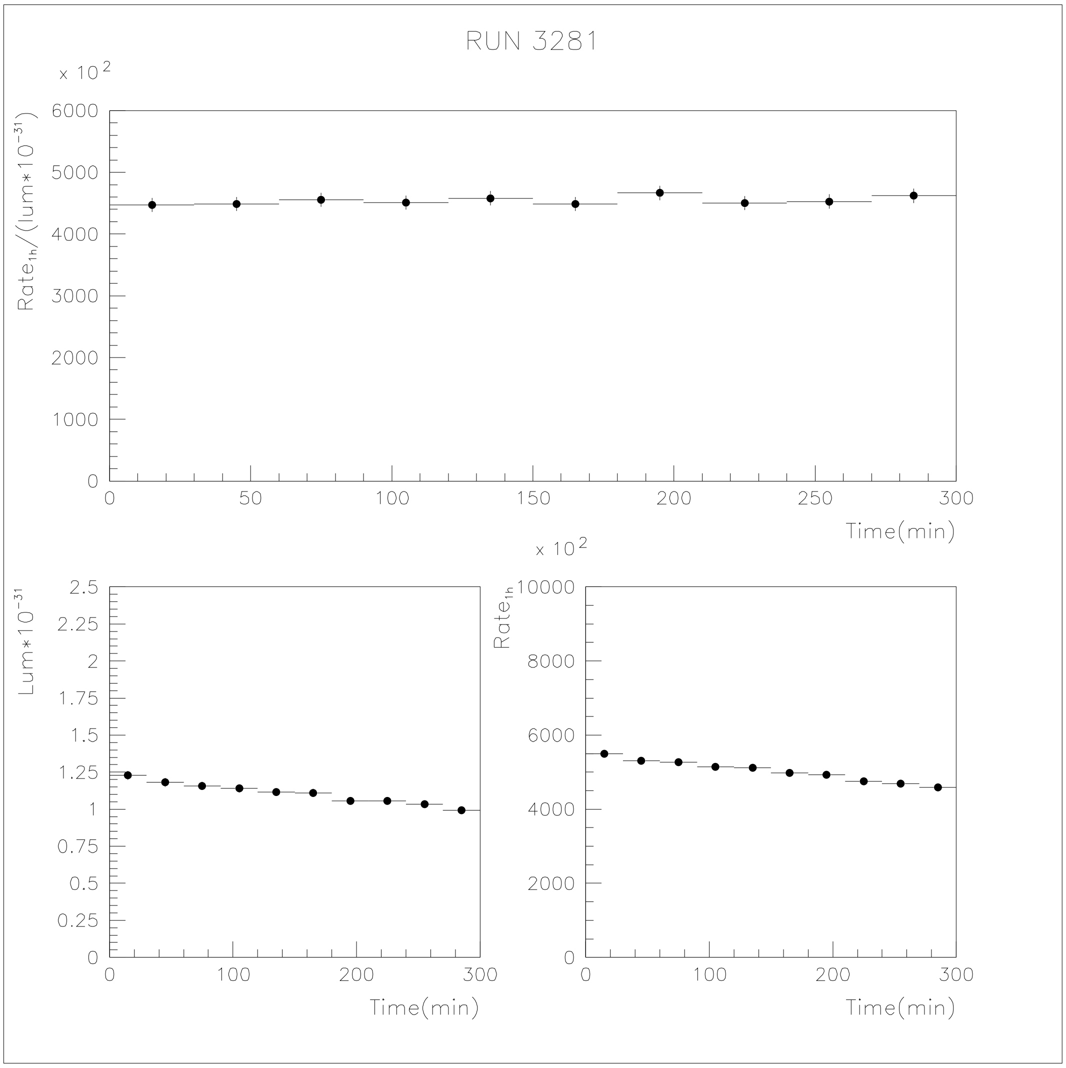


Figura 4-21. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

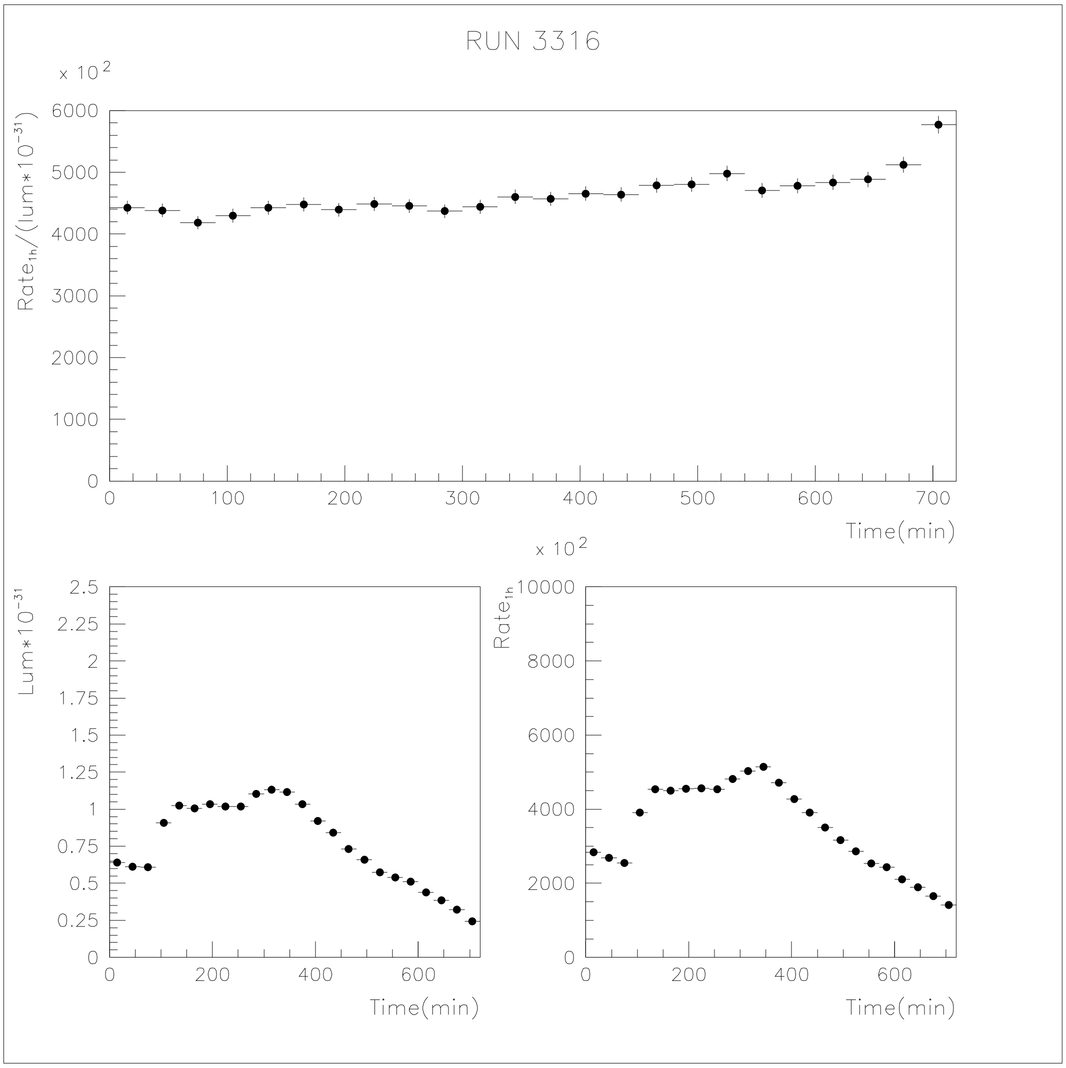


Figura 4-22. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

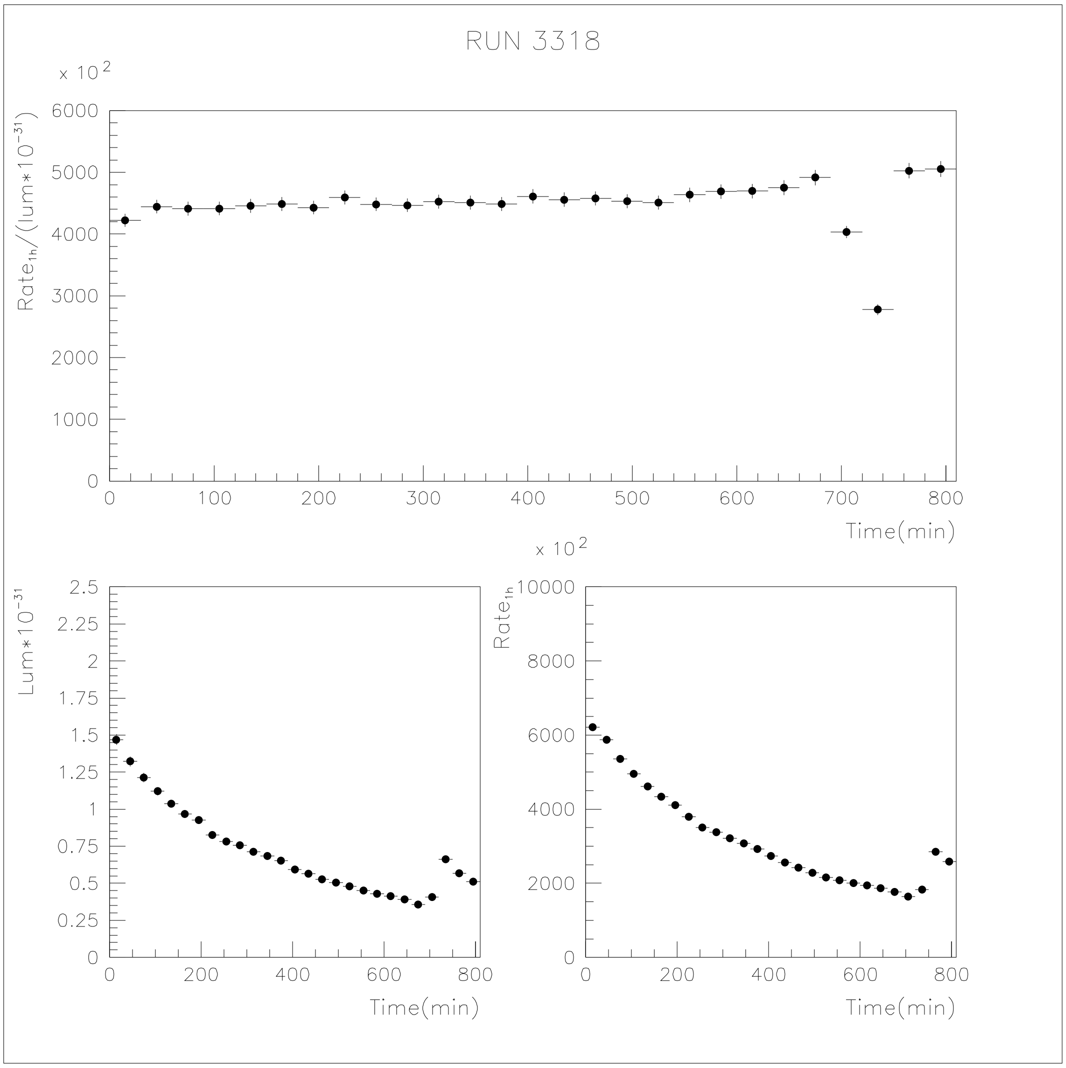


Figura 4-23. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

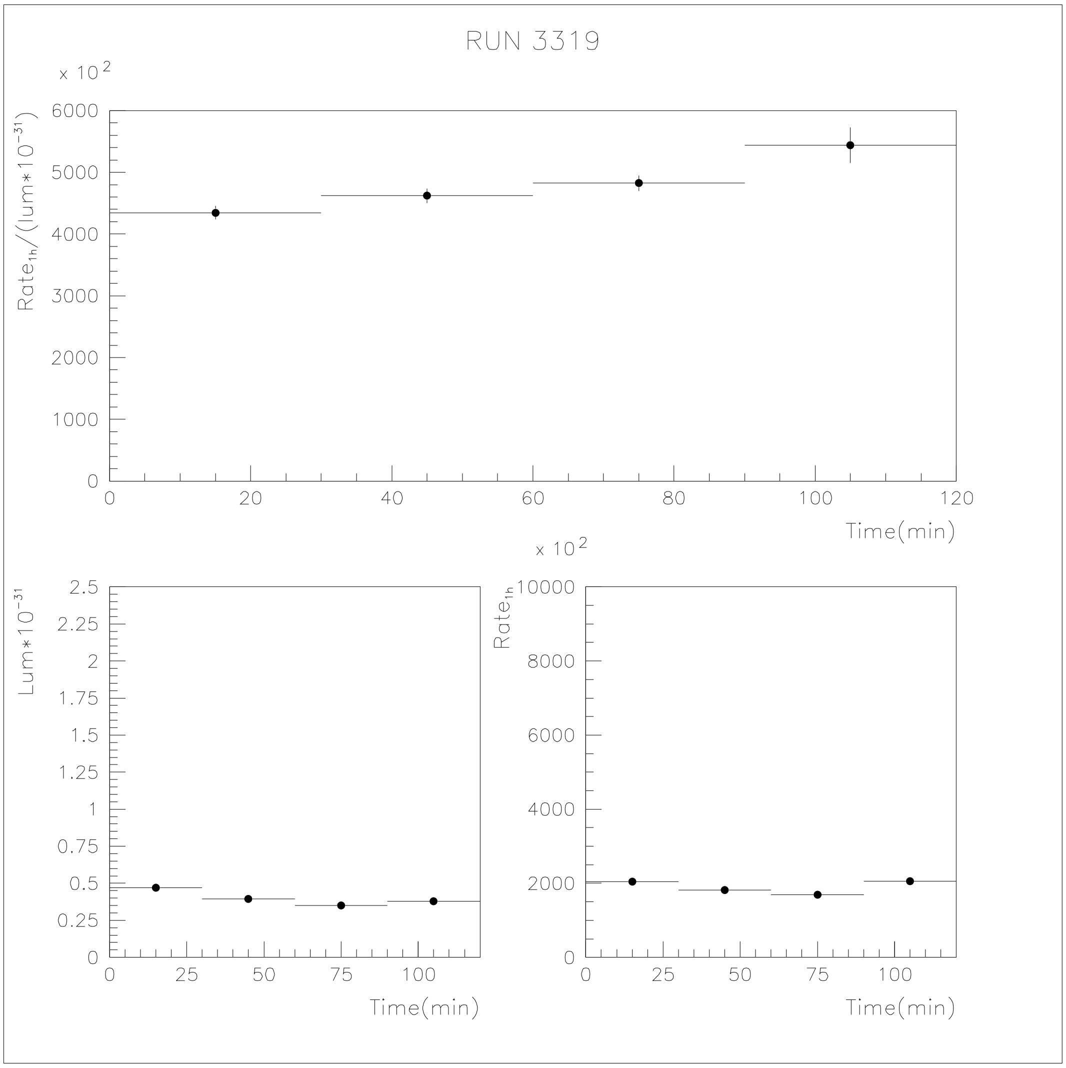


Figura 4-24. *Andamento di luminosità istantanea, rate H1 e del loro rapporto in funzione del tempo per il run indicato.*

5

Decadimento $\chi_0 \; \rightarrow \; \gamma\,\gamma$

L'analisi presentata in questo capitolo rappresenta uno studio preliminare della reazione

$$p\bar{p} \rightarrow \chi_0 \; \rightarrow \; \gamma\,\gamma \tag{5.1}$$

I dati su cui è stata condotta sono suddivisi in 17 punti di energia compresi tra 3340 e 3470 MeV. La tabella 4.1 riporta, per ciascuno di essi, la luminosità integrata accumulata e i parametri della distribuzione di energia del fascio. Il campione di partenza (contenuto in file detti 'goldgg') è costituito dagli eventi che hanno superato una delle seguenti logiche di trigger neutro:

A: $PBG1 \times \overline{H1 \times HP} \times \overline{FCH_{OR}}$

B: ETOT$_{HI}$ $\times\overline{H1 \times HP} \times \overline{FCH_{OR}}$

La prima richiede che esistano due depositi di energia superiori a una certa soglia e coplanari rispetto alla direzione del moto degli antiprotoni; la seconda che in CCAL sia stata depositata almeno l' 80% dell'energia totale dell'evento. Il verificarsi di una coincidenza tra elementi corrispondenti degli odoscopi H1 e HP o/e l'emissione di un segnale da parte di uno degli ottanti di FCH è inoltre interpretata come la presenza, nello stato finale, di una particella carica e determina la reiezione dell'evento.[1]
Le logiche presentate non selezionano in realtà rigorosamente eventi $\gamma\gamma$, ma tutti i tipi di eventi neutri. Il campione ottento risulta contaminato, in particolare, da eventi

$$p\bar{p} \rightarrow \pi^0\gamma$$

$$p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0$$

$$p\bar{p} \rightarrow \pi^0\eta$$

$$p\bar{p} \rightarrow \eta\eta$$

Un'analisi approfondita di tali processi, riportata per esempio in [49], ha messo in evidenza che i maggiori contributi al fondo della reazione studiata derivano dagli eventi $\pi^0\gamma$ e $\pi^0\pi^0$. Questi ultimi possono erroneamente essere identificati come eventi

[1] Per piú dettagliate informazioni riguardanti le due logiche rimandiamo al capitolo 3

$\gamma\gamma$ quando uno (nel caso del $\pi^0\gamma$) o due (nel caso del $\pi^0\pi^0$) fotoni vengono emessi al di fuori dell'accettanza del rivelatore o hanno un'energia inferiore alla soglia di clusterizzazione. Ciò accade tipicamente quando il π^0 decade asimmetricamente. In questo caso, infatti, un fotone viene emesso lungo la direzione di moto della particella primaria e acquista quasi tutta la sua energia, lasciandone al secondo solo una piccola frazione. Il primo γ può quindi presentare caratteristiche molto simili a quelle di un fotone emesso in una reazione del tipo 5.1 e, se il secondo non viene rivelato per una delle suddette motivazioni, l'evento può erroneamente essere classificato come $\gamma\gamma$. Per permettere una piú efficace reiezione di questo tipo di fondo si è deciso di utilizzare valori molto bassi della *seed threshold* e della *cluster threshold* compatibilmente col non introdurre nel campione eventi con troppi clusters privi di informazione temporale. In particolare si è posta la prima pari a 5 MeV e la seconda a 20 MeV.

Un'ulteriore fonte di errore nel riconoscimento degli eventi $\pi^0\gamma$ e $\pi^0\pi^0$ è legata al decadimento simmetrico dei pioni neutri. Quando l'angolo di apertura tra i due fotoni emessi è molto piccolo, è possibile che la loro interazione nel calorimetro porti alla formazione di un'unico deposito di energia. Nel capitolo 3 abbiamo visto che questi clusters sono, in realtà, distinguibili da quelli generati da un singolo fotone grazie alla *cluster mass* (M_{CL}). In particolare il programma di ricostruzione separa tutti i clusters per i quali la variabile M_{CL} è maggiore di una soglia definibile in base all'analisi che si sta svolgendo. Per questo studio la *cluster mass threshold* è stata fissata a 100 MeV, valore scelto sulla base della figura 5-1. Essa rappresenta la distribuzione di M_{CL} relativa a clusters di fotoni singoli (picco a sinistra) e coalescenti (picco a destra) ottenuta con un campione di eventi

$$p\bar{p} \to \pi^0\pi^0$$

selezionati con i criteri descritti nell'appendice A. La figura mostra come una soglia pari a 100 MeV permetta di separare i clusters coalescenti senza quasi intaccare quelli corrispondenti a fotoni isolati.

5.1 La selezione degli eventi.

I criteri utilizzati per selezionare la reazione:

$$p\bar{p} \to \chi_0 \to \gamma\gamma$$

sono basati sulla topologia e cinematica degli eventi. Sono stati scelti con l'obiettivo di massimizzare contemporaneamente l'efficienza di selezione per la reazione studiata e la reiezione degli eventi $\pi^0\gamma$ e $\pi^0\pi^0$.
Per prima cosa si sono individuati i due clusters di CCAL in cui è stata rilasciata maggiore energia e li si è identificati con i due fotoni emessi nel decadimento della χ_0. La figura 5-2 mostra la distribuzione di massa invariante tra i due candidati

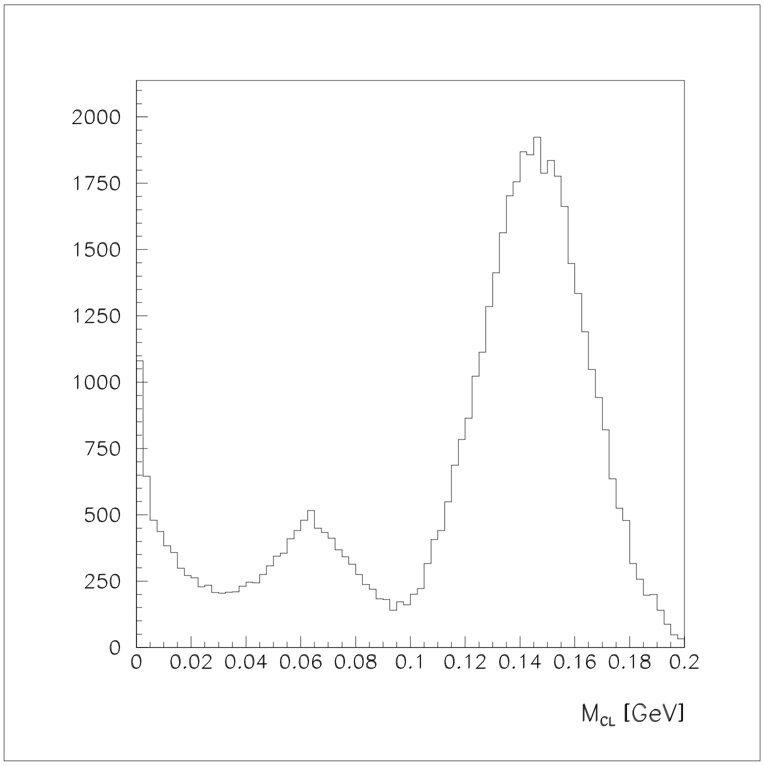


Figura 5-1. *Distribuzione della cluster mass per eventi $\pi^0\pi^0$. Il picco alto sulla destra è prodotto dai fotoni coalescenti emessi nel decadimento simmetrico del pione neutro, quello basso a sinistra è relativo ai clusters corrispondenti a fotoni isolati.*

$\gamma\gamma$ e i restanti clusters in tempo o inderminati di CCAL. In essa sono visibili due picchi corrispondenti uno alla massa del π^0 e l'altro a quella della η. Per prima cosa si sono eliminati, tra gli eventi selezionati dal trigger, tutti quelli con piú di due clusters in tempo nel calorimetro centrale. Per eliminare la componente di fondo generata da π^0 decaduti asimmetricamente in due fotoni di cui uno di energia bassa e, conseguentemente, privo di informazione temporale, si sono scartati gli eventi contenenti un cluster indeterminato per il quale la massa invariante con anche solo uno dei due candidati fotoni fosse compresa tra 100 MeV e 170 MeV. Nessun cluster in tempo è stato infine ammesso in FCAL.

Il secondo criterio di selezione è basato sulla distribuzione angolare nel centro di massa della cascata energetica di piú alta energia. La variabile osservata in questo caso è il coseno dell'angolo polare, calcolato nel sistema di riferimento del centro di massa, del fotone emesso in avanti nel laboratorio. La figura 5-3, tratta da [49], mostra l'andamento di questa variabile per la frazione di eventi $\pi^0\gamma$ e $\pi^0\pi^0$ emessi a un'energia nel centro di massa pari a E_{cm}= 2.986 GeV, i quali simulano, nel rivelatore, la reazione studiata (feeddown). Come si nota entrambe le distribuzioni risultano fortemente piccate in avanti (piccoli θ^*) e non uniformi come quella che sarebbe generata da eventi $\gamma\gamma$ provenienti dal decadimento di una particella scalare. Ci aspettiamo perciò che un

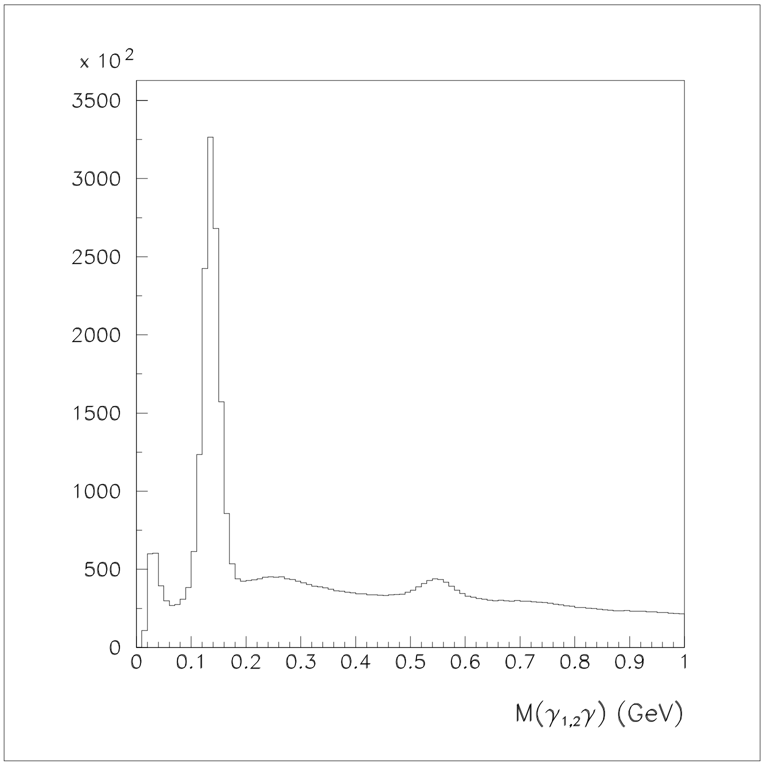


Figura 5-2. *Distribuzione di massa invariante calcolata tra i due candidati fotoni e tutti gli altri clustres in tempo o indeterminati di CCAL.*

taglio del tipo $|cos(\theta^*_\gamma)| < \alpha$ permetta di eliminare un'ulteriore componente di fondo e migliori la significatività statistica del segnale dovuto al decadimento del charmonio. Il valore limite di $|cos(\theta^*_\gamma)|$ dipende dall'energia nel centro di massa ed è stato ricavato in passato per diversi valori di quest'ultima. Una descrizione dettagliata del metodo utilizzato si può trovare in [9]. Il valore di α proposto per energie corrispondenti a quelle di formazione della risonanza χ_0 è 0.4. Nella figura 5-4 è rappresentata la distribuzione di $cos(\theta_\gamma *)$ per il campione di eventi ottenuto in seguito al taglio sul numero di clusters. Essa mostra che il valore di α scelto è posto in corrispondenza del punto a partire dal quale il grafico si discosta da una distribuzione uniforme.

Il campione cosí ottenuto è stato sottoposto a fit cinematico 5C con cui si è imposta la conservazione del quadrimpulso e la compatibilità della massa invariante dei due fotoni con la massa della risonanza χ_0. Il fit richiede che sia minimizzata la variabile

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{6} \frac{(x_{fit,i} - x_{mis,i})^2}{\sigma^2_{x,i}}$$

dove la somma è eseguita sulle 6 grandezze caratterizzanti l'evento e misurate dall'esperimento, cioè energia, θ e ϕ dei due candidati fotoni. La distribuzione della probabilità di fit per gli eventi selezionati coi tagli descritti in precedenza è riportata in figura 5-5. Si sono accettati solo gli eventi per i quali la probabilità di χ^2 era maggiore

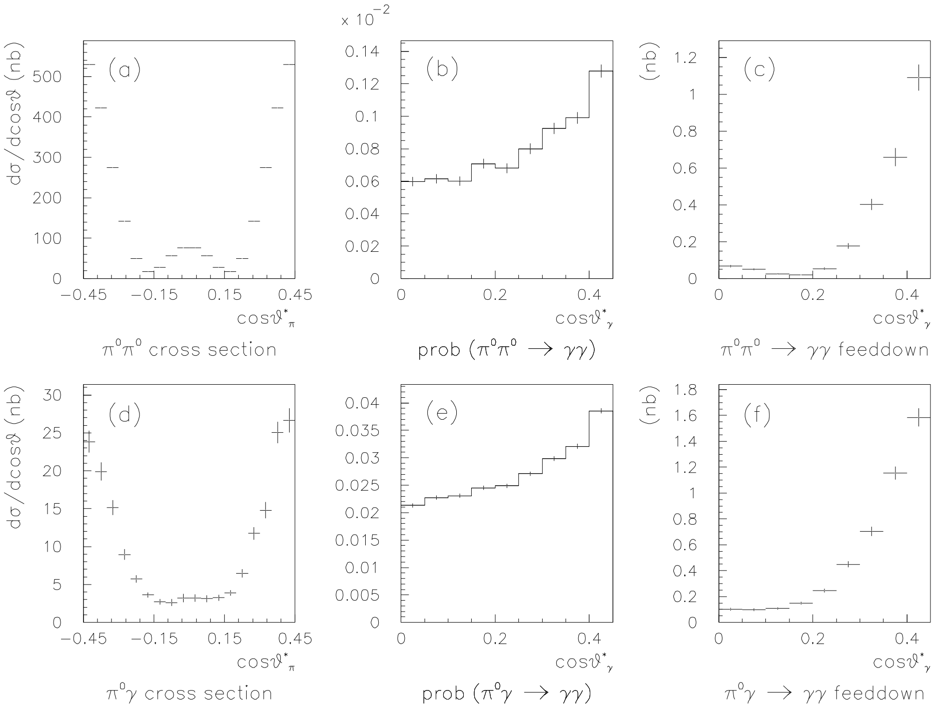


Figura 5-3. *Distribuzioni angolari per eventi $\pi^0\pi^0$ e $\pi^0\gamma$. Di particolare interesse i grafici c e f che mostrano l' andamento di cos(θ^*_γ), definito nel testo, per eventi $\pi^0\pi^0$ e $\pi^0\gamma$ che simulano nel rivelatore eventi $\gamma\gamma$. Le distribuzioni si riferiscono a un'energia nel centro di massa E_{cm}=2.986 GeV. (Cortesia di Michelle D. Stancari.)*

del 10%.

Riassumendo, i criteri di selezione scelti sono i seguenti:

C$_{CL}$ esattamente due clusters in tempo in CCAL e nessun cluster indeterminato la cui massa invariante, calcolata con i due candidati fotoni, sia compatibile con la massa del π^0

C$_{FIT}$ probabilità di χ^2 maggiore del 10 %

C$_{ACC}$ $|cos(\theta^*_\gamma)|$ <0.4

5.2 Calcolo delle efficienze.

L'efficienza di rivelazione del canale di decadimento studiato è stata calcolata come il prodotto di:

$$\varepsilon_{TOT} = \varepsilon_{TRIG1} \times \varepsilon_{AN} \times (1 - P_{cont}) \times (1 - \varepsilon_{TR} * P_{conv})^2 \qquad (5.2)$$

Nella 5.2 indichiamo con:

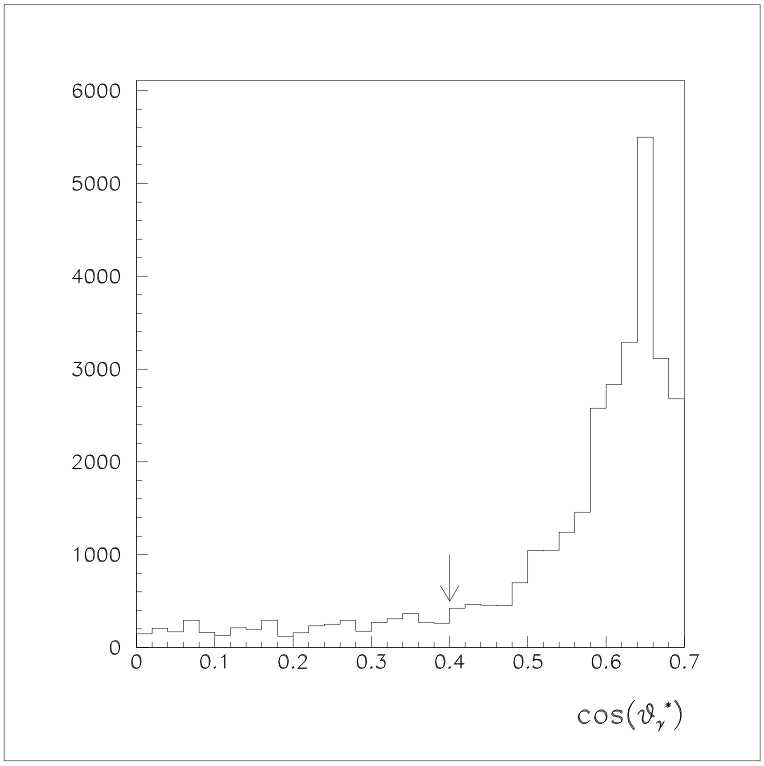


Figura 5-4. *Distribuzioni di cos(θ^*_γ) degli eventi $\gamma\gamma$ selezionati col taglio sul numero di clusters.*

- ε_{TRIG1} le efficienze di trigger legate alle logiche PBG1 ed $ETOT_{HI}$;
- ε_{AN} l'efficienza dell' analisi;
- $\varepsilon_{TR} * P_{conv}$ la probabilità che un fotone si sia convertito nella *beam pipe* o in H1 e abbia prodotto un segnale in elementi corrispondenti di H1 ed HP causando la reiezione dell'evento;
- P$_{cont}$ la probabilità che un evento $\gamma\gamma$ venga perso a causa del *pileup*[2]. Questo si può verificare a livello di trigger e/o di analisi offline quando l'evento soprappostosi a quello $\gamma\gamma$ è costituito da particelle che:
  - hanno attivato il veto carico ($\overline{H1 \times HP} \times \overline{FCH_{OR}}$);
  - hanno generato uno o piú cluster in tempo in CCAL o in FCAL;
  - hanno generato uno o piú clusters indeterminati che, combinati con i due candidati fotoni, danno una massa invariante compresa tra 100 Mev e 170 MeV.

Osservando l'espressione 5.2 si nota che in ε_{TOT} non compare alcun termine che si riferisca esplicitamente al veto carico; come si é visto peró di esso si tiene conto nella valutazione di P_{cont} e P_{conv}.

[2]Se il tempo che intercorre tra due eventi successivi è sufficentemente piccolo può succedere che i segnali da essi rilasciati nel rivelatore siano considerati dal trigger e dal sistema di acquisizione come riguardanti un unico evento. Il verificarsi di questa situazione è normalmente indicato con il termine inglese pileup.

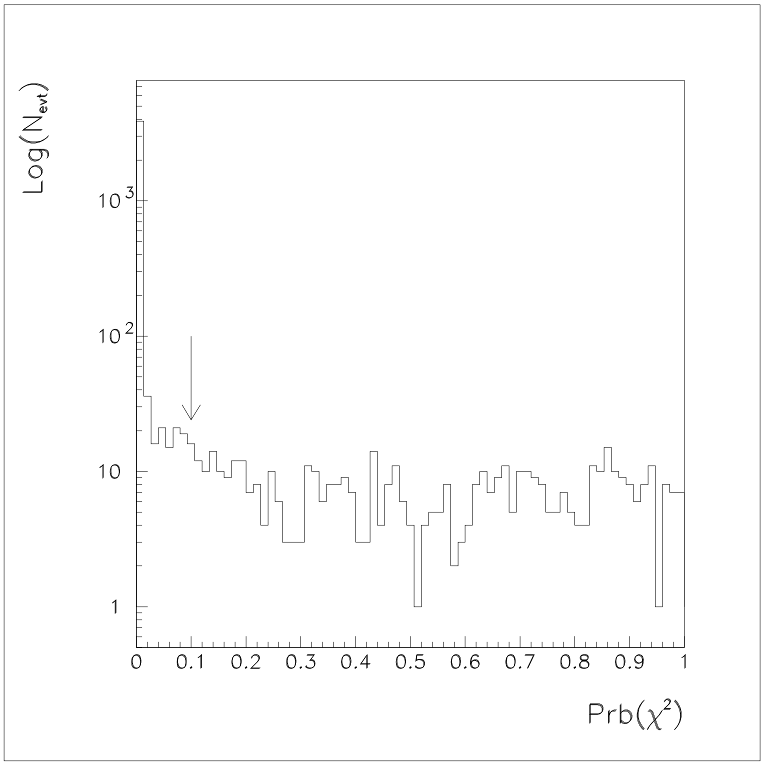


Figura 5-5. *Distribuzione della probabilità di χ^2 per eventi con cos(θ^*_γ)<0.4, due clusters in tempo in CCAL, nessuno in FCAL e nessun clusters indeterminato che ricostruisca, con i due candidati elettroni, la massa invariante pari alla massa del π^0.*

Due dei fattori che contribuiscono all'efficienza di rivelazione, ε_{TRIG1} e $\varepsilon_{TR} * P_{conv}$, sono in prima approssimazione indipendenti dalla luminosità istantanea; ε_{AN} e $(1 - P_{cont})$, invece, decrescono al crescere del rate di interazione.
Vediamo in dettaglio come sono stati determinati i diversi fattori.

ε_{TRIG1}. L'efficienza delle logiche PBG1 ed ETOT$_{HI}$ su eventi $\gamma\gamma$ è praticamente del 100%. Essa è stata valutata su eventi $\psi' \to e^+e^-$ acquisiti con un trigger speciale che richiedeva la presenza di almeno una traccia elettronica. Gli eventi selezionati sono stati sottoposti, offline, a fit cinematico e si è richiesto che la probabilità di χ^2 fosse maggiore del 10%. Si è inoltre imposto che il prodotto dell' *electron-weight* dei due candidati elettroni fosse maggiore di 1. Si è riscontrato che tutti gli eventi selezionati avrebbero verificato l'OR delle logiche PBG1 ed ETOT$_{HI}$ e sarebbero stati quindi acquisiti. Questa stima è in prima approssimazione corretta, ma non tiene conto in alcun modo del fatto che le prestazioni del calorimetro centrale, a partire dal quale le logiche di trigger sono costruite, non sono rimaste costanti durante la presa dati. Il numero e la posizione dei settori rumorosi o del tutto non funzionanti (blocchi morti) è infatti variato nel tempo. Questo potrebbe aver causato la reiezione degli eventi in cui uno dei due fotoni rilasciava gran parte della sua energia in uno dei blocchi che presentavano dei problemi, causando una

disuniformità nell'efficienza del trigger. La correzione da apportare a ε_{TOT} a causa di questo effetto è stata inclusa in ε_{AN}.
Occorre infine tener conto che il 2% degli eventi selezionati dal trigger neutro non vengono scritti sui goldgg, ma ridirezionati su files utilizzati per studi di efficienza. Il valore finale stimato per ε_{TRIG1} è quindi 98%.

$\varepsilon_{AN} \times (1 - P_{cont})$. Entambi questi fattori dipendono, come abbiamo già accennato, dal rate di interazione e vanno quindi calcolati punto per punto. Essendo correlati sono stati stimati contemporaneamente utilizzando una simulazione Monte Carlo. Per ogni punto di energia si sono generati circa 80000 eventi del tipo 5.1 e con $|cos(\theta^*_\gamma)|$ <0.4 ad ognuno dei quali si è sovrapposto un evento di *random gate* [3]. La figura 5-6 mostra l'effetto su tale campione dell'applicazione in cascata delle

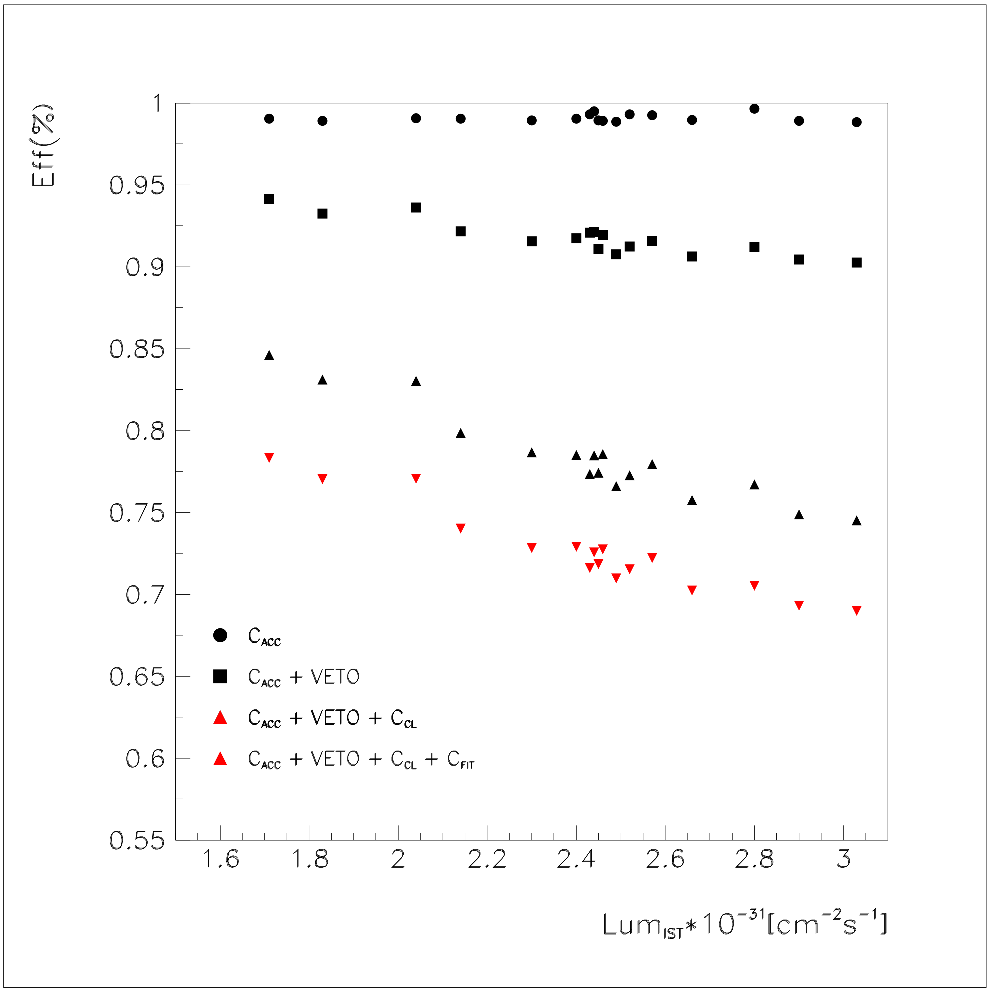


Figura 5-6. *Efficienza dei tagli in funzione della luminosità istantanea.*

richieste:

[3] Si definiscono tali eventi la cui acquisizione è stata abilitata, non dal verificarsi di una delle logiche di trigger, ma da un pulser con una frequenza di 10 Hz.

- C_{ACC}
- Veto carico ON
- C_{CL}
- C_{FIT}

in funzione della luminosità istantanea di presa dati.
Il valore di efficienza calcolato in questo modo tiene conto degli effetti prodotti sulla selezione dall'esistenza dei blocchi morti che sono stati inseriti nella simulazione Monte Carlo.

$(1 - P_{conv})$ La probabilità di conversione è stata valutata con eventi $\pi^0\pi^0$. La descrizione dettagliata della misura si trova nell'appendice A. Il valore ottenuto

$$\varepsilon_{TR} \times P_{conv} = (1.16 \pm 0.04_{stat} \pm 0.02_{sist})\%$$

è in accordo con quello che si ricava se si considera che lo spessore percorso da un fotone che attraversa la *beam pipe* e lo scintillatore H_1 è pari in media a circa il 2% di una lunghezza di radiazione.

Il valore di ε_{TOT} ottenuto in ogni punto è riportato nella tabella 5-1 insieme alla luminosità integrata accumulata e al numero di eventi selezionato.

$\mathbf{E_{cm}}(MeV)$	$\mathcal{L}_{\mathbf{int}}(nb^{-1})$	**Events, N**	$\varepsilon_{\mathbf{TOT}}$
3339.532	658.7	13	0.270
3364.974	1423.7	22	0.278
3384.432	1631.0	33	0.274
3384.790	3370.4	47	0.274
3391.989	1431.2	22	0.277
3400.104	1482.8	19	0.295
3406.081	2680.5	53	0.279
3409.073	1134.5	24	0.300
3410.261	1596.6	29	0.275
3413.775	2925.8	54	0.265
3415.002	2352.1	44	0.279
3415.914	2727.2	45	0.269
3417.984	1465.9	23	0.295
3422.091	2152.3	22	0.279
3425.956	1800.1	20	0.272
3430.070	1438.2	11	0.264
3469.893	2512.6	20	0.283

Tabella 5-1. *Per ogni punto di energia si riporta la luminosità integrata accumulata, il numero di eventi selezionati e l'efficienza di rivelazione.*

5.3 L'analisi

Ai dati riportati nella tabella 5-1 è stato applicato il metodo di massima verosimiglianza illustrato nel paragrafo 4.5.1. Massa e larghezza della risonanza sono state fissate; i valori utilizzati sono quelli ottenuti dall'analisi del canale di decadimento $\chi_0 \to J/\psi\gamma$ e riportati nella tabella 4-4. Il fondo è stato parametrizzato con la funzione:

$$\sigma_{BG} = A\left(\frac{M_R}{E_{cm}}\right)^B \tag{5.3}$$

come proposto in [9] sulla base di uno studio approfondito dei diversi contributi provenienti dalle reazioni $p\bar{p} \to \pi^0\gamma$, $p\bar{p} \to \pi^0\pi^0$ e $p\bar{p} \to \gamma\gamma$.
I risultati ottenuti per il prodotto dei rapporti di decadimento $BR_{in} \times BR_{out} =$ BR$(\chi_0 \to \gamma\gamma) \times$ BR$(\chi_0 \to \bar{p}p)$ e per i parametri A e B della sezione d'urto di fondo sono riportati nella tabella 5-2. I valori di BR$(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ e $\Gamma(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ sono stati ricavati a partire da $BR_{in} \times BR_{out}$ con le seguenti relazioni:

$$BR(\chi_0 \to \gamma\gamma) = \frac{BR_{in} \times BR_{out}}{BR(\chi_0 \to \bar{p}p)} \tag{5.4}$$

$$\Gamma(\chi_0 \to \gamma\gamma) = BR(\chi_0 \to \gamma\gamma) \times \Gamma_R \tag{5.5}$$

BR$_{in}\times$ BR$_{out}\times 10^7$	0.39±0.12
BR$(\chi_0 \to \gamma\gamma) \times 10^4$	0.93 ± 0.28 ± 0.25
$\Gamma(\chi_0 \to \gamma\gamma)$[keV]	0.91 ± 0.27± 0.25 $^{+0.12}_{-0.10}$
A(pb)	12.1±1.0
B	28±7
χ^2/ndf	16.1/14
Numero di eventi	501

Tabella 5-2. *Risultati relativi ai parametri della risonanza χ_0.*

Per BR$(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ riportiamo l'errore sistematico derivante dall'incertezza con cui si conosce il BR$(\chi_0 \to \bar{p}p)$; per $\Gamma(\chi_0 \to \gamma\gamma)$ indichiamo separatamente il contributo di quest' ultimo e quello legato all' errore sulla larghezza totale della risonanza.
La curva di eccitazione risultante è mostrata, sovrapposta ai dati nella figura 5-7.

5.4 Stabilità dell'analisi.

Per verificare la stabilità dei risultati si è ripetuta l'analisi variando uno per volta i criteri di selezione descritti nel primo paragrafo. In particolare le selezioni S1 ed S2 si sono ottenute da quella principale modificando il taglio sulla probabilità di fit e richiedendo che quest'ultima fosse maggiore rispettivamente del 1% e del 5%. Nella selezione S3 si

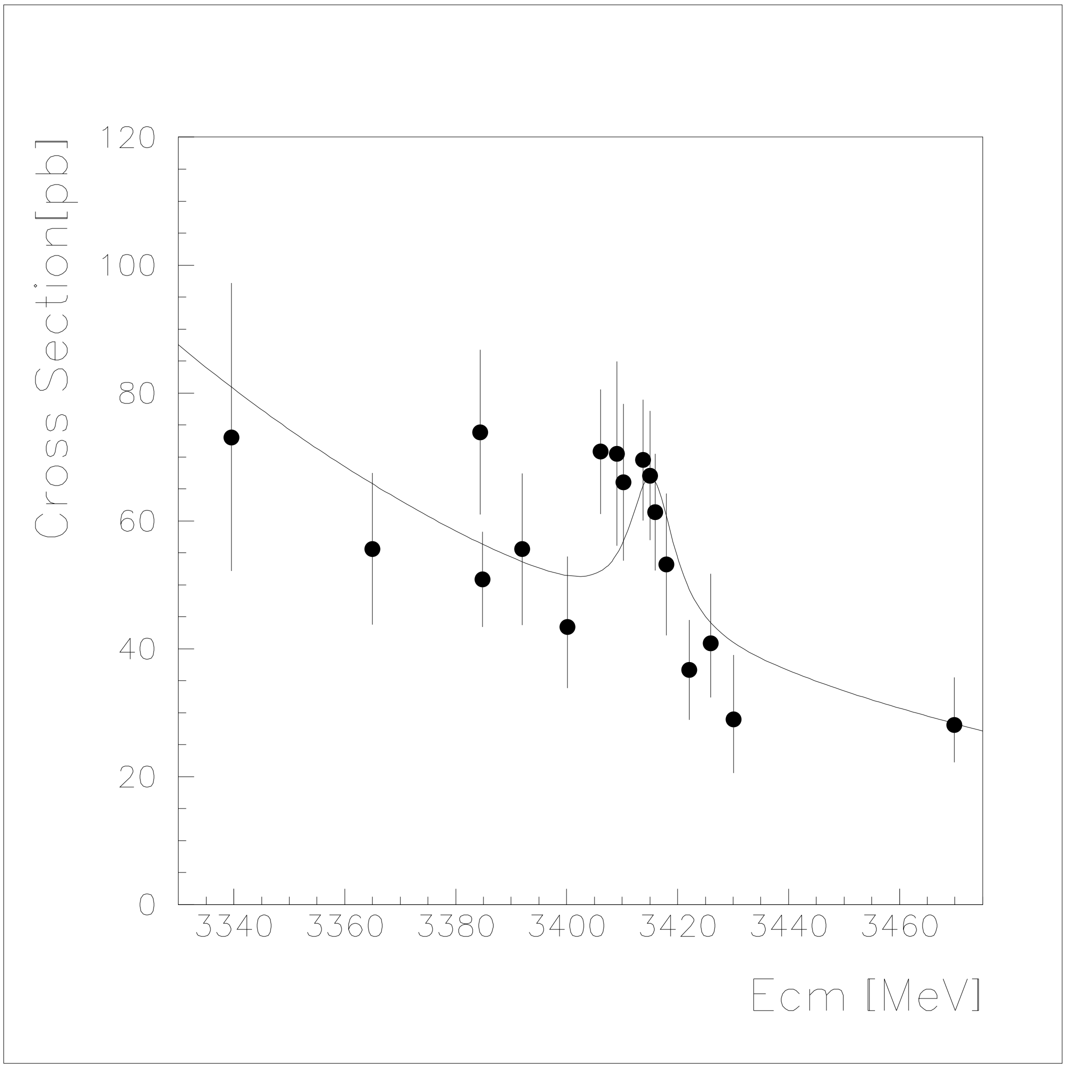


Figura 5-7. *Sezione d'urto misurata in funzione dell'energia del centro di massa. La curva di eccitazione risultante è mostrata sovrapposta ai punti sperimentali. Il valore ottento per la sezione d'urto di fondo è stato diviso per l'efficienza dell'analisi e sommato alla sezione d'urto risonante.*

è ristretta l'accettanza richiedendo $|cos(\theta^*_\gamma)|$ <0.35. Nella selezione S4, infine, è stato variato il taglio C_{CL} eliminando gli eventi con anche solo un cluster indeterminato in CCAL.

L'analisi è stata ripetuta sui dati selezionati nei quattro modi appena descritti; i risultati, riassunti nella tabella 5-3, mostrano che il valore di BR($\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma$) non subisce fluttuazioni significative al variare della selezione scelta. Il risultato ottenuto può quindi considerarsi stabile.

	S1	**S2**	**S3**	**S4**
BR$_{in}\times$ BR$_{out}\times 10^7$	0.40±0.13	0.33±0.12	0.35±0.12	0.33±0.11
BR($\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma$) $\times 10^4$	$0.94^{+0.31}_{-0.30}$	0.79±0.29	$0.84^{+0.30}_{-0.29}$	$0.78^{+0.25}_{-0.24}$
$\Gamma(\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma)$ [keV]	$0.93^{+0.30}_{-0.29}$	0.77±0.28	0.83±0.29	$0.76^{+0.25}_{-0.24}$
A(pb)	16.6±1.1	14.5±1.1	10.6±0.9	7.5±0.8
B	21±6	23±7	22±8	25±9
χ^2/ndf	12.7/14	13.5/14	19.6/14	23.6/14

Tabella 5-3. *Risultati relativi ai parametri della risonanza χ_0 ottenuti con diverse analisi.*

5.5 Discussione dei risultati

5.5.1 Futuri sviluppi dell'analisi.

Abbiamo detto nel precedente paragrafo che il risultati ottenuti sono stati ricavati fissando il valore di massa e larghezza della risonanza. Riteniamo che tale procedura sia corretta in quanto il segnale in J$\psi\gamma$, praticamente privo di fondo, consente una piú precisa valutazione di questi parametri. Tuttavia la figura 5-7 mostra chiaramente che il picco della sezione d'urto $\gamma\gamma$ ricostruita è spostato rispetto al valore di M$_R$ fissata. Facendo un fit dei dati di tabella 5-1 lasciando la massa libera di variare si ottiene infatti:

M$_R$ = 3410.9 $^{+1.3}_{-1.4}$ MeV
BR$_{in}\times$ BR$_{out}$ = $(0.61^{+0.15}_{-0.14})\ 10^{-7}$
A = ($11.3^{+1.0}_{-0.9}$) pb
B = 28±7
con χ^2/ndf = 8.2/13

Le analisi dei decadimenti in $\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma$ e $\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ portano perciò a due valori di massa che differiscono di quasi 5 MeV. Riteniamo che tale discrepanza sia introdotta dal fatto che la sezione d'urto $\gamma\gamma$ non sia stata valutata correttamente in tutti i punti di energia. Possibili fonti di errore sono da ricercarsi nella misura di luminosità, nella stima delle efficienze e nella parametrizzazione del fondo. Il lavoro dovrà pertanto essere approfondito iniziando da un'analisi accurata di queste tre problematiche.

5.5.2 Confronto con altre misure sperimentali.

Il rapporto di decadimento BR($\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma$) è stato misurato in passato da due esperimenti: E835 [9] e Crystal Ball [46].
Lo studio della reazione:

$$e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \chi_0\gamma \rightarrow 3\gamma$$

ha permesso a Crystal Ball di misurare

$$BR(\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma)_{CBALL} \times BR(\psi' \rightarrow \chi_0\gamma)$$

e quindi di calcolare $BR(\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma)_{CBALL}$. Il valore ottenuto, (3.9 $\pm$ 1.9 $\pm$ 1.1) 10^{-4} , è di circa 1.3 σ superiore al nostro[4] .
E835, analizzando i 3.5 pb^{-1} di dati accumulati durante il RUN1 ha misurato il rapporto R tra le sezioni d'urto $\sigma(\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma)$ e $\sigma(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma)$ da cui ha tratto:

$$BR(\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma)_{E835-1} = R \times BR(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma) \times BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-).$$

Assumendo $BR(\chi_0 \rightarrow J/\psi\gamma) \times BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ = (3.97 $\pm$ 1.15) 10^{-4} , come riportato dal PDG, l'esperimento ha ottenuto

$$BR(\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma)_{E835-1} = (0.97 \pm 0.50 \pm 0.28)10^{-4}$$

in perfetto accordo con i risultati della presente analisi.
Ripetendo per queste misure il ragionamento fatto nel paragrafo 4.7.2 si scopre che i tre metodi utilizzati portano a una stima del rapporto di decadimento in due fotoni dipendente in modo inversamente proporzionale dal $BR(\psi' \rightarrow \chi_0\gamma)$. In questo caso un errore su questa quantità causa una variazione nello stesso senso dei tre valori e non genera una discrepanza tra di loro.
Il valore del rapporto di decadimento in due fotoni che si ottiene utilizzando per il $BR(\chi_0 \rightarrow \bar{p}p)$ il valore 4.12 è il seguente:

$$BR(\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma)_{E835-2} = (1.7 \pm 0.5 \pm 0.5)10^{-4}$$

La larghezza parziale di decadimento in due fotoni è stata misurata dall'esperimento CLEO; il risultato ottenuto :

$$\Gamma(\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma)_{CLEO} = (1.7 \pm 0.6 \pm 0.4 \pm 0.3)\ KeV$$

differisce di circa di 1 σ dal nostro.

[4] σ è definita come la somma in quadratura degli errori complessivi delle due misure confrontate.

5.5.3 Confronto con le previsioni teoriche.

L'accordo tra il valore di larghezza parziale in due fotoni riportato nella tabella 5-2 e quello previsto dai vari modelli teorici discussi nel capitolo 1 è piuttosto scarso. I due valori piú vicini al nostro risultato sono quello riportato nella tabella 1-4 (senza correzioni radiative) e quello ottenuto da HC ; essi differiscono da quanto da noi ottenuto di circa 3 σ.[5]
Il modello BBL ricava , a differenza degli altri, un valore per il rapporto di decadimento in due fotoni; in questo caso gli errori sulla previsione teorica sono piuttosto grandi, e consentono un accordo con la nostra misura entro 1.5 σ.

[5] Ricordiamo che su molti risultati teorici non é quotato alcun errore. Tra questi compare anche la prima delle due previsioni citate, nel confronto con la quale σ coincide col nostro errore di misura. Per quanto riguarda la previsione di HC, invece, la σ é definita come la somma in quadratura dell'errore riportato nella tabella 5-2 e quello quotato dai due teorici.

A

Probabilitá di conversione.

In E835 un fotone emesso nel vertice di interazione $p\bar{p}$ attraversa diversi strati di materiale prima di giungere al calorimetro centrale e generare lo sciame elettromagnetico che ne consente la rivelazione. In questo cammino é possibile che esso interagisca con i nuclei del mezzo e produca una coppia e^+e^-. Ció puó introdurre, a livello di trigger, un'inefficienza nella selezione dei canali di decadimento neutri. Una conversione avvenuta all'interno della *beam pipe* o dello scintillatore di H1, infatti, potrebbe verificare la logica $(H1 \times HP)_{OR}$ e portare all' emissione di un segnale di veto e alla conseguente reiezione dell' evento. Ció va tenuto in considerazione in tutte le analisi in cui una risonanza viene identificata attraverso lo studio di reazioni il cui stato finale è costituito unicamente da fotoni. In realtá, qualora la coppia e^+e^- non venisse riconosciuta dal sistema di acquisizione, la conversione non avrebbe alcun effetto. La grandezza che occorre stimare, pertanto, non è la probabilitá di conversione P_{conv}, ma il prodotto di quest'ultima per l'efficienza ε_{TR} di ricostruzione di una traccia carica da parte del trigger. Per consentire tale misura in ogni stack si sono acquisiti dati richiedendo, come unica condizione, che l'energia rilasciata in CCAL corrispondesse ad almeno l' 80% dell'energia totale dell'evento (trigger '$ETOT_{HI-no-veto}$'). A partire da questi dati si sono selezionati eventi

$$p\bar{p} \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$$

e con il metodo proposto in [49] si è determinata la probabilitá P_{TR} che una coppia e^+e^- venga identificata, in questo campione, a livello di trigger. Poichè tale situazione puó essere simulata nel rivelatore dai due elettroni emessi nel decadimento Dalitz del π^0, la grandezza P_{TR} non rappresenta direttamente la probabilitá di conversione, ma è legata ad essa dalla relazione:

$$P_{TR} = \varepsilon_{TR} \times (P_{conv} + 0.5 \times BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)) \tag{A.1}$$

Il rapporto di decadimento del pione neutro nel canale $e^+e^-\gamma$ è noto, in letteratura, con notevole precisione; l'equazione A.1 riconduce pertanto la misura di $\varepsilon_{TR} * P_{conv}$ alla determinazione di ε_{TR} e P_{TR} . Descriviamo ora in dettaglio i passaggi che ci hanno permesso di ricavare il valore desiderato.

Selezione degli eventi $\pi^0\pi^0$. Per prima cosa si sono individuati gli eventi con 4 clusters in tempo o indeterminati in CCAL. Poichè la misura di energia e posizione dei fotoni ha un ruolo determinante nella selezione, si è ristretto il volume fiduciale del calorimetro centrale escludendo i due ring di bordo (1 e 20). Per individuare quali, tra i fotoni identificati, derivavano dal decadimento dello stesso π^0 si sono fatte tutte le possibili combinazioni a due a due dei 4 clusters e si è scelta quella che minimizzava la variabile:

$$\sqrt{(\Delta\theta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

In essa:
$\Delta\phi = |\phi_{\pi_1^0} - \phi_{\pi_2^0}| - \pi$
e
$\Delta\theta = \theta_{\pi_1^0 p} - \theta_{\pi_1^0 m}$
$\theta_{\pi_1^0 m}$ è l'angolo polare del π^0 emesso in avanti determinato a partire dalle misure di energia e posizione dei fotoni prodotti nel suo decadimento e $\theta_{\pi_1^0 p}$ è lo stesso angolo calcolato, con relazioni cinematiche, a partire dal valore misurato di $\theta_{\pi_2^0 m}$ del π^0 emesso a grandi angoli.
Una volta individuati i possibili due pioni neutri, gli eventi $\pi^0\pi^0$ sono stati selezionati richiedendo che fosse:

- $\Delta\phi <$ 15 mrad
- $\Delta\theta <$ 32 mrad
- $|M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}| <$ 35 MeV per entrambi i π^0 identificati

Quest'ultima condizione non è stata imposta se i fotoni emessi nel decadimento del π^0 erano coalescenti.

Il campione ottenuto, che indicheremo con C_1, era costituito da 13734 eventi corrispondenti a 54936 fotoni.

Determinazione di P_{TR} Le tracce cariche presenti nel campione C_1 sono state individuate esaminando il segnale emesso dagli odoscopi H1 (ADC$_{H1}$), HP (ADC$_{HP}$) ed H2 (ADC$_{H2}$) in corrispondenza del cluster di CCAL associato a ciascun fotone. In particolare abbiamo chiesto che fosse verificata almeno una delle seguenti condizioni:

$$(ADC_{H1} > 0.5\, mip) \times (ADC_{HP} > 1.0\, mip) \times (CVETO_{IT})$$

$$(ADC_{H1} > 0.5\, mip) \times (ADC_{H2} > 1.0\, mip) \times (CVETO_{IT})$$

Con CVETO$_{IT}$ indichiamo la richiesta che il segnale emesso al verificarsi della logica $\overline{(H1 \times HP)_{OR}}$ (veto carico, da cui la sigla CVETO) sia in tempo. La granularitá degli odoscopi fa si che, in alcuni dei decadimenti simmetrici dei π^0 i due fotoni emessi attraversino gli stessi elementi di H1 e di HP (o di H1 ed H2). In questi casi, il verificarsi di una delle suddette condizioni é stato interpretato come la rivelazione di un'unica coppia e^+e^-. Ci aspettiamo che l'effetto di tale scelta sulla misura sia in prima approssimazione trascurabile poichè la probabilitá

di avere due coppie e^+e^- nello stesso evento $\pi^0\pi^0$ è piccola (10^{-4}) ed è di circa due ordini di gandezza inferiore a quella di averne una sola.
Applicando i criteri descritti al campione C_1 si sono individuate 902 coppie e^+e^-; il valore di P_{TR} ottenuto è quindi:

$$P_{TR} = \frac{N_{tracce}}{N_\gamma} = 0.0164 \pm 0.0005$$

Determinazione di ε_{TR} L'efficienza ε_{TR} puó essere scritta come il prodotto delle efficienze di H1 (ε_{H1}), di HP (ε_{HP}) e della logica (ε_L). Poichè le tracce corrispondenti alle coppie e^+e^- che stiamo trattando sono indistinguibili, a livello di trigger, da quelle di singoli elettroni, le tre efficienze sono state valutate a partire da un campione di eventi $\psi' \to e^+e^-$.
La misura di ε_{H1}, descritta in [65], ha richiesto l'acquisizione di dati con un trigger speciale in cui il segnale di H1 non rientrasse nelle logiche di selezione; il valore ottenuto è

$$\varepsilon_{H1} = 0.98 \pm 0.01.$$

L'efficienza ε_{HP} è stata calcolata su un campione pulito di elettroni ottenuto selezionando eventi $\psi' \to e^+e^-$ con le seguenti condizioni:

- probabilitá di fit maggiore di 5% e massa invariante dei due elettroni compresa tra 3.3 GeV e 4.1 GeV
- esattamente due clusters in tempo in CCAL e nessuno in FCAL
- segnale nei settori del Cherenkov associati alle traccie dei due elettroni
- segnale in tempo nei due settori di H1 associati alle traccie dei due elettroni

Il campione ottenuto, C_2, era costituito da N_2=2137 eventi; il sottoinsieme C_3 di C_2, costituito dai decadimenti $\psi' \to e^+e^-$ in cui entrambi gli elettroni avevano rilasciato un segnale in tempo in HP, era formato da N_3=1920 eventi. Il rapporto tra N_3 e N_2 corrisponde a

$$\varepsilon^2_{HP} = 0.898 \pm 0.007$$

da cui si ricava

$$\varepsilon_{HP} = 0.948 \pm 0.004$$

Il valore di ε_L è stato valutato esaminando gli eventi di C_3 e selezionando quelli per i quali il segnale della logica $\overline{(H1 \times HP)_{OR}}$ era in tempo. La frazione di decadimenti per i quali questo si è verificato è

$$\varepsilon_{ICVETO_{it}} = 0.979 \pm 0.003$$

Nel campione considerato, in realtá, affichè il tempo del veto carico risultasse corretto era sufficiente che la condizione di trigger fosse verificata per una traccia su due. La $\varepsilon_{ICVETO_{it}}$ non è pertanto la probabilitá di successo su singola traccia (ε_L) ma è ad essa legata dalla relazione:

$$\varepsilon_{ICVETO_{it}} = \varepsilon_L^2 + 2\varepsilon_L^2(1 - \varepsilon_L^2)$$

Da ció si ricava:

$$\varepsilon_L = 0.855 \pm 0.010$$

e, di conseguenza,

$$\varepsilon_{TR} = \varepsilon_{H1} \times \varepsilon_{HP} \times \varepsilon_L = 0.794 \pm 0.013_{stat} \pm 0.02_{sist}$$

Riteniamo che il contributo maggiore all'inefficienza derivi dalla presenza di zone morte (cracks) tra due elementi consecutivi dei due contatori e dal fatto che i cracks dei due odoscopi non fossero, per scelta, allineati.
L'errore sistematico riportato è stato stimato valutando ε_{TR} con un secondo metodo e osservando la differenza dei risultati.

Inserendo nella A.1 i valori di ε_{TR} e P_{TR} citati e usando il valore di $BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)$ riportato dal PDG

$$BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma) = 0.01198 \pm 0.00032$$

si ottiene

$$\varepsilon_{TR} \times P_{conv} = (1.16 \pm 0.04_{stat} \pm 0.02_{sist})\%$$

Bibliografia

[1] The European Physical Journal C- Review of Particle Physics (2000)

[2] K.Berkelman,'High Energy Physics' proceedings of the XXth International Conference, Medison, Wisconsin,edited by L.Durand e L.G. Pondrom (AIP,NY,1981), pp.1499-1529.

[3] R. McClary and N. Byers,'*Relativistic effects in heavy-quarkonium spettroscopy*'; Phys.Rev. D28:1692(1983)

[4] E. Eichten et al.,'*Charmonium:The model*'; Phys.Rev. D17:3090(1978) - E. Eichten et al., '*Charmonium:comparison with experiment*'; Phys.Rev. D21:203 (1980).

[5] S.N. Gupta et al.,'*Heavy quarkonium potential model and the* $^1P_1$ *state of charmonium*'; Phys.Rev. D49:1551(1994).

[6] V.A. Novikov et al.,'*Charmonium and gluons*'; Phys. Rep. 41 1-133(1978).

[7] Kwong et al.,'*Quarkonium annihilation rates*'; Phys.Rev. D37:3210(1988).

[8] Barbieri R. et al.,'*Calculation of the annihilation rate of* P*-wave Quark-Antiquark bound states*';Phys. Lett. 60B:183(1976) - Barbieri R. et al.,'*Singular binding dipendence in the hadronic widths of* 1^{++} *and* 1^{+-} *heavy quark-antiquark bound states*';Phys. Lett. 61B:465(1976) - Barbieri R. et al.,'*QCD corrections to* P*-wave quarkonium decays*';Nucl. Phys. B192:61(1981).

[9] M. Ambrogiani et al.,'*Study of the* $\gamma\gamma$ *decays of the* $\chi_2(1^3P_2)$ *and* $\chi_0(1^3P_0)$ *charmonium resonances*'; Phys. Rev. D 62:052002(2000).

[10] Bodwin G.T. et al, '*Rigorous Q.C.D. predictions for decays of P-wave quarkonia*';Phys.Rev. D46:R1914(1992).

[11] M. L. Mangano e A. Petrelli,'*An update on* χ_c *decay: perturbative QCD versus data*'; Phys. Lett. 352B:445(1995).

[12] A. Petrelli,Phys. Lett.380B:159(1996).

[13] Huang H.W. et al, '*QCD predictions for annihilation decays of P-wave quarkonia to next-to-leading order in* α_s';Phys.Rev. D54:6850(1996).

[14] S. N. Gupta, '*Relativistic two-photon and two-gluon decay rates of heavy quarkonia*';Phys.Rev. D54:2075(1996).

[15] S.J Brodsky et al, '*Helicity selection rules and tests of gluon spin in exclusive quantum-chromodynamics processes*';Phys.Rev. D24:2848(1981).

[16] M. Anselmino et al.,'*Charmonium decays into proton-antiproton and a quark-diquark model for the nucleon*'; Phys.Rev. D44:1438(1991).

[17] M. Anselmino et al.,'*J/ψ decay into $\gamma\bar{p}p$ and the diquark content of the proton*';Z.Phys.C 58:429(1993).

[18] J. J. Aubert et al., '*Experimental observation of a Heavy Particle J*'; Phys. Rev. Lett. 33:1404-1406(1974).

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

[20] C.Bacci et al., '*Preliminary result of Frascati (ADONE) on the natureof a new 3.1 GeV particle produced in 'ee annihilation*';Phys. Rev. Lett. 33(1974).

[21] G.S.Abrams et al., '*Discovery of a second narrow resonance in 'ee annihilation*';Phys. Rev. Lett.33(1974).

[22] T. Appelquist et al., '*Heavy quarks and e^+e^- annihilation*'; Phys. Rev. Lett. 34:43 (1974).

[23] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, '*Weak interactions with lepton-hadron symmetry*'; Phys. Rev. D2:1285(1970).

[24] T. Appelquist, '*Spectroscopy of the new mesons*'; Phys. Rev. Lett. 34:365 (1975).

[25] E. Eichten et al.; '*Spectrum of charmed quark-antiquark bound states*'; Phys.Rev. Lett. 34:369 (1975).

[26] W.Braunschweig et al., '*Observation of the two photon cascade 3.7$\rightarrow$ 3.1+$\gamma\gamma$ via an intermediate state P_c* ';Phys. Lett.57B:407(1975).

[27] T.M.Himel et al.,'*Observation of the η_c(2980) produced in the radiative decay of the ψ'* ';Phys. Rev. Lett.45:1146(1980).

[28] C.Edwards et al., '*Observation of an η_c' candidate state with mass 3592 $\pm$ 5 MeV* '; Phys. Rev. Lett.48:70(1982).

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

[30] P.Rumerio, '*Charmonium in $p\bar{p}$ experiments*'; memo

[31] Baglin et al.,Phys. Lett. B172:445(1986).

[32] T.A. Armstrong et al, '*Measurement of thr J/ψ and ψ' resonance parameters in $\bar{p}p$ annihilation*'; Phys.Rev. D47:772(1993).

[33] T..A. Armstrong et al.,'*Study of χ_1 and χ_2 Charmonium state formed in $p\bar{p}$ annihilation*'; Nucl. Phys. 373B:35(1992).

[34] M. Anselmino et al.,'*Charmonium phenomenology and L=0 trigluonia*';Phys. Rev.D44:1597(1991).

[35] M. Bona; comunicazione privata.

[36] G.J. Feldman et al.,'*ψ(3684) radiative decays to high mass states*';Phys. Rev. Lett. 35:821(1975).

[37] J. Z. Bai et al.,'*Study of hadronic decays of χ_c states*';Phys. Rev. D60:072001(1999).

[38] J. Z. Bai et al.,'*Study of the P-wave charmonium state χ_{cJ} in $\psi(2S)$ decays*';Phys. Rev. Lett. 81:3091(1998).

[39] Tanenbaum et al.,'*Radiative decays of the ψ(3684) into high mass states*';Phys. Rev.D17:1731(1978).

[40] M.Oreglia et al.,'*Study of the reaction $\psi' \to J/\psi\gamma\gamma$*';Phys. Rev.D25:2259(1982).

[41] R.Brandelik et al.,'*Experimental results on the decay sequences ψ(3685)$\to$ $\chi_c\gamma \to J/\psi\gamma\gamma$,$\pi^+\pi^-\gamma$, $k^+k^-\gamma$, and the decays $\psi' \to J/\psi\eta, J/\psi\pi^0$*';DESY 79/31(1979).

[42] W. Bartel et al.,'*Cascade radiative decays of ψ(3684) and evidence for a new intermediate state of even C-parity*'; Phys. Lett.79B:492(1978).

[43] J. E. Gaiser et al.,'*Charmonium spectroscopy from inclusive ψ ' and J/ψ radiative decays*';Phys. Rev. D34:711(1986).

[44] M. Ambrogiani et al.,'*Study of the $\chi_{c0}(1^3P_0)$ State of Charmonium Formed in $\overline{p}p$ Annihilations* '; Phys. Rev. Lett. 83:2902(1999).

[45] V.Savinov,'*Measurement of the two photon widths of the charmonium states η_c, χ_0 and χ_2* ';hep-ex/950/006(1995).

[46] Lee, '*Radiative decays of the ψ' to all-photon final states* '; Stanford University Report SLAC-R-282(1985) (tesi di dottorato).

[47] M. Ambrogiani et al.,'*Measurements of the magnetic form factor of the proton in the timelike region at large momentum transfer.*'; Phys. Rev. D 60:032002(1999).

[48] M. Ambrogiani et al.,'*Measurement of the branching ratios $\psi' \to e^+e^-, \psi' \to J/\psi\pi^0\pi^0$ and $\psi' \to J/\psi\eta$.*'; Phys. Rev. D 62:032004(2000).

[49] M.Stancari, '*Two photon decay widths of charmonium resonance formed in proton-antiproton annihilation*'; tesi di dottorato

[50] M. Ambrogiani et al.,'*Study of the angular distribution of the reactions $p\bar{p} \to \chi_{1,2} \to J/\psi\gamma$* '; Phys. Rev. D - prossima pubblicazione.

[51] W. Baldini, '*Studio del decadimento in due mesoni ϕ dello stato η_c del charmonio formato in annichilazione protone-antiprotone e ricerca dello stato η_c'* '; tesi di dottorato.

[52] M. Ambrogiani et al.,'*Search for the η_c' (2^1S_0) charmonium state*'; Phys. Rev. D 64:052003(2001) .

[53] Allspach et al., '*The variable density gas jet internal target for experimental 835 at Fermilab*'; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 410:195(1998).

[54] S.J.Werkema,'*Precision measurement on the accumulator beam energy*'; nota interna (Pbar note 633).

[55] G. Stancari,'*Beam spectra*'; Fermilab E835 memo 411.

[56] M. Sarmiento, '*The E760 Luminosity monitor*'; E760 memo, Mar.25,94.

[57] S.Bagnasco,'*The straw chambers' tracker for the high rate experiment 835 at the Fermilab Accumulator*'; Nucl.Instrum.Meth.A409:75(1998).

[58] G.Cibinetto,'*Studio dello stato finale $J/\psi\pi^+\pi^-$ nei decadimenti del charmonio.*; tesi di laurea - cap. 3-4.

[59] R. Mussa et al.,'*Performance Measurements of Histe-V VLPC Photon Detectros for E835 at FNAL* '; presented to SCI-FI '97, Nov. 1997.

[60] S. Bagnasco et al., '*The threshold gas Cherenkov counter of charmoniun experiment E835 at Fermilab*'; NIM A 424:304(1999).

[61] L. Bartoszek, '*The E760 lead-glass central calorimeter: design and initial test results*'; Nucl. Instrum. Meth. A301, 47 (1991).

[62] M. Graham, '*FCAL2000 calibration*'; memo di E835.

[63] G.Zioulas et al.,'*E835 Data acquisition (Run 1999-2000)*';nota interna di E835

[64] C. Patrignani,'*J/ψ inclusive selection*';E835 memo .

[65] W. Baldini, '*The charged trigger efficiency of E835-RunII*'; memo di E835.

[66] C. Patrignani, '*Bits set by the ψ-inclusive analysis in PRUDE*'; memo interno di E835.

[67] G. J. Feldman et al., '*Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*'; Phys.Rev. D57:3873(1998).

[68] C. Patrignani, '*On the Particle Data Group evaluation of χ_c and ψ' branching ratios*'; Phys.Rev. D64:034017(2001).

Ringraziamenti *(Acknowledgements)*.

Ripensando ai tre anni di dottorato appena trascorsi molti sono i volti che si presentano alla mia mente, visi di persone alle quali ora, in dirittura d' arrivo, desidero esprimere la mia gratitudine.

Il primo grazie va alla mia relatrice, professoressa Rosanna Cester, e non solo per la competenza e la professionalità con cui ha saputo guidarmi in questi 3 anni. La ringrazio per l'attenzione che mi ha dedicato nei momenti cruciali del mio lavoro, per la fiducia che mi ha trasmesso e per la schiettezza con cui ha saputo sottolineare, in modo costruttivo, aspetti positivi e negativi del mio operato.

Ringrazio poi il gruppo di Torino con cui ho lavorato. Grazie al prof. Borreani per le molte precise spiegazioni inerenti l'analisi statistica dei risultati e al prof. Menichetti per i costanti stimoli e suggerimenti. Grazie a Flavio Marchetto, sicuro punto di riferimento per qualunque tipo di problema e a Nadia Pastrone per i consigli inerenti l'analisi $J/\psi\gamma$. Grazie a Roberto Mussa, per la disponibilitá, per l'entusiasmo che sa trasmettere quando parla di fisica e per le innumerevoli chiaccherate di contenuto interessante, anche se non sempre semplice da seguire...a lui devo molti degli spunti alla base della stesura dei primi due capitoli della tesi.

Thanks to all the E835 collaborators: it has been a pleasure to work with them. First of all my gratitude goes to Stephen Pordes who gave me the opportunity to spend a year in Fermilab working on the experiment. His competent and patient tutoring was always a great source of encouragement and enthusiasm to me in doing my research. I'd like to remember also Keith Gollwitzer; I'm sincerely grateful to him for his useful comments about the analysis and for the help with all my questions.

Passando agli amici il primo pensiero va sicuramente a Gabriele e Maura, senza i quali l'avventura americana avrebbe perso molto del suo fascino. Li ringrazio per le giornate divertenti trascorse insieme, per le gite e le feste organizzate, per avermi coccolata e rincuorata nei momenti tristi e per avermi aiutato a 'ridimensionare e relativizzare' nei momenti di difficoltá.

Grazie a Paolo e Margo per la simpatia e la generositá con cui in molte occasioni mi hanno offerto il loro aiuto.

Grazie di cuore a Michelle Stancari per tutte le spiegazioni che mi ha fornito con infinita pazienza circa l'analisi $\gamma\gamma$; a sua nonna, che avendole trasmesso la ricetta della apple-pie mi ha permesso di gustare uno dei dolci piú buoni esistenti al mondo; a suo marito Giulio e a sua figlia Arianna, sempre molto accoglienti e divertenti.

Poi ci sono tutti gli altri amici conosciuti a Fermilab: Wander, Matteo, Mirco, il Calibbi, Gigi e Anna, Giovanni, Marco, Enrico, Nico, Valeria, Seon-Hee, Ted Vidnovic

III, Matt, Jason, Dave, Peter, Willy, Martin Hu... Vi ringrazio per l'allegria che mi avete trasmesso nei molti momenti trascorsi insieme. Un grazie speciale va a Gigi per l'impegno messo nella preparazione delle avventure di D&D, per averci permesso di vedere da vicino come funziona la giustizia americana e per la simpatia con cui si é inserito a casa Torino: ricorderó sempre con una punta di nostalgia la bella amicizia vissuta a Fermilab.
Ritornando con la mente a Torino non posso scordare tutti gli amici dell'universitá: Federica, Andrea, Stefano A., Stefano B., Michela, Miguel, Emiliano, Marco e Daniela; grazie per l'aiuto che mi avete premurosamente offerto e concretamente dato durante il rush finale della scrittura della tesi. Grazie anche alla prof. Peroni, ad Ada Solano e a Nicoló Cartiglia che, pur non partecipando all'esperimento su cui ho lavorato, si sono interessati alla mia situazione e mi hanno consigliato ed aiutato.
Infine, lasciando la sfera dei fisici, vorrei ringraziare mio faratello per essersi fatto sfrattare dalla sua camera quando necessitavo scrivere fino a notte inoltrata, Salvo, per aver sopportato pazientemente il mio anno negli States e gli amici di sempre che anche in quella occasione ci sono stati vicini: Stefy, Anna&Piero, Bruno, Anna, Valerio e Roby&Fede.
L'ultimo grazie, forse il piú importante, va ai miei genitori per avermi accompagnato in tutti questi anni di studio non facendomi mai mancare il loro appoggio e sostegno.