Università degli Studi di Ferrara

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

# *Studio dello stato finale $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ nei decadimenti del Charmonio*

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

*Laureando*
Gianluigi Cibinetto

Anno accademico 1999-2000

*Ai miei genitori*

# Indice

# Introduzione

Lo studio degli stati legati $q\overline{q}$ riveste notevole importanza per la comprensione della forza agente tra i quark. La scoperta di una risonanza ad un'energia di 3.1 GeV, nel 1974, interpretabile unicamente come stato legato di un quark e del suo corrispondente antiquark di un nuovo "sapore" (*charm*), diede inizio alla spettroscopia degli stati legati di quark pesanti. Lo studio di queste risonanze ha reso possibile lo sviluppo di modelli di potenziale realistici che, per l'elevata massa dei quark, seguono un approcio perturbativo non relativistico.

Tra gli esperimenti che hanno dato maggior contributo allo studio degli stati del charmonio *E760*, a FermiLab, ha conseguito una serie di risultati di notevole rilevanza, formando il charmonio in annichilazione protone-antiprotone : ricordiamo la misura delle risonanze $\chi_1$ e $\chi_2$ e la prima evidenza dello stato $h_c$. L'esperimento *E835* é stato progettato per proseguire ed approfondire il piano di ricerca di *E760* grazie ad un apparato notevolmente migliorato: nel primo run, nel 1996/97, è stato compiuto uno studio completo dei parametri della risonanza $\eta_c$ e si è avuta la prima evidenza sperimentale della $\chi_0$ prodotta in annichilazione $\overline{p}p$. Il secondo run è iniziato a Gennaio 2000 ed è tuttora in corso.
Grazie all'inserimento di un rivelatore a fibre scintillanti a simmetria cilindrica si è reso possibile lo studio del canale adronico $\overline{p}p \rightarrow \eta_c \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$, fornendo una via alternativa per la rivelazione degli stati $\eta_c$ , $\eta_c'$ e $h_c$.
Motivi delle eccellenti prestazioni di questo rivelatore sono lo sviluppo di efficienti fibre scintillanti unito all'utilizzo di particolari fotorivelatori a stato solido, VLPC, indispensabili per rivelare i pochi fotoelettroni prodotti dal passaggio di una particella ionizzante attraverso il sottile spessore di materiale scintillante delle fibre.

Il lavoro di tesi del candidato comprende la costruzione e l'ottimizzazione del rivelatore a fibre scintillanti, nonché lo studio dello stato finale $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ nella regione energetica esplorata durante il secondo run.

La tesi è strutturata in cinque capitoli che trattano i seguenti argomenti.

**Capitolo 1** Vengono presentati i primi risultati evidenziati dalla ricerca degli stati del charmonio e vengono trattate brevemente le tematiche teoriche dei modelli di potenziale.

**Capitolo 2** È presentato l'apparato sperimentale di *E835* ed i principali risultati ottenuti nel corso del primo run.

**Capitolo 3** Presenta una descrizione dettagliata del rivelatore a fibre scintillanti.

**Capitolo 4** Viene trattata l'ottimizzazione e lo studio delle prestazioni del rivelatore a fibre scintillanti.

**Capitolo 5** Viene effettuata un'analisi preliminare del processo:

$$\overline{p}p \to \overline{c}c \to J/\psi\pi^+\pi^-$$

con particolare attenzione alla regione energetica corrispondente alla risonanza $h_c$.

# Capitolo 1

# Fisica del charmonio

## 1.1 Previsione teorica e scoperta

Negli anni '60 il modello a quark più solido era quello di Gell-Mann [1] [2] che postulava l'esistenza di un tripletto di entità fondamentali, raggruppate in un doppietto isotopico $(u, d)$ ed in un singoletto isotopico $(s)$, che andavano ad affiancare i due doppietti leptonici fino ad allora conosciuti $(e^-, \nu_e)$ e $(\mu^-, \nu_\mu)$. Tale modello venne chiamato "modello statico" o SU(3) di sapore (*flavour*) e permetteva ottime previsioni della massa e della vita media degli adroni. Inoltre consentiva la classificazione delle particelle allora conosciute componendo la rappresentazione fondamentale $(u, d, s)$ e la sua coniugata $(\overline{u}, \overline{d}, \overline{s})$: i mesoni, ad esempio, sono stati legati $q\overline{q}$, cioè formati da un fermione ed un antifermione (pertanto potranno esistere in due stati di spin: $S = 0, 1$), dal prodotto della rappresentazione fondamentale e della coniugata si ha:

$$3 \otimes 3 = 8 \oplus 1$$

I mesoni saranno quindi raggruppabili in un singoletto ed in un ottetto con spin uguale a 0 e in altri due multipletti dello stesso tipo con spin uguale a 1. Si può ragionare in maniera analoga per i barioni (stati legati $qqq$) ma la classificazione è più complessa [3].

Nello stesso periodo Cabibbo propose una teoria [4] per i decadimenti deboli affermando che l'accoppiamento debole avvenisse solamente con particolari doppietti di leptoni o quark. Il fatto sperimentale che la probabilità di decadimento, per particelle con numero quantico di stranezza diverso da zero, in transizioni $\Delta S = 1$, fosse soppressa di circa 20 volte rispetto alla probabilità di decadimento per transizioni con $\Delta S = 0$ suggerì che la componente con carica -1/3 dei doppietti di quark non fosse costituita da stati puri $d$ ed $s$ ma da una combinazione di quegli stati con forma

$$d_c = d \cos\theta_c + s \sin\theta_c$$

dove $\theta_c$ è l'angolo di Cabibbo ($\theta_c = 0.24$ rad). In questo modo i doppietti che prendono parte alle interazioni deboli possono essere visualizzati nella seguente forma:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} u \\ d\cos\theta_c + s\sin\theta_c \end{pmatrix}$$

Tuttavia questo modello non era in grado di spiegare il fenomeno già noto sperimentalmente della soppressione dei decadimenti con $\Delta S = 1$ nei processi a correnti deboli neutre. Per esempio, nel decadimento del $K^+$:

$$\frac{\Gamma(K^+ \to \pi^+ \nu\overline{\nu})}{\Gamma(K^+ \to \pi^0 \mu^+ \nu_\mu)} < 10^{-5}$$

Nella teoria di Cabibbo l'accoppiamento delle correnti neutre assume la forma:

$$\underbrace{u\overline{u} + (d\overline{d}\cos^2\theta_c + s\overline{s}\sin^2\theta_c)}_{\Delta S = 0} + \underbrace{(s\overline{d} + \overline{s}d)\sin\theta_c\cos\theta_c}_{\Delta S = 1}$$

rendendo così le correnti neutre possibili contro l'evidenza sperimentale. In un articolo del 1970 Glashow, Iliopoulos e Maiani (GIM) proposero l'introduzione di un nuovo quark con sapore $c$ (*charm*) e carica +2/3 [5] [6]. Proposero quindi l'esistenza secondo doppietto di quark che prendesse parte alle interazioni deboli:

$$\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d\cos\theta_c + s\sin\theta_c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ s\cos\theta_c - d\sin\theta_c \end{pmatrix}$$

In questo modo il termine corrispondente a $\Delta S = 1$ della corrente neutra viene eliminato.

La prima evidenza sperimentale del charm si ebbe pochi anni dopo nel 1974, quando contemporaneamente a Brookhaven e a SLAC venne identificata una risonanza molto stretta ad energia di circa 3.1 GeV. A Brookhaven studiando la reazione

$$p + Be \to e^+e^- + anything$$

con un fascio di protoni da 28 GeV su un bersaglio fisso di berillio, la distribuzione della massa invariante delle coppie $e^+e^-$ prodotte nella collisione evidenziò la presenza di un picco risonante a 3.1 GeV caratterizzato da una larghezza molto ridotta (vedi Fig. 1.1 ). Fu proprio questa caratteristica a far pensare che ci si trovasse di fronte ad una nuova particella che venne chiamata $J$ [7].
A SLAC invece, in collisione $e^+e^-$ venne valutata la sezione d'urto in funzione dell'energia nel centro di massa delle seguenti relazioni

$$e^+e^- \rightarrow adroni$$
$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$
$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$$

Anche in questo caso venne identificata una risonanza nella stessa regione energetica della $J$ ma che, a causa della peggior risoluzione energetica dell'apparato, mostrava una larghezza maggiore (Fig. 1.1). Le venne dato il nome di $\psi$ [8].
Dopo la divulgazione della scoperta della risonanza a 3.1 GeV tre gruppi che lavoravano su *ADONE* ai Laboratori Nazionali di Frascati decisero di verificare l'esistenza della nuova particella [9]; gli ottimi risultati ottenuti sono riportati in Fig 1.2.
Lo stesso gruppo di SLAC, pochi giorni dopo la scoperta della $J/\psi$ , incrementando l'energia nel centro di massa fino a 3.7 GeV trovò un'altra risonanza [10] con massa $3695 \pm 0.004$ GeV e larghezza $\Gamma < 2.7$ MeV. A questa particella venne dato il nome $\psi(3695)$ o $\psi'$, mentre per sottolineare la contemporaneità della scoperta, la risonanza a 3.1 GeV venne chiamata $J/\psi$.

Caratteristiche salienti e apparentemente contraddittorie della $J/\psi$ sono l'elevata massa e di conseguenza un'ampio spazio delle fasi che suggerisce un'alta probabilità di decadimento in particelle più leggere e la ridotta larghezza totale, di qualche ordine di grandezza inferiore a quella degli altri mesoni vettoriali. Queste osservazioni fecero pensare che il picco osservato fosse dovuto ad uno stato legato $q\overline{q}$ del charm. Il fenomeno venne così spiegato come si spiegò la larghezza molto stretta della $\phi(1020)$ $\Gamma = 4.43 \pm 0.06$ MeV [11]
La $\phi$ è uno stato legato $s\overline{s}$ proprio sopra la soglia di produzione di $K\overline{K}$, lo spazio delle fasi favorirebbe il decadimento in $3\pi$, ma si osserva che circa l'84% del totale decade in $K\overline{K}$ . Questo si spiega facilmente utilizzando la regola empirica OZI (Okubo-Zweig-Iuzuka) secondo la quale [12] i diagrammi che descrivono processi con linee di quark sconnesse (Fig. 1.3 sinistra) sono soppressi rispetto ai diagrammi con linee connesse (Fig. 1.3 destra).

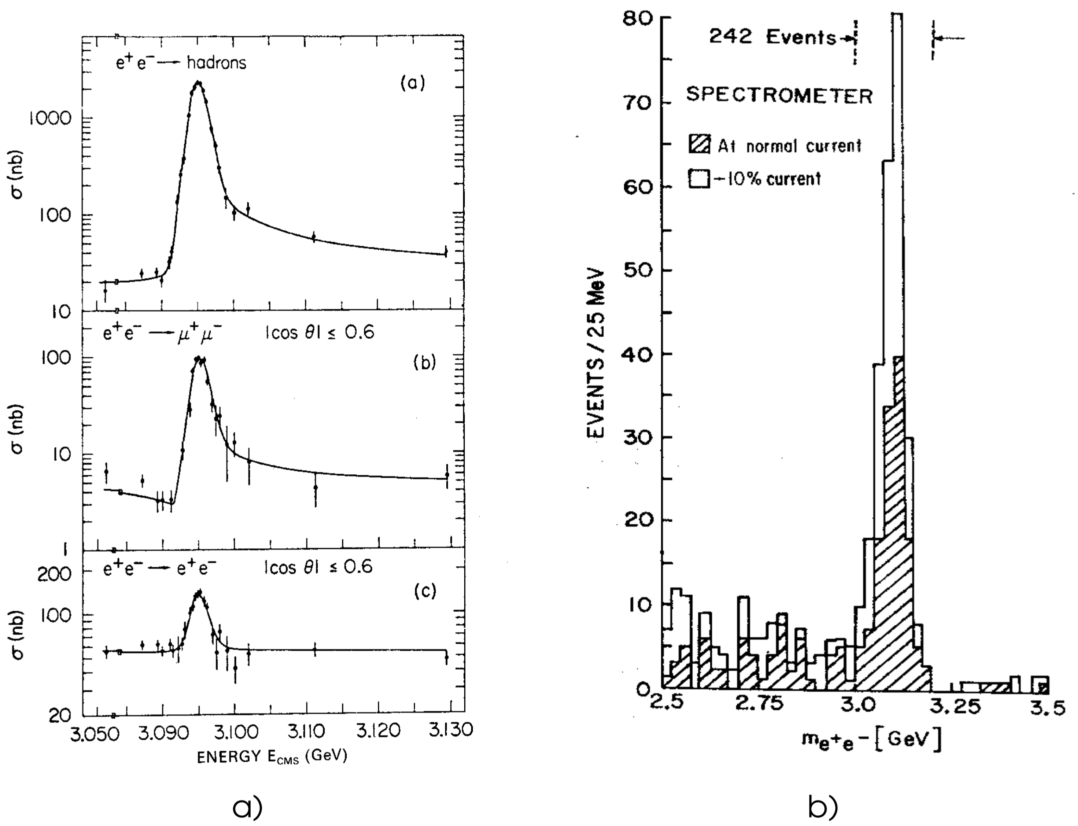



Figura 1.1: A sinistra: andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia per l'esperimento di *SLAC*. A destra: distribuzione della massa invariante $e^+e^-$ dell'esperimento di *BNL*.

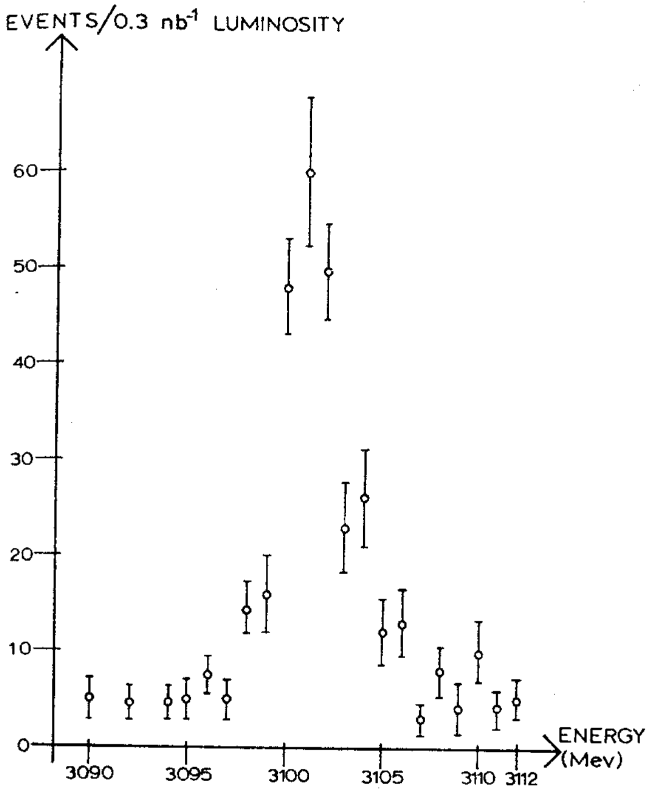



Figura 1.2: Risultati sperimentali ottenuti da *ADONE* a Frascati: sezione d'urto, in nb, in funzione dell'energia nel centro di massa (in MeV).

Allo stesso modo la $J/\psi$ è uno stato legato $c\bar{c}$ prodotto sotto la soglia di produzione del charm aperto (cioè sotto la soglia di produzione della coppia $D\overline{D}$, essendo $D$ il mesone charmato più leggero), i decadimenti adronici ammessi sono del tipo $J/\psi \rightarrow 3\pi$ e richiedono l'annichilazione della coppia $c\bar{c}$ per cui l'ampiezza del processo è fortemente soppressa (vedi Fig. 1.4). Se ci spostiamo sopra la soglia di produzione degli stati $D\overline{D}$ possiamo notare, ad esempio per la $\psi''(3770)$, che la larghezza della risonanza ($\Gamma = 23.6 \pm 2.7$ MeV [11]) è confrontabile con le larghezze tipiche dei decadimenti adronici.

## 1.2 Cenni di QCD e potenziali del Charmonio

Uno degli scopi dello studio dello spettro del charmonio consiste nel riuscire ad ottenere informazioni sulla natura della forza forte agente tra i quark. La questione si riduce allo sviluppo di modelli di potenziale che sostituiti nell'equazione di

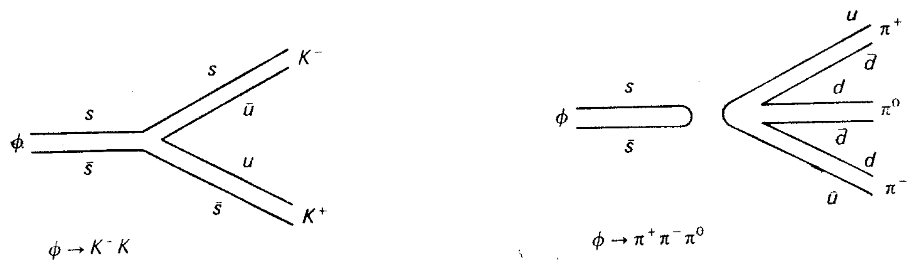



Figura 1.3: Decadimenti del mesone $\phi$.

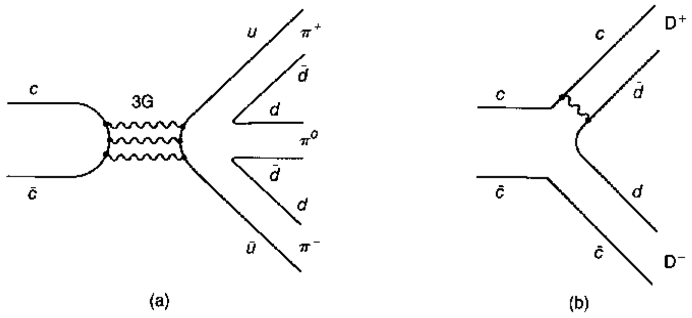



Figura 1.4: Interpretazione della regola OZI nel caso del charmonio.

Schrödinger diano la corretta disposizione degli stati energetici e mantengano le proprietà di confinamento e di libertà asintotica. Data l'elevata massa del charm, il rapporto $v^2/c^2$ è sufficientemente piccolo da trattare il sistema come non relativistico.

La cromodinamica quantistica ($QCD$) è la teoria formale di gauge delle interazioni forti di colore tra quarks. Come la carica elettrica per l'interazione elettromagnetica, assegnamo ad ogni quark una sorta di carica forte detta colore. La carica di colore di un quark ha tre possibili valori: rosso ($R$), blu ($B$) e verde ($G$). Gli antiquarks possono invece essere negli stati di colore complementari $\overline{R}$, $\overline{B}$ e $\overline{G}$. Il numero 3 per i possibili stati di colore deriva da un'evidenza sperimentale nella valutazione della sezione d'urto [13]

$$e^+e^- \to \gamma \to \overline{q}q$$

Affinché la previsione teorica sia in accordo con la misura sperimentale occorre moltiplicare la sezione d'urto per un fattore 3, per tenere in considerazione i tre possibili stati di colore della coppia $\overline{q}q$.

Seguendo l'analogia con i colori, allora, un mesone, che è uno stato $q\overline{q}$, sarà "bianco" in quanto costituito da un colore e dal suo complementare; allo stesso modo un barione, come stato $qqq$, sarà privo di colore poiché composto da una combinazione dei tre colori fondamentali. Gli adroni sono quindi singoletti di colore, con questa ipotesi si può spiegare perché le uniche combinazioni di quark presenti in natura siano gli stati $q\overline{q}$, $qqq$ e $\overline{qqq}$ e non si trovino ad esempio stati $qq$ o $qq\overline{q}$. Il bosone mediatore dell'interazione forte è il gluone, che a differenza del fotone (per il campo elettromagnetico) che è elettricamente neutro, può essere colorato; in altre parole oltre agli accoppiamenti quark-gluone ci possono essere interazioni tra gluoni.

Riprendiamo ora il discorso sulla forma del potenziale delle interazioni forti; partiamo analizzando uno dei tanti modelli studiati, il potenziale di Cornel [14]:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + Kr \tag{1.1}$$

dove 4/3 è un fattore dovuto al colore, $k$ vale circa $1GeV fm^{-1}$ e $\alpha_s$ è la costante di

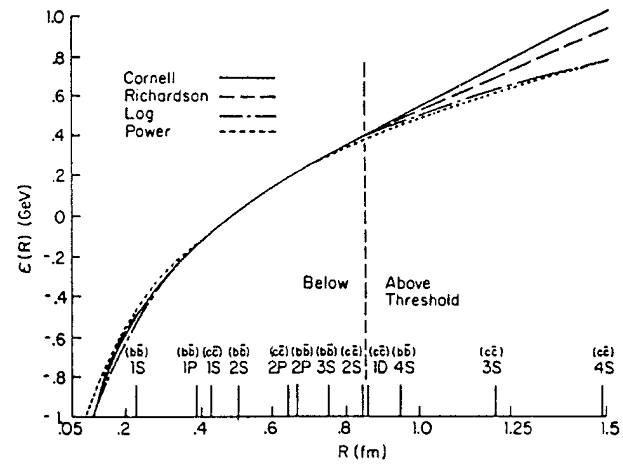



Figura 1.5: Comportamento dei potenziali indipendenti dallo spin in funzione della distanza.

accoppiamento forte. In figura 1.5 si può vedere l'andamento di alcuni modelli di potenziale. Ad elevati momenti trasferiti il potenziale assume un andamento molto simile a quello coulombiano. A queste distanze l'interazione si manifesta con lo scambio di un unico gluone in maniera analoga all'approssimazione di scambio di un fotone in QED. All'aumentare della distanza l'interazione forte mostra la cosiddetta proprietà di confinamento, in altre parole il termine lineare in $r$ elimina la possibilità di trovare quark liberi. Fenomenologicamente si può pensare ad una sorta di tubo di flusso di colore che unisce le due particelle interagenti (vedi Fig. 1.6), allontanando i due quark il tubo si allunga con un conseguente aumento dell'energia per unità di lunghezza.

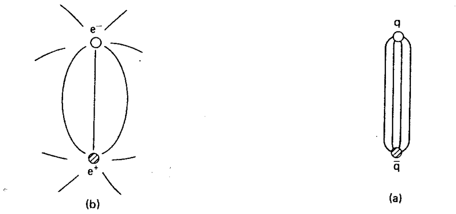



Figura 1.6: A sinistra: campo agente tra un elettrone ed un positrone; a destra linee di forza del campo agente tra due quark.

Il charmonio può essere considerato come "l'atomo di idrogeno" delle interazioni forti nel senso che può essere considerato in prima approssimazione come un sistema non relativistico a cui apportare in seconda approssimazione le correzioni per gli accoppiamenti tipo spin-orbita. Possiamo quindi risolvere l'equazione di Schrödinger per il sistema $c\bar{c}$ utilizzando un potenziale che contenga sia la libertà asintotica sia il confinamento, cioè come quello della formula 1.1. In un secondo momento si inseriranno le correzioni tipo spin-orbita, ricordando che a piccole distanze l'interazione è mediata da un vettore (un gluone), mentre a grandi raggi da uno scalare (combinazione di più vettori). Il potenziale sarà quindi per trasformazioni di Lorentz del tipo:

$$V(r) = V_s(r) + V_v(r)$$

Sotto queste ipotesi si può dimostrare che al primo ordine in $v^2/c^2$ l'hamiltoniana del sistema è:

$$H = H_0 + H_{SI} + H_{SS} + H_{SL} + H_T$$

dove:

- $H_0$ è la parte imperturbata, formata da un termine cinetico e dal potenziale $V(r)$.

- $H_{SI}$ è la correzione relativistica dello spin.

- $H_{SS}$ è il termine di interazione tra gli spin dei quark ed è responsabile della separazione tra gli stati di singoletto e di tripletto (struttura iperfine).

- $H_{SL}$ è il termine di spin-orbita che produce la separazione di struttura fine tra stati con uguale spin e diverso momento angolare totale.

- $H_T$ è il potenziale tensoriale ed è responsabile della sovrapposizione tra gli stati $S$ e $D$.

### 1.2.1 Lo stato $h_c$

La riconferma e la misura dei parametri dello stato $h_c$ è di primaria importanza per lo studio e la comprensione della natura delle interazioni forti.
Utilizzando il potenziale discusso nel paragrafo precendente, sotto certe ipotesi [25] possiamo affermare che i responsabili della separazione dei livelli in onda $p$ sono unicamente il termine di spin-orbita e quello tensoriale (esempio gli stati $\chi$ con numeri quantici $^3P_J$). Da queste considerazioni si ha che lo stato $h_c$, che ha numeri quantici $^1P_1$, risulterebbe impreturbato, ci si aspetta quindi che la sua massa coincida con quella del centro di gravità degli stati $\chi$:

$$m_{cog} = \frac{\sum_j (2j+1)m_\chi}{\sum_j (2j+1)}$$

Una misura precisa della massa dell'$h_c$ e della sua differenza con il centro di gravità del tripletto darebbero una stima dell'importanza del termine $V_{SS}$ e un'indicazione sul comportamento della forza forte a brevi distanze.

## 1.3 Spettro e decadimenti del Charmonio

Una delle caratteristiche principali degli spettri energetici degli stati legati quark e anti-quark pesanti è la netta separazione dei livelli energetici dovuta alle strette larghezze di decadimento. I mesoni composti da quark più leggeri non hanno spettri così definiti in quanto le notevoli larghezze di decadimento fanno sovrapporre i

livelli energetici.
La notazione usata nella costruzione degli spetti energetici è quella spettroscopica $n^{2S+1}L_J$, sono stati evidenziati anche i numeri quantici di parità $P = (-1)^{L+1}$ e di coniugazione di carica $C = (-1)^{L+S}$, che insieme al numero quantico $J$, momento angolare totale sono importanti per capire i decadimenti degli stati del charmonio, in quanto quantità conservate.
Nelle figure 1.7 e 1.8 si possono vedere gli spettri energetici del charmonio, del bottomonio e del positronio. Sebbene a scale energetiche differenti l'analogia tra la disposizione degli stati energetici è forte. Calcolando lo spettro del charmonio utlilizzando un potenziale coulombiano l'errore che si commette è al massimo dell'ordine dei 30 MeV. Pensare quindi ad un'interazione forte che agisce, a piccole distanze, in maniera simile a quella elettromagnetica, sembra un'ipotesi ragionevole. Gli stati del charmonio possono decadere tramite interazione elettromagnetica o forte, nel primo caso parleremo di decadimenti elettromagnetici, nel secondo di decadimenti adronici. Supponendo che sia valido il modello del charmonio come stato legato a due corpi in regime non relativistico, si possono spiegare le transizioni elettromagnetiche in termini di radiazione multipolare tramite l'emissione di fotoni all'ordine più basso di espansione. Avremo quindi transizioni di dipolo elettrico:

$$^3P \rightarrow ^3 S + \gamma \qquad \Gamma_{E1} \propto e_q^2 (2J_f + 1) k_\gamma^3 |\langle f | \overrightarrow{r} | i \rangle|^2$$

e di dipolo magnetico:

$$^3S \rightarrow ^1 S + \gamma \qquad \Gamma_{E1} \propto e_q^2 (2J_f + 1) k_\gamma^3 |\langle f | \frac{\overrightarrow{\sigma}}{2m_q} | i \rangle|^2$$

dove $e_q$ e $m_q$ sono carica e massa del quark, $i$ ed $f$ si riferiscono a stati iniziale e finale, $k$ è l'impulso del fotone emesso e $J_f$ il momento angolare totale dello stato finale.
Gli stati $\overline{c}c$ sopra la soglia di produzione del charm aperto decadono adronicamente tramite il meccanismo di fissione:

$$c\overline{c} \rightarrow c\overline{q} + \overline{c}q$$

mentre gli stati sotto tale soglia si annichilano in due o tre gluoni e rappresentano un ottimo test per la QCD. È possibile applicare la teoria perturbariva poiché $\alpha_s$ è piccola e grazie al comportamento del potenziale a piccole distanze si può

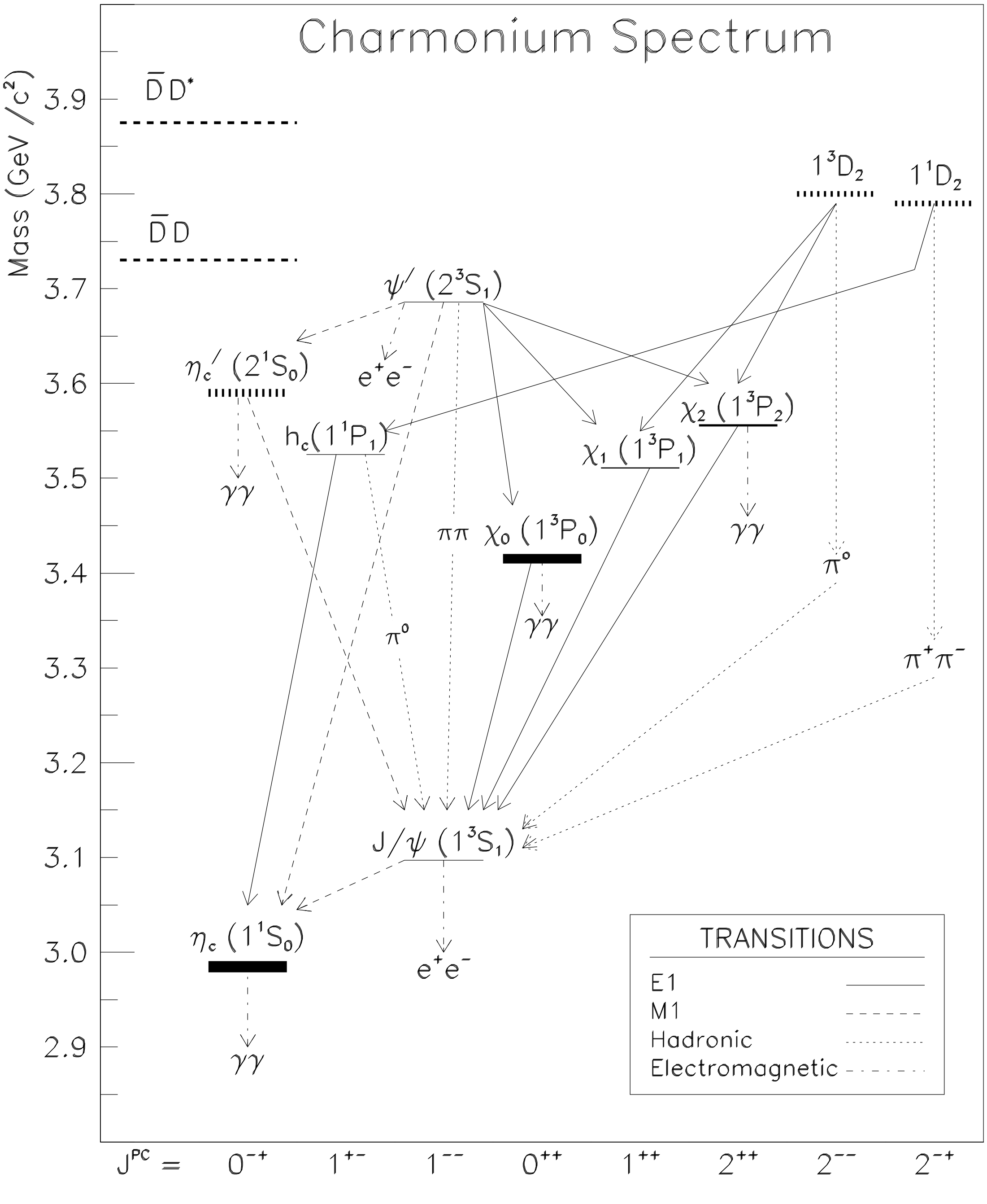
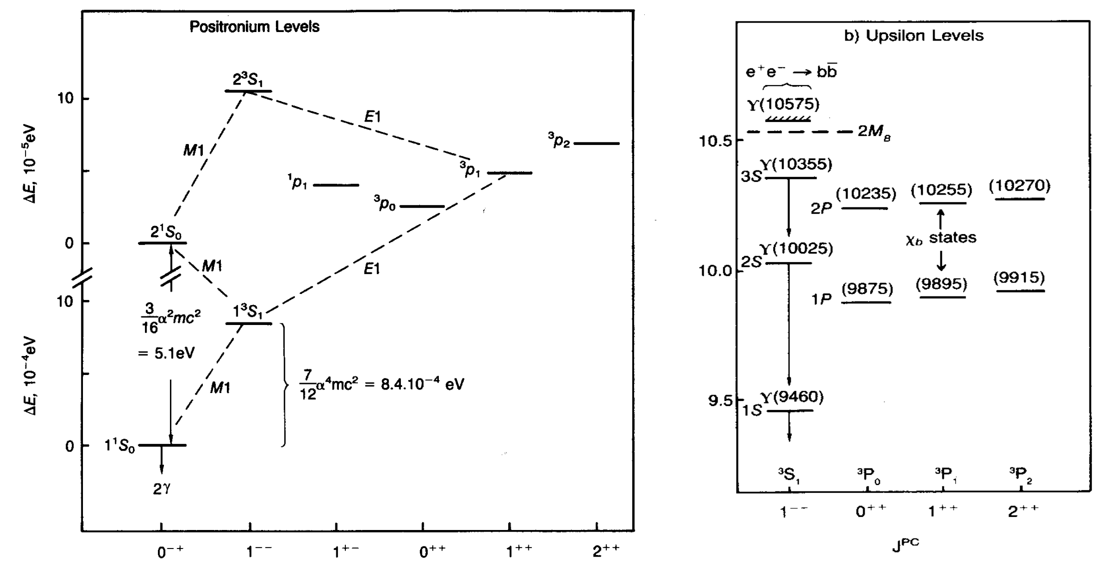



Figura 1.7: Spettro del charmonio.




a) b)

Figura 1.8: Spettro del *positronio* (a) e spettro del *bottomomio* (b).

instaurare un parallelismo con la QED. Così, come per il positronio che annichila in due o tre fotoni, possiamo calcolare le ampiezze di decadimento del charmonio che annichila in due e tre gluoni [15]:

$$\Gamma(0^{+-} \rightarrow gg) = m|\phi(0)|^2(\frac{2}{3})4\pi\alpha_s^2$$

$$\Gamma(1^{--} \rightarrow ggg) = m|\phi(0)|^2(\frac{5}{18})16\frac{\pi^2 - 9}{9}\alpha_s^2$$

dove $m_c$ è la massa del charm, $\phi(0)$ è la funzione d'onda nell'origine, $2/3$ e $5/18$ sono fattori introdotti dall'algebra SU(3) di colore e $\alpha_s$ è la costante di accoppiamento forte. Questi sono i termini dominanti non nulli dello sviluppo in potenze di alphas, pertanto hanno senso solo se $\alpha_s$ è piccola, questo è consentito dalla libertà asintotica che rende, a piccole distanze, l'interazione tra quark debole imponendo un valore minore di uno alla costante di accoppiamento. Questo può essere ragionevole per il charmonio ($\alpha_s \simeq 0.3$) ed è sensato per il bottomonio ($\alpha_s \simeq 0.1$), ma non per i sistemi di quark più leggeri.

Contrariamente a quanto avviene per la QED la costante $\phi(0)$ non è nota: per il charmonio valutare il modulo quadro della funzione d'onda nell'origine presenta dei

problemi dovuti alla scelta del potenziale, cosa che non succede con il positronio di cui si conosce perfettamente il comportamento del potenziale coulombiano anche a piccole distanze.
È da notare che le equazioni precedenti si riferiscono a decadimenti in gluoni, non in particelle reali. I gluoni prodotti si convertiranno poi in mesoni più leggeri tramite il meccanismo di adronizzazione che tuttavia non cambia le ampiezze di decadimento calcolate.

# Capitolo 2

# L'esperimento E835

## 2.1 E760 - E835

### 2.1.1 Tecniche di formazione del charmonio

Fino agli anni '90 le conoscenze sul charmonio erano essenzialmente dovute ad esperimenti nei quali il charmonio veniva prodotto in annichilazione elettrone-positrone tramite lo scambio di un fotone virtuale. Lo svantaggio era che solo gli stati con numeri quantici uguali a quelli del fotone ($J^{PC} = 1^{--}$) potevano essere prodotti. Così si studiarono direttamente le risonanze $J/\psi$ e $\psi'$ con ottimi risultati, al contrario gli stati $^1S_0$ come l'$\eta_c$ ($1^1S_0$) e l'$\eta_c'$ ($2^1S_0$) o i livelli eccitati orbitalmente come gli stati $\chi$, non potendo essere direttamente prodotti venivano osservati tramite decadimenti a cascata ad esempio secondo la reazione:

$$\psi' \to \chi_2\gamma \to J/\psi\gamma\gamma$$

In questo caso la precisione delle misure di massa e larghezza di decadimento era limitata dalla risoluzione dei rivelatori piuttosto che dalla misura dei parametri di fasci.
Una via alternativa per la produzione del charmonio è l'annichilazione protone-antiprotone. In questo caso, data la natura composita del protone (e dell'antiprotone) è permessa la formazione di tutti gli stati del charmonio, non solo di quelli con i numeri quantici del fotone; è possibile quindi una misura diretta di tutti i livelli dello spettro energetico. Il generale vantaggio di questa tecnica consiste nel fatto che la precisione nella misura degli stati non dipende dalla risoluzione energetica dell'apparato, ma dalla precisione con cui sono noti i parametri del fascio. È però necessario separare il segnale (sezione d'urto $\overline{p}p \to \overline{c}c$ è $< 1\mu$ b) dall'alto fondo

adronico (sezione d'urto $\overline{p}p \to adroni \simeq 70$ mb a 3 GeV).
Per rendere possibile l'utilizzo di tale metodo per la spettroscopia del charmonio si dovette aspettare l'introduzione del raffreddamento stocastico nei fasci di antiprotoni, una tecnica per la riduzione dello spazio delle fasi dei fasci accumulati che consentì la produzione di fasci densi con impulso controllato e dispersione molto bassa.

### 2.1.2 Il metodo sperimentale

La produzione degli stati $\overline{c}c$ per l'esperimento *E835* avviene tramite collisione protone-antiprotone. Gli antiprotoni sono accumulati in fasci di intensità continua in un accumulatore circolare e vengono fatti collidere con un bersaglio fisso costituito da un getto di idrogeno gassoso. Lo studio delle risonanze del charmonio avviene attuando una scansione della regione energetica interessata e misurando per ogni punto sperimentale la sezione d'urto in funzione dell'energia del fascio di $\overline{p}$. Operativamente tale fascio viene portato ad un'energia di poco superiore a quella necessaria per produrre lo stato in esame; tale energia viene poi diminuita a piccoli passi (*scan*) registrando per ciascuno il numero di eventi. In realtà la curva di eccitazione osservata è la convoluzione della sezione d'urto di Breit-Wigner per la risonanza considerata e della distribuzione dell'energia del fascio:

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

dove $G(E)$ è appunto la funzione di distribuzione dell'energia del fascio nel centro di massa normalizzata. Il numero di eventi osservati per ciascun punto è:

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

dove $L_i$ è la luminosità misurata per quel punto, $\sigma_B$ un termine che parametrizza il fondo ed $\varepsilon$ è il prodotto dell'accettanza geometrica e dell'efficienza di rivelazione.
È di fondamentale importanza, quindi, conoscere con precisione l'energia del fascio di antiprotoni che può essere scritta come:

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

| Risonanze | Massa(MeV/c$^2$) | Larghezza (MeV/c$^2$) |
|---|---|---|
| $J/\psi$ | $3096.87 \pm 0.03 \pm 0.03$ | $0.099 \pm 0.012 \pm 0.006$ |
| $\psi'$ | 3686.0 (riferimento) | $0.306 \pm 0.036 \pm 0.016$ |
| $\chi_1$ | $3510.53 \pm 0.04 \pm 0.12$ | $0.88 \pm 0.11 \pm 0.08$ |
| $\chi_2$ | $3556.15 \pm 0.07 \pm 0.12$ | $1.98 \pm 0.17 \pm 0.07$ |
| $\eta_c$ | $2988^{+3.3}_{-3.1}$ | $23.9^{12.6}_{7.1}$ |

Tabella 2.1:

dove $\beta$ può essere scritta in funzione della fraquenza di rivoluzione e della lunghezza dell'orbita, $\beta c = fL$. L'errore sull'energia del fascio dipende quindi dalle incertezze sulla misura di $f$ ed $L$. Mentre la frequenza di rivoluzione è conosciuta con un errore molto piccolo ($df/f \backsimeq 2 \cdot 10^{-7}$), per la lunghezza dell'orbita occorre utilizzare un espediente: si procede facendo lo scan di una risonanza la cui massa è nota con precisione (ad esempio la $\psi'$ ) in questo modo, sapendo che

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

L'errore (noto) nella misura della $\psi'$ si traduce in un errore nell'energia del fascio di $\overline{p}$ e in definitiva in errore nella lunghezza dell'orbita di riferimento: tale errore risulta essere inferiore al millimetro.
Infine attraverso una serie di monitor ($BPM$) posizionati lungo la linea del fascio si misura la differenza dall'orbita di riferimento. Con questo metodo l'errore sulla misura dell'energia risulta essere inferiore ai 100 KeV.

### 2.1.3 E760

Riportiamo i risultati principali ottenuti dall'esperimento *E760* a FermiLab, primo esperimento a studiare sistematicamente gli stati del charmonio prodotto in interazione $\overline{p}p$, dopo *R704* al *CERN*.

**Parametri delle risonanze $J/\psi$ , $\psi'$ $\chi_1$ e $\chi_2$** Nella tabella 2.1 riassumiamo le misure di massa e larghezza effettuate da *E760*. Il primo errore è quello di tipo statistico, mentre il secondo è l'errore sistematico [16] [18] [19].
Le misure sono state ottenute studiando i decadimenti:

$$
\begin{aligned}
&\overline{p}p \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^- \\
&\overline{p}p \rightarrow \psi\prime \rightarrow e^+e^- \\
&\overline{p}p \rightarrow \psi\prime \rightarrow J/\psi + X \\
&\qquad\qquad\qquad \hookrightarrow e^+e^- \\
&\overline{p}p \rightarrow \chi_{1,2} \rightarrow J/\psi + \gamma \\
&\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow e^+e^- \\
&\overline{p}p \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma
\end{aligned}
$$

**La scoperta dello stato $h_c$** Lo studio di questa risonanza è stato effettuato attraverso i canali:

$$\overline{p}p \rightarrow h_c \rightarrow J/\psi\pi^0 \rightarrow e^+e^-\pi^0 \tag{2.1}$$

$$\overline{p}p \rightarrow h_c \rightarrow J/\psi\pi\pi \rightarrow e^+e^-\pi\pi \tag{2.2}$$

$$\overline{p}p \rightarrow h_c \rightarrow \eta_c\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma \tag{2.3}$$

Soltanto il primo ha dato risultati positivi (vedi Fig. 2.1). La sezione d'urto in funzione dell'energia nel centro di massa evidenzia un picco risonante intorno a $3526.2 \pm 0.15 \pm 0.2$ MeV con una larghezza inferiore a 1.1 MeV [17].

### 2.1.4 E835

La limitata statistica accumulata da *E760* ($\backsimeq$ pb$^{-1}$) non ha permesso il completo studio della spettroscopia del charmonio. È stato quindi approvato un esperimento (*E835* a FermiLab) per la continuazione di tale studio. Esso ha preso dati nel 1996/97. L'analisi dei dati è tuttora in corso, in particolare è stata ottenuta la prima evidenza dello stato $\chi_0$ prodotto in interazione $\overline{p}p$, è stata misurata con precisione la risonanza $\eta_c$ ed è stato effettuato uno scan della zona di energia della risonanza $\eta_c'$ , che non è stata osservata. Un nuovo run è iniziato a Gennaio 2000, con apparato migliorato, ed è tuttora in corso.
Gli obbiettivi principali di questo nuovo run sono:

- misura del rapporto di decadimento dello stato $\chi_0$ in due fotoni;

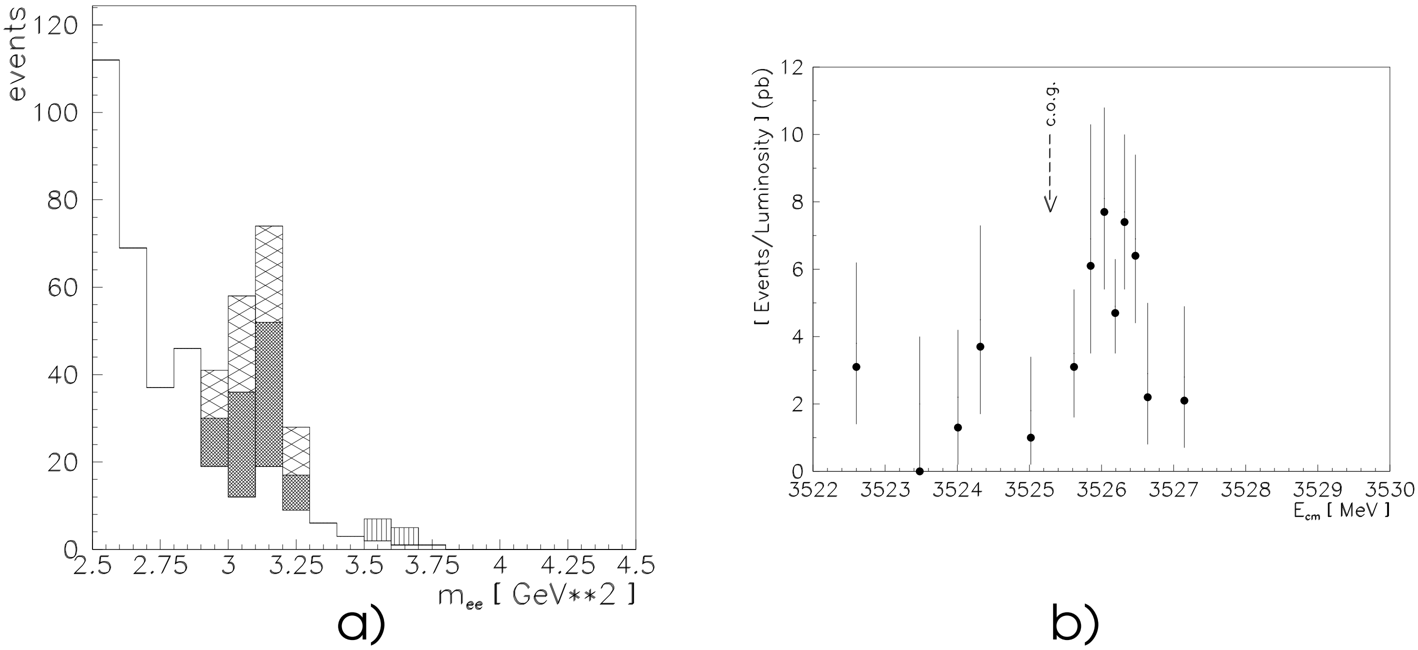



Figura 2.1: Massa invariante delle coppie $e^+e^-$ (a) e sezione d'urto in funzione dell'energia nel centro di massa (b) in corrispondenza della risonanza $h_c$.

- conferma della $h_c$.

## 2.2 L'apparato sperimentale di E835

### 2.2.1 Il fascio di antiprotoni

L'esperimento *E835* è situato nell'anello di accumulazione di antiprotoni di Fermilab (vedi Fig. 2.2). La produzione e l'accumulo di antiprotoni avviene attraverso una precisa procedura che descriveremo brevemente: tramite un generatore *Cockroft-Walton* vengono prodotti ioni $H^-$ di energia di $\simeq$800 KeV, che, dopo essere stati accelerati a 200 MeV da un acceleratore lineare, passano attraverso un foglio di grafite che ne assorbe gli elettroni. I protoni ottenuti vengono quindi accelerati da un primo acceleratore circolare, il *Booster*, che li porta ad un'energia di 8 GeV. Da qui passano al *Main Injector* che li accelera fino a 150 GeV di energia cinetica. A questo punto una parte di essi viene estratta e fatta collidere con un bersaglio di tungsteno. Gli antiprotoni prodotti dall'urto vengono discriminati dalle altre particelle

tramite un magnete deflettore. A questo stadio gli antiprotoni presentano ancora la struttura a pacchetti che avevano nel *Main Injector*, vengono quindi inviati in un altro anello, il *Debuncher*, che li disperde temporalmente. Tale processo migliora altresì la risoluzione energetica e consente di eliminare i pochi elettroni rimasti, che emettono luce di sincrotrone, pioni e muoni che hanno il tempo di decadere.
Soltanto ora gli antiprotoni entrano nell'accumulatore dove vengono accumulati ad un rateo di 3-4 mA all'ora (1 mA corrisponde a circa $10^{10}$ antiprotoni). Questo procedimento finisce quando il fascio ha i valori di corrente desiderati, generalmente tra i 30 e i 50 mA. Prima di poter essere utilizzato il fascio deve ancora essere decelerato e raffreddato, questi due procedimenti sono molto delicati e di fondamentale importanza. La decelerazione porta l'energia degli antiprotoni al valore desiderato; gli antiprotoni vengono decelerati attraverso cavità *RF* che permettono una velocità di decelerazione di circa 20 MeV/s. Normalmente il raggiungimento dell'energia finale non avviene in una sola volta, ma attraverso passi successivi (rampe) che permettono un avvicinamento graduale e l'inserimento, tra una rampa e l'altra, delle procedure di raffreddamento. Il raffreddamento stocastico ha il compito di ridurre sensibilmente la dispersione in impulso del fascio: il sistema di raffreddamento trasverso combatte l'aumento dell'emittanza del fascio dovuto al *multiple scattering* degli antiprotoni con il bersaglio di idrogeno mentre il raffreddamento longitudinale compensa le perdite di energia e provvede alla riduzione della dispersione in impulso fino a $\Delta p/p = 2 \cdot 10^{-4}$. In questo modo la dispersione dell'energia nel centro di massa, che è legata a quella dell'impulso dalla relazione:

$$\sigma_{Ecm} = \frac{m_p}{E_{cm}} \cdot \beta_{\overline{p}} \cdot \sigma_p$$

viene ridotta a circa 200 KeV.

### 2.2.2 Il bersaglio

Il bersaglio di protoni è costituito da un flusso di idrogeno che incide con velocità sonica, con il fascio di antiprotoni, perpendicolarmente all'asse del fascio.
Il dispositivo usato è del tipo *cluster jet* in cui il getto è costituito di micro-gocce (*cluster*) di materia condensata, nel nostro caso idrogeno. Il getto è prodotto dall'espansione del gas attraverso un forellino (*nozzle*) in condizione di alta pressione e bassa temperatura (vedi Fig 2.3). L'improvvisa diminuzione di pressione e temperatura dovuta all'espansione forza il gas in uno stato supersaturo e favorisce la

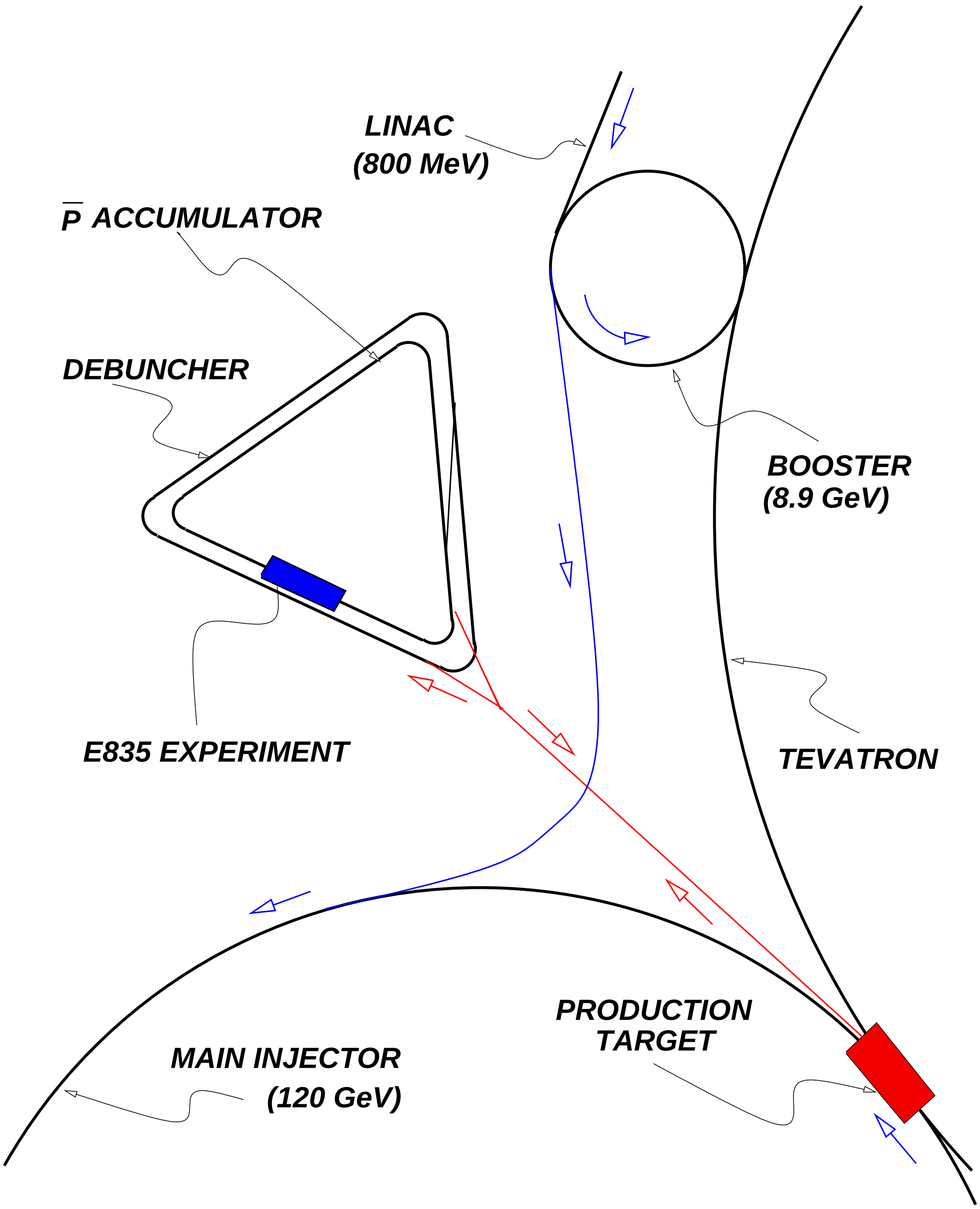



Figura 2.2: L'accumulatore di antiprotoni di FermiLab.

formazione di cluster le cui dimensioni variano d $10^7$ a $10^8$ molecole. L'ottimizzazione di tale processo, abbassando ulteriormente la temperatura di esercizio ($\simeq$ 30 K), ha consentito il raggiungimento di valori 5 volte superiori.
Il getto di idrogeno viene fatto passare attraverso due diaframmi, il primo del diametro di 1.5 mm elimina i cluster troppo grossi, il secondo del diametro di 4.5 mm fissa le dimensioni finali del getto.
I cluster che non interagiscono con il fascio vengono declusterizzati in molecole libere e asportati. Una serie di pompe a vuoto turbomolecolari e di trappole ad azoto provvede a depurare il gas da eventuali residui e a far sì che il flusso di idrogeno non contamini il vuoto del tubo del fascio.
Regolando la temperatura e la pressione di esercizio è possibile variare la densità dei cluster (vedi Fig. 2.4) regolando così la luminosità istantanea.

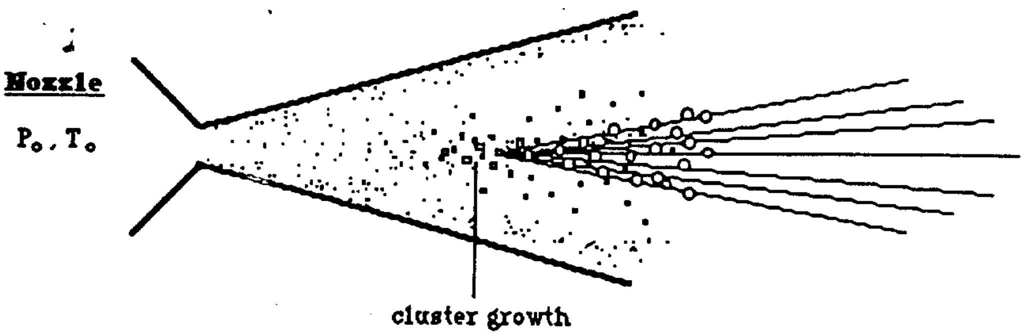



Figura 2.3: Il forellino attraverso il quale avviene l'espansione che produce i *cluster* di idrogeno del bersaglio.

### 2.2.3 Il monitor di luminosità

Per ottenere le misure di sezione d'urto delle le curve di eccitazione delle varie risonanze occorre sapere con accuratezza il valore della luminosità integrata per ogni punto sperimentale. Inoltre per comprendere eventuali inefficienze dell'apparato è bene avere una buona misura della luminosità istantanea durante tutta la presa dati. Queste misure vengono effettuate dal monitor di luminosità. Tale dispositivo utilizza lo scattering elastico protone-antiprotone la cui sezione d'urto è nota con grande precisione ed è legata alla luminosità tramite la frequenza degli eventi $f$ secondo la relazione:

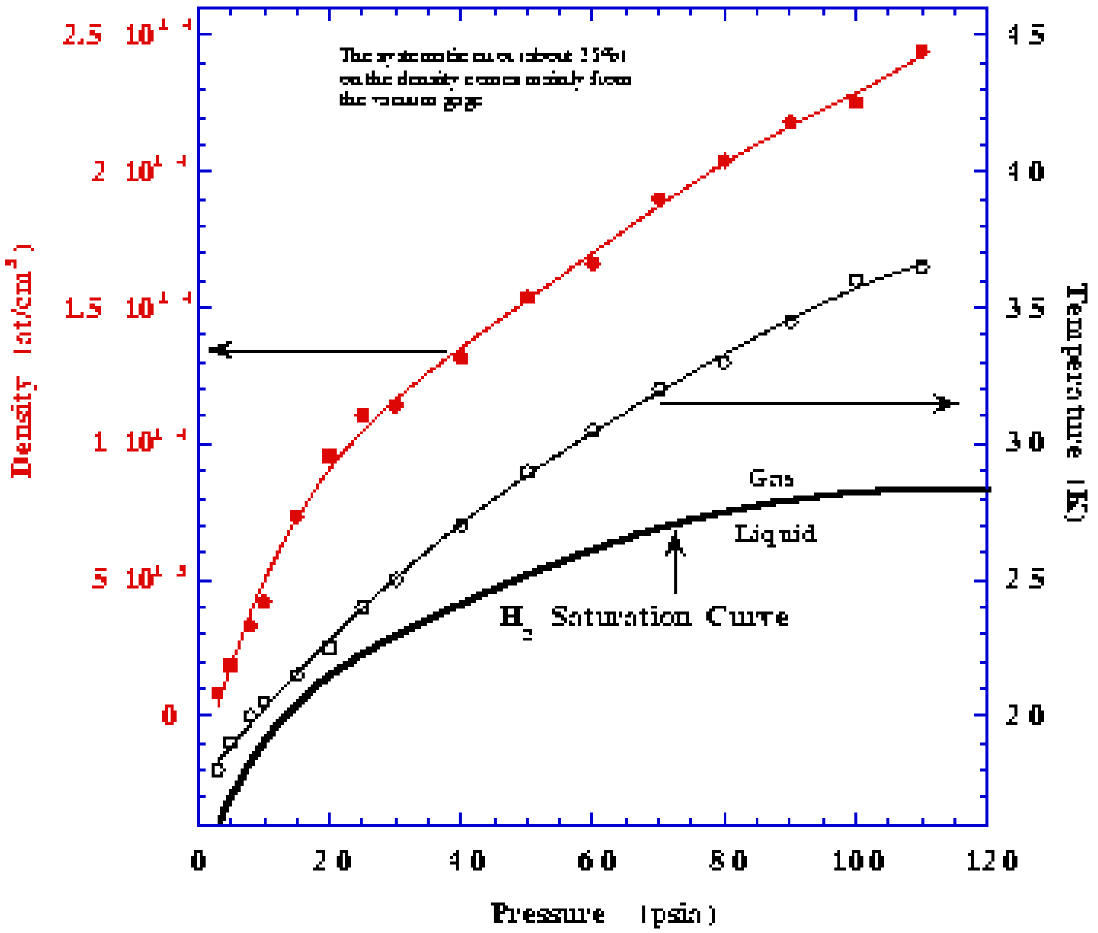



Figura 2.4: Densità e temperatura del getto di idrogeno in funzione della pressione.

FIG 12

$$f = L \cdot \sigma$$

Misurando quindi il numero di protoni che interagiscono col rivelatore è possibile conoscere con sufficiente precisione la luminosità istantanea (integrata su due minuti) e la luminosità integrata (integrata su un run intero che può durare anche diverse ore). Il dispositivo è costituito da tre rivelatori a stato solido posti sotto la regione di interazione a distanza di 150 cm dal tubo a vuoto. Due di essi sono fissi e misurano eventuali spostamenti del punto di interazione, l'altro è montato su un carrellino e può spostarsi lungo l'asse del fascio nella regione $84^o < \theta < 96^o$.

### 2.2.4 Il sistema di tracciamento

**Gli odoscopi** Ciascuno dei tre odoscopi, H1, H2 e H2', è costituito da scintillatori disposti a simmetria cilindrica ed è utilizzato, oltre che per il sistema di tracciamento, anche per la costituzione del trigger di primo livello.

**H1:** è il più interno di tutti i rivelatori, è costituito da 8 scintillatori plastici che circondano la *beam pipe*. Gli scintillatori hanno uno spessore di 2 mm e sono posti ad una distanza di 2.5 cm dall'asse del fascio. L'accettanza geometrica è di $360^o$ in $\phi$ e da $9^o$ a $65^o$ in $\theta$.

**H2:** è costituito di 32 elementi dello spessore di 4 mm, la copertura angolare è tra $12^o$ e $65^o$ in $\theta$ e totale in $\phi$. Il raggio della struttura è di 17 cm ed è il più esterno dei 3 odoscopi.

**H2':** simile ad H2, ma con raggio di 7 cm. È stato introdotto dopo *E760* per migliorare il veto per il trigger neutro. Questo odoscopio, come H2, viene utilizzato anche per misurare $dE/dx$. La copertura angolare in $\theta$ è tra $9^o$ e $65^o$.

**Le camere a straw** La misura dell'angolo azimutale $\phi$ viene affidata a due gruppi di camere a fili distanziate dall'asse del rivelatore generale di 5.5 cm per le camere interne e 12 cm quelle esterne. Ciascuno dei due gruppi è costituito a sua volta da due strati di fili sfasati l'uno rispetto all'altro, in modo da eliminare l'ambiguità destra-sinistra[1]. Ogni singolo strato è formato da 64 cannucce costituite di mylar alluminizzato internamente, collegato a terra (catodo del rivelatore). L'anodo è invece costituito da un filo coincidente con l'asse delle cannucce. Il gas utilizzato è una miscela di Argon, Isobutano e Methylal. La copertura angolare in $\phi$ è completa, mentre in $\theta$ per le camere interne si ha $15^o < \theta < 60^o$ e per le camenre esterne $15^o < \theta < 65^o$ per quella esterna. Le due camere sono, infine, sfasate tra loro in modo tale da non avere zone inefficaci allineate.

Al rivelatore a fibre scintillanti è invece affidata la misura più precisa dell'angolo polare $\theta$. È costituito da quattro strati di fibre scintillanti raggruppati in due strutture cilindriche indipendenti. Rimandiamo ai capitoli 3 e 4 per una descrizione più dettagliata.

### 2.2.5 Il Čerenkov

Il contatore Čerenkov ha l'importante compito di distinguere gli elettroni molto energetici, provenienti dai decadimenti del charmonio, dalle altre particelle cariche (protoni, kaoni, pioni, eccetera). La luce Čerenkov è prodotta da una particella che si muove all'interno di un mezzo quando la sua velocità $v$ è maggiore della velocità della luce in quel mezzo ($c/n$ dove $c$ è la velocità della luce nel vuoto ed $n$ l'indice di rifrazione del mezzo).

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

Sotto questa condizione viene emesso un cono luce con asse coincidente con la direzione della particella e angolo di apertura

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

Essendo

$$\beta = \frac{pc}{\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}}$$

[1]Utilizzando solo uno strato di camere a straw la misura di tempo di deriva fornirebbe unicamente un'informazione sulla distanza della traccia dal filo anodico, senza sapere se gli elettroni di ionizzazione siano stati prodotti a destra o a sinistra di tale filo. L'introduzione di un ulteriore strato di camere, sfasato rispetto all'altro impone, ad ogni traccia, l'attraversamento di due tubucini risolvendo il problema.

è possibile scegliere l'indice di rifrazione in modo tale che, in una opportuna regione

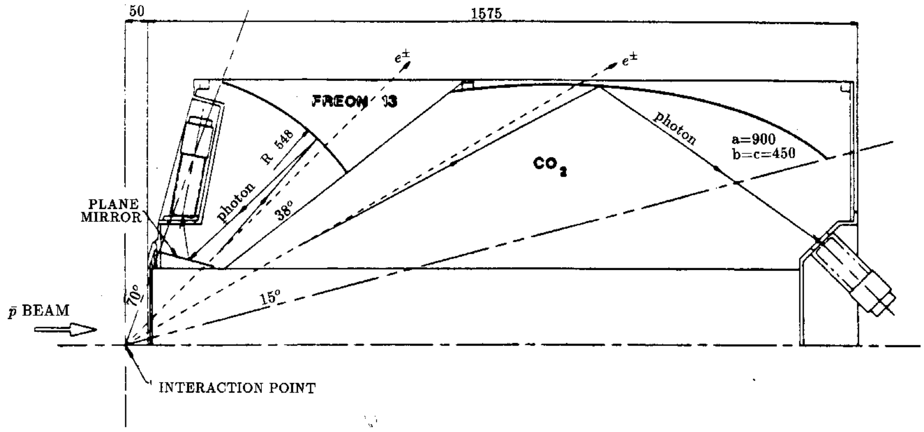



Figura 2.5: Vista laterale di un ottante del contatore ad effetto Čerenkov.

di energia, solo particelle con massa inferiore ad un certo limite rilascino segnale. Il contatore Čerenkov di *E835* (vedi Fig. 2.5) è diviso in due settori, lungo $\theta$, separati da un sottile strato di alluminio e flussati con gas diversi:
• zona a grandi angoli ($38 < \theta < 70$): freon 13 ($n = 1.00072$)
• zona a piccoli angoli ($15 < \theta < 38$): CO2 ($n = 1.00041$)
Questo essenzialmente perché ad angoli piccoli le velocità delle particelle sono maggiori, quindi è necessario usare un gas con indice di rifrazione più piccolo per avere una soglia più grande per l'effetto Čerenkov .

### 2.2.6 Il calorimentro centrale

Il calorimetro centrale (CCAL) è il più esterno tra i rivelatori centrali e contiene fisicamente tutti gli altri. È costituito da un *array* di 1280 tronchi di piramide di vetro-piombo (tipo Schott F2), disposti su 20 anelli (*ring*) a $\theta$ costante, ciascuno dei quali contenente 64 elementi puntati in direzione del vertice d'interazione (vedi Fig. 2.6).
Il suo compito primario è quello di misurare l'energia degli elettroni e dei fotoni provenienti dai decadimenti del charmonio, distinguendoli dal fondo, causato principalmente da processi con stati finali in $\pi_0\pi_0$ o $\pi_0\gamma$. Ogni blocco è collegato ad un fotomoltiplicatore che raccoglie la luce Čerenkov prodotta dagli sciami elettromagnetici ottenendo una risoluzione energetica in accordo con la formula:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{6.0\%}{\sqrt{E(GeV)}} + 1.4\%$$

La principale fonte di errori nella lettura dei segnali del calorimetro è il *pile-up*,

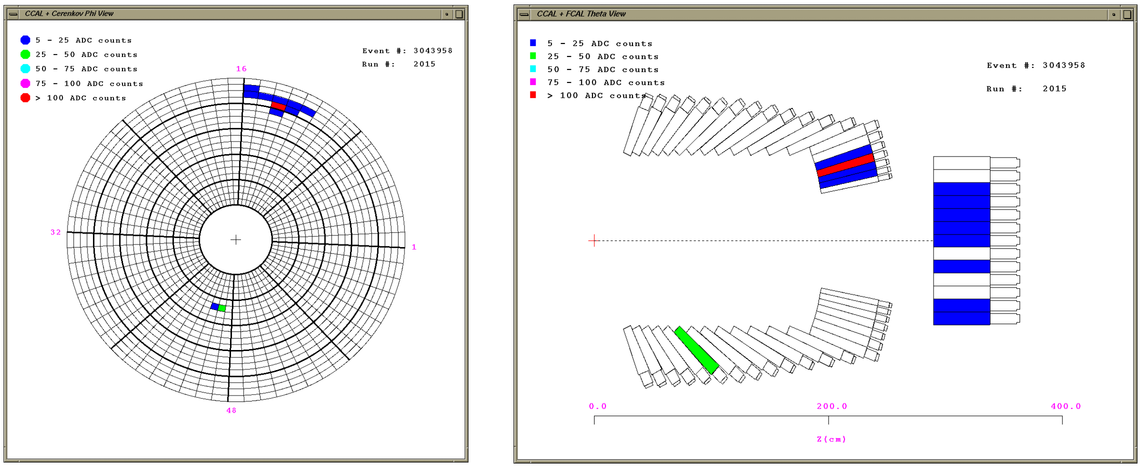



Figura 2.6: Vista in $\phi$ (sinistra) e in $\theta$ (destra) del Calorimetro Centrale.

ossia la sovrapposizione all'interno della finestra temporale di lettura degli ADC di "code" di segnali precedenti, questo è dovuto principalmente all'elevata luminosità ed alla larghezza della finestra di *gate* (di 150 ns). Per limitare l'effetto del pile-up ogni blocco è letto con un TDC, in modo da avere informazioni temporali precise sull'arrivo del segnale.

La risoluzione spaziale del rivelatore è di 9 mm che corrisponde ad una risoluzione angolare in $\theta$ e $\phi$ rispettivamente $\sigma_\theta = 6$ mrad e $\sigma_\phi = 11$ mrad.

### 2.2.7 Il Rivelatore in avanti

**L'odoscopio in avanti** È un odoscopio a forma ottagonale posto lungo l'asse del fascio ad una distanza di 70 cm dal vertice d'interazione. Gli 8 scintillatori che lo compongono hanno forma trapezioidale e coprono la regione angolare polare compresa tra $\theta = 2^o$ e $\theta = 10^o$. Viene anche usato nel trigger di primo livello come veto.

**Il calorimetro in avanti (FCAL)** È un calorimetro elettromagnetico composto da 144 blocchi di vetro-piombo di tre dimensioni diverse disposti come in figura

2.7. I blocchi sono orientati parallelamente all'asse del fascio, non essendo quindi un calorimetro puntante, come CCAL, la ricostruzione delle tracce è più complicata e meno precisa poichè lo sciame elettromagnetico che si sviluppa è obliquo rispetto alla direzione dei blocchi. La copertura angolare in $\theta$ è tra i $3.5^o$ e gli $11^o$, anche questo rivelatore è utilizzato nelle logiche del trigger.
In figura 2.8 è rattresentato uno schema dell'intero apparato sperimentale di *E835*.

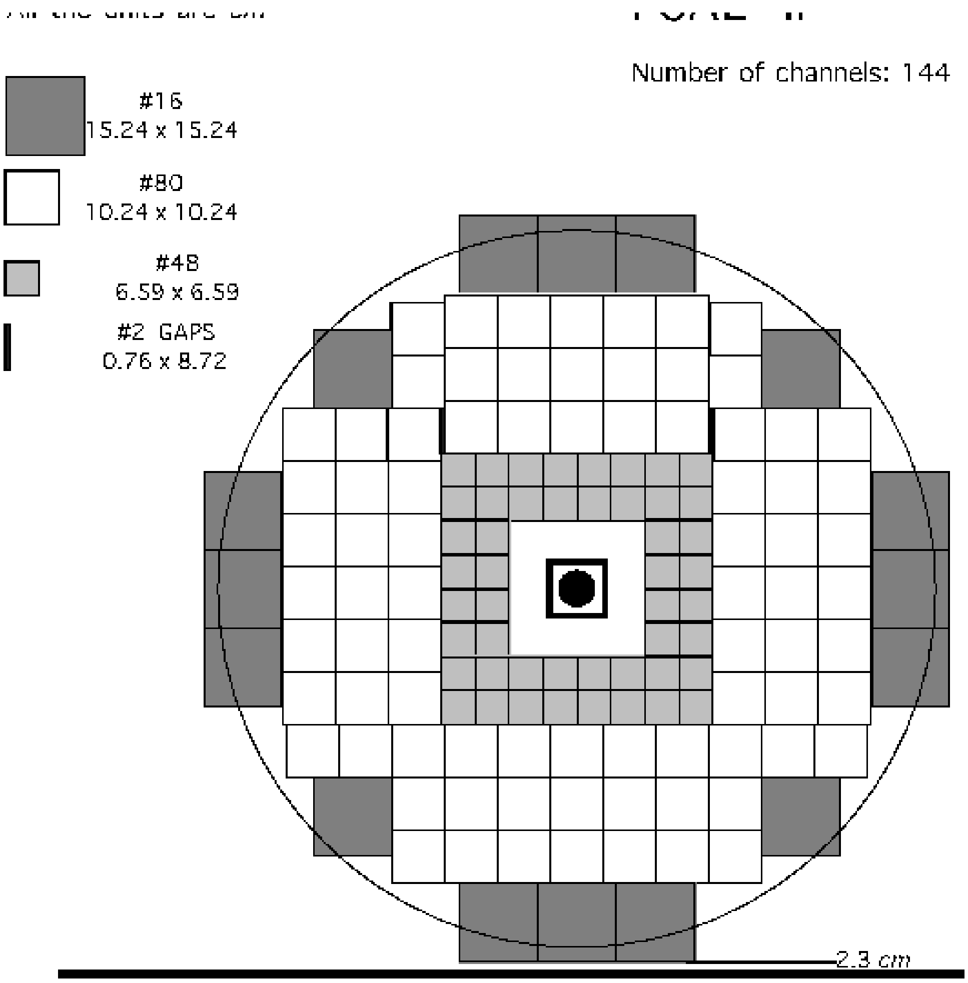



Figura 2.7: Vista frontale di FCAL.

## 2.3 Trigger e sistema di acquisizione

Ad alte luminosità, la costituzione di un efficiente sistema di selezione dei dati di primo livello è di fondamentale importanza. *E835* dispone di tre differenti logiche

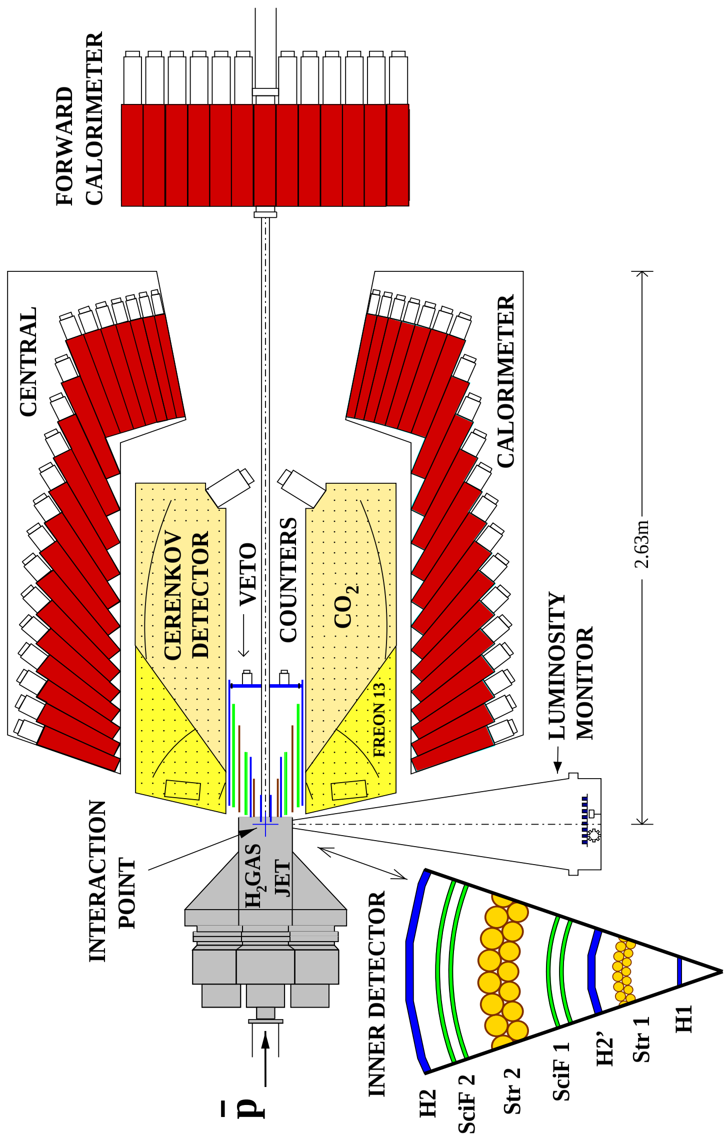



Figura 2.8: L'apparato sperimentale di *E835*.

di trigger:

- trigger carico;
- trigger neutro;
- trigger $\phi\phi$.

Le informazioni provenienti dai tre tipi di trigger vengono processate da un'unità logica finale che abilita il sistema di acquisizione dei dati a scrivere l'evento.

Nelle pagine successive illustreremo brevemente le logiche di selezione.

### 2.3.1 Il trigger carico

Il trigger carico è stato disegnato principalmente per selezionare decadimenti elettromagnetici del tipo $\overline{p}p \to J/\psi \to e^+e^-$oppure $\overline{p}p \to \chi_{1,2} \to J/\psi + \gamma \to e^+e - \gamma$.
Il trigger carico è costituito dai segnali prodotti dagli odoscopi H1, H2, H2' e dal contatore Čerenkov . La discriminazione degli elettroni dalle altre tracce cariche è dovuta unicamente al Čerenkov .
L'hardware del trigger carico consiste essenzialmente in moduli CAMAC programmabili e in moduli NIM. Possiamo dividere tale sistema in tre regioni: discriminazione dei segnali, costruzione delle singole logiche e costituzione della logica di trigger finale.
Nella prima fase i segnali provenienti dai rivelatori vengono discriminati attraverso moduli standard (*LeCroy 4413*).
Nel secondo stadio vengono "costruite" le varie logiche di selezione. Tali logiche sono:

**Ricostruzione delle tracce** Una traccia carica è definita come la coincidenza tra un elemento di H1 ed i corrispondenti 6 elementi di H2. Questa logica fornisce il numero di tracce cariche e il loro tipo ($1e$ e $2e$ rispettivamente per uno e due elettroni o positroni, $1h$ e $2h$ per uno e due adroni). Per elettroni o positroni è richiesta la coincidenza anche dell'ottante corrispondente del rivelatore Čerenkov .

**Molteplicità** Questa logica fornisce in uscita il numero di scintillatori H2 colpiti. Le molteplicità selezionate sono $NH2 = 2$ ed $NH2 < 6$.

**COPL** Questa logica richiede che due contatori colpiti di H2 siano uno opposto all'altro in $\phi$ (*back to back*) con uno scarto massimo di $22.5^o$. Si richiede che se viene colpito un elemento di H2 debba essere colpito almeno uno dei tre elementi opposti.

**FCH** L'OR dei segnali provenienti dall'odoscopio in avanti è utilizzato in veto per eliminare quegli eventi con tracce cariche a piccoli angoli polari.

Le logiche descritte si combinano nel terzo stadio, dove attraverso il confronto con opportune maschere avviene la selezione vera e propria degli eventi. La logica di selezione finale è:

$$\begin{aligned}&(2e) * (\overline{H2 > 5}) * PBG3 + \\ &(1e) * (2h) * (H2 = 2) * (COPL) * PBG3 + \\ &(2e) * (H2 = 2) * (COPL) * (\overline{FCH})\end{aligned}$$

dove PBG3 è una logica del trigger neutro che utilizza il calorimetro centrale per individuare cluster "back to back" associabili ad una coppia $e^+e^-$ o a due fotoni. L'efficienza di selezione per gli eventi $e^+e^-$ è stata calcolata essere attorno al 90%.

### 2.3.2 Il trigger neutro

Il trigger neutro ha il compito di selezionare sia gli eventi con due depositi di energia nel Calorimetro Centrale provenienti da due fotoni o da una coppia elettrone-positrone, sia i decadimenti in molti fotoni dovuti all'annichilazione di $\overline{p}p$ in mesoni leggeri $(\pi_0, \eta_c, \Omega)$.
Per formare le logiche necessarie alla selezione di questo tipo di eventi vengono utilizzati oltre al calorimetro centrale, anche gli odoscopi H1 ed H2', che vengono posti in veto.
I 1280 blocchi del calorimetro sono accorpati in 5 *super-ring* e 8 *super-wedge* per formare 40 *super-cluster*. Le richieste delle singole logiche prendono in considerazione sia la cinematica delle reazioni sia l'energia depositata. Ecco brevemente le

principali condizioni di selezione:

**PBG1** È la richiesta di due *super-wedge* opposti in $\phi$ ("back to back"), per selezionare decadimenti in due gamma o una coppia elettrone-positrone.

**PBG3** È simile a PBG1 ma con una richiesta meno stringente, in pratica richiede la corrispondenza tra un *super-wedge* e i tre opposti. Questo per selezionare ad esempio quegli eventi con $e^+e^-\gamma$ nello stato finale, in cui l'elettrone e il positrone non devono essere collineari.

**ETOT-HI** Richiede che la somma dell'energia dei blocchi di CCAL sia oltre l'80% dell'energia totale disponibile.

**ETOT-LOW** È la stessa di ETOT-HI ma con soglia fissata al 70%.

### 2.3.3 Il trigger $\phi\phi$

Questo tipo di trigger è stato progettato per selezionare decadimenti in $4K^{\pm}$ (come $\overline{p}p \to \eta_c \to \phi\phi \to 4K$) [20]. Le logiche di selezione utilizzano i segnali provenienti dagli odoscopi H1 e H2, dal rivelatore a fibre scintillanti e dall'odoscopio in avanti. Vediamo in breve le seguenti logiche:

**COPL** È la stessa richiesta del trigger carico che richiede la presenza di un elemento di H2 e uno dei tre opposti in $\phi$.

**H2 logic** Questa logica entra nel trigger in veto e richiede la coincidenza tra un elemento di H2 ed almeno uno dei 9 appartenenti alle regioni spostate di $90^o$ in $\phi$ (vedi Fig. 2.9)

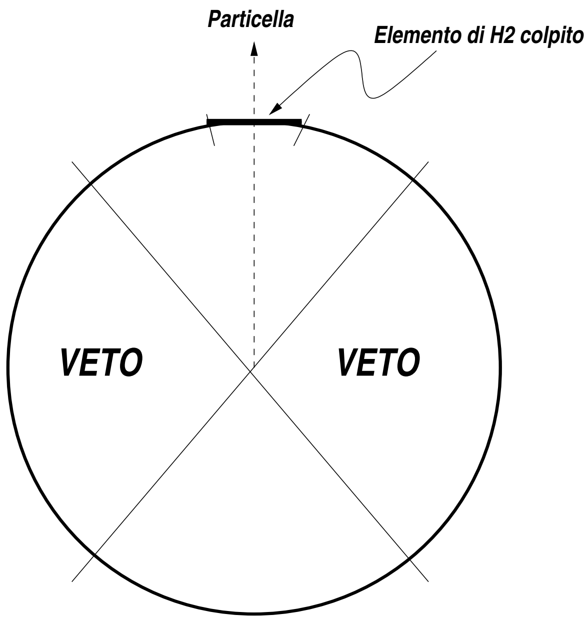



Figura 2.9: H2 logic: quando una particella impatta come in figura i due settori a $90^o$vengono posti in veto.

**H2 cluster** Questa logica si basa sul fatto che i due $K$ provenienti dal decadimento della stessa $\phi$ abbiano angoli azimutali prossimi tra loro. È divisa in tre sublogiche come è mostrato in figura 2.10.

**H2=3,4** Viene richiesto che siano colpiti 3 o 4 elementi di H2.

**2h** Si richiedono almeno due tracce cariche, intese come coincidenza tra un elemento di H1 ed almeno uno dei 6 elementi di H2 corrispondenti. (stessa richiesta del trigger carico)

**FCH** Queesta logica è soddisfatta quando almeno un elemento dell'odoscopio in avanti è colpito (stessa richiesta del trigger carico).

**SF=3,4,5** Viene richiesto che vengano colpiti 3, 4 o 5 gruppi di fibre (si veda 4.1) del rivelatore a fibre scintillanti.

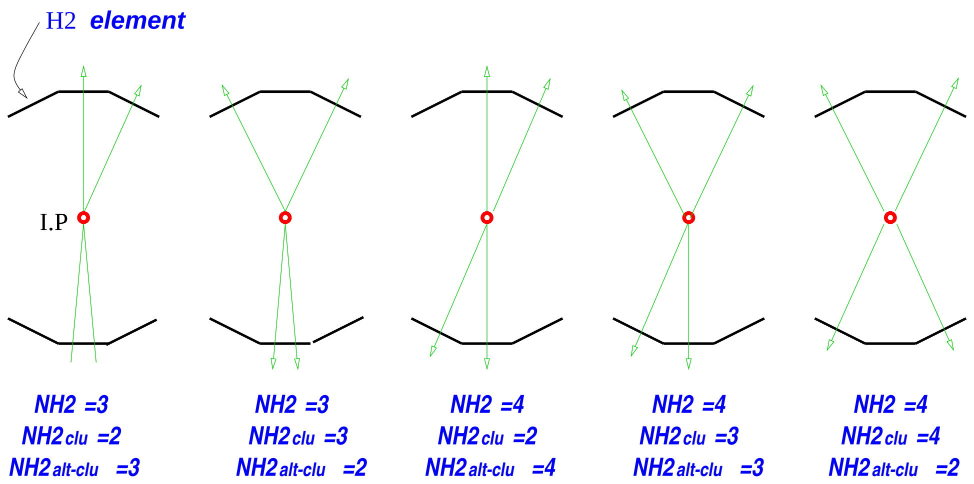



Figura 2.10: H2 cluster: particolare logica per selezionare i $4K$. Sono rappresentati i cinque casi possibili richiedendo che l'angolo tra i 2 *kaoni* provenienti dalla stessa $\phi$ sia piccolo.

**H2+SF=7,8** Richiede che la somma delle molteplicità combinate di H2 e del rivelatore a fibre sia 7 o 8. Questa richiesta esclude dall'acquisizione decadimenti con meno di 4 particelle nello stato finale.

**KIN2BODY** È una matrice di corrispondenza tra gruppi di fibre che sfrutta le caratteristiche cinematiche della reazione.

La logica di selezione finale è:

$$\begin{aligned}&\overline{Bundle1} \times \overline{Bundle2} \times \overline{FCH} \times \overline{H2_{logic}} \times (H2 = 3,4) \times (SF = 3,4,5)\\ &\times (\overline{SF = 3xH2 = 3} \times KIN2B \times COPL \times H2_{cluster} \times 2h\end{aligned}$$

### 2.3.4 Il sistema di acquisizione dei dati

L'alta luminosità ha reso necessario l'impiego di un sistema di acquisizione in grado di raccogliere i dati e di preelaborarli (trigger di II livello) in modo veloce e efficace. A questo scopo la lettura di ADC e TDC viene fatta attraverso l'uso di *buffer* DYC (*Damned Yankee Controller*) che dialogano coi moduli attraverso porte ECL. L'incremento della velocità di elaborazione per la formazione del trigger di II livello è ottenuta da schede VME della Motorola. Tali schede effettuano un'analisi in tempo reale che permette di ridurre la frequenza degli eventi portandola a valori compatibili con le frequenze di scrittura delle unità a nastro utilizzate per la registrazione degli

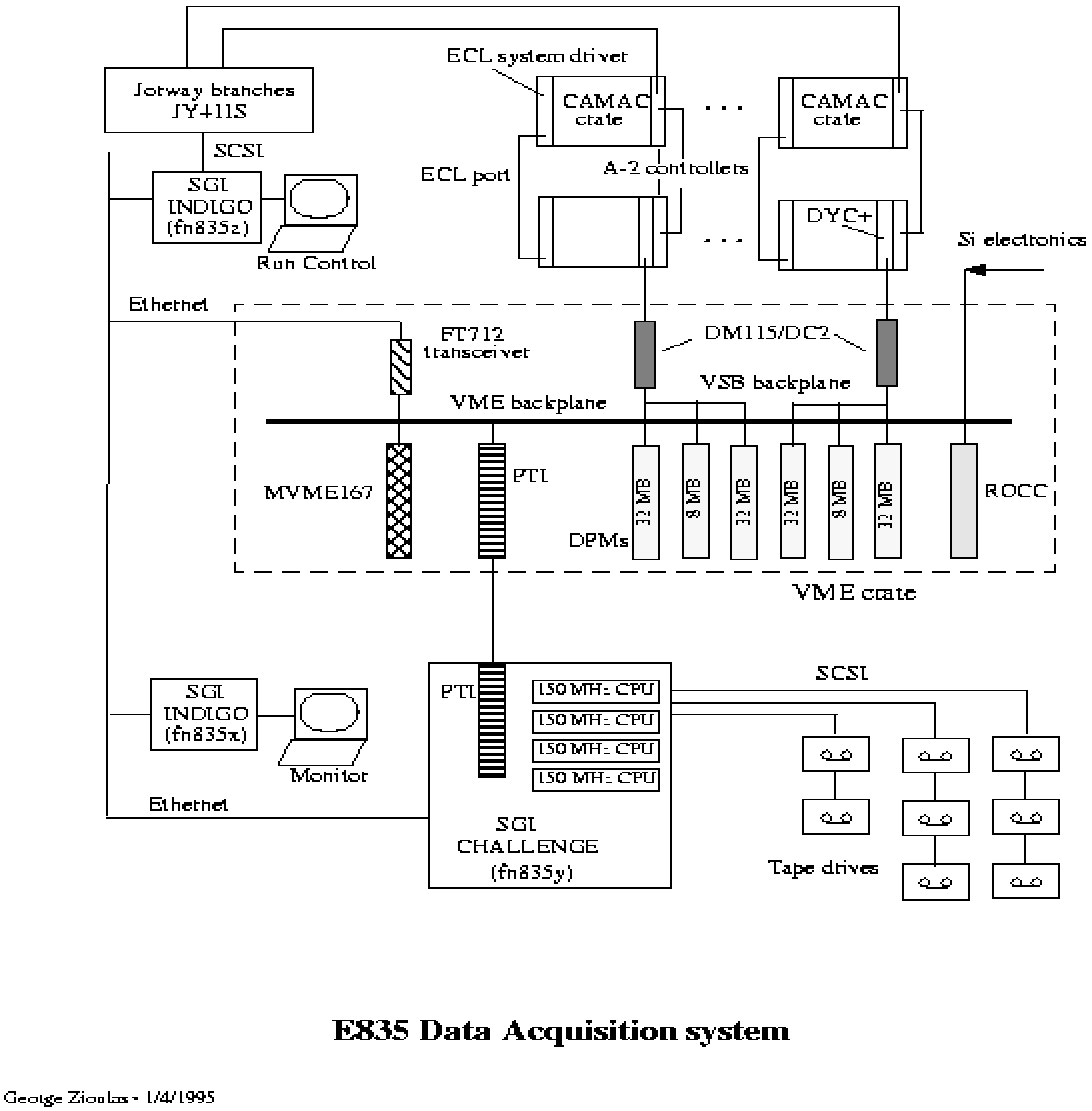



Figura 2.11: Schema del sistema di acquisizione dati dell'esperimento.

# Capitolo 3

# Il rivelatore a fibre scintillanti

## 3.1 Architettura del rivelatore

La volontà di studiare con maggior precisione alcuni decadimenti adronici del charmonio ha reso necessario il miglioramento del sistema di tracciamento dell'esperimento. Un rivelatore a fibre scintillanti a simmetria cilindrica, per l'alta efficienza e l'ottima risoluzione angolare, è lo strumento ideale per fornire una misura precisa dell'angolo polare di particelle cariche.
Inoltre, data la rapidità di risposta, il rivelatore a fibre scintillanti è stato utilizzato anche per la realizzazione del trigger di primo livello per la selezione degli eventi $\phi\phi$.

In figura 3.1 sono schematizzate le parti principali del rivelatore, dalla zona attiva fino al sistema di lettura dei segnali.

**Zona attiva.** La parte attiva del rivelatore è costituita da 4 strati di fibre scintillanti, avvolte su altrettanti cilindri di plexiglas, coassiali con il fascio di antiprotoni e accoppiati a due a due in modo da costituire due strutture meccaniche distinte.

**Trasmissione della luce.** Il trasporto dei segnali luminosi dalla zona attiva ai fotorivelatori è affidata a fibre ottiche non scintillanti (fibre chiare), collegate a quelle scintillanti tramite un processo di fusione (*splicing*).

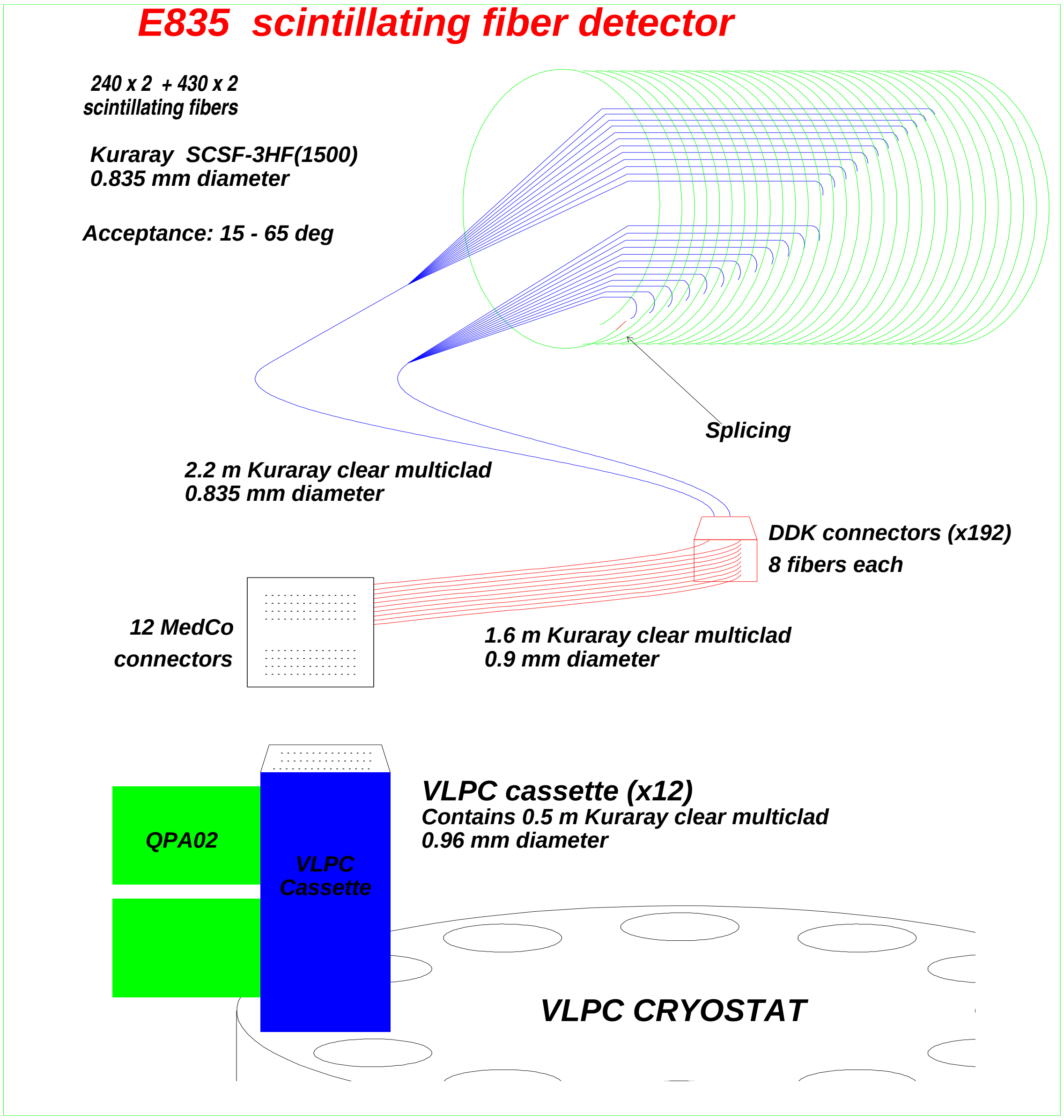



Figura 3.1: Schema delle parti principali del rivelatore a fibre scintillanti.

**VLPC.** Particolari fotorivelatori chiamati VLPC (*Visible Light Photon Counter*), prodotti dalla *Rockwell International*, hanno il compito di trasformare i segnali luminosi in segnali elettrici. Le caratteristiche di alta efficienza quantica, grande guadagno e buona velocità di risposta rendono questi dispositivi ideali per rivelare un piccolo numero di fotoni prodotti dal passaggio della particella carica nella fibra scintillante.

**Elettronica di lettura.** I segnali elettrici provenienti dai VLPC vengono amplificati dai QPA02, amplificatori sviluppati a FermiLab per l'accoppiamento con i VLPC. Il segnale viene poi processato dai DISCRI-OR, particolari moduli a 32 canali, sviluppati dal reparto di elettronica del Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara, che hanno il compito di formare un segnale analogico per gli ADC, un segnale discriminato per i TDC e il segnale OR dei gruppi di fibre necessario per la realizzazione del trigger $\phi\phi$. Infine i segnali analogici vengono inviati ai convertitori ADC FERA *Le Croy* per la misura della quantità di carica depositata nelle fibre, mentre i segnali discriminati vengono inviati ai TDC *Le Croy 2377* per la misura del tempo di attraversamento.

Il supporto meccanico delle fibre è costituito da quattro cilindri di plexiglas scelto per le buone proprietà di resistenza meccanica e di lavorazione nonché per l'alto valore della sua lunghezza di radiazione. Nei cilindri sono stati incisi solchi a $z$ costante nei quali sono state alloggiate le fibre. Per rendere possibile l'estrazione della luce dalla fibra scintillante si è provveduto a fare i solchi di profondità variabile (vedi Fig. 3.2a), così che i due estremi di una stessa fibra non giacessero sullo stesso piano: si passa da una gola profonda 1.27 mm rispetto alla superficie del cilindro (parte in cui va ad appoggiarsi la parte iniziale della fibra) fino a 0.42 mm nella parte in cui avviene la fusione con la fibra chiara. Inoltre per permettere l'inserimento di una guaina termorestringente che protegga tale giunzione è stato creato un allargamento della gola di 0.1 mm per parte all'altezza del punto di fusione (vedi Fig. 3.2b).

I quattro cilindri, come accennato in precedenza, sono accoppiati a due a due e formano due rivelatori indipendenti, detti *Inner Detector* (il più interno) ed *Outer Detector* (il più esterno). In figura 3.3 si può vedere come sono accoppiate le due strutture. Le caratteristiche dei due cilindri che compongono un rivelatore sono strettamente collegate. Il passo tra le fibre, ad esempio, per massimizzare l'efficienza, è stato calcolato in modo che la fibra $i$-esima del cilindro esterno cadesse sotto lo stesso angolo polare $\theta$ del punto di mezzo tra la fibra $i$ e la fibra $i+1$ del

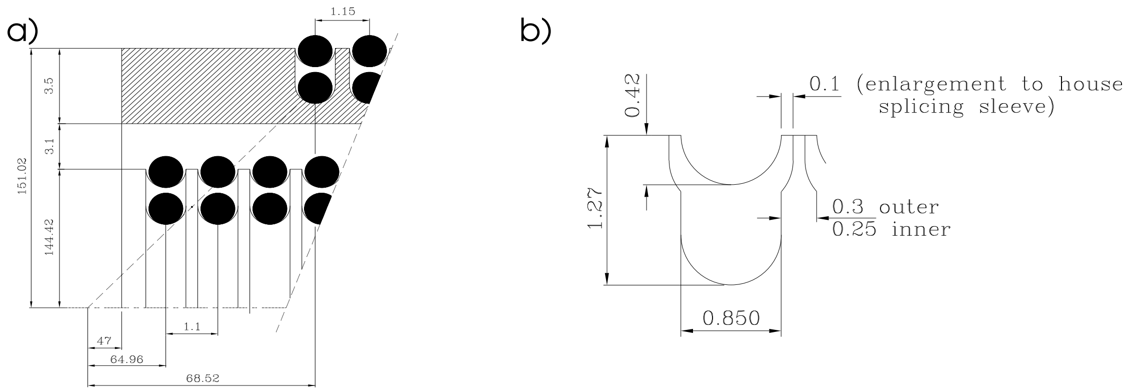


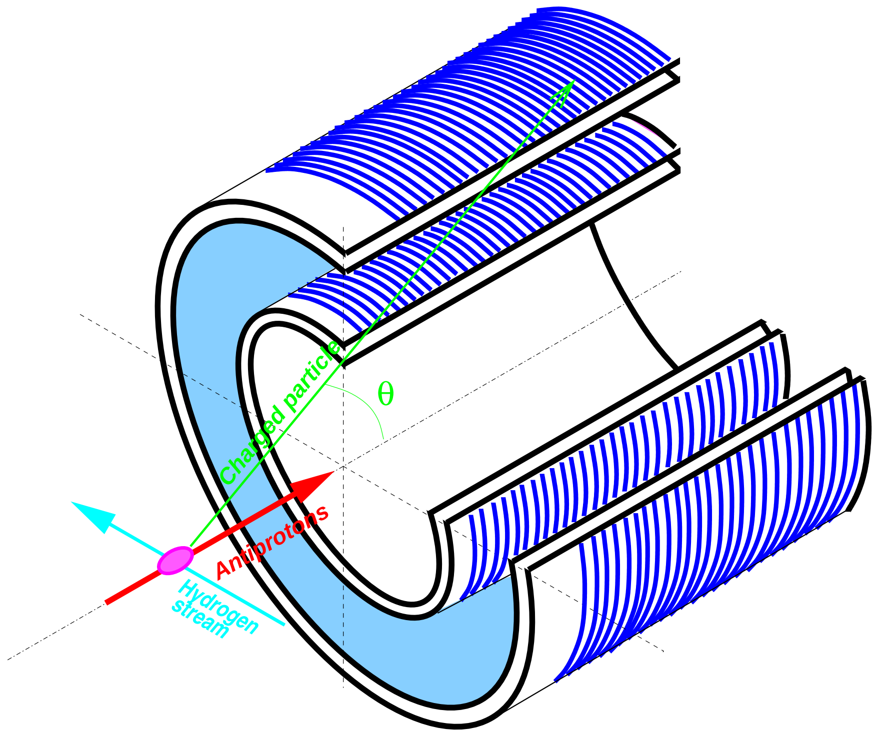

Figura 3.2: A sinistra: sezione dei due cilindri dell'*Outer Detector*. A destra: sezione del semiallargamento per la guaina termorestringente.

cilindro interno. Per questo i passi dei due cilindri di uno stesso rivelatore sono diversi e sono legati dalla relazione:

$$p_{out} = p_{in}\frac{R_{out}}{R_{in}}$$

dove $p_{in}$, $p_{out}$ sono i passi rispettivamente del cilindro interno ed esterno, e $R_{in}$ ed $R_{out}$ i raggi medi. Per scegliere i passi è stata eseguita una simulazione Monte Carlo [26]: le tracce sono state generate da un vertice avente come dimensioni la zona di interazione tra il fascio di antiprotoni ed il getto di idrogeno del bersaglio. Si è richiesto inoltre che ogni singola fibra fornisse un segnale maggiore di una soglia prefissata (3.5 fotoelettroni) e che l'intero rivelatore avesse un'efficienza maggiore del 99%. I risultati della simulazione per la struttura esterna sono riportati nella tabella 3.1.

È stato scelto come passo del cilindro interno il valore 1.1 mm che ha portato ad un numero di 430 fibre per strato. Per quanto riguarda l'*Inner Detector* si è deciso di utilizzare lo stesso passo interno dell*Outer Detector*, calcolando poi col Monte Carlo gli altri paramentri geometrici. Il numero di fibre per strato in questo caso è risultato essere 240.
Nelle tabelle 3.2 e 3.3 sono riportate le caratteristiche dei due rivelatori.



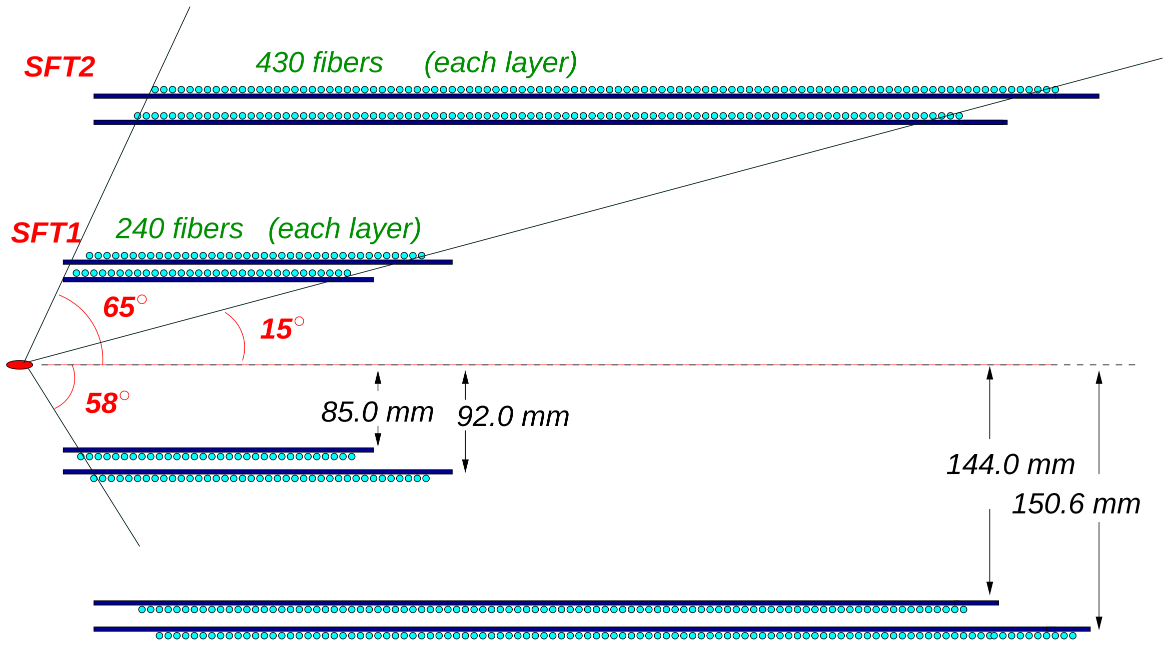




Figura 3.3: Rappresentazione dell'intero rivelatore in tre dimensioni (in alto) ed in sezione (in basso); si distinguono i quattro strati di fibre raggruppati in due strutture separate.

| Passo interno | Accettanza % | | |
|---|---|---|---|
| | Cil. interno | Cil. esterno | Totale |
| 1.00 | 96.23 | 93.76 | 99.92 |
| 1.05 | 94.36 | 92.27 | 99.85 |
| 1.10 | 92.64 | 90.78 | 99.78 |
| 1.15 | 90.39 | 88.98 | 99.66 |
| 1.20 | 88.90 | 86.54 | 99.61 |
| 1.25 | 86.95 | 84.27 | 99.41 |
| 1.30 | 85.77 | 82.95 | 99.29 |
| 1.35 | 84.34 | 80.01 | 99.12 |
| 1.40 | 81.90 | 79.15 | 99.06 |
| 1.45 | 79.69 | 77.54 | 98.76 |

Tabella 3.1:

| INNER DETECTOR | Cilindro Interno | Cilindro Esterno |
|---|---|---|
| Raggio esterno (mm) | 85.0 | 92.0 |
| Raggio interno (mm) | 81.5 | 88.5 |
| Spessore (mm) | 3.5 | 3.5 |
| Passo tra le fibre (mm) | 1.1 | 1.19 |
| Distanza punto interazione/cilindro (mm) | 47 | 47 |
| Zeta prima fibra (mm) | 52.9 | 57.2. |
| Zeta ultima fibra (mm) | 343.35 | 341.9 |
| Copertura $\theta$ | $13.9^o$- $58.1^o$ | $15.1^o$- $58.1^o$ |
| Spessore parete tra due fibre (mm) | 0.250 | 0.300 |
| Semiallargamento termorestringente (mm) | 0.1 | 0.1 |

Tabella 3.2:

| OUTER DETECTOR | Cilindro Interno | Cilindro Esterno |
|---|---|---|
| Raggio esterno (mm) | 144.42 | 151.02 |
| Raggio interno (mm) | 140.92 | 147.52 |
| Spessore (mm) | 3.5 | 3.5 |
| Passo tra le fibre (mm) | 1.1 | 1.15 |
| Distanza punto interazione/cilindro (mm) | 47 | 47 |
| Zeta prima fibra (mm) | 64.96 | 68.52 |
| Zeta ultima fibra (mm) | 537.96 | 563.02 |
| Copertura $\theta$ | $65.72^o$- $14.99^o$ | $65.54^o$- $14.98^o$ |
| Spessore parete tra due fibre (mm) | 0.250 | 0.300 |
| Semiallargamento termorestringente (mm) | 0.1 | 0.1 |

Tabella 3.3:

## 3.2 Le fibre scintillanti

### 3.2.1 Meccanismo di scintillazione

Il modello di base di una fibra ottica chiara è costituito da un nucleo cilindrico di materiale plastico (*core*) rivestito da un mantello generalmente di materiale acrilico (*cladding*) il cui spessore è circa il 3% del diametro dell'intera fibra. Iniettando nel *core* di una fibra chiara piccole quantità di sostanze droganti con proprietà di scintillazione si rende possibile l'emissione di luce attraverso il meccanismo di Foster:

$$D^* + A \to D + A^*$$

Al passaggio di una particella carica si ha l'eccitazione dei livelli elettronici e vibrazionali del polimero (che funge da donatore, $D$) che trasferisce la sua energia al materiale drogante (accettore, $A$). A sua volta il materiale drogante, diseccitandosi, emette luce con lunghezza d'onda nel visibile.

$$A^* \to A + \gamma$$

Talvolta può accadere che la frequenza della luce emessa sia nello spettro di assorbimento del materiale che compone il core, così viene introdotto un drogante secondario per consentire l'assorbimento e la successiva riemissione a lunghezze d'onda maggiori dei fotoni del primario (*wavelength shifter*). Le dosi dei droganti si

aggirano intorno allo 0.5% per il primario e tra lo 0.01% e lo 0.1% per il secondario. L'alta sensibilità delle fibre scintillanti alle frquenze del blu e del viola produce, dopo una prolungata esposizione, una sensibile diminuzione dell'emissione di luce: la presenza di un *wavelength shifter* riduce anche il danneggiamento da parte della stessa luce di scintillazione.
Il tempo di decadimento degli stati eccitati varia tra i 4 ns e gli 8 ns.

### 3.2.2 Trasmissione della luce

La luce prodotta si propaga restando all'interno della fibra, a causa della riflessione tra gli strati di materiale diverso. Si avrà quindi una luce di *core* dovuta alla riflessione tra il nucleo ed il mantello ed una luce di *cladding* dovuta alla riflessione tra il mantello e l'aria. L'angolo di intrappolamento, che è il complementare dell'angolo limite, risulta per la luce di *core*:

$$\cos\theta_{trap} = \frac{\eta_{clad}}{\eta_{core}}$$

e per la luce di *cladding* ($n_{aria} = 1$)

$$\cos\theta'_{trap} = \frac{1}{\eta_{clad}}$$

Nel caso in cui il fotone venga emesso sull'asse della fibra (Fig. 3.4a) la riflessione dipende esclusivamente dall'angolo $\theta$ di emissione del fotone che per $\theta \leq \theta_{trap}$ rimane intrappolato nella fibra.
Se la scintillazione non avviene in asse si ha dipendenza sia dall'angolo polare sia da quello azimutale (vedi Fig. 3.4b). Utilizzando per il punto di emissione le coordinate polari $(\rho, \psi)$ si trova per la riflessione nucleo-mantello:

$$\sin\theta\sqrt{1-(\frac{\rho}{r}\sin(\phi-\psi))^2} < \sin\theta_{trap}$$

I raggi prodotti fuori asse subiscono più riflessioni, di conseguenza avranno una lunghezza di attenuazione minore.
Considerando solo i raggi prodotti lungo l'asse della fibra si può valutare l'efficienza di intrappolamento (*piping efficiency*) attraverso il rapporto:

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{\theta_{trap}} \sin\theta \, d\theta}{\int_o^{\pi} \sin\theta \, d\theta} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\eta_{clad}}{\eta_{core}}\right)$$

Appare chiaro che per massimizzare l'efficienza di trasmissione occorre rendere mi-

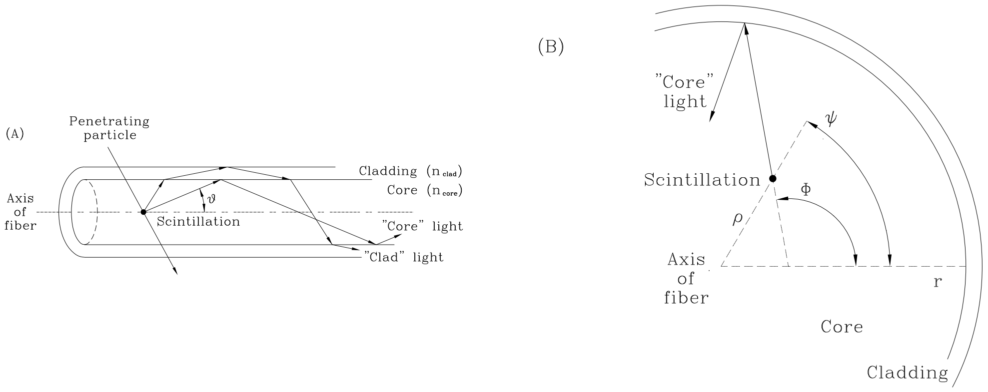



Figura 3.4: Trasmissione della luce all'interno di una fibra scintillante: a) luce prodotta sull'asse della fibra; b) la scintillazione avviene fuori asse.

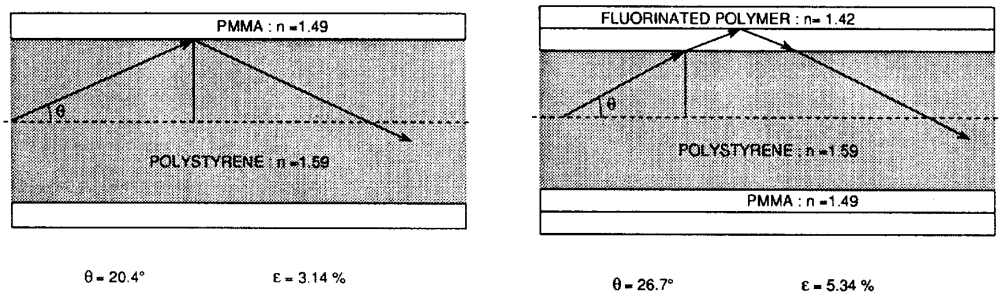



Figura 3.5: Differenza tra una fibra ottica *standard* (sinistra) ed una *multi-cladding* (destra): l'efficienza di intrappolamento aumenta con l'inserimento di un secondo strato di rivestimento.

nimo il rapporto $n_{clad}/n_{core}$. Il materiale più idoneo per il nucleo è il polistirene ($n$=1.59), mentre per il *cladding* sono state trovate diverse alternative, tra cui la più efficiente sembra essere l'utilizzo di un doppio mantello: un *cladding* esterno di polimetilmetacrilato (PMMA) fluorinato, che ha un coefficiente di rifrazione molto basso ($n = 1.42$), ma risulta chimicamente incompatibile col polistirene ed un cladding interno di PMMA semplice (con coefficiente di riflessione $n = 1.49$) che ha la funzione di collante tra i due.

Fibre di questo tipo vengono chiamate *multi-cladding* ed oltre ad avere una maggiore

| | |
|---|---|
| Tipo di fibra | Kuraray SCSF-2HF (1500 ppm) Multiclad |
| Diametro | 835 $\mu$m |
| Lunghezza | circa 95 cm |
| Diametro del core | 740$\mu$m |
| Composizione del core | polistirene ($n$=1.59) |
| Drogante primario | circa 1% para-terfenile (pTp) |
| Drogante secondario | circa 0.15% 3-Hydroxiflavone |
| Cladding interno | polimetilmetacrilato ($n$=1.49) |
| Cladding esterno | PMMA fluorinato ($n$=1.42) |
| Eff. di intrappolamento | 5.35% |
| Lunghezza di attenuazione | 5.5 $\pm$ 0.3 m |

Tabella 3.4:

| | |
|---|---|
| Tipo di fibra | Kuraray Multiclad |
| Diametro | 835 $\mu$m |
| Lunghezza | circa 4 m |
| Diametro del core | 740 $\mu$m |
| Composizione del core | polistirene ($n$=1.59) |
| Cladding interno | polimetilmetacrilato ($n$=1.49) |
| Cladding esterno | PMMA fluorinato ($n$=1.42) |
| Eff. di intrappolamento | 5.35% |
| Lunghezza di attenuazione | 10.4 $\pm$ 0.5 m |

Tabella 3.5:

efficienza di intrappolamento (per un fattore 1.7, vedi Fig. 3.5) sono meccanicamente più flessibili e robuste.

### 3.2.3 Attenuazione della luce

Uno dei parametri di maggior interesse di una fibra ottica è la lunghezza di attenuazione $\lambda$ che può essere definita tramite l'andamento dell'intensità luminosa $I$ in funzione della distanza $x$ percorsa dal punto di emissione:

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

con $I_0$ intensità della luce prodotta; $\lambda$ dipende principalmente da:

- materiale utilizzato per la costruzione della fibra;

- concentrazione e tipo degli agenti droganti nel nucleo di polistirene;

- effetti dell'irraggiamento subiti durante l'utilizzo;

- punto in cui avviene la scintillazione (la luce prodotta fuori asse fa più riflessioni);

- lunghezza d'onda della luce trasmessa.

Per fibre di piccolo diametro ($d < 0.1$ mm) è necessario tenere conto anche delle perdite dovute alle imperfezioni dell'interfaccia nucleo-mantello.
Le caratteristiche delle fibre scintillanti e delle fibre chiare utilizzate sono riportate nelle tab. 3.4 e 3.5.

### 3.2.4 Deterioramento delle fibre

Un parametro importante da tenere in considerazione è la possibilità di una diminuzione delle prestazioni delle fibre dovuta a vari fattori.

**Esposizione a radiazioni ionizzanti.** In seguito ad un irraggiamento intenso e prolungato le fibre possono diminuire sia la lunghezza di attenuazione che la resa di luce [21]. Le fibre *Kuraray* si sono dimostrate particolarmente resistenti fino a dosi abbastanza elevate di radiazione. Per dosi dell'ordine del Mrad è stata misurata una lunghezza di attenuazione di 3.2 m. La dose ricevuta in un anno di run dal rivelatore è di qualche Krad e non compromette la resa delle fibre.

**Esposizione a luce ambientale.** Il deterioramento dovuto a luce ambientale è un parametro importante per definire le caratteristiche del luogo di costruzione del rivelatore. Studi effettuati con diverse sorgenti hanno mostrato che la resa di luce non diminuisce particolarmente in seguito ad esposizioni anche prolungate, al contrario la lunghezza di attenuazione può subire anche danni permanenti [22]. Le fibre *Kuraray 3HF* hanno mostrato una diminuzione della lunghezza di attenuazione crescente col logaritmo della concentrazione del drogante. Questo problema viene completamente eliminato se la luce ambientale ha una lunghezza d'onda superiore a 520 nm; questo ha reso indispensabile l'utilizzo, in fase di lavorazione, di luce gialla senza componenti inferiori a questa lunghezza d'onda critica.

**Stress dovuto alla curvatura della fibra.** Per adattarsi alla forma cilindrica del rivelatore e nel percorso fino al sistema di lettura le fibre (scintillanti e chiare) subiscono stress meccanici più o meno intensi. È importante sapere se situazioni di questo tipo possono in qualche modo compromettere la trasmissione di luce. Opportuni test [24] hanno indicato che la lunghezza di attenuazione rimane pressoché costante fino a raggi di curvatura molto piccoli ($r < 2$ cm, vedi Fig. 3.6). Valore che per i nostri rivelatori non rappresenta un problema.

## 3.3 Preparazione delle fibre

In figura 3.1 è schematizzato il percorso delle fibre ottiche dal rivelatore fino ai connettori MedCo che si collocano direttamente a contatto con i sostegni meccanici dei VLPC. Per ogni singolo canale del rivelatore vengono impiegati tre tipi diversi di fibre. Le fibre scintillanti avvolte sui cilindri hanno diametro di 0.835 mm. Seguono poi due tratti di fibre chiare rispettivamente da 0.835 mm e 0.9 mm.
Poiché solo un'estremità della fibra scintillante viene letta, l'altra viene alluminizzata per aumentarne la riflettività e guadagnare una maggior quantità di luce. Eventuali asperità della parte terminale della fibra possono dar vita ad un maggior numero di riflessioni a grandi angoli e quindi far diminuire l'efficienza di intrappolamento della guida di luce. Per questo è necessaria una particolare lavorazione delle estremità delle fibre (detta *polishing*) che ne rende la superficie liscia con una precisione di qualche $\mu$m. Il *polishing* viene fatto alle estremità di tutte le fibre della catena.
L'estremità letta della fibra scintillante è saldata insieme alla prima fibra chiara tramite una tecnica (*splicing*) eseguita da un'apparato appositamente costruito che descriveremo in seguito.
La congiunzione tra le due fibre chiare è invece affidata a coppie di particolari connettori di materiale plastico, chiamati DDK (vedi Fig. 3.7), costruiti appositamente per l'accostamento faccia a faccia delle fibre ottiche. Tali connettori possono ospitare fino a 10 fibre ciascuno, ma per ragioni pratiche si è pensato di utilizzare solo gli 8 fori centrali dei connettori.

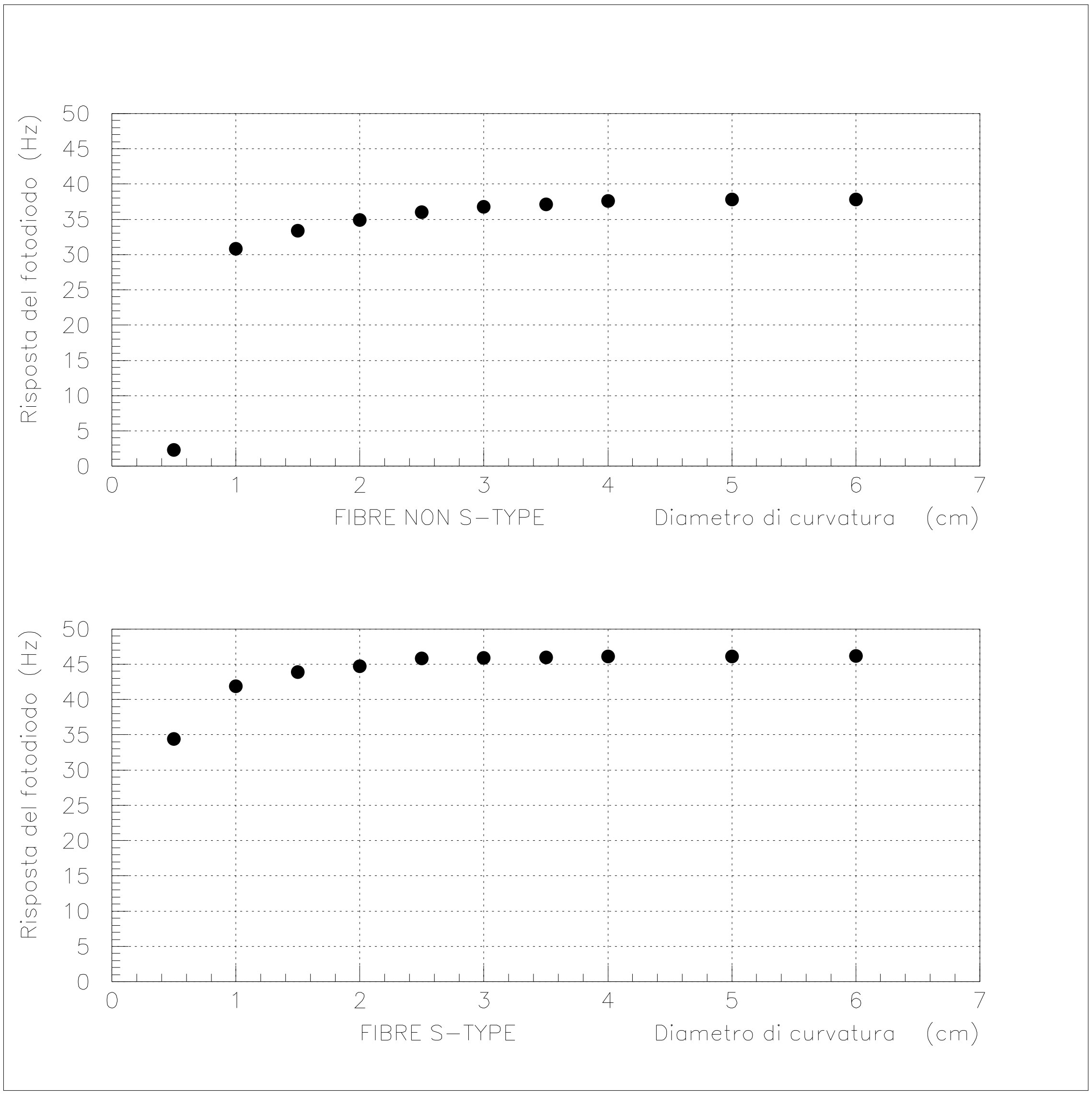



Figura 3.6: Attenuazione della luce trasmessa da una fibra ottica in funzione del raggio di curvatura della stessa, per due tipi diversi di fibra. Fino a raggi di curvatura dell'ordine di qualche cm la trasmissione rimane pressoché costante.

La seconda fibra chiara arriva ai connettori MedCo ai quali è affidato il col-

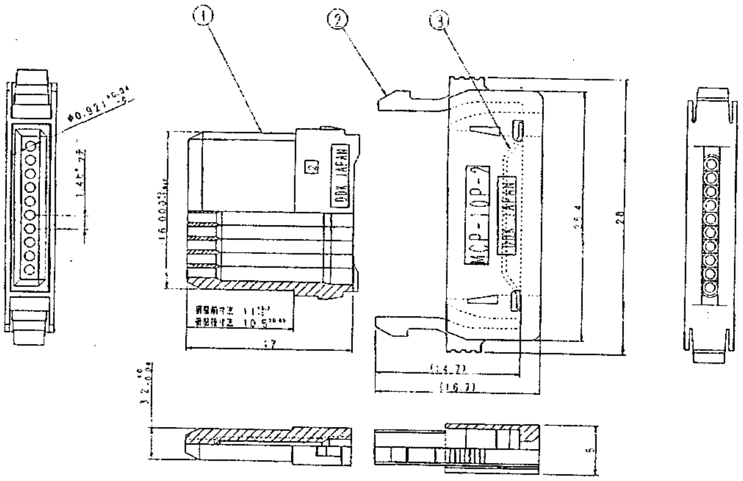



Figura 3.7: Ingrandimento di un connettore DDK per l'accoppiamento frontale delle fibre ottiche

legamento con le cassette di VLPC. Questi connettori, progettati e costruiti al FermiLab, sono di materiale plastico e possono ospitare 128 fibre.
Per il fissaggio delle fibre ai supporti plastici si è utilizzata una particolare colla a due componenti prodotta dalla *Bicron*, colla scelta per la sua fluidità e per l'assenza di agenti chimici in grado di danneggiare il *cladding* delle fibre.

### 3.3.1 Il polishing

La pulitura delle estremità delle fibre è una procedura che deve essere effettuata con estrema cura per ottimizzare la quantità di luce trasmessa. Tutte le estremità delle fibre ottiche, sia scintillanti che chiare devono subire tale trattamento. Il *polishing* viene effettuato da una macchina dotata di due lame rotanti di acciaio per una levigatura più grossolana e due di diamante per le rifiniture. L'apparato è dotato di un sistema che riduce al minimo le vibrazioni dovute al motore ed al movimento delle lame.
La pulitura delle estremità a livello dei connettori DDK e MedCo si effettua con un *polishing* di tutto il connettore. Durante la raschiatura dei DDK si è incontrato il problema dell'usura delle punte di diamante, infatti il materiale plastico che li compone contiene una percentuale importante di carbonio in grado di scalfire le

lame. Disponendo di due set di lame, mentre una era in uso, l'altra veniva riaffilata. I connettori MedCo, non contenendo carbonio, non hanno dato nessun problema.

### 3.3.2 Alluminizzazione

L'apparecchiatura per l'alluminizzazione (*sputtering*) consiste essenzialmente in una campana in cui viene creato vuoto spinto, all'interno della quale è posizionato un crogiuolo contenente alluminio puro al 99.999%: quando la pressione è dell'ordine di $10^{-9}$ bar l'alluminio viene bombardato con un cannone elettronico fino a scaldare e poi far evaporare il metallo. Si forma così una nuvola di plasma di alluminio che diffonde gradatamente verso le fibre depositandosi sull'estremità da ricoprire. Regolando opportunamente il tempo di deposizione si crea uno strato di alluminio dello spessore di circa 2500 $\mathring{A}$; la misura viene eseguita calcolando la variazione di frequenza di oscillazione di un cristallo piezoelettrico su cui è depositato l'alluminio.

### 3.3.3 Splicing

Come già accennato, l'estremità non alluminizzata delle fibre scintillanti viene saldata a fibre chiare dello stesso diametro. Lo *splicing* avviene tramite una lampada ad incandescenza che, generando un impulso luminoso molto intenso, fonde le parti terminali delle due fibre. La protezione da eventuali stress o rotture del punto di fusione viene realizzata tramite una guaina termorestringente. Studi condotti sulla trasmissione della luce attraverso la giunzione hanno mostrato un'efficienza superiore all'80% [23], risultato più che soddisfacente per gli scopi dell'esperimento.

## 3.4 VLPC

### 3.4.1 Principio di funzionamento

Quando un semiconduttore è molto drogato con donatori o accettori in superficie, le impurità sono così vicine che, a basse temperature, il trasporto elettrico può avvenire per il salto delle cariche da un'impurità all'altra. Questo meccanismo di trasporto è chiamato conduzione in banda di impurità (IBC). I VLPC sono una famiglia di dispositivi a stato solido sviluppata dalla *Rockwell International* basati sul meccanismo IBC. I VLPC vengono fabbricati su *wafer* di silicio seguendo procedure

relativamente standard e condividono molti vantaggi delle giunzioni $p-n$ (come l'alta efficienza quantica) e le proprietà comuni ai tubi fotomoltiplicatori (tra cui la capacità di rivelare singoli fotoni con piccola dispersione di guadagno e una buona risoluzione temporale). Inoltre hanno dimensioni ottimali per l'accoppiamento con le fibre (diametro di circa 1 mm).
In alcuni strati della struttura dei VLPC il silicio è drogato con arsenico in concentrazione sufficiente da creare una banda di impurità circa 0.05 eV al di sotto della banda di conduzione. A basse temperature (generalmente attorno ai 6.5 K) avviene conduzione in banda di impurità attraverso cariche positive (chiamate $D^+$) analoghe alle lacune nella banda di valenza. Così nel silicio viene a stabilirsi oltre al normale gap di 1.12 eV tra banda di conduzione e banda di valenza anche un ulteriore gap di 0.05 eV tra banda di conduzione e banda di impurità. Il gap di 1.12 eV è usato per assorbire i fotoni mentre quello di 0.05 eV per produrre una moltiplicazione a valanga di $e^-D^+$.
Quando un fotone nel visibile entra nel VLPC dal lato sinistro (vedi Fig. 3.8) crea una coppia $e^-D^+$ nell'*Intrinsic Region*; la lacuna si diffonde nella *Drift Region* dove libera un elettrone. L'elettrone sotto l'influsso del campo elettrico applicato torna indietero nella *Gain Region* e impatta ionizzando un atomo donatore. Sia nella *Drift Region* che nella *Gain Region* la conduzione avviene in banda di impurità. Gli elettroni creati dalla ionizzazione accelerano fino a guadagnare abbastanza energia cinetica per ionizzare un altro atomo, e così via. Il numero di elettroni di una valanga creata da un singolo elettrone è superiore a 10000. Gli ioni $D^+$ prodotti hanno una mobilità molto inferiore rispetto alla valanga e non riescono a liberare altri elettroni. Il tempo di formazione della valanga è dell'ordine di 10 nsec, mentre per gli ioni $D^+$ siamo sopra il millisecondo, per questo il segnale del VLPC è dovuto per la maggior parte alla cascata di elettroni.

### 3.4.2 Assemblaggio

I VLPC devono essere montati su un supporto che li colleghi alle fibre ottiche provenienti dal rivelatore e che consenta il raggiungimento di temperature attorno ai 6 K. Una struttura di questo tipo, che deve poter alloggiare in un criostato è chiamata cassetta. I chip prodotti dalla *Rockwell* hanno una matrice di 8x1 VLPC, ogni *pixel* ha il diametro di 1mm, l'intero *array* ha le dimensioni di 1.450mm x 9.000mm e viene chiamato *ibrido*. Ogni cassetta (vedi Fig. 3.9) contiene 16 *ibridi* assemblati in una struttura piramidale (*Christmas Tree*) e fissati ad un blocco di

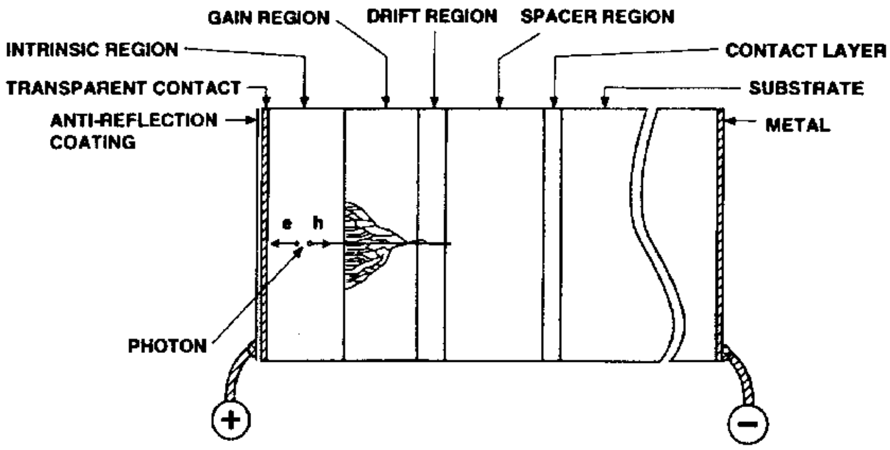



Figura 3.8: Schema di un chip di VLPC, si distinguono le tre zone più importanti: l'*Intrinsic Region* in cui viene prodotta la coppia elettrone lacuna, la *Drift Region* in cui la lacuna ionizzando libera l'elettrone che nella *Gain Region* darà origine alla cascata.

rame attraverso un substrato di alluminio-nitrato. Le fibre sono tenute a contatto del VLPC da un supporto di torlon opportunamente sagomato. La cassetta ultimata è composta principalmente da tre sezioni (vedi Fig. 3.10):

- l'interfaccia di ingresso sulla quale viene fissato il connettore Medco con 128 fibre provenienti dal rivelatore;

- quattro blocchi da 32 canali ciascuno che hanno la funzione di trasmettere i segnali in uscita, di fornire tensione ai VLPC e di variare la resistenza che serve a regolare la temperatura del Christmas Tree;

- il cilindro che si immerge nel criostato dove è posizionato l'albero dei VLPC.

### 3.4.3 Il criostato

Il criostato (Fig. 3.11) è posizionato all'interno di una struttura di accaio inossidabile che permette di creare il vuoto tra i serbatoi interni di elio liquido e l'esterno. Per migliorare l'isolamento termico è stata aggiunta un'intercapedine di un isolante multistrato. Il criostato ha un diametro di 50.8 cm e può ospitare fino a 12 cassette disposte lungo una circonferenza e con i terminali di uscita rivolti verso l'esterno. Il fondo della cassetta viene quindi immerso in un bagno di elio liquido i cui vapori vengono fatti uscire da una valvola che ne regola il flusso.

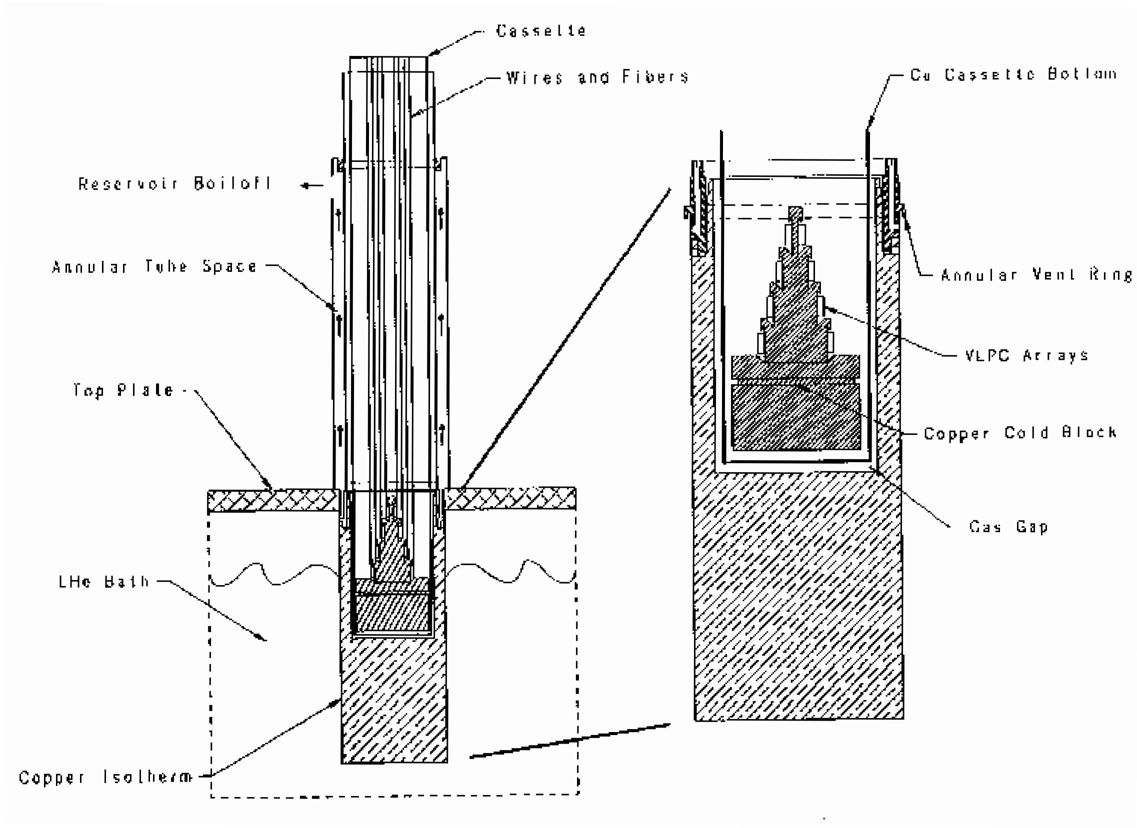



Figura 3.9: Ingrandimento del supporto di rame sul quale sono montati i 16 *ibridi* di VLPC, all'interno di una cassetta.

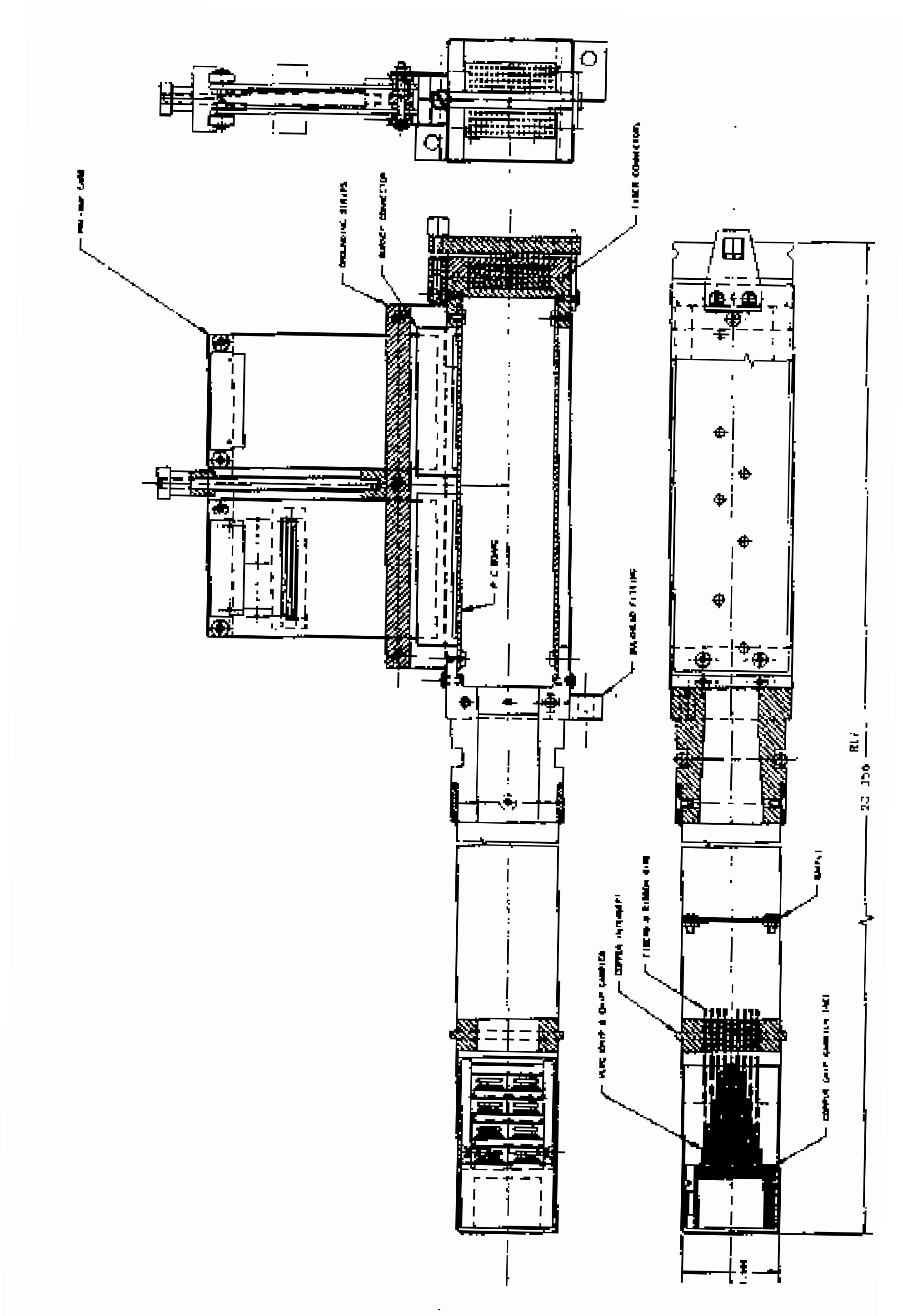


Figura 3.10: Sezione di una cassetta di VLPC: in alto si può vedere il connettore MedCo per l'accoppiamento con le fibre ottiche provenienti dal rivelatore, in basso riconosciamo il *Christmas Tree* che monta i VLPC.

La temperatura delle cassette può essere regolata in diversi modi:

- Variando la pressione dell'elio liquido.
- Variando il flusso di gas in uscita.
- Cambiando la profondità della cassetta.
- Utilizzando una resistenza al carbonio posta sul fondo della cassetta.

Per il corretto funzionamento dei VLPC è necessario mantenere la temperatura la più stabile possibile attorno al punto di lavoro che varia da cassetta a cassetta tra i 5 K e gli 8 K. Le valvole che regolano i vari flussi di elio sono comandate da un sistema automatico che ha anche il compito di monitorare il grado di contaminazione dell'elio. Se le impurità del gas in uscita dal criostato superano le 2 ppm una valvola dà sfogo al gas: il valore medio delle impurità è attorno a 1 ppm [27]. Questo sistema di controllo permette di mantenere la temperatura stabile in un intervallo di 5 mK a 6.5 K. Il consumo totale di elio per l'intero sistema criogenico è di circa 30 litri/ora. In figura 3.12 è illustrata la catena di funzionamento del sistema criogenico.

### 3.4.4 La caratterizzazione

Il rivelatore ha in tutto 1340 fibre; ciò vuol dire che dobbiamo avere almeno 1340 VLPC funzionanti di cui conosciamo dettagliatamente le prestazioni. Il criostato può ospitare al massimo 12 cassette da 128 canali ciascuna, per un totale di 1536 canali.
La nomenclatura della *Rockwell* distingue le diverse generazioni dei fotorivelatori VLPC con sigla *HISTE* seguita da un numero progressivo che ne indica il livello di sviluppo.
Disponiamo di 9 cassette del tipo *HISTE* 5 utilizzate nella presa dati del 1997, di una ventina di cassette *HISTE* 4 provenienti dall'esperimento *D*0 e 3 cassette sperimentali, una con chip di tipo *HISTE* 5 e le altre due con i VLPC di ultima generazione ( *HISTE* 6).
Nel nostro caso la caratterizzazione ha quindi una doppia utilità: dobbiamo innanzitutto stilare una mappatura dei canali morti o rumorosi e scegliere le cassette con il minor numero di canali inutilizzabili, poi dobbiamo studiare le caratteristiche di

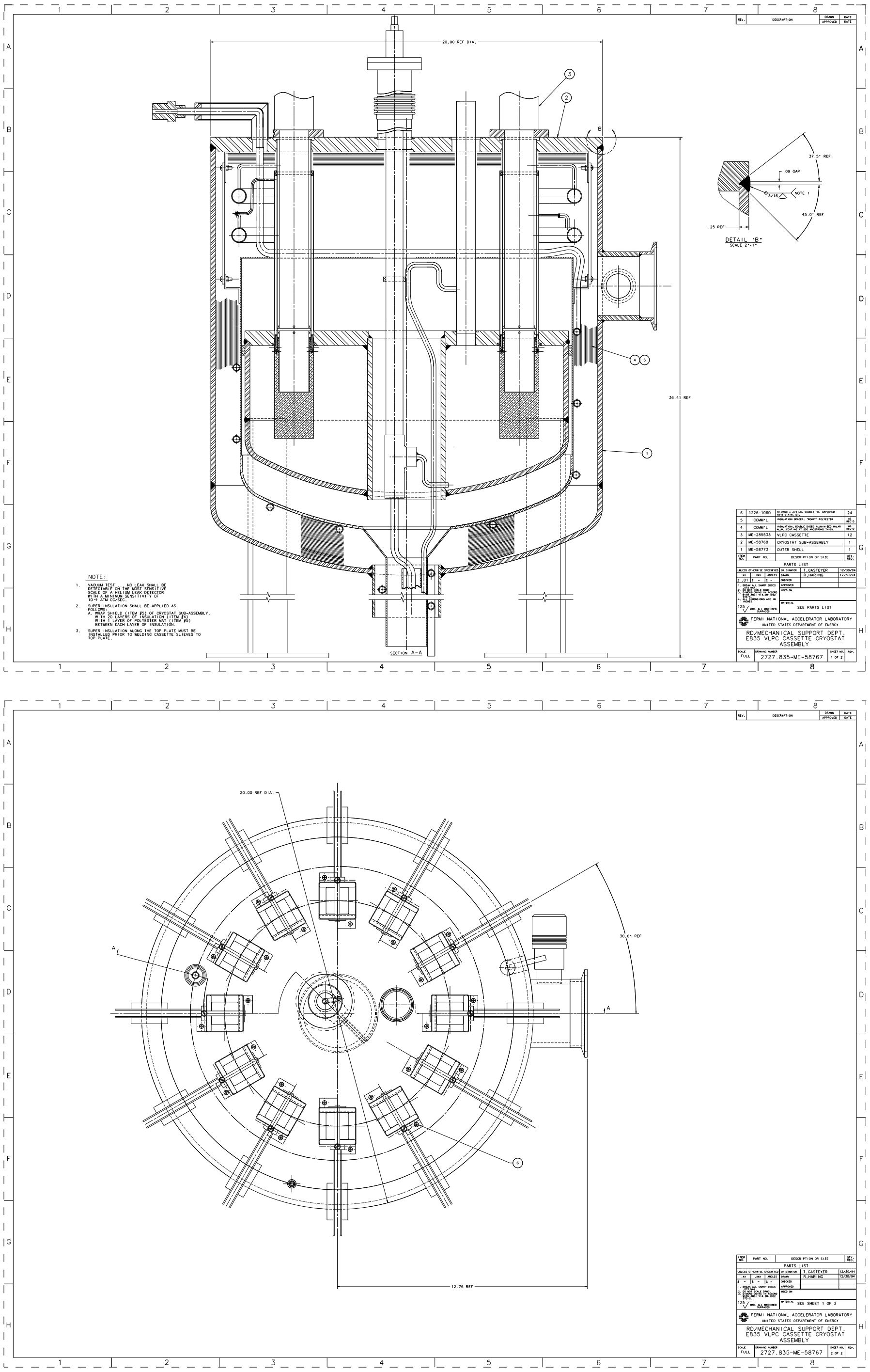


Figura 3.11: Sezione laterale e vista dall'alto del criostato: si possono vedere i 12 alloggiamenti per cassette.

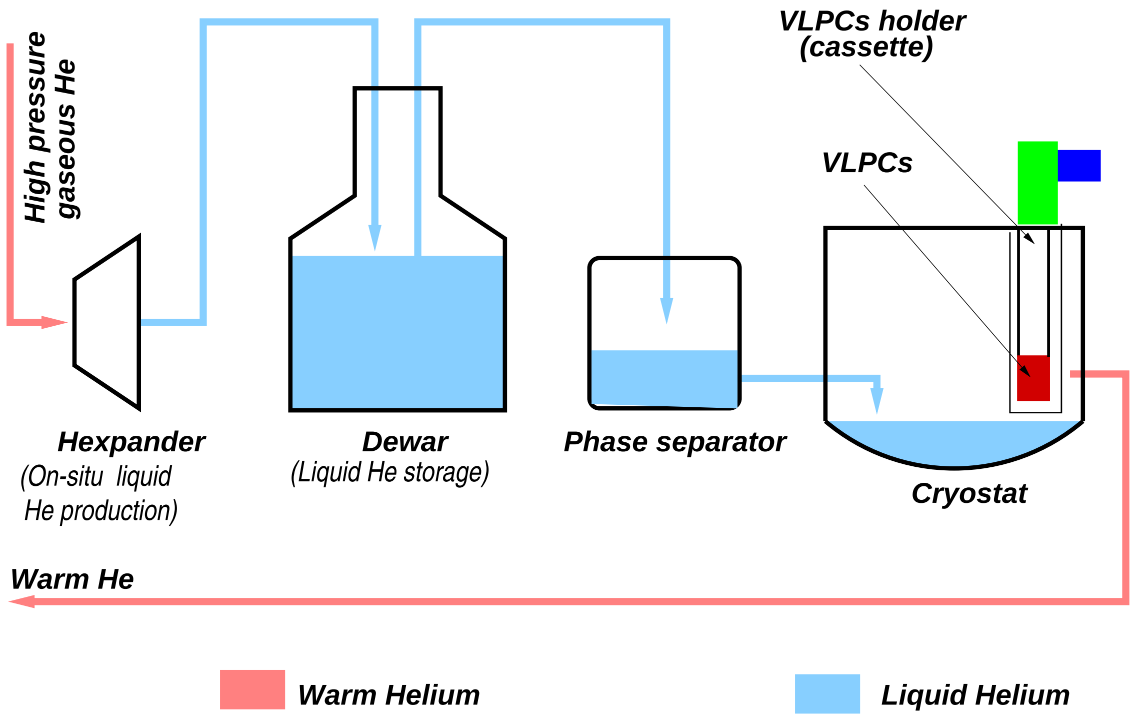



Figura 3.12: Il sistema criogenico di *E835* trae l'elio gassoso ad alta pressione dalla linea del *Tevatron* ed attua la liquefazione *in loco* nell'*Expander* attraverso cicli di compressione ed espansione. L'elio liquido viene accumulato in un *dewar* da 500 litri e prima di entrare nel criostato attraversa un separatore di fase che elimina i residui di gas. Nella figura sono raffigurate in rosso le linee di elio "caldo" ed in blu quelle di elio liquido.

tutti i VLPC selezionati, quali guadagno, efficienza quantica e corrente di buio in funzione della temperatura e della tensione di polarizzazione al fine di individuare il punto di lavoro $(T, V)$ ottimale per ogni dispositivo.

La caratterizzazione è stata svolta nell'estate del 1998 al *New Muon lab* presso il FermiLab. L'apparato sperimentale è illustrato in figura 3.13. Il sistema criogenico ricalca, più in piccolo, quello dell'esperimento vero e proprio. Il criostato può ospitare solamente una cassetta per volta. Un dewar da 500 litri fornisce l'elio liquido necessario al raffreddamento, mentre una bombola di elio gassoso, fornisce il gas necessario alla ventilazione. Per monitorare le varie pressioni del sistema disponiamo di un pannello di controllo dove si trovano anche i comandi manuali delle varie valvole. La temperatura del Christmas Tree invece è pilotata da un controllo automatico denominato ITC4 (*Intelligent Temperature Controller*) che legge il sensore di temperatura e comanda la resistenza di riscaldamento posta nella parte terminale della cassetta. La tensione di polarizzazione ai VLPC è fornita da un modulo costruito presso il reparto di elettronica del Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara, programmabile via Camac, dotato di un sistema di protezione che consente il monitoraggio delle correnti canale per canale e spegne le uscite che hanno una corrente superiore ad un certo livello.

I VLPC vengono illuminati da un diodo ad emissione di luce (LED). Sono stati

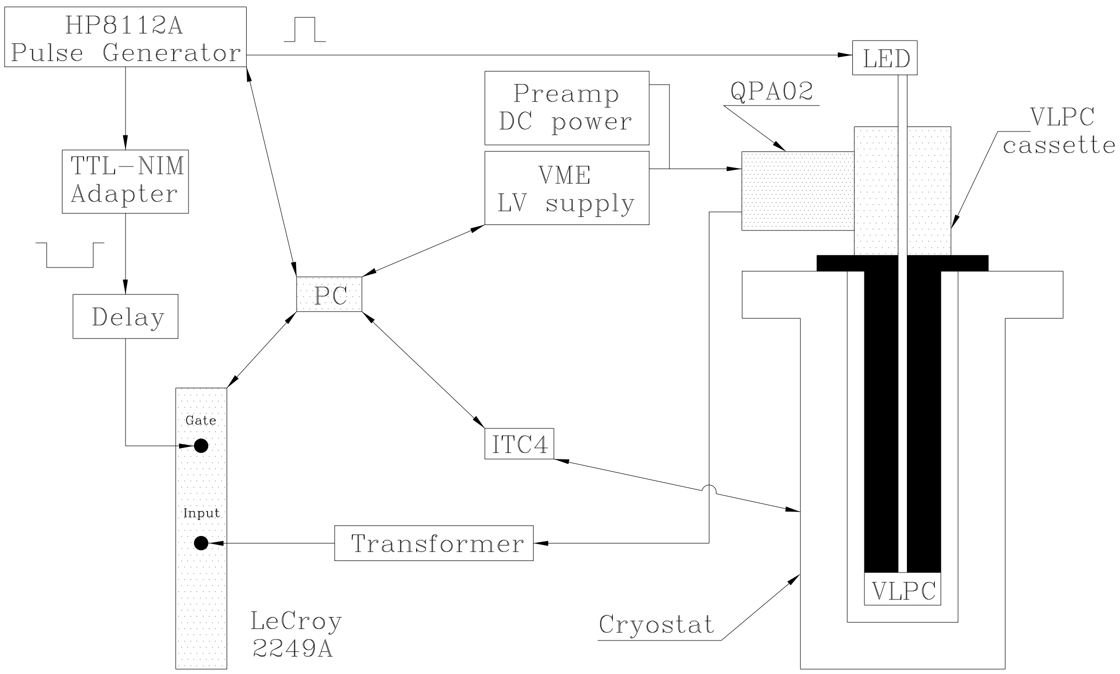



Figura 3.13: Schema dell'apparato utilizzato per la caratterizzazione: un generatore di impulsi invia il segnale al LED posto a contatto con la cassetta di VLPC. Il criostato può ospitare una sola cassetta alla volta.

scelti LED che producono luce rossa, per la grande velocità di risposta che hanno agli impulsi elettrici e per non compromettere i risultati della caratterizzazione rischiando il danneggiamento dei chip con radiazione ultravioletta. La luce emessa dal fotodiodo dipende linearmente dalla larghezza del segnale elettrico inviato; la serie di misure che abbiamo effettuato è interessata alla rivelazione di pochi fotoelettroni, per questo impostiamo la larghezza dell'impulso a circa 15 nsec in modo da avere la produzione di massimo due fotoelettroni per impulso.

Il segnale in uscita viene amplificato dalle schede QPA-02 (Vedi Par. 3.5) e processato da un modulo che converte il segnale differenziale (100 $\Omega$) in *single-end* (50 $\Omega$). Infine tale segnale viene inviato a moduli di conversione analogico-digitale (2249 ADC, Le Croy) il cui gate di 100 ns è fornito dal segnale dello stesso generatore di impulsi utilizzato per il LED, opportunamente ritardato. La lettura degli ADC e la

registrazione dei dati su disco sono affidate ad un personal computer che ha anche il compito di controllare i parametri di comando del LED, la temperatura delle cassette e la tensione di polarizzazione dei VLPC. Un altro terminale è utilizzato per creare gli istogrammi e per analizzare i dati.
Per impostare le tensioni dei VLPC e le temperature di lavoro ci riferiamo ai dati delle precedenti caratterizzazioni per le cassette già caratterizzate, mentre per quelle nuove si procede facendo una piccola scansione nell'intervallo tra i 6 $^o$K e i 7.5 $^o$K per le temperature e tra i 6.1 V e i 6.7 V per le tensioni di alimentazione dei VLPC. In realtà l'intervallo delle tensioni è stato subito ridotto in quanto il valore 6.1 V si trova al di sotto della soglia di lavoro di molti canali, e per 6.7 V invece si ha una continua produzione di valanghe che producono una eccessiva corrente nei dispositivi. Per ogni cassetta, alla fine della caratterizzazione, abbiamo due serie di istogrammi: una di piedistalli (in assenza di segnale) ed una di segnali. Per ogni punto $(T, V)$ sono stati effettuati un run di piedistalli da 2000 eventi e un run di spettri di impulso da 20000 eventi.

Lo spettro tipico del fotorivelatore VLPC è mostrato in figura 3.14a. Il primo picco corrisponde al piedistallo (rumore elettronico), gli altri sono dovuti ai singoli fotolelettroni rivelati. Alcuni canali possono risultare rumorosi, in questi casi la risoluzione dei fotoelettroni può diminuire fino al caso di figura 3.14b in cui non si distinguono i singoli picchi. Può accadere che a un VLPC non giunga la tensione di polarizzazione o abbia un difetto di fabbricazione per cui in uscita troviamo solamente il rumore elettronico (*dead channel*), nello spettro di questi chip è presente solo il piedistallo (Fig. 3.14c). Quando invece il VLPC, per difetti di fabbricazione o per il suo deterioramento, produce continue scariche elettriche (*latch channel*) da origine ad uno spettro fortemente piccato su bassi valori di carica (vedi Fig. 3.14d). Le scariche di un canale *latch* generalmente interferiscono con i canali adiacenti facendoli risultare molto rumorosi. Si è però osservato che isolando con uno strato di capton i VLPC malfunzionanti quelli adiacenti riprendono a funzionare correttamente o comunque migliorano molto.

In prima approssimazione ci occupiamo solamente di individuare il numero di canali inutilizzabili per ogni cassetta, in modo da avere un set di dispositivi con un numero di chip funzionanti tale da coprire l'intero rivelatore. La tabella 3.6 riporta i risultati delle 12 cassette migliori.

Alla fine della caratterizzazione la somma dei canali utilizzabili di tutte le 12 cassette è 1439, il numero è superiore al numero totale dei canali del rivelatore (1340).

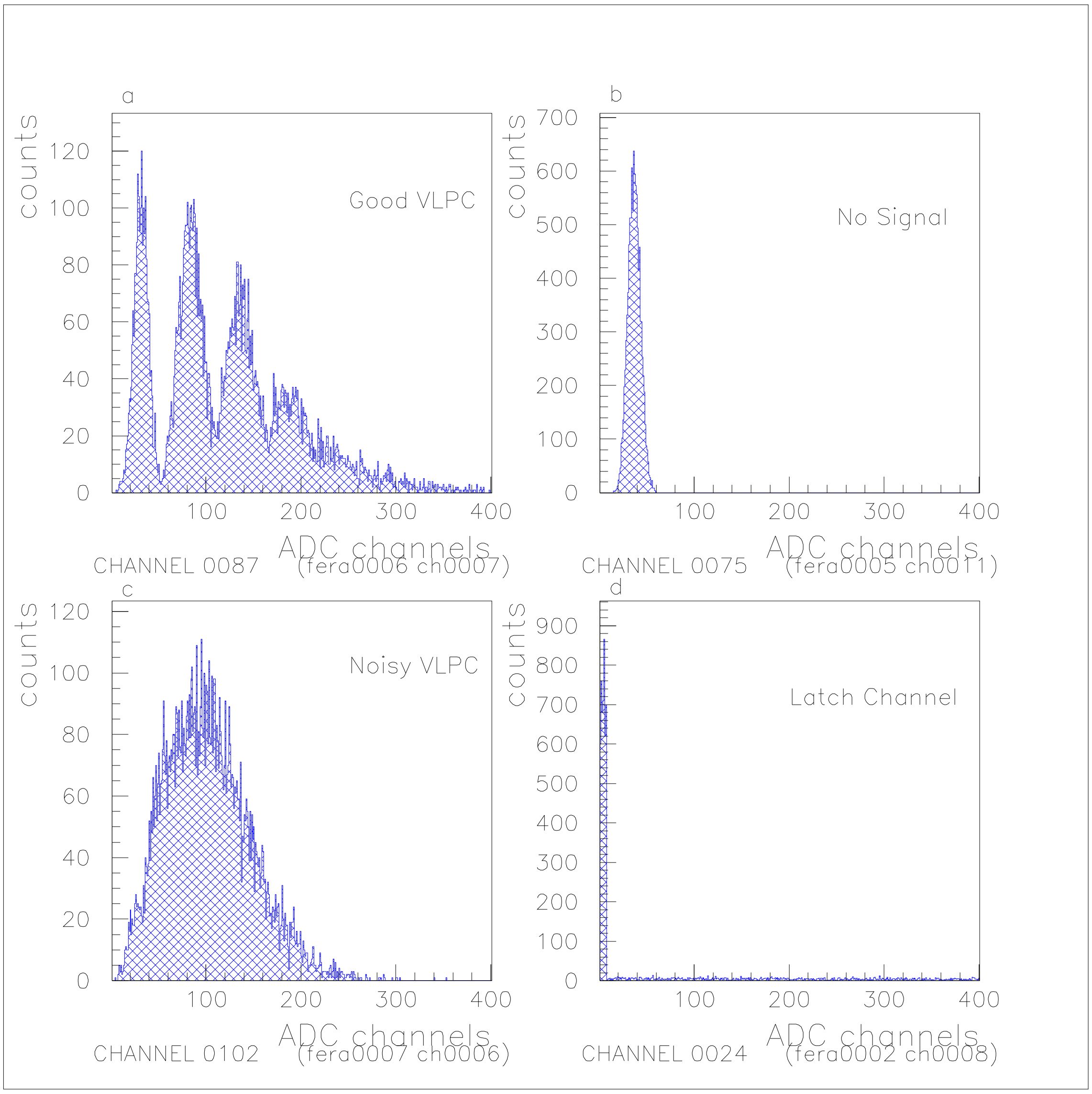



Figura 3.14: (a) un VLPC funzionante. (b) il chip non dà alcun segnale, è presente solo il piedistallo dovuto al rumore elettronico. (c) VLPC rumoroso: i picchi sono coperti dal rumore. (d) *Latch Channel*: il chip è in corto circuito e scarica continuamente piccole quantità di corrente.

| Cassetta | VLPC senza segnale | VLPC latch | VLPC noisy | Tot. canali inutilizzabili |
|---|---|---|---|---|
| SC LOW 1 | 3 | 0 | 0 | 3 |
| 23 | 0 | 3 | 1 | 4 |
| 22 | 2 | 3 | 0 | 5 |
| SC LOW 2 | 6 | 0 | 0 | 6 |
| 17 | 3 | 5 | 0 | 8 |
| 9 | 2 | 2 | 4 | 8 |
| 7 | 0 | 1 | 7 | 8 |
| 1 E835 | 5 | 1 | 1 | 8 |
| 13 | 10 | 1 | 0 | 11 |
| SC STD | 2 | 2 | 7 | 11 |
| 20 | 9 | 3 | 0 | 12 |
| 21 | 0 | 5 | 8 | 13 |
| Totale canali morti | | | | 97 |
| Totale canali utilizzabili | | | | 1493 |

Tabella 3.6:

Il guadagno del VLPC è essenzialmente il numero di elettroni prodotto in una valanga da un singolo fotoelettrone: è quindi proporzionale alla separazione tra i valori centrali del picco del piedistallo e di un fotoelettrone:

$$G = \frac{Q_{out}}{Q_{in}} = \frac{K_{ADC \to Q}}{G_{QPA02} \cdot q_e} \cdot (c_1 - c_2)$$

dove $K_{adcq}$ è il fattore di conversione dai conteggi del modulo ADC alla carica misurata (0.25 pC/canale), $G_{QPA02}$ (circa 2700) è il guadagno dell'amplificatore di carica, $q_e$ è la carica dell'elettrone, mentre $c_1$ e $c_0$ sono le posizioni dei picchi di piedistallo e un fotoelettrone estrapolate con un'interpolazione gaussiana dei picchi.

A questo punto possiamo dare una stima dell'efficienza quantica dei VLPC calcolando il numero medio di fotoelettroni rilevati. Questa quantità è proporzionale alla differenza tra il valore medio dell'istogramma ed il valore centrale del picco di piedistallo [25]:

$$< npe >= k \cdot \frac{< Histogram > - Pedestal}{Gain}$$

dove $k$ è una costante di calibrazione che normalizza il numero medio di fotoelettroni

ad un chip di riferimento tenendo conto della posizione occupata all'interno della matrice dai singoli VLPC. Per conoscere l'efficienza quantica assoluta bisognerebbe sapere esattamente il flusso di fotoelettroni emessi dal LED che incide su ogni singolo VLPC, questo vorrebbe dire utilizzare un diodo di intensità nota per ogni canale e date le dimensioni dell'apparato questo risulta difficile e di scarsa utilità. Inoltre si dovrebbe utilizzare un diodo con una temperatura di lavoro molto bassa perché la trasmissione della luce a temperatura ambiente può essere molto diversa rispetto a temperature dell'ordine di 6-7 K.
In figura 3.15 si può vedere come variano il guadagno dei VLPC ed il numero medio di fotoelettroni rivelati in funzione della tensione di polarizzazione e della temperatura.

Il run di piedistalli è stato ottenuto inibendo il segnale del LED in modo che i VLPC non ricevessero luce ed acquisendo ugualmente lo spettro degli ADC. In questo modo si ha un picco molto alto dovuto al rumore elettronico ed una serie di conteggi dovuti alla corrente di buio (vedi Fig. 3.16a). I segnali provocati dalla corrente di buio sono principalmente dovuti al rumore intrinseco dei VLPC oppure a fotoni infrarossi di bassa energia che vengono assorbiti dai pixel e danno origine ad una valanga. Utilizziamo questi spettri per calcolare il contributo della corrente di buio (*Noise(x)*) interpolando il picco dovuto al rumore elettronico con una gaussiana. Anche nel caso della corrente di buio abbiamo notevoli differenze sia tra VLPC di diversa generazione sia a seconda del punto di lavoro; in figura 3.16b possiamo vedere l'andamento del *dark noise* in funzione di temperatura e tensione di polarizzazione, con taglio a 0.33 fotoelettroni, per un VLPC di tipo *HISTE* 4.

Dall'analisi svolta sugli spettri di caratterizzazione troviamo il punto di lavoro $(V, T)$ per ogni cassetta (vedi Tab. 3.7).

Utilizzando per ogni cassetta le tensioni e le temperature trovate calcoliamo, per ogni tipo di VLPC, la distribuzione dei guadagni e del numero medio di fotoelettroni prodotti, e la corrente di buio.
In figura 3.17 si possono vedere le distribuzioni dei guadagni per i tre tipi di chip la differenza tra una generazione e la successiva è di circa il doppio. Per i dispositivi *HISTE* 6 (Fig. 3.17c) lo spettro dei guadagni presenta due picchi ben distinti. Una possibile spiegazione è che ci siano chip, probabilmente provenienti da due differenti wafer di silicio, con densità di agenti droganti diversa e quindi diverso guadagno.

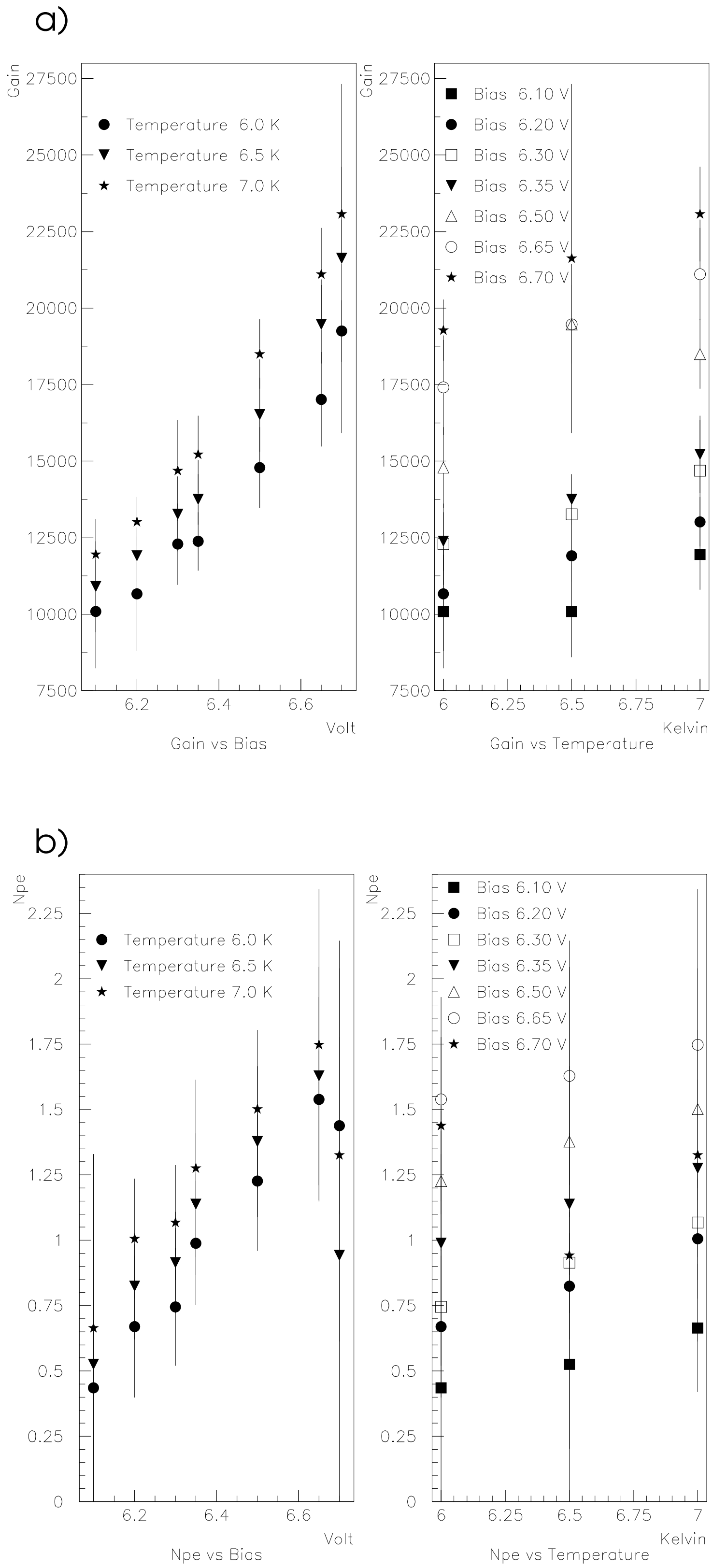



Figura 3.15: Andamento pressoché lineare del guadagno (a) e del numero medio di fotoelettroni rivelati (b) in funzione della tensione di polarizzazione (a sinistra) e della temperatura (a destra).

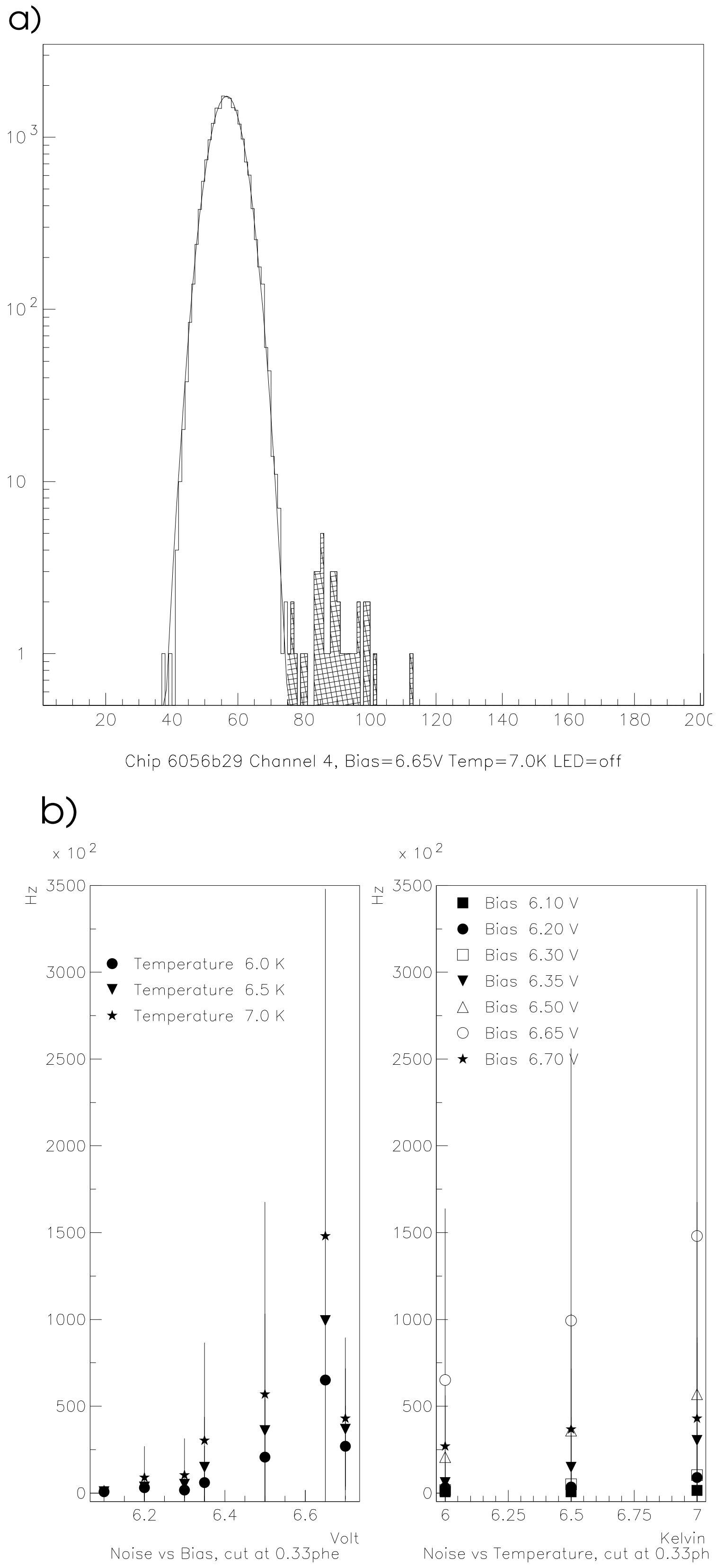



Figura 3.16: Dark noise. a) Spettro degli ADC di un VLPC in scala logaritmica ottenuto oscurando il LED, i conteggi al di fuori del piedistallo sono dovuti alla corrente di buio. b) Andamento della corrente di buio in funzione della tensione (sinistra) e della temperatura (destra).

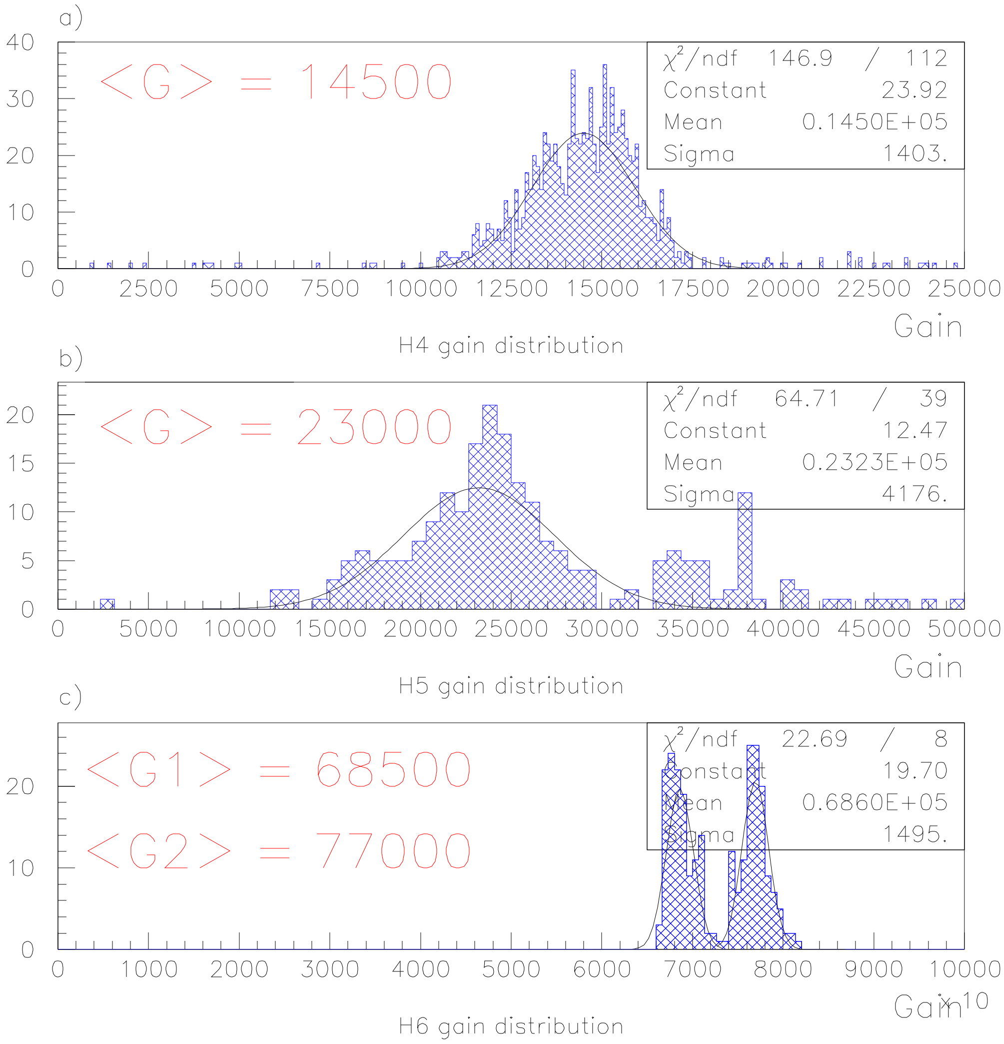



Figura 3.17: Distribuzione dei guadagni per VLPC di diversa generazione. Il guadagno degli *HISTE* 4 (a) è poco meno della metà di quello degli *HISTE* 5 (b) e circa un quarto del guadagno degli *HISTE* 6 (c).

| Cassetta | VLPC | Tensione | Temperatura |
|---|---|---|---|
| 1 | HISTE 6 | 6.8 | 7.2 |
| 2 | HISTE 6 | 6.8 | 7.2 |
| 3 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 4 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 5 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 6 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 7 | HISTE 5 | 6.5 | 6.5 |
| 8 | HISTE 5 | 6.5 | 6.5 |
| 9 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 10 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 11 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 12 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |

Tabella 3.7:

| | HISTE 4 | HISTE 5 | HISTE 6 |
|---|---|---|---|
| Guadagno | $14500 \pm 1800$ | $23000 \pm 4000$ | $68000 \pm 2200$<br>$76300 \pm 2600$ |
| Rumore<br>taglio a 0.5 phe | $\simeq$100 kHz | $\simeq$ 35 kHz | $\simeq$40 kHz |
| Numero medio di fotoelettroni | $1.5 \pm 0.5$ | $1.6 \pm 0.7$ | $1.4 \pm 0.7$ |

Tabella 3.8:

I risultati della nostra analisi sono riassunti nella tabella 3.8.

## 3.5 Elettronica di lettura del rivelatore

Il sistema di lettura dei segnali elettrici provenienti dai VLPC si può dividere in tre stadi principali: stadio di amplificazione, stadio di discriminazione e somma logica e stadio di lettura.

**Amplificazione** L'amplificazione dei segnali elettrici provenienti dai VLPC viene effettuata dai QPA02 (Fig. 3.18), particolari amplificatori costruiti al FermiLab per l'amplificazione dei segnali provenienti da strip di silicio [28]. L'amplificazione

avviene sostanzialmente in due fasi successive: all'inizio il segnale viene preamplificato e trasformato in tensione da un amplificatore retroazionato in configurazione di emettitore comune. La seconda fase consiste in un amplificatore differenziale di tensione, la cui funzione è quella di formare un segnale differenziale in uscita e di incrementare il guadagno dell'amplificatore fino a raggiungere un valore di circa 17mV/fC. Il segnale differenziale in uscita dal QPA02 ha il pregio di avere una ridottissima sensibilità al rumore. Infatti, poiché viaggiano su conduttori adiacenti, i segnali complementari vengono influenzati dal rumore in maniera analoga, in modo tale che il contributo dovuto al rumore si elida quando il segnale differenziale viene combinato in un unico segnale riferito ad un punto comune.
Ogni scheda QPA02 ha 32 canali, quindi per amplificare i 128 canali di una cassetta di VLPC occorrono quattro schede. Per ridurre la dispersione del segnale in uscita dai VLPC, i QPA02 sono stai posizionati su un lato della cassetta (vedi figura 3.10) per essere i più vicini possibile ai fotorivelatori. In questo modo i QPA02 vengono utilizzati anche per portare la tensione di polarizzazione ai VLPC e per leggere e variare i valori delle resistenze che misurano e regolano la temperatura del *Christmas Tree*.

**DISCRI-OR** Il segnale amplificato dai QPA02 deve essere letto sia dai convertitori ADC FERA sia dai TDC e deve andare a costituire un segnale di abilitazione per il trigger $\phi\phi$. Affinché siano possibili tutte queste operazioni il segnale viene prima processato dai DISCRI-OR (Fig. 3.19), moduli elettronici progettati presso reparto di elettronica del Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara su nostre specifiche. Questi moduli permettono la divisione analogica del segnale, la sua discriminazione, l'OR logico, nonché la possibilità di intervenire sulla larghezza temporale dell'uscita discriminata e di quella OR.
Il collegamento tra i QPA02 che si trovano in prossimità del punto di interazione e i DISCRI-OR che invece sono nella sala di controllo, avviene attraverso circa 9.5 metri di cavi piatti ad alta densità che, per limitare la contaminazione da rumore elettronico, vengono radunati in gruppi ed avvolti in speciali guaine (costituite da una lamina di alluminio ricoperta da un rivestimento plastico), che assicurano una totale schermatura da interferenze esterne.
Il DISCRI-OR, realizzato secondo lo standard NIM (*Nuclear Instrument Module*), ha 32 canali differenziali in ingresso che permettono l'accoppiamento uno ad uno con le uscite dei QPA02. I diversi stadi di cui è formato questo modulo hanno il compito di fornire in uscita vari tipi di segnale:

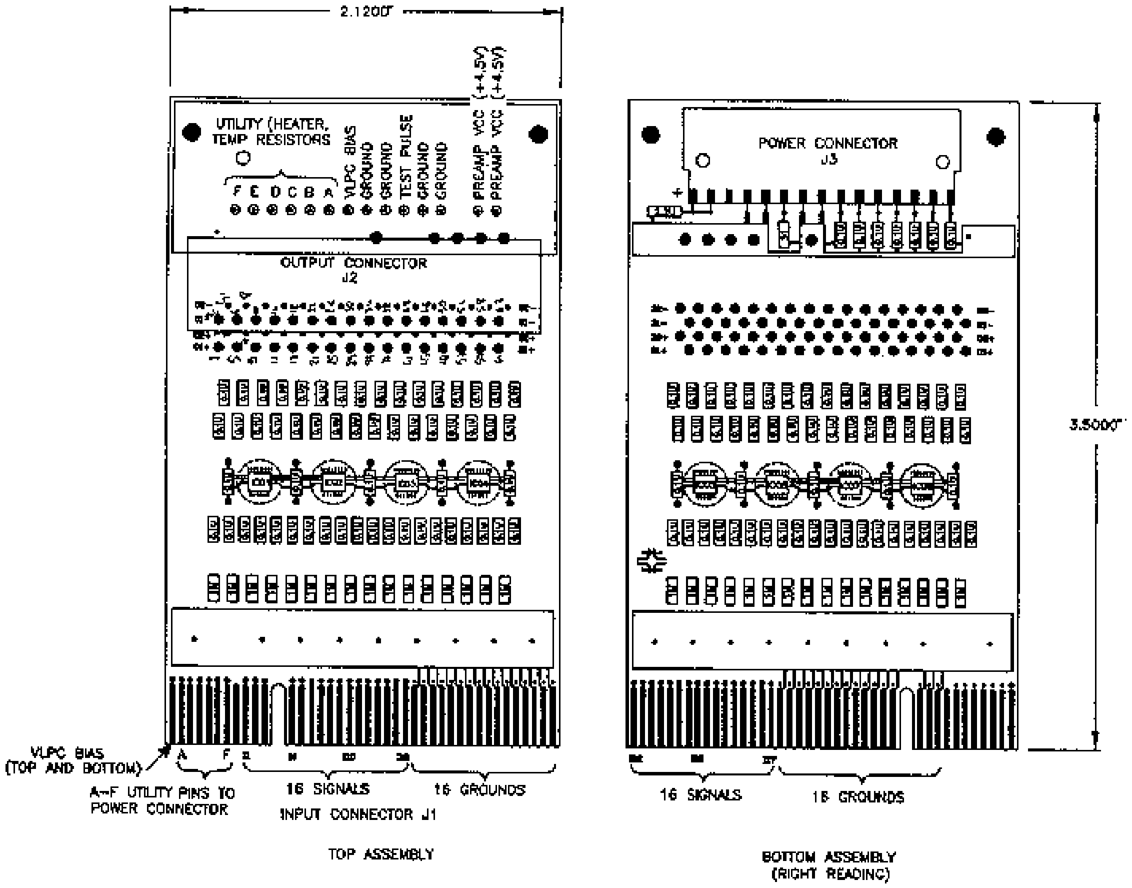



Figura 3.18: L'amplificatore QPA02

- Segnale analogico unipolare che pilota i convertitori FERA ADC (*Le Croy*).

- Segnale discriminato ECL differenziale di larghezza temporale predefinita a 40 ns, da inviare ai TDC (*Le Croy*).

- OR logico dei 32 canali in ingresso di larghezza variabile tra 10 e 50 ns, mandati alla matrice logica (2366, *Le Croy*) del trigger $\phi\phi$.

**Stadio di lettura** I segnali discriminati vengono poi inviati ai TDC Le Croy che danno una misura dell'intervallo di tempo tra l'arrivo del segnale delle fibre e il *common stop* dell'esperimento (segnale fornito dal calorimetro). Le uscite *single-*

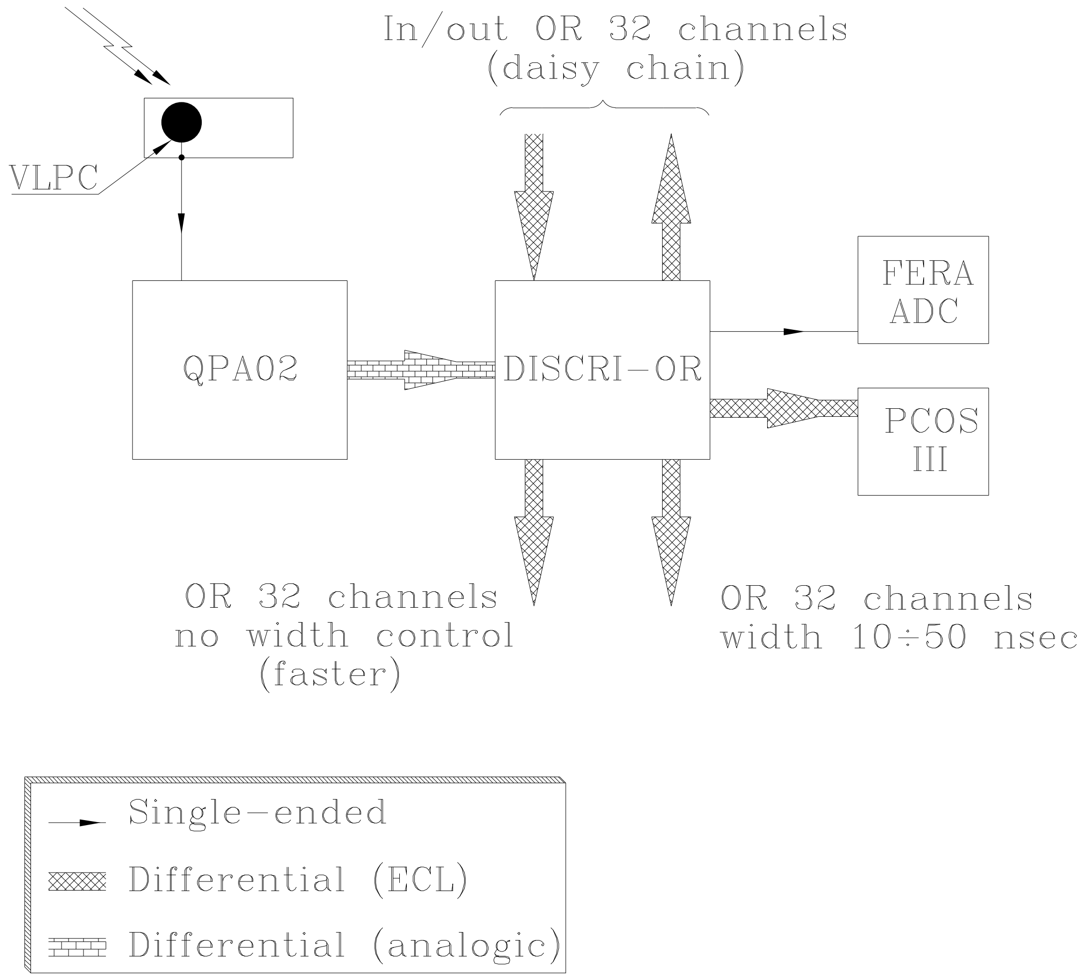



Figura 3.19: Schema di funzionamento dei moduli elettronici DISCRI-OR.

*ended* invece entrano nei moduli di conversione analogico-digitale che hanno lo scopo di leggere l'altezza di impulso del segnale dando un valore proporzionale alla carica rilasciata. I dati memorizzati vengono poi raccolti dai moduli d'interfaccia DYC e successivamente acquisiti.

# Capitolo 4

# Ottimizzazione del rivelatore

## 4.1 Mappatura

Come accennato in precedenza, la caratterizzazione fornisce, oltre ad alcune indicazioni su guadagno, efficienza, rumore dei VLPC, anche una matrice per ogni cassetta che racchiude le informazioni sullo stato di ogni singolo chip (*latch, non signal, noisy,* ecc.). Queste matrici vengono utilizzate per creare le mappe di connessione tra il rivelatore e l'elettronica di lettura del sistema; le mappe sono dei file che contengono l'associazione univoca tra numero di fibra e canali ADC e TDC, dando la possibilità a chi analizza i dati di ignorare tutta la catena ottica ed elettronica che c'è in mezzo (VLPC, QPA02, discriminatori, ecc.). Tali mappe vengono fatte tenendo conto della posizione di tutti i canali inutilizzabili all'interno delle cassette, facendo in modo che tutte le fibre provenienti dal rivelatore siano accoppiate a chip perfettamente funzionanti.

Delle 12 cassette di VLPC che abbiamo a disposizione ne selezioniamo 4 per la lettura dei due cilindri interni e le restanti otto per quelli esterni, disponendole come in figura 4.1.

Per quanto riguarda le fibre dell'*Outer Detector* abbiamo un ulteriore vincolo: i segnali di questi due strati, infatti, vengono utilizzati anche dal trigger $\phi\phi$. Questo sistema di selezionamento degli eventi non prende in considerazione le singole fibre, ma vede i due cilindri del rivelatore esterno come suddivisi in 19 parti di diversa grandezza, come mostrato nella tabella 4.1. Il segnale di ciascuno di questi gruppi di fibre, detto *bundle*, è costituito dall'OR logico dei segnali delle fibre che lo compongono e poiché l'operazione di somma logica viene fatta dai DISCRI-OR occorre che le fibre appartenenti ad uno stesso bundle vengano indirizzate tutte ad uno stesso modulo DISCRI-OR o ad una coppia di essi opportunamente collegati.

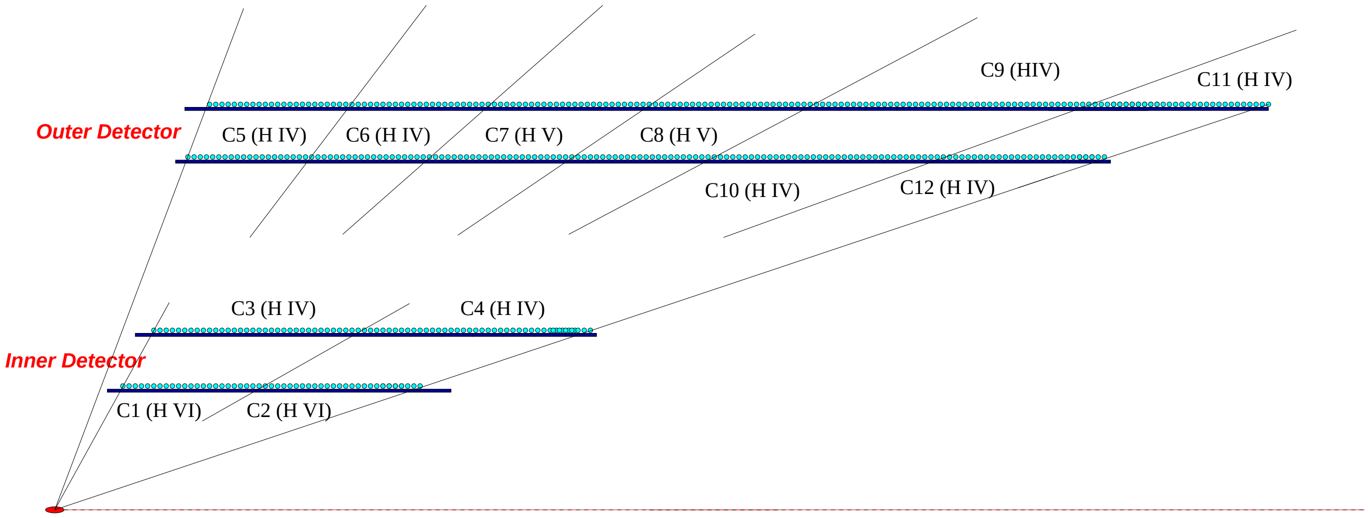



Figura 4.1: Disposizione delle cassette di VLPC; è evidenziata la zona del rivelatore che ciascuna cassetta legge.

## 4.2 Schermatura dalla luce esterna

Un altro fattore determinante per ottenere segnali puliti è la schermatura dell'apparato dalla luce esterna. Qualsiasi fonte luminosa può influire sul corretto funzionamento del detector. Per questo ciascuna delle due strutture cilindriche è esternamente rivestita di kapton nero, allo stesso modo sono ricoperte le fibre in uscita dal rivelatore e tutte le giunzioni della catena. I fasci di fibre chiare sono racchiusi in speciali guaine plastiche che hanno anche il compito di proteggere le fibre da eventuali stress o danneggiamenti.
Anche la parte delle cassette di VLPC che sporge dal criostato deve essere mantenuta al buio, così si sono applicati una serie di schermi plastici neri di diverso spessore e dimensioini sia attorno alle cassette sia attorno al criostato in modo da ridurre al minimo la contaminazione dalla luce esterna.

## 4.3 Determinazione del punto di lavoro $(T, V)$

La caratterizzazione svolta nel 1998 dava indicazioni sulle caratteristiche dei VLPC (guadagno, efficienza quantica, rumore, ecc.) e sul loro punto di funzionamento

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

Tabella 4.1:

$(T, V)$; con il rivelatore e l'elettronica di lettura in configurazione di presa dati la situazione è diversa: il criostato è cambiato rispetto a quello usato per la caratterizzazione sono diversi i moduli di alimentazione dei VLPC, poi sono cambiati i QPA02 e i DISCRI-OR, mentre durante la caratterizzazione abbiamo usato sempre lo stesso set di amplificatori e di discriminatori. Inoltre ora vogliamo leggere i segnali luminosi provenienti dal rivelatore; questi segnali hanno una lunghezza d'onda diversa dalla luce prodotta dal LED, inoltre devono attraversare circa quattro metri di guide di luce prima di giungere ai VLPC. Dobbiamo quindi ottimizzare il sistema affinché la ricezione di questi impulsi risulti chiara e pulita.
Si procede facendo innanzi tutto una seconda caratterizzazione mantenendo tutte le cassette contemporaneamente nel criostato ed alla temperatura di lavoro e utilizzando ancora come sorgente di luce un LED rosso comandato da un generatore di impulsi. Quasi tutti gli spettri di caratterizzazione ottenuti si presentavano piuttosto rumorosi, i picchi dei fotoelettroni erano coperti dal fondo. Gli unici VLPC che davano comunque un buon segnale erano gli *HISTE* 6 che, come abbiamo visto, hanno un guadagno molto più alto rispetto agli altri chip.
Sono state fatte alcune prove variando la temperatura delle cassette e la tensione di polarizzazione dei VLPC, osservando i segnali anche all'oscilloscopio per avere una risposta immediata ai cambiamenti effettuati. Le soglie dei discriminatori sono state impostate a 25 mV, tranne quelle degli HISTE 6 che, a causa dell'alto guadagno, neccessitano di un taglio maggiore, per cui sono state fissate a 60 mV.
I nuovi punti di lavoro $(T, V)$ sono riassunti nella tabella 4.2.

In seguito sono stati sostituiti i LED con i connettori Med-Co delle fibre provenienti dal rivelatore, quindi si è fatta una prova di acquisizione con eventi reali guardando direttamente *online* i segnali dei FERA e dei TDC. Anche in questo caso per trovare dei risultati soddisfacenti sono state apportate alcune modifiche (vedi tab. 4.3).

Inoltre le soglie dei discriminatori sono state alzate da 60 a 90 mV per gli *HISTE* 6 e da 25 a 30 mV per tutti gli altri.

| Cassetta | VLPC | Tensione (V) | Temperatura (K) |
|---|---|---|---|
| 1 | HISTE 6 | 7.0 | 7.2 |
| 2 | HISTE 6 | 7.0 | 7.2 |
| 3 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 4 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 5 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 6 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 7 | HISTE 5 | 6.5 | 6.5 |
| 8 | HISTE 5 | 6.5 | 6.5 |
| 9 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 10 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 11 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |
| 12 | HISTE 4 | 6.5 | 6.5 |

Tabella 4.2:

| | | |
|---|---|---|
| HISTE 4 | V=6.5V | T=6.5K |
| HISTE 5 | V=6.5V | T=6.5K |
| cassetta 1 (H 6) | V=6.8V | T=7.0K |
| cassetta 2 (H 6) | V=6.9V | T=7.2K |

Tabella 4.3:

## 4.4 Correzioni software di eventuali errori di costruzione

I dati acquisiti per ottimizzare il *setup* del sistema di lettura possono essere utilizzati per un'altra operazione fondamentale: la correzione via software di eventuali errori nell'assemblaggio del rivelatore o delle connessioni ottiche. La possibilità di commettere imprecisioni durante la costruzione di un rivelatore così complicato non è assolutamente trascurabile. Possono essere state invertite due fibre, ruotati i connettori DDK, potrebbero esserci stati errori sistematici durante la caratterizzazione o la mappatura, ad esempio un cavo girato, o ancora una inversione nei cavi di ritardo dei FERA, problemi dovuti al *cross-talk*[1] tra canali adiacenti. Quindi è molto importante fare un controllo approfondito delle eventuali imperfezioni, cercarne la causa ed un possibile rimedio.

Come detto in precedenza, possediamo un set di mappe sia per i FERA sia per i TDC, per cui associamo ad ogni segnale che leggiamo un'interazione (*hit*) tra una particella ed una determinata fibra. Per ogni fibra colpita abbiamo un segnale sia in un ADC sia in un TDC. Utilizziamo il sistema di analisi dei dati *offline* per costruire gli istogrammi degli hit del rivelatore. Per ognuno dei quattro strati di fibre otteniamo lo spettro degli ADC e dei TDC. Da questi grafici non otteniamo molte informazioni sullo stato del rivelatore, infatti ad esempio, non vedere alcun segnale da un determinata fibra non vuol dire necessariamente che quel VLPC sia veramente non funzionante, potrebbe essere che si stia guardando il canale (ADC o TDC) sbagliato a causa di un errore nella mappatura. Le cose cambiano notevolmente se costruiamo degli istogrammi bidimensionali in cui grafichiamo i FERA o i TDC di uno strato in funzione di quelli di un altro, ad esempio, andiamo a cercare gli *hit* dei TDC del secondo strato quando c'è segnale nei TDC del primo. Se non si fossero commessi errori nella costruzione, assemblaggio o mappatura del rivelatore, si dovrebbe ottenere una distribuzione delle interazioni in cui, ad ogni fibra colpita del primo strato, corrisponde un numero di interazioni con il secondo strato che varia a seconda dell'angolo $\theta$ come in figura 4.2. Si possono creare istogrammi di questo tipo utilizzando tutti e quattro gli strati di fibre oppure graficando i segnali degli ADC verso quelli dei TDC per uno stesso strato.

In questo modo, mettendo insieme tutti i dati dei vari grafici abbiamo abbastanza

[1] Con il termine *cross-talk* intendiamo l'interferenza dei segnali di canali adiacenti. Le cause possono essere diverse: dal contatto di due cavi elettrici ad una schermatura inadeguata, ad interferenze con apparecchi esterni, ecc.; in seguito verrà mostrato un esempio specifico di questo difetto.

informazioni per correggere la prima versione della mappatura ed ottenere le tabelle finali da inserire nel *database* dell'esperimento.
In figura 4.3 e 4.4 sono riportati gli istogrammi di alcuni problemi trovati tramite questa analisi e successivamente risolti.

## 4.5 Allineamento

Condizione essenziale ai fini di avere una buona risoluzione angolare e quindi un valido sistema di tracciamento è che tutti gli strati siano il più possibile allineati rispetto al fascio di antiprotoni. Nonostante l'accuratezza e la precisione prestata nel costruire il rivelatore ed i supporti meccanici che lo fissano alla *jet target*, una volta terminata l'installazione si dovrà misurare lo spostamento del detector verticalmente, orizzontalmente e lungo l'asse del fascio ed inserire tali correzioni nel software di analisi dei dati.
Viene fatta una prima misura di tali spostamenti tramite strumenti ottici, questa procedura, detta *survey*, è stata eseguita da un gruppo di tecnici del FermiLab e ha dato come correzioni, rispetto ai valori nominali, di valori inferiori al mm.
Per migliorare ulteriormente le prestazioni del detector occorre procedere ad un'analisi più dettagliata utilizzando i dati acquisiti nella presa dati iniziale di Gennaio 2000. Inizialmente si è tentato di allineare separatamente i vari strati prendendo come riferimento il calorimetro centrale. Per fare questo si studia la reazione a due corpi:

$$\overline{p}p \longrightarrow \overline{p}p$$

Vengono scelti eventi a due corpi perché dato uno dei due angoli di diffusione l'altro è univocamente determinato dalla cinematica della relazione (vedi Fig. 4.5 e 4.6). Inoltre scegliamo la reazione protone-antiprotone per l'elevato numero di eventi.
La selezione viene effettuata utilizzando unicamente il calorimetro centrale. Viene fatta la richesta di due depositi di energia aventi la cinematica degli eventi a due corpi.

Per prima cosa viene eseguito l'allineamento in $x$ e in $y$ comparando l'angolo $\theta$ delle fibre con quello del calorimetro in funzione dell'angolo azimutale $\phi$ ed inserendo volta per volta le correzioni trovate. In figura 4.7a è mostrata la differenza tra l'angolo $\theta$ del calorimetro e quello misurato dallo strato più interno dell'*Inner*

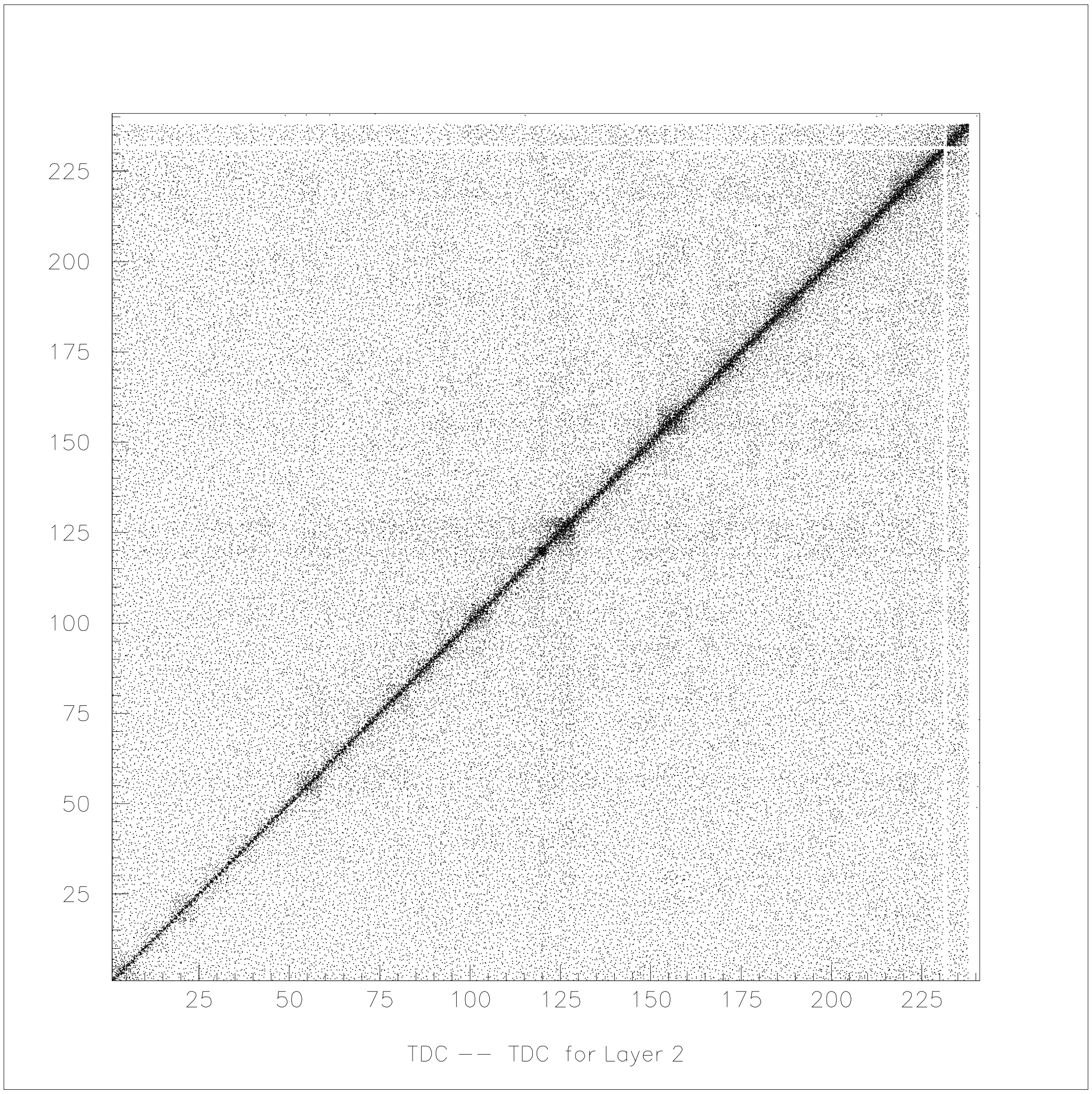



Figura 4.2: Tipico esempio di istogramma bidimensionale per lo studio dei difetti di costruzione del rivelatore. È rappresentata la distribuzione del numero di *hit* nei TDC del secondo strato di fibre; le righe bianche rappresentano i canali morti.

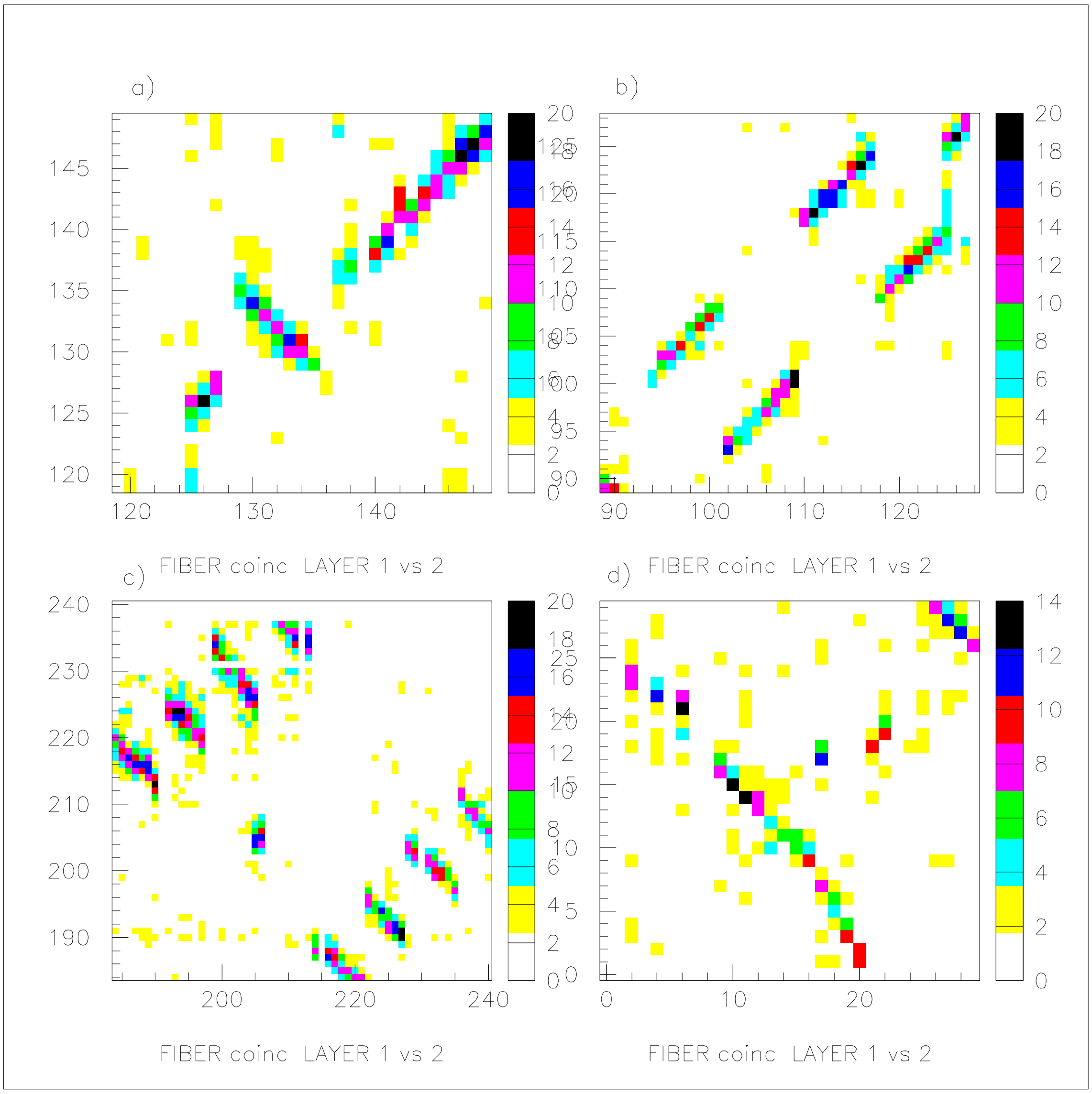



Figura 4.3: (a),(b) e (c) sono esempi di possibili inversioni "curabili" via software: il primo è un connettore DDK ruotato (8 canali), il secondo rappresenta lo scambio di due DDK (16 canali), il terzo è una inversione di un amplificatore QPA-02 (32 canali). (d) Non esiste alcuna logica nelle inversioni, il problema non può essere risolto *offline*.

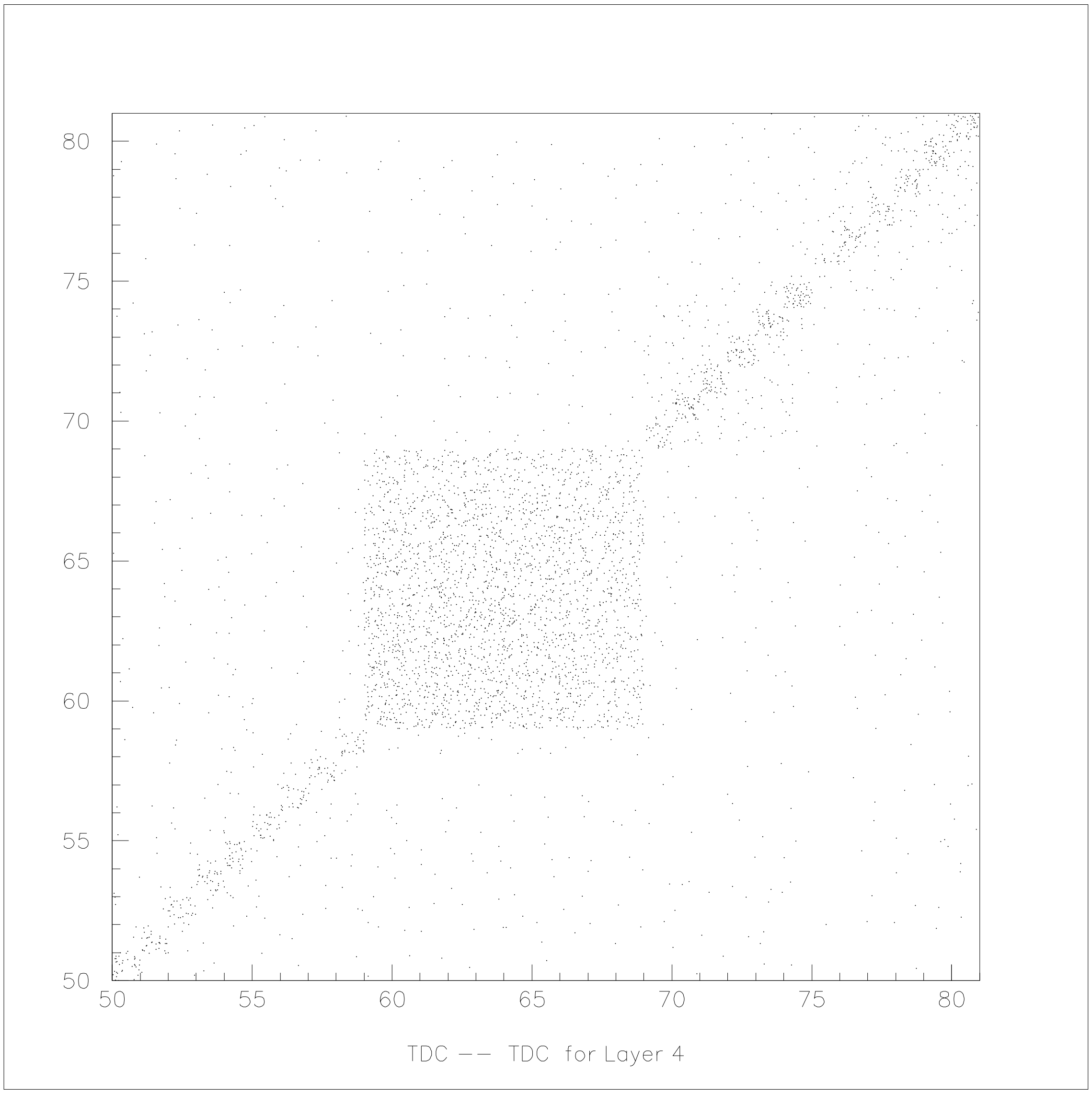



Figura 4.4: Esempio di *cross-talk*: 9 canali adiacenti interferiscono tra loro originando una imperfezione non eliminabile via software. Per la correzione di questo problema si è dovuti intervenire direttamente sulla catena di lettura ricontrollando il posizionamento di tutte le connessioni dei canali interessati.

*Detector* prima e dopo l'allineamento.
Successivamente si è proceduto ad allineare il rivelatore lungo l'asse del fascio, utilizzando la relazione per il decadimento a due corpi:

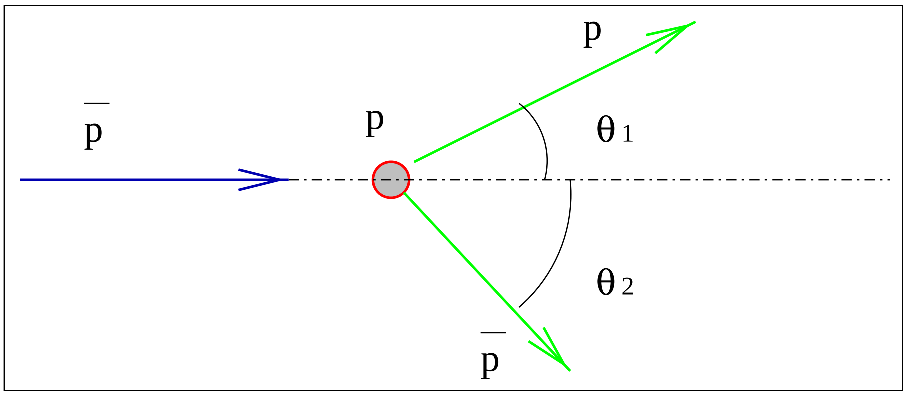



Figura 4.5: Lo scattering elastico $\overline{p}p$

$$\tan\theta_1 \tan\theta_2 = \frac{1}{\gamma^2}$$

In figura 4.7b è rappresentata la differenza tra coordinata $z$ in mm misurata dallo strato più interno dell'*Inner Detector* e quella misurata dal calorimetro, prima e dopo l'allineamento.

Provando a graficare la differenza tra l'angolo $\theta$ misurato dal rivelatore interno e quello misurato dal rivelatore estrerno in funzione di $\phi$, si può notare che esiste ancora una dipendenza dall'angolo azimutale (Fig. 4.8a). Per eliminare anche questa dipendenza riallineiamo i rivelatori nelle direzioni $x$ e $y$, questa volta senza utilizzare il calorimetro centrale, ma semplicemente considerando uno strato di fibre come riferimento per l'altro. Con le nuove correzioni l'allineamento del detector risulta notevolmente migliorato (vedi Fig. 4.8b). Come è mostrato in figura 4.8c è migliorata sensibilmente anche la risoluzione angolare del rivelatore.

## 4.6 Ottimizzazione del sistema di tracciamento

Per migliorare ulteriormente il sistema di tracciamento possiamo agire in due diverse direzioni:

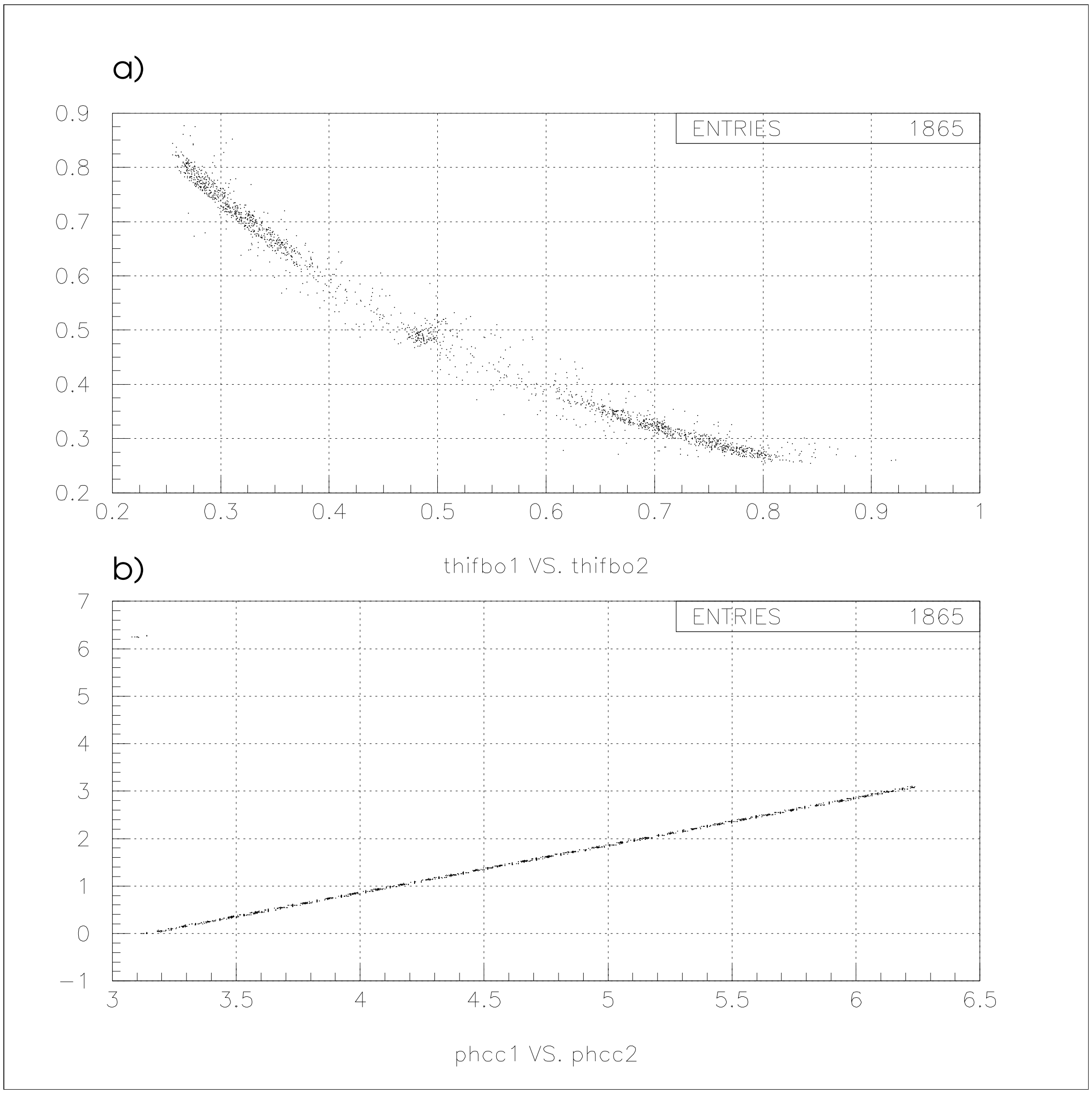



Figura 4.6: Cinematica della reazione $\overline{p}p \to \overline{p}p$. In alto la relazione tra gli angoli polari $\theta$ della coppia nello stato finale. In basso la relazione tra gli angoli azimutali.

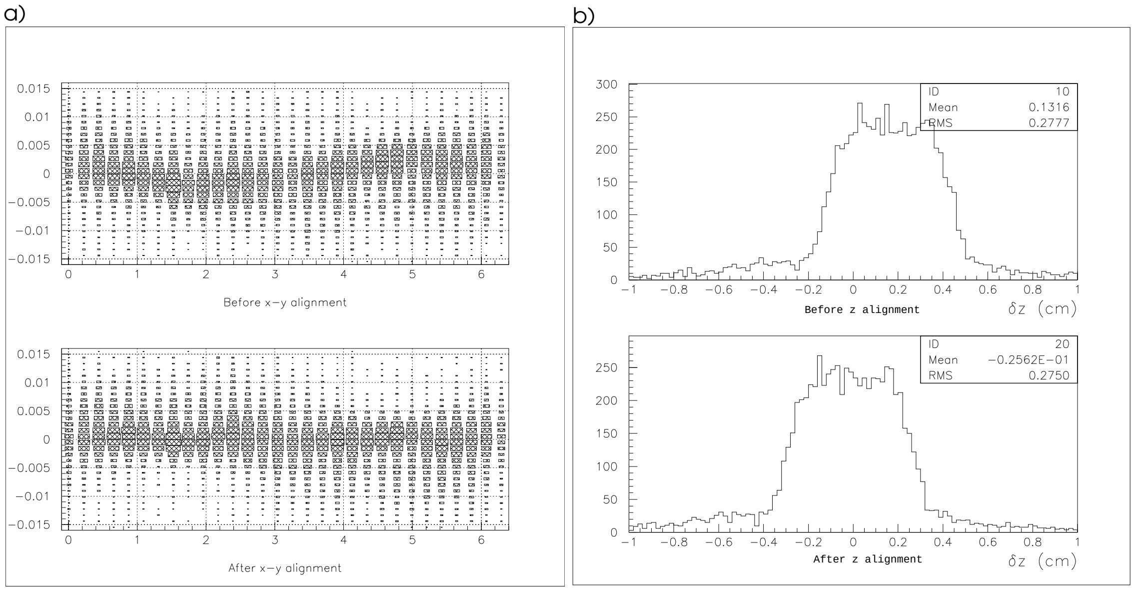



Figura 4.7: a) Distribuzione della differenza tra l'angolo $\theta$ misurato dal calorimetro e quello misurato dal rivelatore a fibre, in funzione dell'angolo $\phi$, prima (in alto) e dopo (in basso) l'allineamento in $x$ e $y$. Si può notare che prima dell'allineamento tale differenza varia sensibilmente al variare di $\phi$. B) Differenza, in mm, tra lo $z$ del calorimento e quello misurato dallo strato di fibre più interno, prima (in alto) e dopo (in basso) l'allineamento in $z$.

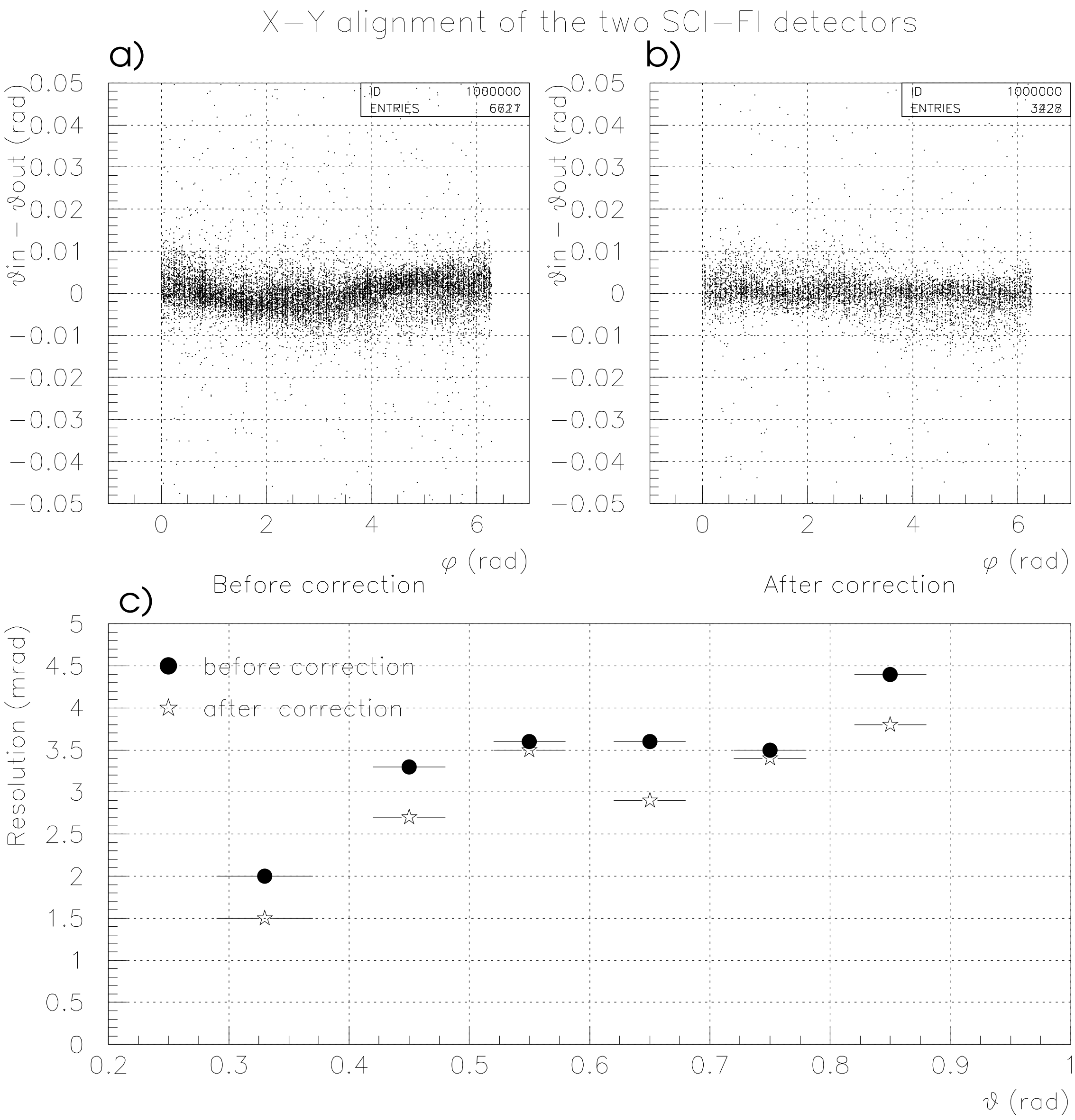



Figura 4.8: Differenza dell'angolo $\theta$ misurato dall'*Inner Detector* e di quello misurato dall'*Outer Detector* in funzione di $\phi$, prima (a) e dopo (b) il secondo allineamento. In basso: il miglioramento della risoluzione in seguito all'allineamento del rivelatore.

- utilizzare la carica letta dagli ADC per migliorare la risoluzione angolare del rivelatore.

- implementare il sistema di clusterizzazione.

### 4.6.1 Normalizzazione degli ADC

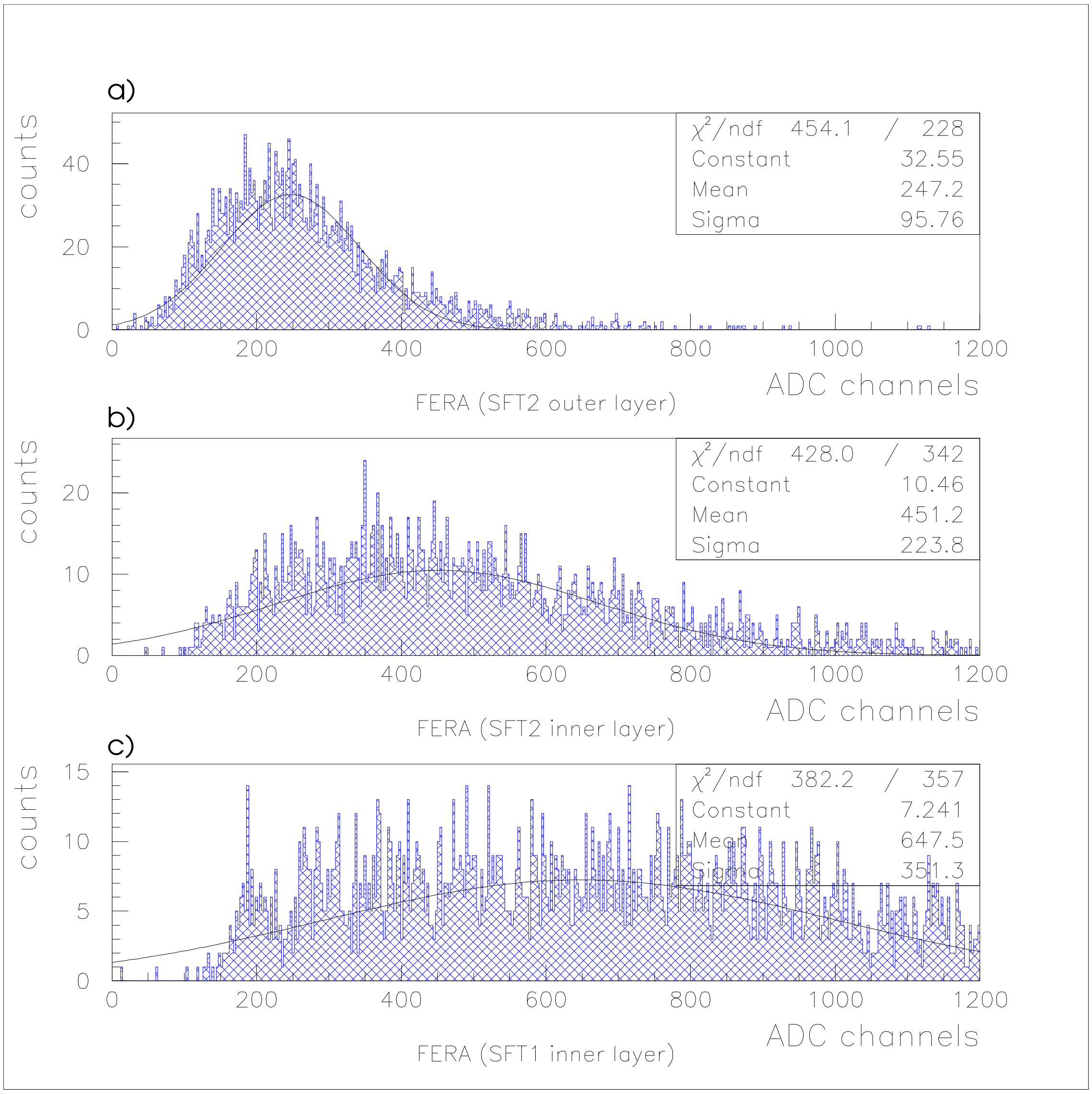



Figura 4.9: Spettri dei FERA di tre diversi VLPC: la diversità del segnale che presentano i chip di diversa generazione rende indispensabile l'utilizzo delle costanti di calibrazione.

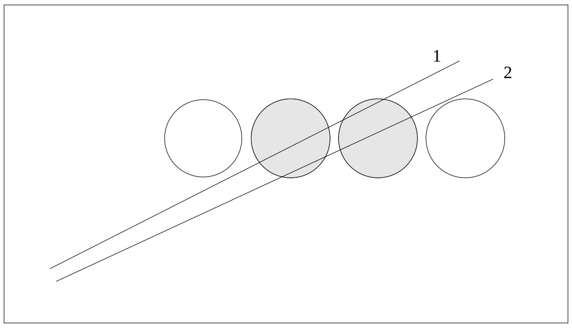



Figura 4.10: Le due diverse tracce 1 e 2 grazie all'inserimento delle normalizzazioni nel database possono essere distinte.

Nel paragrafo 3.4 abbiamo discusso le differenze di caratteristiche e prestazioni sia tra VLPC di diverse generazioni, sia tra VLPC appartenenti alla stessa famiglia. Questo può costituire un problema nel caso si volessero comparare i valori della carica letti da due diversi canali ADC, in quanto le grandi differenze nella distribuzione dei guadagni non ci consentono di stabilire quanta parte della carica letta sia dovuta al rilascio di energia da parte della particella e quanta al guadagno della catena di amplificazione.
In figura 4.9 si possono vedere gli spettri molto diversi di tre FERA appartenenti a VLPC di differenti generazioni.
Quello che si può fare è cercare di fittare i dati trovati e di utilizzare il valor medio della distribuzione trovata per normalizzare i segnali degli ADC. Questa è una correzione preliminare, non ci permette ancora di sapere con esattezza la carica depositata nelle fibre, però consente ugualmente di migliorare la risoluzione angolare del rivelatore. Facendo riferimento alla figura 4.10, prima di introdurre le normalizzazioni avremmo assegnato alla traccia 1 e alla traccia 2 la stessa coordinata $z$, uguale al valore medio del valore di $z$ della fibra $n$ e della fibra $n+1$. Ora invece facciamo una media pesata utilizzando la quantità di carica normalizzata.

### 4.6.2 Clusterizzazione

Il sistema di tracciamento deve essere in grado di distinguere se il segnale dato da un gruppo di fibre adiacenti (*cluster*) è dovuto al passaggio di una sola particella o al passaggio di due particelle ravvicinate. Quello che fa in prima analisi il programma di elaborazione delle tracce è considerare come unico *cluster* un segnale tipo quello di figura 4.11a, con tutte le fibre adiacenti "accese", e di considerare invece 2 interazioni diverse per l'evento di figura figura 4.11b in cui c'è almeno una fibra non colpita tra due *cluster*. Questo funziona bene fino a quando non ci sono

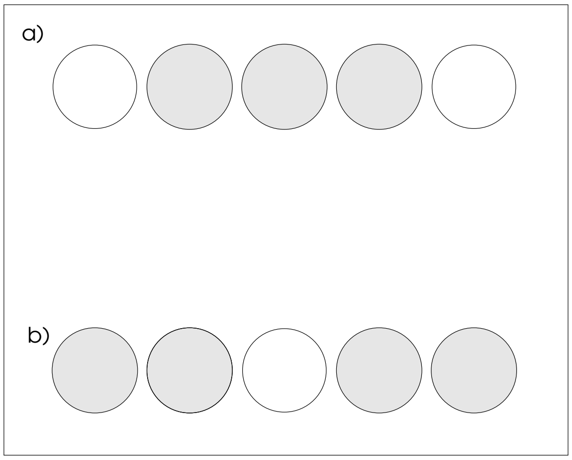



Figura 4.11: In alto: le tre fibre colpite vengono riconosciute come un singolo *cluster*. In basso: il *clusterizzatore* riconosce due tracce cariche.

VLPC morti o *latch* nel rivelatore, questi canali devono sempre essere ignorati nella clusterizzazione. I canali morti non danno alcun segnale e quindi tenderebbero a dividere in due *cluster* che in realtà sono dovuti al passaggio di una singola particella. Effetto contrario avrebbero i canali *latch* che hanno un segnale di carica basso ma pressoché continuo.
Inserendo nei file di normalizzazione dei valori prestabiliti (0 per i canali morti e 9999 per i it latch) facciamo in modo che il programma di tracciamento riconosca questi canali e li escluda dalle procedure di clusterizzazione.

# 4.7 Prestazioni

## 4.7.1 Efficienza

L'efficienza del rivelatore viene calcolata utilizzando eventi $\overline{p}p$ selezionati con il calorimetro centrale. L'efficienza è definita come rapporto tra gli eventi che danno nelle fibre un segnale compatibile con la cinematica $\overline{p}p$ e l'intero campione selezionato.
In figura 4.12a è rappresentato l'andamento dell'efficienza della struttura interna e di quella esterna in funzione dell'angolo $\theta$. Ad angoli piccoli l'efficienza è migliore

in quanto una traccia attraversa un maggior numero di fibre e ha una maggior probabilità di essere rivelata.
L'efficienza totale del rivelatore, mostrata in figura 4.12b, è molto buona ed unita alla precisione nelle misure angolari ed alla velocità di analisi dei segnali rende il rivelatore a fibre scintillanti ideale per il tracciamento di particelle cariche negli esperimenti ad alta luminosità.

### 4.7.2 Risoluzione angolare

Non è facile dare una stima della risoluzione angolare del rivelatore in quanto nel sistema di tracciamento dell'esperimento non c'è nessun altro strumento che dia una misura dell'angolo polare $\theta$ migliore di quella del rivelatore a fibre scintillanti. Quindi dobbiamo dare una definizione di risoluzione angolare adattata al nostro caso.
Definiamo risoluzione angolare per uno strato di fibre la differenza dell'angolo $\theta$ misurato da quello strato e la media degli angoli misurati dagli altri tre. In questo modo riusciamo ad avere una stima della precisione della misura effettuata.
Gli eventi utilizzati per il calcolo della risoluzione angolare sono ancora una volta eventi $\overline{p}p$ selezionati utilizzando solamente il calorimetro centrale. In figura 4.13 è rappresentato l'andamento della risoluzione angolare dell'intero rivelatore in funzione dell'angolo $\theta$. Come ci si poteva aspettare troviamo una variazione della capacità risolutiva in funzione di $\theta$, dovuto al fatto che a piccoli angoli vengono colpite più fibre e l'errore sulla determinazione della posizione della particella è minore.

### 4.7.3 Canali morti

Un altro parametro importante nello studio delle prestazioni di un rivelatore è la sua resistenza, ossia quanto il rivelatore si deteriora nel tempo in termini di perdita di canali. Data la complessità della struttura del rivelatore a fibre scintillanti, la perdita di segnale può essere dovuta a diversi fattori: dalla rottura vera e propria di una fibra o di una saldatura, al danneggiamento dei canali dei moduli FERA o TDC, alla rottura di un QPA02. Ma la causa dominante dell'usura del rivelatore è il danneggiamento dei VLPC dovuto a cicli di riscaldamento del criostato. Talvolta può essere necessario riscaldare il sistema criogenico per motivi di manutenzione, oppure durante lunghi periodi in cui non si prendono dati: in questi casi il riscaldamento (*warm up*) avviene in circa 48 ore e non danneggia i VLPC, al contrario quando per qualche motivo (interruzione del flusso di elio,

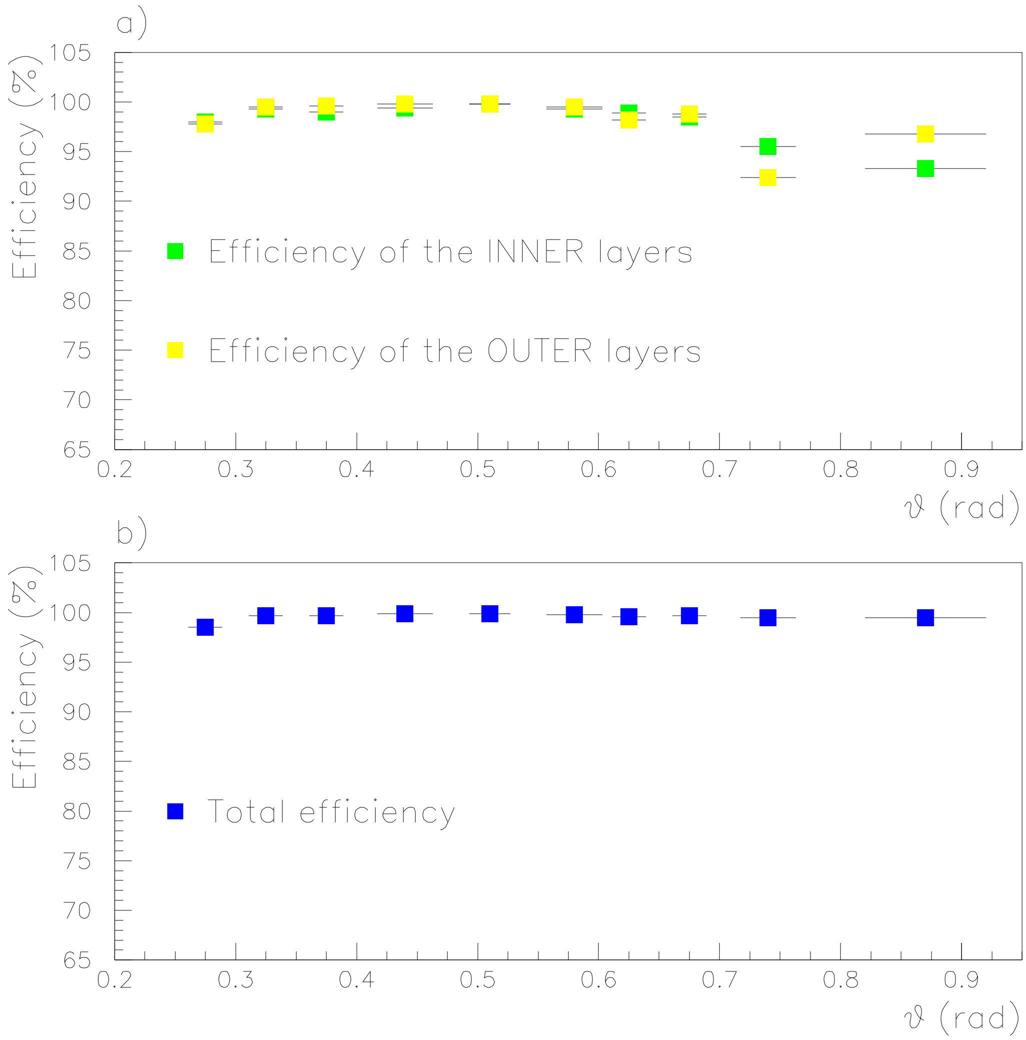



Figura 4.12: Efficienza del rivelatore: in alto sono graficate le efficienze dell'*Inner* e dell'*Outer Detector* separatamente, in funzione dell'angolo $\theta$. In basso l'efficienza totale: ad angoli piccoli l'efficienza è migliore poiché il numero di fibre che intercettano il passaggio di una particella è maggiore.

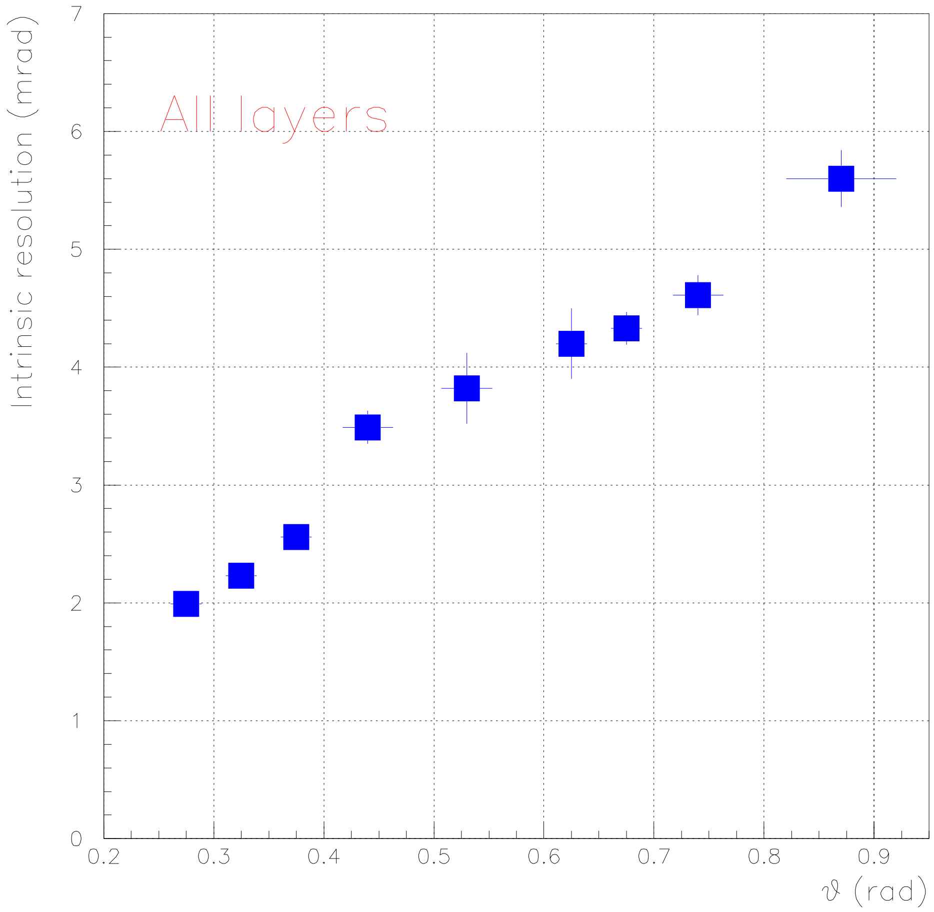



Figura 4.13: Risoluzione del rivelatore a fibre scintillanti in funzione dell'angolo polare.

*black out*, guasto meccanico, ecc.) il criostato si riscalda rapidamente si corre il rischio di danneggiare irreparabilmente i VLPC. Nelle figure 4.14 e 4.15 si può vedere l'andamento della perdita di canali durante i primi mesi del secondo run. Ad agosto il numero dei canali morti era 60, circa il 4.5% del numero totale dei canali.

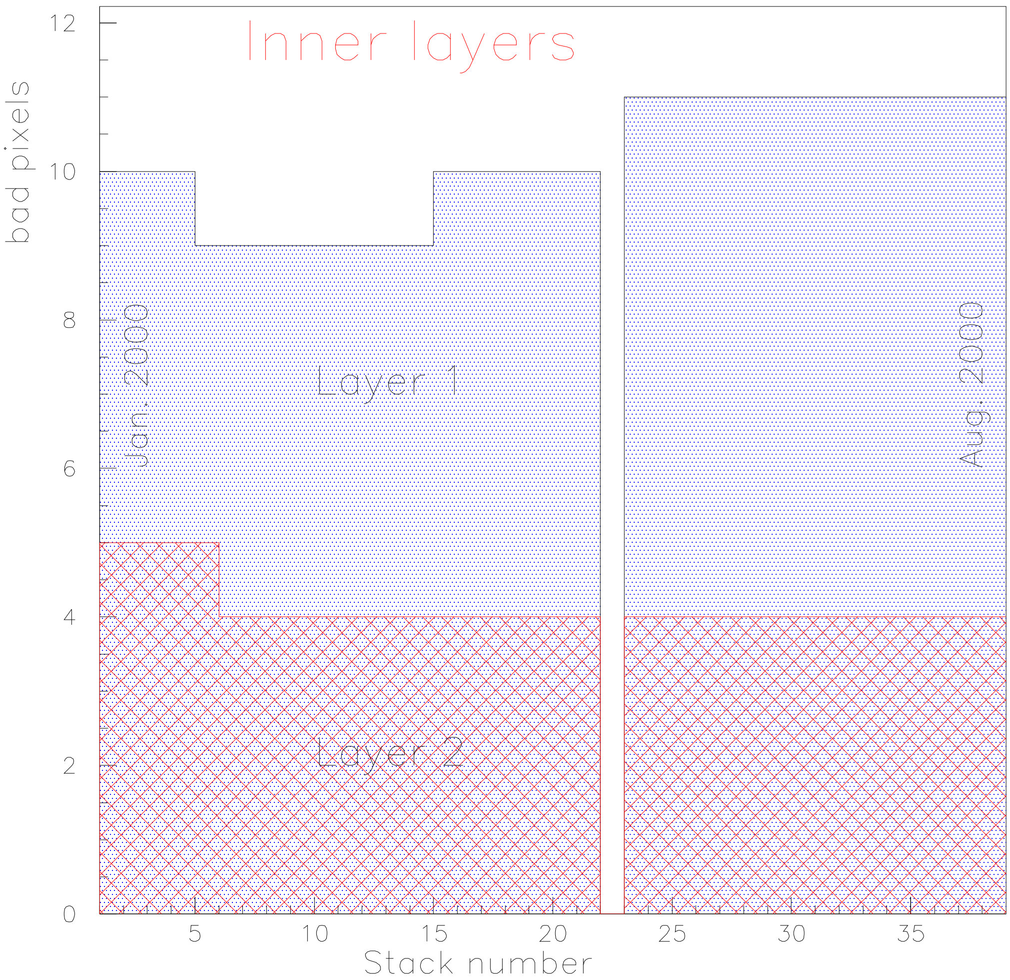



Figura 4.14: Numero di canali morti in funzione del tempo per l'*Inner Detector*

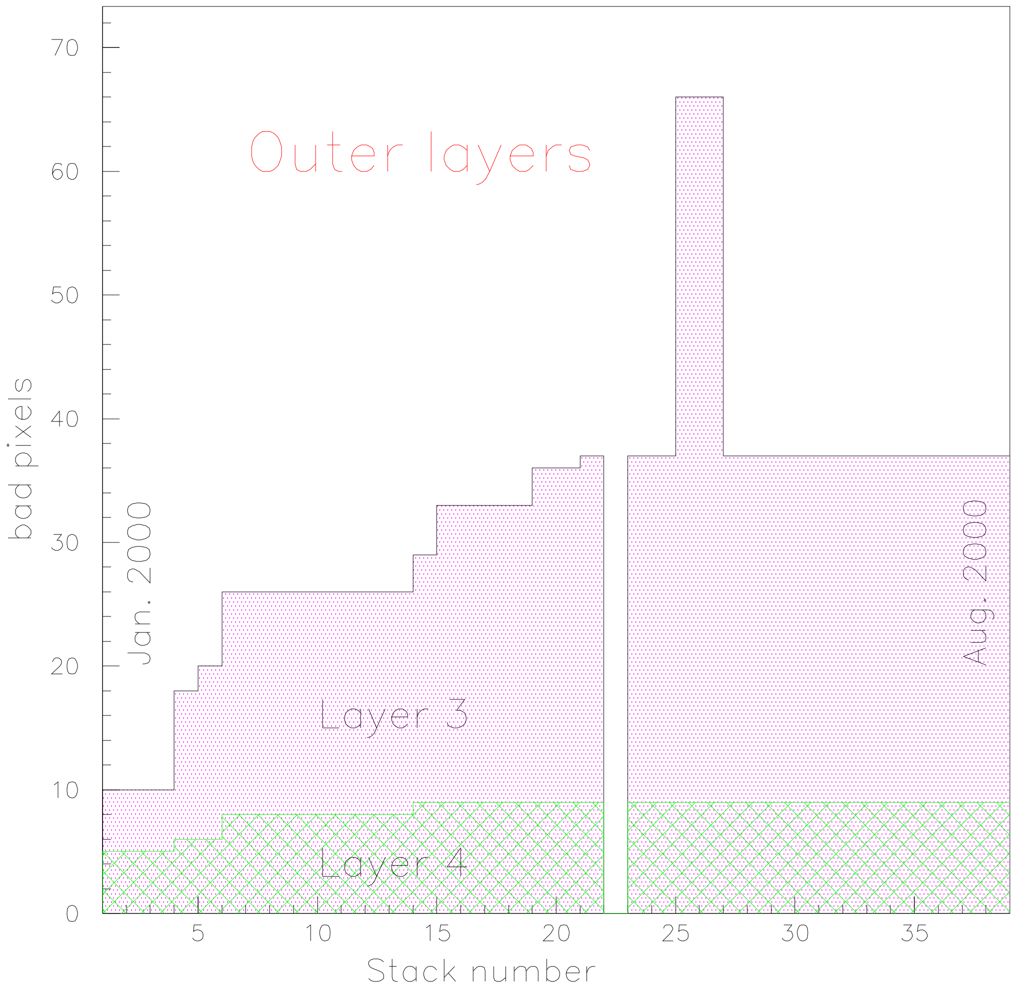



Figura 4.15: Numero di canali morti in funzione del tempo per l'*Outer Detector*.

# Capitolo 5

# Studio dello stato finale $J/\psi\ \pi^+\pi^-$

In questo capitolo verrà presentata una analisi preliminare del canale $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ basata unicamente su informazioni topologiche, considerando cioè come unico parametro di selezione la geometria delle tracce dei prodotti di decadimento. Tale analisi è stata applicata a tutti i dati acquisiti nel corso della presa dati, focalizzandosi in particolar modo sulla regione energetica che corrisponde alla risonanza $h_c$. Per i dati di tale risonanza inoltre si cercherà di dare un'interpretazione più quantitativa analizzando lo spettro di eccitazione col metodo della Massima Verosimiglianza.

Nella tabella 5.1 sono riassunti tutti i dati utilizzati nell'analisi. Per ogni stack sono riportati: energia nel centro di massa, larghezza del fascio e luminosità integrata. Come si può vedere la regione in esame è molto vasta, va dai 3400 MeV circa della $\chi_0$ agli oltre 3800 MeV della regione ad alte energie. Inoltre, alcune delle risonanze considerate, ad esempio le $\chi$ non possono decadere in $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ , tali punti vengono studiati per avere una conferma della validità dell'analisi e, come vedremo in seguito, per avere una stima migliore dei fondi da inserire nel fit dei dati della $h_c$.

I dati che passano la selezione del trigger hardware e del filtro vengono archiviati in file detti GOLD. In un secondo momento un programma *offline* processa i GOLD file selezionando gli eventi con:

• massa invariante delle linee cariche candidate ad essere elettroni maggiore di 2.6 MeV;

• i due cluster più energetici del calorimetro centrale associati a due segnali nel

Čerenkov ;

- un segnale associabile agli elettroni in almeno due odoscopi.

L'efficienza di questi tagli è stata calcolata attorno al 96%. Questi file vengono chiamati mini DST (mDST) e costituiscono il punto di partenza dell'analisi.

I dati contenuti nei mDST vengono processati una seconda volta per creare le *n-tuple* che saranno poi analizzate. Durante questo procedimento viene fatta una preselezione per eliminare quegli eventi che hanno un numero di *extra-cluster* nel calorimentro centrale maggiore di 6 e la cui massa invariante dei depositi associati alla coppia $e^+e^-$ sia maggiore di 2.2 GeV.

## 5.1 Il canale inclusivo $J/\psi\ X$

Prima di isolare il canale esclusivo $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ attuiamo una preselezione atta ad individuare quegli eventi compatibili con il canale inclusivo $J/\psi\ X$.

Per selezionare tale canale possiamo inizialmente fare particolari richieste per la coppia elettrone-positrone agendo sulla massa invariante e sul prodotto degli *electron weight*, come illustrato di seguito.

**Massa invariante:** richiediamo che la massa invariante della coppia $e^+e^-$ proveniente dal decadimento della $J/\psi$ sia compresa tra 2.7 GeV e 3.4 GeV.

**Prodotto degli** ***electron weight*****:** l'*electron weight* è un indicatore della probabilità che una traccia sia dovuta ad un elettrone "reale" piuttosto che al fondo (principalmente dovuto alla conversione di fotoni in coppie $e^+e^-$ ). Esso è ottenuto combinando varie informazioni del rivelatore (altezza d'impulso del contatore Čerenkov , forma dello sciame nel calorimetro, $dE/dx$ negli odoscopi, ecc.).
Richiediamo che il prodotto degli *electron weight* delle tracce riconosciute come elettroni $(ew1 * ew2)$ sia $> 5$; Per le ragioni di questa scelta si veda la figura 5.1.

| Stack | Risonanza | $E_{cm}$ (MeV) | $\sigma_b$ (MeV) | $\int Ldt$ ($nb^{-1}$) |
|---|---|---|---|---|
| 1 | $\psi'$ | scan | 0.200 | 771.7 |
| 2 | $\psi'$ | 3686.0 | 0.200 | 1008.2 |
| 3 | $\chi_2$ | scan | 0.200 | 1115.2 |
| 4 | $\chi_1$ | scan | 0.210 | 1338.42 |
| 5 | $\psi'$ | scan | 0.300 | 543.0 |
| 6 | $\psi'$ | 3686.0 | 0.297 | 100.0 |
| 7 | $\chi_0$ | 3418.0 | 0.347 | 1465.9 |
| 8 | $\chi_0$ | 3470.0 | 0.342 | 2512.6 |
| 9 | $\chi_0$ | 3415.0 | 0.356 | 2353.0 |
| 10 | $\chi_0$ | 3385.0 | 0.397 | 1631.0 |
| 11 | $\chi_0$ | 3426.0 | 0.401 | 1800.1 |
| 13 | $\chi_0$ | 3416.0 | 0.522 | 2727.2 |
| 14a | $\chi_0$ | 3406.0 | 0.426 | 2680.5 |
| 14b | $\psi'$ | 3686.0 | 0.334 | 991.9 |
| 15 | $h_c$ | 3526.2 | 0.442 | 3674.5 |
| 16 | $h_c$ | 3525.7 | 0.376 | 3316.0 |
| 17 | $h_c$ | 3526.5 | 0.291 | 3707.5 |
| 18 | $h_c$ | 3525.95 | 0.294 | 3742.4 |
| 19 | $h_c$ | 3526.8 | 0.311 | 3036.7 |
| 20 | $h_c$ | 3525.4 | 0.309 | 4305.1 |
| 21 | $h_c$ | 3525.1 | 0.300 | 3709.6 |
| 22 | $h_c$ | 3526.2 | 0.280 | 2627.9 |
| 23 | $h_c$ | 3523.3 | 0.390 | 3058.6 |
| 24 | $h_c$ | 3526.25 | 0.356 | 510.5 |
| 25 | $h_c$ | 3526.25 | 0.304 | 952.7 |
| 26 | $h_c$ | 3526.25 | 0.328 | 2469.5 |
| 27 | $h_c$ | 3528.9 | 0.385 | 2467.0 |
| 28 | $h_c$ | 3528.5 | 0.364 | 1279.3 |

| Stack | Risonanza | $E_{cm}$ (MeV) | $\sigma_b$ (MeV) | $\int Ldt$ (nb$^-1$) |
|---|---|---|---|---|
| 31 | $\chi_0$ | 3384.75 | 0.497 | 3370.4 |
| 32a | $\chi_0$ | 3422.0 | 0.413 | 2152.3 |
| 32b | $\chi_0$ | 3409.0 | 0.339 | 1134.5 |
| 33 | $\chi_0$ | 3414.0 | 0.627 | 2925.8 |
| 34a | $\chi_0$ | 3430.0 | 0.482 | 1438.2 |
| 34b | $\chi_0$ | 3400.0 | 0.346 | 1482.8 |
| 35 | $h_c$ | 3526.2 | 0.290 | 1458.3 |
| 36 | $h_c$ | 3526.2 | 0.268 | 1647.1 |
| 37 | $h_c$ | 3525.8 | 0.256 | 1668.1 |
| 38 | $h_c$ | 3525.8 | 0.288 | 1638.3 |
| 39 | $h_c$ | 3524.7 | 0.297 | 2033.0 |
| 40 | $h_c$ | 3527.2 | 0.265 | 1223.3 |
| 41 | $h_c$ | 3526.2 | 0.253 | 1947.3 |
| 42 | $\chi_0$ | 3392.0 | 0.328 | 1431.1 |
| 43 | $\chi_1$ | 3510 | 0.308 | 1874.2 |
| 44 | $\chi_1$ | scan | 0.270 | 2777.9 |
| 45a | hight energy | 3810.0 | 0.296 | 486.6 |
| 45b | hight energy | 3800.0 | 0.251 | 955.1 |
| 45c | hight energy | 3798.0 | 0.214 | 512.5 |
| 46 | hight energy | 3770.0 | 0.330 | 2177.2 |
| 48 | hight energy | 3836.0 | 0.304 | 1033.7 |

Tabella 5.1:

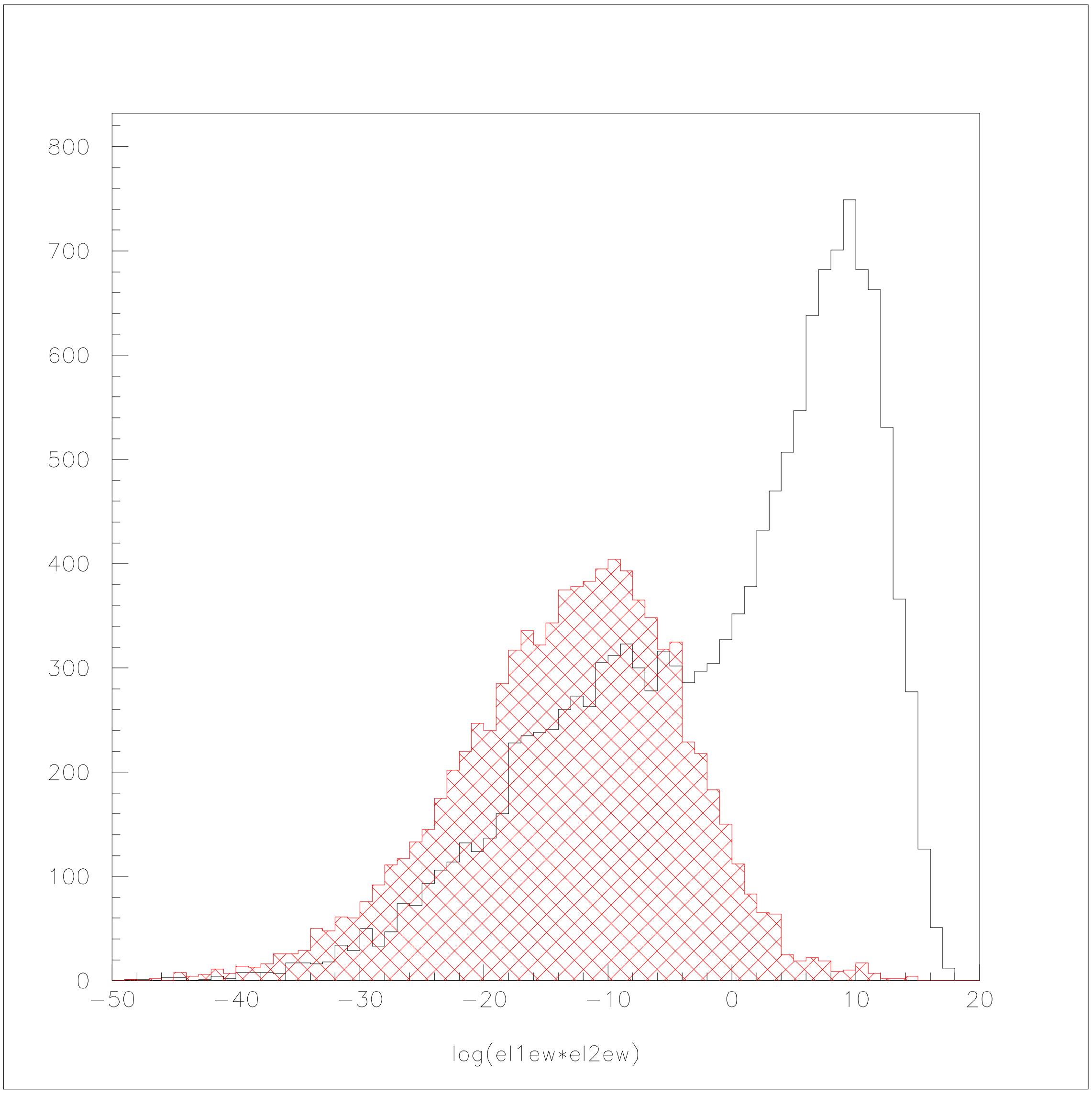


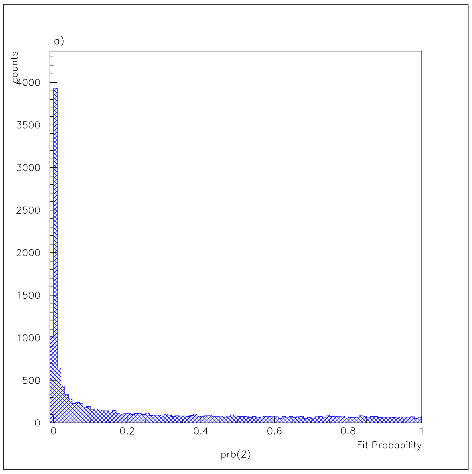

Figura 5.1: Distribuzione del logaritmo del prodotto dell'*electron weight* di un campione di elettroni all'energia della $\psi'$ (linea nera); la scelta $ew1 * ew2 > 5$ separa nettamente gli eventi che passano la selezione $ew1 * ew2 > 5$ dal fondo. Per il fondo (in rosso) sono stati utilizzati gli eventi dei punti ad alte energie.

### 5.1.1 Fit cinematico

Un fit cinematico è un algoritmo che esprime con un numero la compatibilità dei dati relativi ad un evento (energia, direzione e numero di tracce) con un'ipotesi cinematica prescelta. Lo stato finale del processo considerato è caratterizzato da un numero $N$ di grandezze osservabili indipendenti $x_1, ..., x_N$, una parte delle quali ($N_{mis}$) viene misurata nei rivelatori con errore $\sigma$. Le variabili sono collegate tra loro da alcuni vincoli imposti dalla fisica coinvolta (conservazione del quadrimpulso totale, uguaglianza della massa invariante dei prodotti di decadimento con la massa della risonanza).
Utilizzando il metodo dei moltiplicatori di Lagrange, si cerca sull'ipersuperficie determinata dalle equazioni di vincolo il minimo della funzione $\chi^2$. Il generico vincolo $g$ si può determinare con un'equazione del tipo $g(x_1, ..., x_N) = 0$, che contiene le $N$ grandezze. L'algoritmo utilizza una parte di tali condizioni per stimare le variabili non misurate; quindi ricerca il minimo della funzione $\chi^2$, così ridefinita in presenza di vincoli:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{mis}} \frac{(x_i - \overline{x_i})^2}{\sigma_i^2} + \sum_{k=1}^{N_{vinc}} \lambda_k \cdot g_k$$

al variar dei parametri $\overline{x_1}, ..., \overline{x_N}$ e $\lambda_1, ..., \lambda_N$ (pesi dei vincoli).
Quando gli errori sulle misure sono gaussiani, il valore trovato $\chi^2_{min}$ segue una distribuzione di $\chi^2$ per $\nu = N - (N_{vinc} - (N - N_{mis}))$ gradi di libertà. Integrando tale distribuzione tra $\chi^2_{min}$ e infinito e dividendo per l'area totale si ricava la probabilità $P_{\chi^2}$ di trovare un $\chi^2$ più grande e quindi un accordo peggiore. Su un campione di eventi del tipo ipotizzato, se gli errori fossero esattamente gaussiani ci si aspetterebbe una distribuzione piatta della probabilità $P_{\chi^2}$. Per errori reali (Fig. 5.2a) deve tendere ad un asintoto orizzontale per $P_{\chi^2} \to 1$.
Una descrizione dettagliata dell'utilizzo di questo metodo si può trovare nella referenza [29].
Nella classificazione degli eventi la $P_{\chi^2}$ viene calcolata per un dato decadimento e confrontata con opportune soglie. Quando l'esito è favorevole l'evento viene etichettato.
Per il calcolo dell'efficienza di un possibile taglio $P_{\chi^2} > P_{cut}$, ancora una volta, se gli errori fossero perfettamente gaussiani (distribuzione piatta) sarebbe $\varepsilon = 1 - P_{cut}$. Nel caso reale occorre calcolarla volta per volta sui dati analizzati a causa dell'innalzamento della distribuzione in prossimità dello 0.



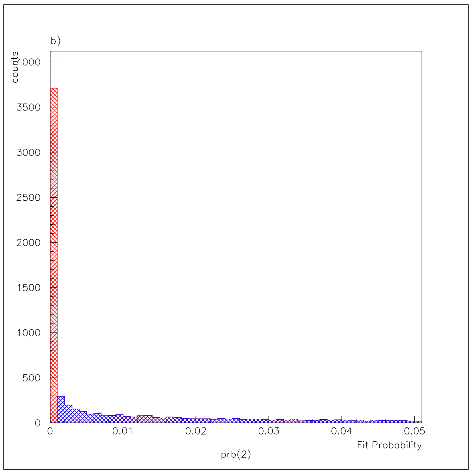




Figura 5.2: Sinistra: andamento della probabilità di fit, è evidente l'asintoto orizzontale quando la probabilità tende ad 1. Destra: effetto del taglio $Prb(J/\psi\ X) > 10^{-3}$ sul campione di eventi alla $\psi'$

Utilizzando il fit cinematico per il canale $J/\psi$ inclusivo presente nelle routine dell'*offline*, aggiungiamo come ulteriore richiesta che la probabilità di fit per tale canale sia maggiore di $10^{-3}$ (vedi Fig. 5.2b).

In figura 5.3 è rappresentato lo spettro della sezione d'urto inclusiva per l'intera regione: sono evidenti i picchi della $\psi'$ , e delle $\chi$.
In figura 5.4 si può vedere lo spettro della massa invariante della coppia elettrone positrone all'energia della $\psi'$, prima e dopo i tagli effettuati.

## 5.2 Il canale esclusivo $J/\psi\ \pi^+\pi^-$

Un decadimento in $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ , con la $J/\psi$ che decade elettromagneticamente in $e^+e^-$, è caratterizzato da 4 tracce cariche. La selezione che applicheremo è solamente di carattere topologico, non vengono cioè fatte richieste su impulso ed energia delle particelle.

### 5.2.1 Selezione topologica degli eventi

Per selezionare le 4 tracce cariche dello stato finale vengono utilizzati gli odoscopi H2 e H2', il contatore di veto in avanti (FCV), il Čerenkov , ed il Calorimetro in avanti. Vengono analizzati tutti i dati che hanno passato la precedente selezione

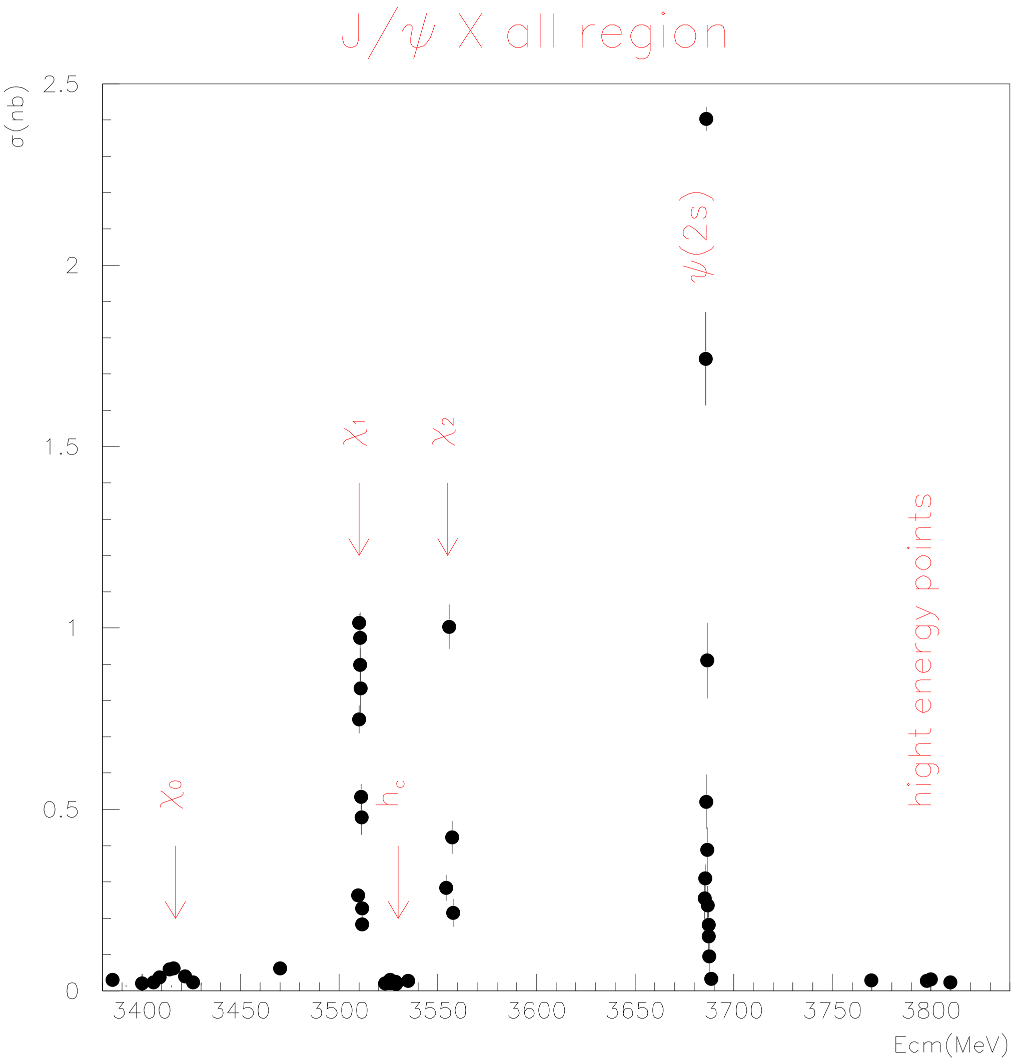



Figura 5.3: Andamento della sezione d'urto (in nb) per il canale $J/\psi$ inclusivo in funzione dell'energia nel centro di massa.

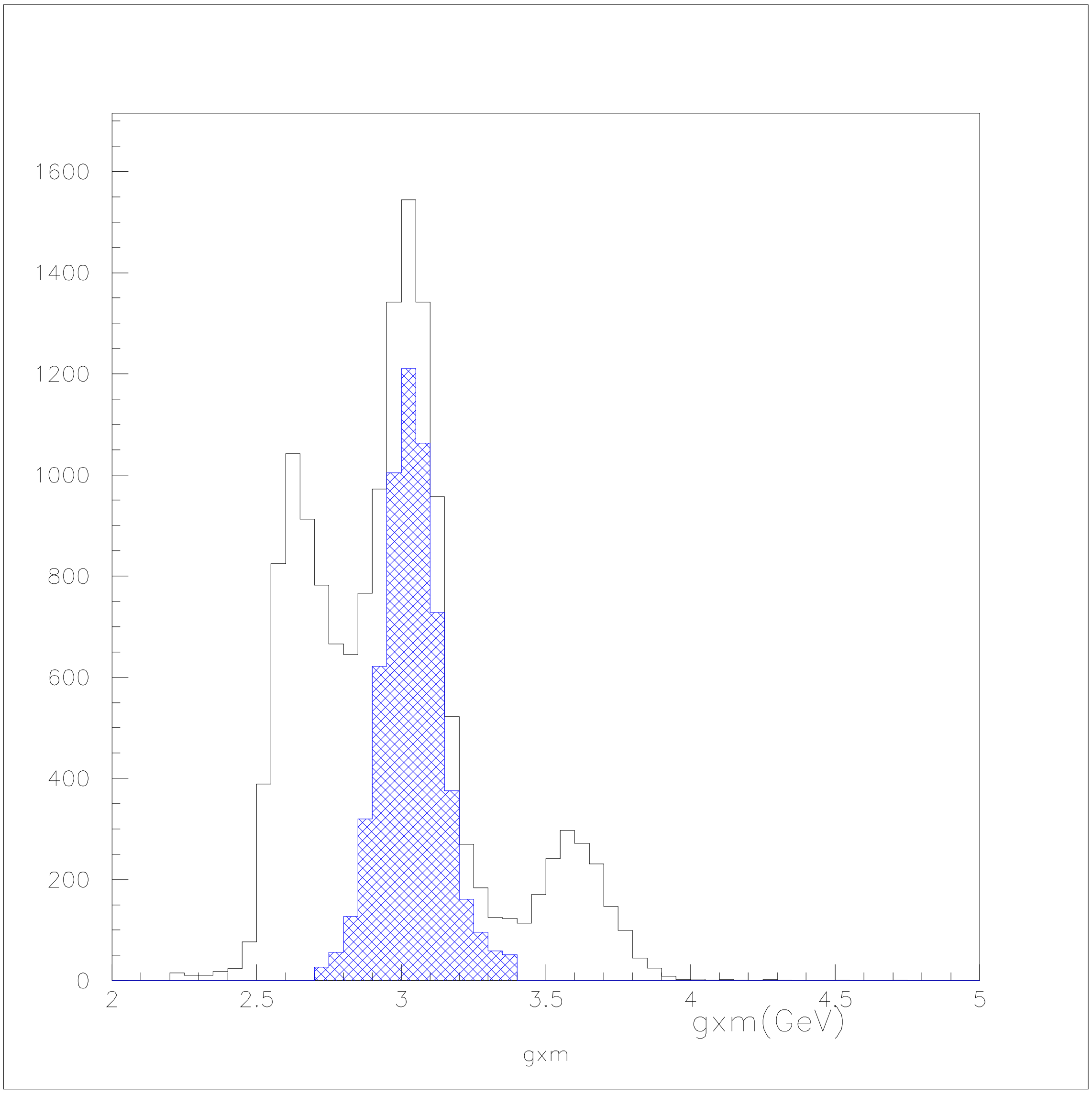



Figura 5.4: Massa invariante della coppia di elettroni (in GeV) all'energia della $\psi'$ senza alcuna selezione (linea nera) con la selezione del canale $J/\psi$ inclusivo (area blu).

$J/\psi\ X$.
Prima di procedere con il conteggio degli *hit* per individuare le tracce, si deve definire cosa si intende con *hit* per ciascun rivelatore, cioè dare un criterio che stabilisca, partendo dai segnali dei FERA e dei TDC, quando c'è stata una interazione con una particella.

Utilizzando il segnale normalizzato proveniente dai FERA, impostiamo le soglie dei contatori nel seguente modo[1]:

| | |
|---|---|
| H2 | 0.2 mips |
| H2' | 0.3 mips |
| FCV | 0.1 mips |

In figura 5.5 si può avere un'idea dell'importanza di questi tagli.

I segnali provenienti dai TDC sono essenziali per definire quando un segnale è *on time*, cioè quando è "contemporaneo" a quello degli elettroni. Per ogni evento che superi la soglia fissata per gli ADC viene confrontata la differenza $\Delta t$ tra il segnale del TDC dell'odoscopio ed il valore medio del segnale degli elettroni. In figura 5.6 sono graficate tali differenze, si è deciso di scartare tutti quegli eventi con $|\Delta t|$ maggiore di 25 canali TDC (=25 ns). La stessa condizione di *on time* è stata posta anche sui segnali del Čerenkov e sui cluster del calorimetro in avanti.

Con il FCV intendiamo ampliare la regione di ricerca dei due pioni anche a piccoli angoli $\theta$. In questa regione troviamo una maggior quantità di fondo: per ridurre la contaminazione di eventi spuri utilizziamo in coincidenza il calorimetro in avanti richiedendo che ad ogni *hit* di un ottante di FCV ci sia un *cluster on time* in FCAL nella stessa regione angolare. Chiamiamo questa condizione "coincidenza in avanti".

A questo punto siamo pronti per selezionare gli eventi. La scelta viene fatta attraverso cicli software che contano gli *hit* dei vari rivelatori e confrontano i risultati ottenuti con le logiche di selezione.
Affinché un evento sia ritenuto valido ed etichettato deve soddisfare tutte le seguenti logiche.

[1]Le condizioni sugli ADC vengono impostate in termini di *mip* (*minimum ionizating particle*) che è la quantità di carica minima che deve essere rivelata affinchè si possa indicare il passaggio di una particella.

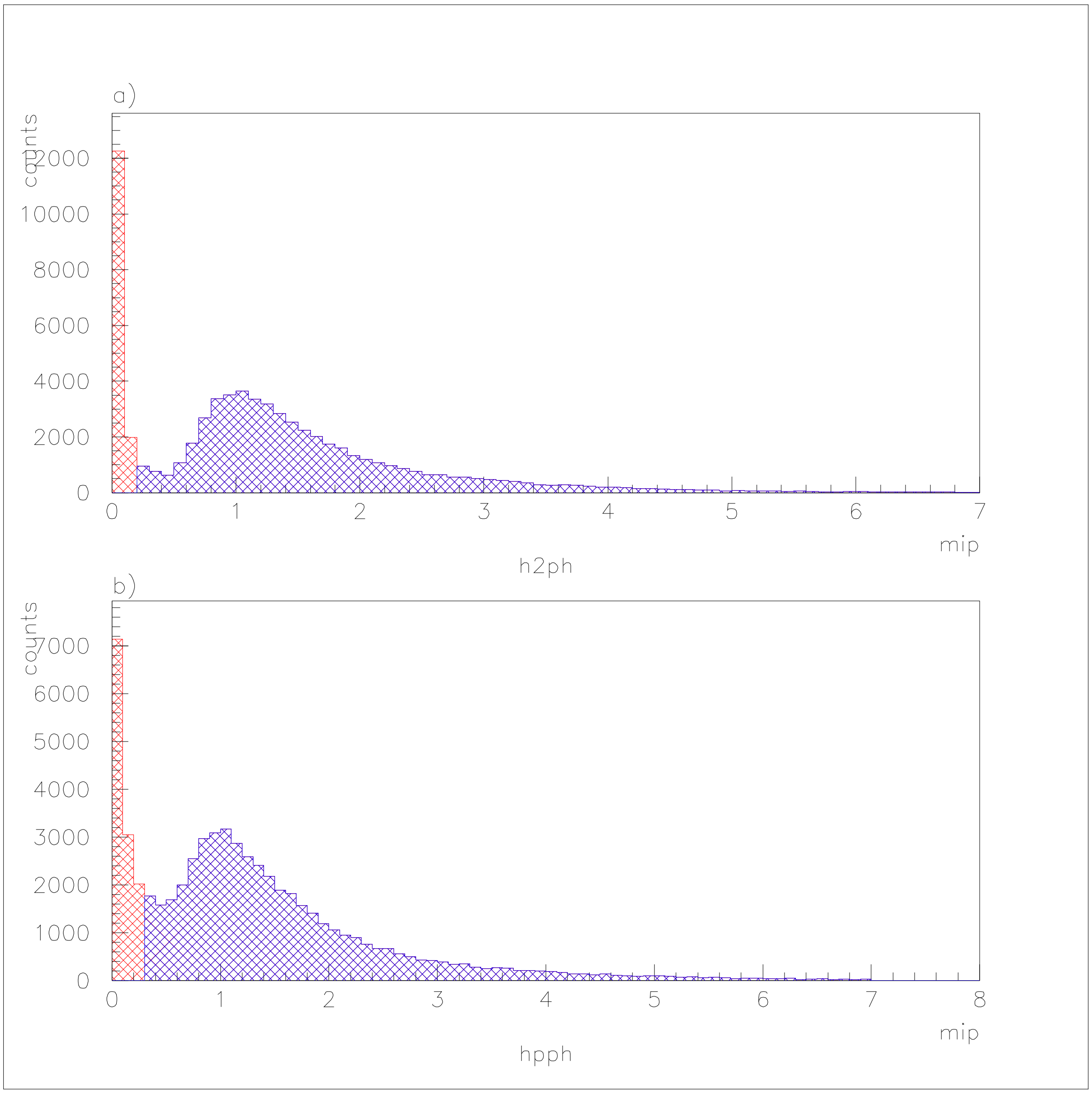



Figura 5.5: Effetto dei tagli sulla carica letta dagli ADC sul campione di eventi raccolti alla $\psi'$ per gli odoscopi $H2$ (a) e $H2'$ (b).

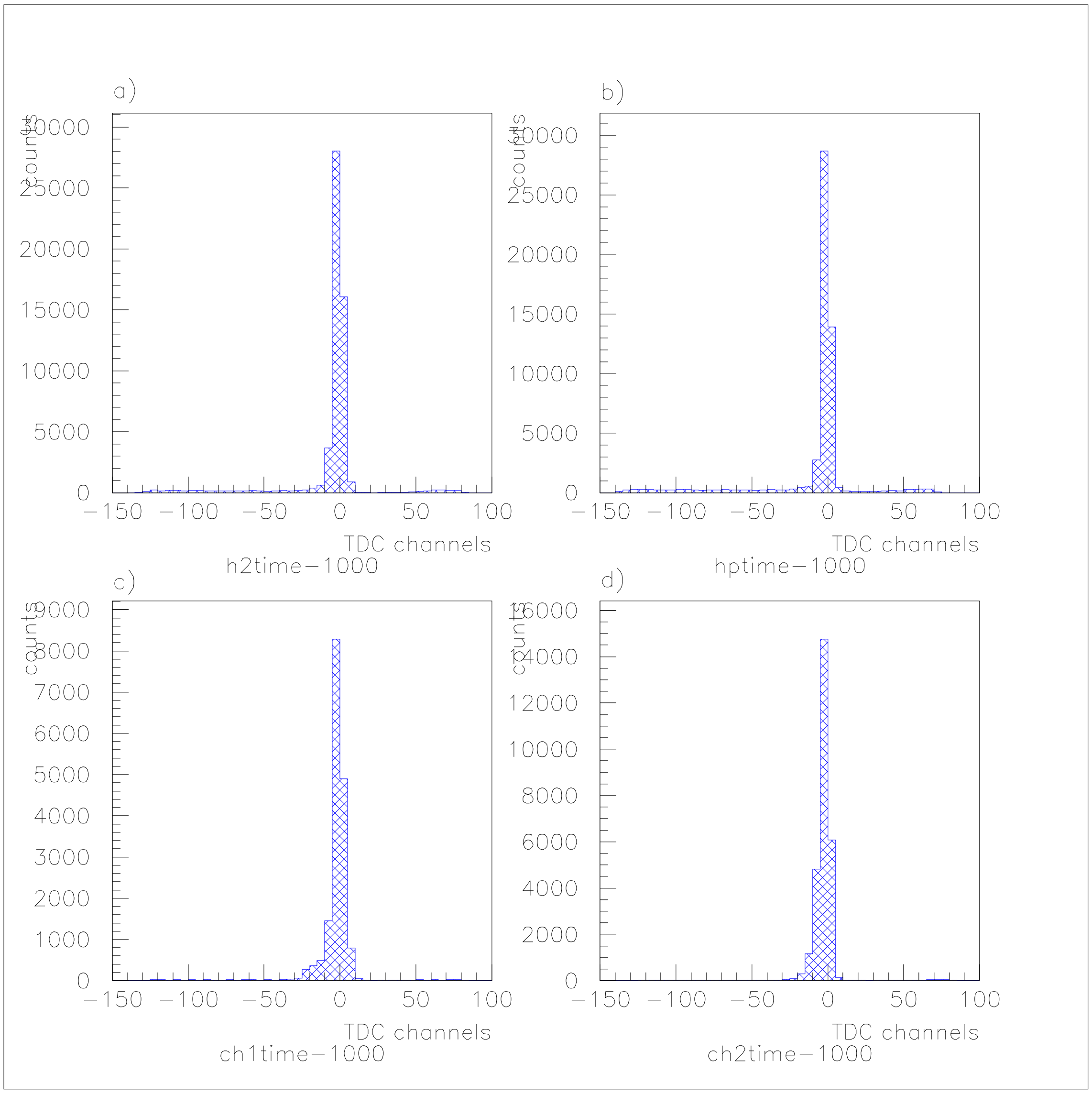



Figura 5.6: Distribuzione dei TDC per gli odoscopi $H2$ (a) e $H2'$ (b) e per i due settori del Čerenkov (c-d).

**logica 1.** Numero di tracce: un evento passa la logica 1 se ha:

- 4 *hit* in H2 (le quattro tracce cariche), oppure,

- 3 *hit* in H2 e 4 in H2'. Questo perché H2' ha una copertura angolare in $\theta$ maggiore; oppure

- 3 *hit* in H2 ed una coincidenza in avanti, oppure,

- 2 *hit* in H2 e 2 coincidenze in avanti.

**logica 2.** Non ci devono essere tracce cariche adiacenti a quelle degli elettroni. Questo per ridurre il fondo dovuto ai raggi delta.

**logica 3.** Il Čerenkov deve essere associato solo agli *hit* che corrisplondono agli elettroni.

Nella tabella 5.2 sono riportati i risultati dell'analisi: per ogni punto sono indicati il numero di eventi nei file mDST, il numero di eventi che passa la selezione per il canale inclusivo, il numero di eventi per il canale esclusivo ed il rapporto $J/\psi$ $\pi^+\pi^-$ su $J/\psi\ X$.

La figura 5.7 riporta una panoramica dell'intera regione per lo stato finale in analisi, colpisce subito il fatto che le risonanze $\chi_1$ e $\chi_2$ sembrano avere una sezione d'urto per il decadimento in $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ (canale teoricamente proibito) superiore a quella dell'$h_c$ e comunque molto alta; questo è dovuto al fatto che essendo il segnale $J/\psi\ X$ molto più alto è maggiore anche il fondo che passa la selezione. Graficando, infatti, il rapporto tra le sezioni d'urto esclusiva ($J/\psi\ \pi^+\pi^-$ ) ed inclusiva (vedi Fig. 5.8) lo spettro assume la forma attesa.

### 5.2.2 Efficienza della selezione

Cerchiamo ora di dare una stima dell'efficienza di selezione dell'analisi presentata. Per prima cosa calcoleremo l'efficienza per il canale inclusivo utilizzando il campione

| Stack | Ecm | eventi con nessuna selezione | eventi $J/\psi\ X$ | eventi $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ | $\frac{\sigma(J/\psi\pi^+\pi^-)}{\sigma(J/\psi X)}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | $\psi'$ scan | 2724 | 671 | 130 | 0.193 |
| 2 | $\psi'$ peak (3686.0 MeV) | 6753 | 2991 | 597 | 0.200 |
| 3 | $\chi_2$ scan | 2276 | 456 | 6 | 0.013 |
| 4 | $\chi_1$ scan | 2392 | 700 | 5 | 0.007 |
| 5 | $\psi'$ scan | 3527 | 94 | 18 | 0.191 |
| 6 | $\psi'$ peak (3686.0 MeV) | 400 | 162 | 29 | 0.179 |
| 7 | $\chi_0$ (3418.0 MeV) | 1671 | 25 | 32 | 0. |
| 8 | $\chi_0$ (3470.0 MeV) | 3239 | 156 | 3 | 0.019 |
| 9 | $\chi_0$ (3415.0 MeV) | 2780 | 29 | 0 | 0. |
| 10 | $\chi_0$ (3385.0 MeV) | 1745 | 48 | 0 | 0. |
| 11 | $\chi_0$ (3426.0 MeV) | 2117 | 43 | 1 | 0.023 |
| 13 | $\chi_0$ (3416.0 MeV) | 2693 | 172 | 5 | 0.029 |
| 14a | $\chi_0$ (3406.0 MeV) | 2751 | 61 | 0 | 0. |
| 14b | $\psi'$ peak (3686.0 MeV) | 5087 | 1860 | 355 | 0.190 |
| 15 | $h_c$ (3526.2 MeV) | 4980 | 60 | 2 | 0.033 |
| 16 | $h_c$ (3525.7 MeV) | 4351 | 72 | 2 | 0.028 |
| 17 | $h_c$ (3526.5 MeV) | 4809 | 81 | 2 | 0.025 |
| 18 | $h_c$ (3525.95 MeV) | 4737 | 62 | 1 | 0.016 |
| 19 | $h_c$ (3526.8 MeV) | 3696 | 67 | 1 | 0.015 |
| 20 | $h_c$ (3525.4 MeV) | 5455 | 95 | 1 | 0.011 |
| 21 | $h_c$ (3525.1 MeV) | 4555 | 66 | 3 | 0.046 |
| 22 | $h_c$ (3526.2 MeV) | 3695 | 63 | 7 | 0.111 |
| 23 | $h_c$ (3523.3 MeV) | 3581 | 61 | 1 | 0.016 |
| 24 | $h_c$ (3526.25 MeV) | 718 | 8 | 0 | 0. |
| 25 | $h_c$ (3526.25 MeV) | 1193 | 21 | 1 | 0.048 |
| 26 | $h_c$ (3526.25 MeV) | 3311 | 51 | 4 | 0.078 |
| 27 | $h_c$ (3528.9 MeV) | 3228 | 47 | 1 | 0.021 |
| 28 | $h_c$ (3528.5 MeV) | 1794 | 32 | 2 | 0.063 |

| Stack | Ecm | eventi con nessuna selezione | eventi $J/\psi\ X$ | eventi $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ | $\frac{\sigma(J/\psi\pi^+\pi^-)}{\sigma(J/\psi X)}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 31 | $\chi_0$ (3384.75.0 MeV) | 2895 | 47 | 0 | 0. |
| 32a | $\chi_0$ (3422.0 MeV) | 2156 | 62 | 3 | 0.048 |
| 32b | $\chi_0$ (3409.0 MeV) | 791 | 42 | 0 | 0. |
| 33 | $\chi_0$ (3414.0 MeV) | 2912 | 175 | 2 | 0.011 |
| 34a | $\chi_0$ (3430.0 MeV) | 1496 | 26 | 2 | 0.077 |
| 34b | $\chi_0$ (3400.0 MeV) | 1355 | 30 | 1 | 0.033 |
| 35 | $h_c$ (3526.2 MeV) | 2277 | 30 | 2 | 0.067 |
| 36 | $h_c$ (3526.2 MeV) | 2670 | 46 | 2 | 0.044 |
| 37 | $h_c$ (3525.8 MeV) | 2395 | 33 | 0 | 0. |
| 38 | $h_c$ (3525.8 MeV) | 2314 | 56 | 1 | 0.018 |
| 39 | $h_c$ (3524.7 MeV) | 2953 | 48 | 2 | 0.041 |
| 40 | $h_c$ (3527.2 MeV) | 1734 | 19 | 0 | 0.0 |
| 41 | $h_c$ (3526.2 MeV) | 2605 | 51 | 3 | 0.058 |
| 42 | $\chi_0$ (3392.0 MeV) | 1488 | 19 | 0 | 0. |
| 43 | $\chi_1$ peak (3510 MeV) | 4210 | 1556 | 15 | 0.010 |
| 44 | $\chi_1$ scan | 4996 | 1170 | 15 | 0.013 |
| 45a | hight energy (3810 MeV) | 1238 | 11 | 1 | 0.090 |
| 45b | hight energy (3800 MeV) | 2369 | 30 | 4 | 0.133 |
| 45c | hight energy (3798 MeV) | 862 | 14 | 0 | 0. |
| 46 | hight energy (3770 MeV) | 4162 | 62 | 4 | 0.065 |
| 48 | hight energy (3836 MeV) | 2366 | 26 | 2 | 0.077 |

Tabella 5.2:

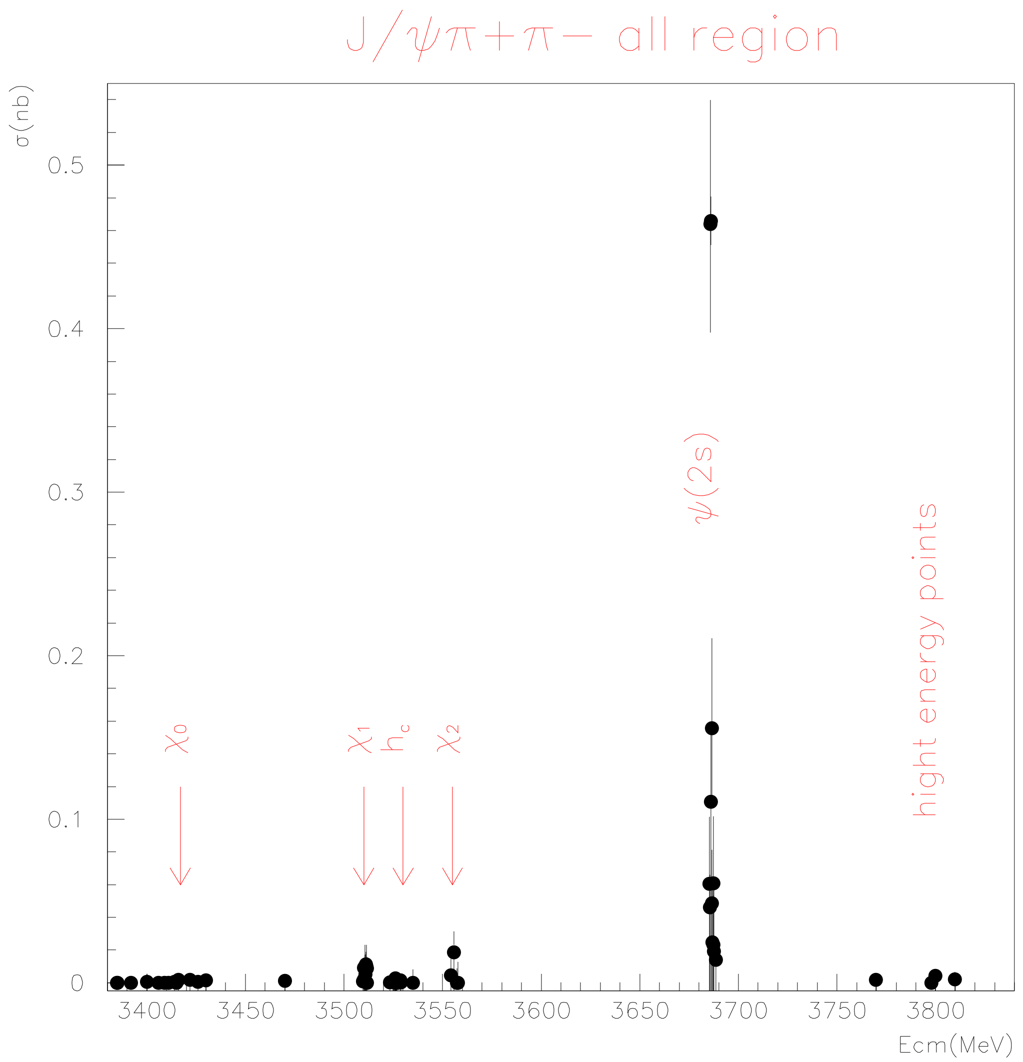



Figura 5.7: Andamento della sezione d'urto per il canale esclusivo $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ (in nb) in funzione dell'energia nel centro di massa (in MeV).

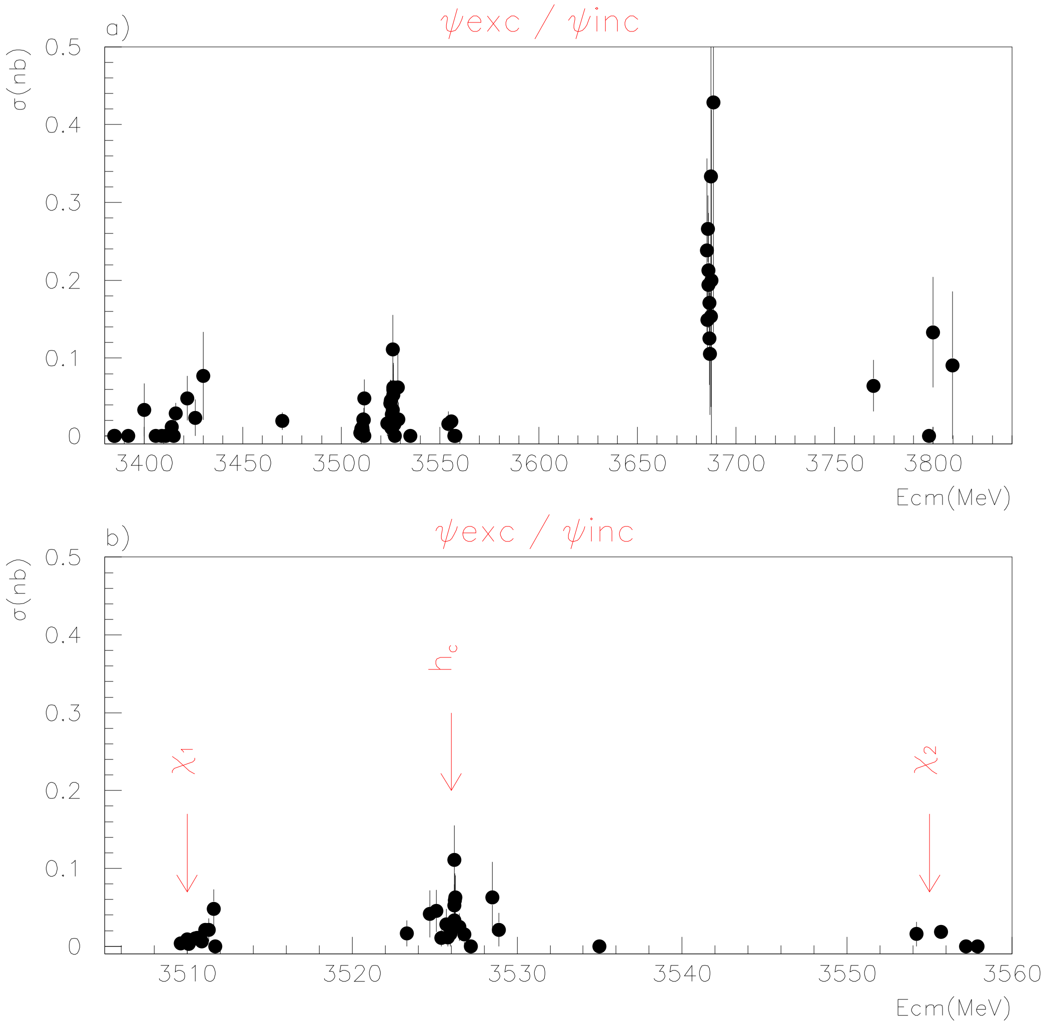



Figura 5.8: Rapporto tra la sezione d'urto per il canale esclusivo e quello inclusivo, in funzione dell'energia nel centro di massa. In alto tutti i dati analizzati, mentre in basso è ingrandita la regione energetica tra la $\chi_1$ e la $\chi_2$ .

| tipo di selezione | efficienza |
|---|---|
| trigger | 0.90 |
| mDST | 0.96 |
| selezione preliminare | 0.98 |
| massa invariante | 0.98 |
| Electron Weight Product | 0.73 |
| Probabilità di fit | 0.97 |
| Totale analisi + trigger | 0.59 |

Tabella 5.3:

di dati raccolti alla $\psi'$ . In un secondo momento, tramite un campione di eventi simulati da un programma Monte Carlo, giungeremo all'efficienza per lo stato finale $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ .

L'efficienza dell'analisi deve comprendere tutti gli stadi della selezione, da quella hardware iniziale a tutti i passaggi software che portano al campione finale di eventi. L'efficienza del trigger $e^+e^-$ , di cui abbiamo già accennato, è attorno al 90%, quindi in questa sezione discuteremo esclusivamente l'efficienza della selezione *offline*. Nella tabella 5.3 sono riportate le efficienze di selezione passo per passo per il canale inclusivo.

Il calcolo dell'efficienza del prodotto degli *electron weight* e del fit cinematico è stato fatto applicando un cosiddetto taglio ortogonale, in pratica per il prodotto degli *electron weight* è stato selezionato un campione 'certo' di eventi restringendo le condizioni sulla massa invariante degli elettroni tra 2.9 e 3.3 GeV e aumentando la soglia per la probabilità di fit al 10%. Per l'efficienza della probabilità di fit invece è stato applicato un taglio molto piu rigido sul prodotto degli *electron weight* ($ew1 * ew2 > 100$).

Per quanto riguarda l'efficienza delle routine di selezione del canale esclusivo partiamo dalla formula per calcolare il rapporto di decadimento:

$$BR(\psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-) = \frac{\alpha_{J/\psi X}}{\alpha_{J/\psi\pi^+\pi^-}} \frac{\epsilon_{J/\psi X}}{\epsilon_{J/\psi\pi^+\pi^-}} \frac{N_{J/\psi\pi^+\pi^-}}{N_{J/\psi X}} BR(\psi' \to J/\psi X)$$

dove $\alpha_{J/\psi X}$ e $\alpha_{J/\psi\pi^+\pi^-}$ sono rispettivamente le accettanze per i canali inclusivo ed esclusivo, $\epsilon_{J/\psi X}$ e $\epsilon_{J/\psi\pi^+\pi^-}$ sono invece le efficienze per i medesimi canali e $N_{J/\psi X}$ e $N_{J/\psi\pi^+\pi^-}$ sono il numero di eventi che passano la selezione inclusiva ed esclusiva.

L'efficienza del canale inclusivo e di quello esclusivo sono rispettivamente:

$$\epsilon_{J/\psi X} = \epsilon_{trigger}\epsilon_{selezione}$$

$$\epsilon_{J/\psi\pi^+\pi^-} = \epsilon_{J/\psi X}\epsilon_{topol}$$

il termine $\epsilon_{J/\psi X}$ si semplifica nel rapporto tra le efficienze e possiamo definire $\epsilon'$ come:

$$\frac{1}{\epsilon'_{J/\psi\pi^+\pi^-}} = \frac{\alpha_{J/\psi X}}{\alpha'_{J/\psi\pi^+\pi^-}}\frac{1}{\epsilon_{topol}}$$

in cui consideriamo anche le accettanze geometriche.
Per valutare $\epsilon'$ generiamo con un programma Monte Carlo un campione di 5000 eventi di $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ all'energia della $\psi'$ . Operiamo su questi dati tutti i passi della selezione, i risultati sono riportati di seguito:

| | |
|---|---|
| eventi generati | 5000 |
| selezione preliminare | 3331 |
| $J/\psi\quad X$ | 3206 |
| $J/\psi\quad \pi^+\pi^-$ | 1182 |

Prendiamo ora i valori tabulati [11] dei rapporti di decadimento della $\psi'$ per diversi stati finali (vedi tab. 5.4) e sostituiamo in:

$$N_{inc} = \frac{BR(\overline{p}p \to \psi' \to J/\psi X)}{BR(\overline{p}p \to \psi' \to J/\psi\pi^+\pi^-)}N'_{inc} = 5754$$

dove $N_{inc}$ è il numero stimato di eventi di $J/\psi$ inclusiva ed $N'_{inc}$ è il numero di eventi simulati che supera la selezione $J/\psi\ X$.
Calcoliamo così è come rapporto tra il numero di eventi simulati che passa l'intera selezione ed il numero di stimato di eventi inclusivi $N$:

$\epsilon' = 0.205 \pm 0.005$

### 5.2.3 La risonanza $h_c$

Come accennato in precedenza prestiamo particolare attenzione ai dati acquisiti all'energia della $h_c$. Il *plot* in figura 5.9 rappresenta la curva di eccitazione di

| decadimento | BR (%) |
|---|---|
| $\psi' \to J/\psi\ X$ | 54.2 ± 3.0 |
| $\psi' \to J/\psi\ \pi^+\pi^-$ | 30.2 ± 1.9 |
| $\psi' \to J/\psi\ \pi^0\pi^0$ | 17.9 ± 1.8 |
| $\psi' \to J/\psi\ \eta_c$ | 2.7 ± 0.4 |

Tabella 5.4:

questa regione, nel produrre tale grafico si sono raggruppati i dati acquisiti alla stessa energia in stack differenti ma aventi gli stessi parametri del fascio (larghezza, stabilità, intensità).

**Il metodo della Massima Verosimiglianza.** Per analizzare la curva di eccitazione della risonanza utilizziamo il metodo di stima dei parametri conosciuto come metodo della Massima Verosimiglianza (*Maximum Likelihood*). Tale procedimento permette con facilità di estrapolare i punti teorici allorquando sia possibile scrivere una dipendenza funzionale per le variabili osservate. Il metodo fa uso della Funzione di Verosimiglianza generalizzata $L$ che è il prodotto delle probabilità che si verifichi un evento assumendo che il numero di eventi segua la statistica di Poisson,

$$L = \prod_{j=1}^{N} \frac{\nu_j^{N_j} e^{-\nu_j}}{n_j!}$$

con $n$ numero di eventi reali alla $j$-esima energia e $\nu$ numero di eventi teorici. L'algoritmo ricerca iterativamente il massimo della Funzione di Verosimiglianza lasciando variare più o meno liberamente i parametri.
Nel nostro caso l'ipotesi di segnale è quella di una curva di risonanza alla Breith-Wigner convoluta con la distribuzione in energia del fascio di antiprotoni su fondo piatto $G(E)$; il fondo viene stimato indipendentemente con lo stesso procedimento.

$$\sigma_{BW} = \frac{4\pi(\hbar c)^2}{E^2 - 4m_p^2c^4} \frac{(2J_R+1)}{(2S+1)^2} \frac{B_{in}B_{out}\Gamma}{(E-Wc^2)^2 + \Gamma^2/4}$$

dove $E$ è l'energia nel centro di massa, $J_R$, $W$ e $\Gamma$ sono rispettivamente momento angolare, massa e larghezza della risonanza, $B_{in}B_{out}$ è il prodotto dei rapporti di decadimento, $S$ ed $m_p$ rappresentano lo spin e la massa del protone. I parametri del fit sono: massa e larghezza della risonanza, prodotto dei rapporti produzione e di decadimento $B_{in} \cdot B_{out}$, livello del fondo.

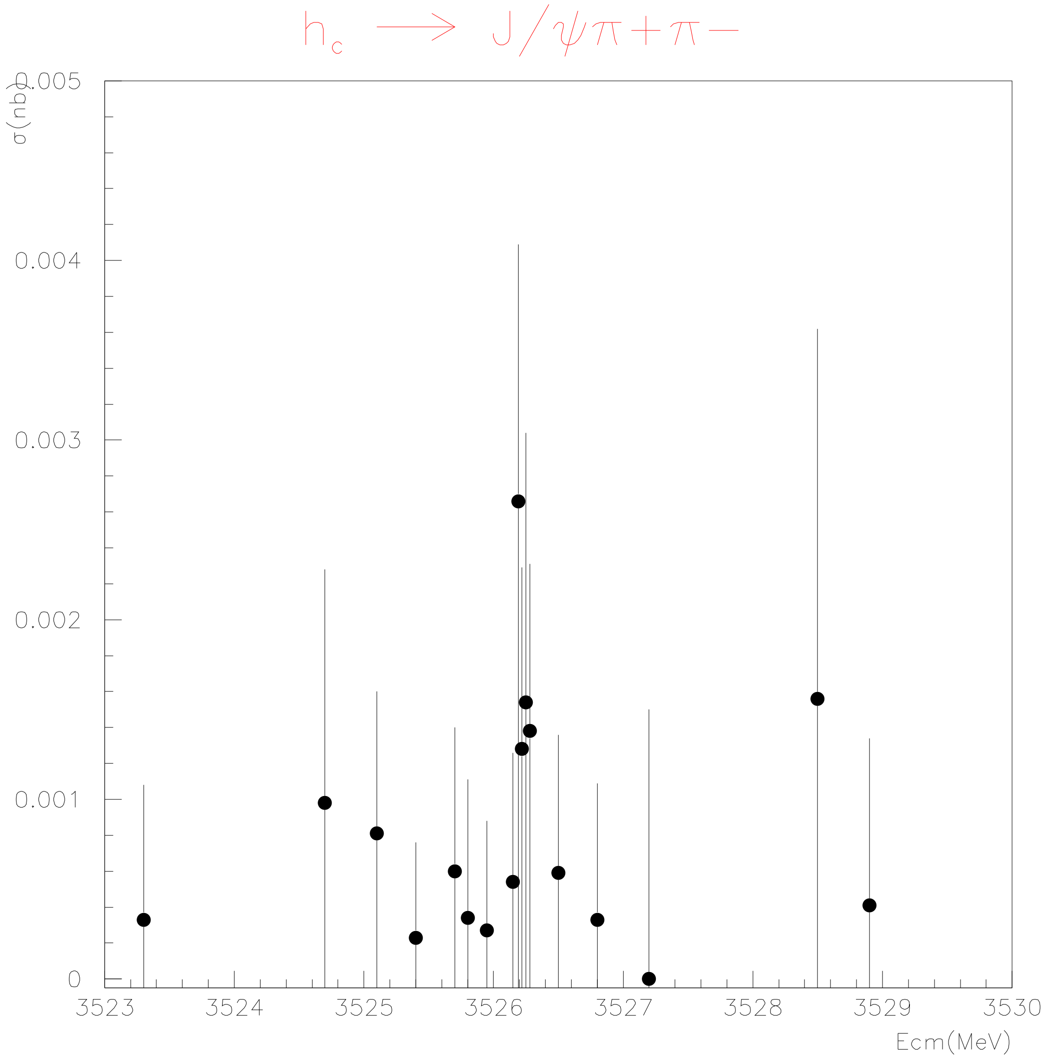



Figura 5.9: Curva di eccitazione della risonanza $h_c$ per il canale esclusivo $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ . In ascissa troviamo l'energia nel centro di massa in MeV, in ordinata la sezione d'urto in nb.

**Analisi dei dati.** L'analisi dei dati viene fatta via software tramite opportune *routines* in cui il metodo è stato implementato. Tra le grandezze di uscita è calcolato anche un parametro, $\lambda$, che dà una indicazione di quanto i dati siano compatibili con l'ipotesi di segnale piuttosto che con il fondo. Tale parametro è definito come:

$$\lambda = -2\ln\frac{max[L(h_1)]}{max[L(h_0)]}$$

dove $h_1$ è l'ipotesi che i dati siano compatibili con il segnale e $h_0$ è l'ipotesi di compatibilità con il fondo [30].
Per agevolare la ricerca del massimo della funzione L fissiamo la larghezza della risonanza a 250 KeV e diamo come *starting point* per la massa il valore 3526.2 MeV, mentre gli altri parametri vengono lasciati totalmente liberi. Con questa configurazione analizziamo tutti i dati acquisiti in questa regione; per avere una maggiore quantità di informazioni e quindi aumentare la precisione nel calcolo dei parametri della risonanza, i dati, che erano precedentemente raggruppati per stack, vengono ora frammentati run per run. I 173 punti che risultano da questa operazione insieme agli spettri del fascio, alla luminosità integrata ed ai valori iniziali dei parametri costituiscono l'input dell'algoritmo.

I risultati ottenuti da questa prima scansione sono riportati di seguito:

| | |
|---|---|
| Mass (MeV) | 3523.4 $\pm$ 0.1 |
| Width (MeV) | 0.250 fixed |
| BRin x BRout | (1.13 $\pm$ 0.47)E-05 |
| Peak cross section (pb) | 1.87 $\pm$ 0.95 |
| Background (pb) | 0.43 $\pm$ 0.14 |
| $\lambda$ | 6.29 |

Proviamo ora ad utilizzare gli altri dati raccolti nel corso dell'esperimento per vincolare il fondo della $h_c$, in questo modo dovrebbe aumentare il valore di $\lambda$. Nel fare questo però non possiamo agire indistintamente inserendo tutti i punti precedentemente analizzati: la $\psi'$ ad esempio può decadere in $J/\psi\ \pi^+\pi^-$ , quindi non sarà utilizzato nessuno dei punti di quella regione, nemmeno quelli del fondo; per quanto riguarda le $\chi$ si è gia detto che i punti vicini al picco presentano diversi eventi di $J/\psi$ esclusivo a causa dell'alta sezione d'urto per il canale inclusivo; quindi per le $\chi$ vengono utilizzati solo i punti di fondo.
In questo modo i parametri della risonanza diventano:

| | |
|---|---|
| Mass (MeV) | 3526.3 $\pm$ 0.1 |
| Width (MeV) | 0.250 fixed |
| BRin x BRout | (1.13 $\pm$ 0.42)E-05 |
| Peak cross section (pb) | 1.86 $\pm$ 0.93 |
| Background (pb) | 0.43 $\pm$ 0.09 |
| $\lambda$ | 9.65 |

**Conclusioni.** L'innalzamento di $\lambda$ nell'analisi con il fondo vincolato è indubbiamente un risultato positivo, il rapporto tra l'ipotesi di segnale e quella di fondo non ci permette di trarre una conclusione certa sulla presenza della risonanza in quella regione energetica. In ogni caso resta inoltre la difficoltà nel dare una stima ragionevole dei suoi parametri, ad esempio la larghezza della risonanza è stata fissata per consentire il calcolo delle altre grandezze.
L'analisi topologica potrebbe essere implementata inserendo condizioni che identifichino le linee cariche in $\theta$ e utilizzando un fit cinematico anche per il canale esclusivo.
Il problema più grosso resta comunque il fatto che la sezione d'urto è molto piccola e che la larghezza della risonanza è comparabile se non addirittura inferiore a quella del fascio di antiprotoni.

# Bibliografia


[1] Gell-Mann; *Physics Letters*, 8(1964)214

[2] Gell-Mann; *Physics Letters*, 125(1964)1067

[3] D. H. Perkins; *Introduction to high energy physics*, Addison-Wesley Publishing Company (1980)

[4] N Cabibbo; *Physical Review Letters*, 10(1963)531

[5] B. J. Bjorken, S. L. Glashow; *Physics Letter*, 11 (1964)255

[6] S. L. Glashow, J. Illiopulos, L. Maiani; *Physical Review*, D2(1970)1285

[7] J. J. Aubert et al.; *Physical Review Letters*, 33(1974)1404

[8] J. E. Augustin et al.; *Physical Review Letters*, 33(1974)1406

[9] C. Bacci et al.; *Physical Review Letters*, 33(1974)1408

[10] G. S. Abrams et al.; *Physical Review Letters*, 33(1974)1453

[11] Particle Data Group; *Review of Particle Properties*, D50(1998)1173

[12] S. Okubo; *Physics Letter* 5(1963)165
J. Izuka; *Suppl. Progr. Theor. Phys.*, 37-38(1966)21
G. Zweig; *CERN Report*, TH-401(1964) e TH-412(1964)

[13] Schwitters, R. F., and K. Strauch; *Ann. Rev. Nucl. Sience*, 16(1976)89

[14] E. Eichten et al.; *Physical Review*, D17(1978)3090
E. Eichten et al.; *Physical Review*, D21(1980)203

[15] R. Barbieri et al.; *Physics Letter*, B60(1976)183
R. Barbieri et al.; *Physics Letter*, B61(1976)465

[16] T. A. Armstrong et al.; *Physical Review*, D47(1993)772
T. A. Armstrong et al.; *Physical Review Letters*, 68(1992)1468
T. A. Armstrong et al.; *Physical Review*, B373(1992)35

[17] T. A. Armstrong et al.; *Physical Review Letters*, 69(1992)2337

[18] T. A. Armstrong et al.; *Physical Review Letters*, 70(1993)2988

[19] T. A. Armstrong et al.; *Physical Review*, D52(1995)4839

[20] W. Baldini *Tesi di Laurea, Università degli studi di Ferrara*, (A.A.1994-95)

[21] S. Margulies et al.; *Proceeding of the SCIFI93 Workshop, World Scientific Publishing Company*, (1993)421

[22] M. Chung, S. Margulies; *Proceeding of the SCIFI93 Workshop, World Scientific Publishing Company*, (1993)431

[23] C. Bromberg et al.; *Proceeding of the SCIFI93 Workshop, World Scientific Publishing Company*, (1993)534

[24] E. Remari *Tesi di Laurea, Università degli studi di Ferrara*, (A.A.1998-99)

[25] M. Bombonati *Tesi di Laurea, Università degli studi di Ferrara*, (A.A.1994-95)

[26] D. Bettoni et al.; *IEEE Transactions on Nuclear Sience*, 42(1995)379

[27] T. Gasteyer et al; *Advances in Cryogenics Engeneering Vol. 39, Plenum Press*, (1994)

[28] R. J. Yarema et al.; *IEEE Transactions on Nuclear Sience*, 37(1990)430
T. Zimmerman; *IEEE Transactions on Nuclear Sience*, 37(1990)439
T. Zimmerman; *FermiLab Note*, TM-1606(1989)

[29] J. R. Taylor; *Introduzione all'analisi degli errori*, Zanichelli

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

Desidero ringraziare il Prof. Roberto Calabrese, per la guida e la fiducia che mi ha accordato in questi mesi.
Ringrazio sinceramente il Dott. Diego Bettoni e la Dott.ssa Eleonora Luppi, sempre presenti in questa "avventura" con i loro consigli ed il loro appoggio.
Un particolare ringraziamento va anche al Prof. Pietro Dalpiaz per aver reso possibile questa esperienza e a Stephen Pordes, saldo punto di riferimento di tutto il periodo trascorso a FermiLab.

Sono tante le persone che mi sono state vicine in questi anni e che desidero ricordare, sicuramente dimenticherò di scrivere qualcuno, ma soltanto di scrivere.
La grande famiglia del FermiLab che mi ha adottato e sopportato per un sacco di tempo, la maggior parte di queste persone sono dottori, ricercatori, professori, ma in questo momento ricordo solo tanti amici: grazie al mio amico Wander (detto il "Professore") che in quei mesi mi ha fatto anche da mamma, ringrazio Matteo (instancabile elfo di *Dangeons and Dragons*), Mirco, Enrico, il Calibbi, Marco Baiesi, Keith, Giovanni Lasio, Giulio e Michelle (e Arianna), il Palla, Nadia, il mitico Bombo, Claudia, Luca Landi, Stefano e Luciano (e tutto quello che mi hanno fatto comperare al *Mall* di Fox Valley); grazie a Maura e Gabriele e a Paulo Rumiero.
I miei compagni di corso Raffa, Lino, Gibo, Francis, Michele, Franz, Lorenzo, Piso, Gavus, eccetera.
Ringrazio l'Ordine Goliardico della Baronia di Pomposa con il quale ho condiviso in maniera splendida tutto il periodo universitario.
Grazie a Luha, Carlo, Fabio, Francesco, Michele, Mirco, Tania, il Létto, Piaccio, Delia al Divino Teus e gli amici di Stellata, al *Lone Star* di Aurora, alla Manu, alla Cla, Salva, Elena, alla zia Clara e Marianna, al Paul Abella Trio, John Mc Guire, al Boca, Igor e i *Chakra*, Salvo, al bar Sport, Iggins, gli Aleotti's e le sorelle Bandiera, Marco. Un bacio alla nonna Ester e alla nonna Anna.
Grazie alle mie amiche Francesca, Cinzia e Margherita.
Grazie ancora a Miguel, Sasha, alle bagnine del FermiLab, al gelato *Haagen Dazs* al cioccolato, a Dal Molin, alla *Ritmo* Blu Amedeo, a Paola (della segreteria INFN), a Margo, Valeria, Matteo e Niccolò, al poliziotto di Weaton, ai criogenici, al Russo (o era Canadese?) che per settimane ha minacciato casa Torino, Andrea, Ceci, Chiaro, Elena e Bebo, Laura, Riccardo, Marina...
Ringrazio con affetto Anna che ad un certo punto della sua vita ha deciso che valeva la pena prendersi cura di un caso disperato come il mio.
Il mio amico Tommaso, che è anche mio fratello.
Il ringraziamento più bello va ai miei genitori, è a loro che devo e che dedico questo lavoro.

Grazie alle piccole cose, alle colazioni dalla *Braciolina*, a Larry Parker, alle piene del Po, a *Little Jazz Bird* di George Gershwin, ai tramonti dal *John Hancock*, a qualche episodio dei *Simpson*...

Ciao a tutti.