

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

FACOLTÀ DI SCIENZE

CORSO DI LAUREA IN FISICA

RICERCA DEL QUARK TOP COL RIVELATORE UA2' ALL'ANELLO
DI COLLISIONE PROTONE-ANTIPROTONE $S\bar{p}\bar{p}S$ del CERN

Relatore interno: Prof. Luciano Girardello

Relatore esterno: Dott. Donatella Cavalli Cantore

Correlatore : Prof. Laura Perini

Thesis-1987-Pirovano

Tesi di laurea di

Fabrizio Pirovano

Matricola 299022

CERN LIBRARIES, GENEVA

ANNO ACCADEMICO 1987-88
SESSIONE III

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00061822

27 53008

Thesis-1987-Pirovano

Salomon saith: *There is no new thing upon the earth.* So that as Plato had an imagination, *that all knowledge was but remembrance;* so Salomon giveth his sentence, *that all novelty is but oblivion.*

Francis Bacon: *Essays* LVIII

INTRODUZIONE

La presente tesi si é svolta nell'ambito della collaborazione UA2' (Berna, Cambridge, CERN, Heidelberg, Milano, Orsay, Pavia, Perugia, Pisa, Saclay) all'anello di collisione $Spp\bar{S}$ del Centro Europeo delle Ricerche Nucleari (CERN) presso Ginevra.

I notevoli risultati ottenuti dalle collaborazioni UA1 e UA2 nel periodo 1982-1985 (scoperta dei bosoni vettori intermedi W^\pm e Z^0) hanno motivato un programma di sviluppo dell'apparato di accumulazione degli antiprotoni (ACOL) tale da permettere di raggiungere una luminosità di picco di $4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e quindi agli esperimenti UA1 e UA2 di acquisire una luminosità integrata di 10 pb^{-1} prima della fine del 1989 (≈ 10 volte quella acquisita nel periodo 1982-1985). Parallelamente, le due collaborazioni hanno apportato notevoli miglioramenti ai rispettivi apparati sperimentali.

La collaborazione UA2 ha intrapreso la costruzione di due nuovi calorimetri (ENDCAP) che hanno permesso di estendere la regione di accettazione geometrica in un intervallo di rapidità compreso fra ~ -3 e 3 . Questo rende possibile lo studio di eventi con elevato momento trasverso mancante come quelli dovuti al decadimento leptonic del bosone W^\pm o supposti essere prodotti dal decadimento di particelle supersimmetriche.

É stato inoltre completamente ricostruito il rivelatore di vertice che é ora composto da due odoscopi di silicio (SI), una camera a deriva a geometria cilindrica (JVD), due rivelatori di radiazione di transizione (XTR), un nuovo tipo di rivelatore a fibre scintillanti (SFD) e un rivelatore a tubi proporzionali (ECPT) posto in fronte ai calorimetri ENDCAP.

Tutti questi rivelatori dovrebbero permettere una migliore identificazione degli elettroni. Alla fine del 1987, il superprotosincrotrone ha ripreso la sua attività come anello collisionatore e ha permesso alla collaborazione UA2' di acquisire dati equivalenti ad una luminosità integrata di 46 nb^{-1} .

I dati sperimentali così ottenuti sono stati da me analizzati in questa tesi al fine di determinare una segnatura sperimentale dell'esistenza del quark top.

In particolare é stata studiata la reazione:

$$W^{+(-)} \rightarrow t\bar{b}(\bar{t}b)$$

$$t \rightarrow e\nu_e b$$

che risulta cinematicamente permessa nel caso il quark top sia piú leggero del bosone vettore intermedio W ($80.1 \pm 0.6 \text{ GeV}/c^2$). La sezione d'urto di tale processo calcolata per un quark top di massa $50 \text{ GeV}/c^2$ é di 0.076 nb (con un errore massimo del $\pm 15 \%$) mentre per un quark top di massa $75 \text{ GeV}/c^2$ tale valore scende a 0.013 nb . Il numero di eventi atteso per una luminosità integrata di 46 nb^{-1} é perciò compreso tra 0.5 e 3.5 (assumendo efficienza e accettazione = 1).

Nel capitolo 1 é discussa la necessità dell'esistenza del quark top all'interno del modello standard e ne vengono analizzati i principali processi di produzione e di decadimento. Sono inoltre analizzati gli attuali limiti di massa provenienti sia da studi teorici sia da esperimenti eseguiti con collisionatori $p\bar{p}$ (UA1) e e^+e^- (Tristan).

Nel capitolo 2 sono esposte le principali segnature sperimentali (massa trasversa elettrone-neutrino, "cluster mass", isolamento dell'elettrone etc.) che permettono di discriminare il segnale dovuto al decadimento del quark top da quello prodotto da processi noti (principalmente decadimento elettrodebole del quark bottom).

Nel capitolo 3 é descritto in un certo dettaglio il nuovo esperimento di UA2: in particolare vengono analizzati i calorimetri (centrale e laterali), le loro prestazioni e gli algoritmi necessari al riconoscimento e alla ricostruzione dell'elettrone allo sviluppo dei quali ho direttamente partecipato.

Il capitolo 4 é dedicato all'analisi da me effettuata, sui dati raccolti nel periodo ottobre-dicembre 1987, gli unici disponibili al momento della preparazione di questa tesi. L'analisi qui descritta prende avvio dalle informazioni fornite dal calorimetro: si selezionano gli eventi con almeno uno sciame elettromagnetico con energia trasversa maggiore di 5 GeV e due sciami adronici con energia trasversa maggiore rispettivamente di 10 e 7 GeV . Gli eventi sopravvissuti vengono successivamente studiati nel resto dell'apparato ponendo particolare attenzione allo studio e alla ricostruzione dell'elettrone eventualmente presente nell'evento: si richiede in particolare per lo sciame elettromagnetico l'associazione di una traccia ricostruita dai rivelatori di vertice e di un segnale nel rivelatore di presciame. Viene poi analizzato il segnale nell'odoscopio di silicio ed é richiesto che questi sia compreso nell'intervallo 1-1.6

m.i.p. (questo per eliminare eventuali fotoni che convertono o per risolvere coppie di particelle emesse nella stessa direzione). Il campione si riduce così a 15 eventi finali (su circa 40000 inizialmente considerati).

Nel capitolo 5 è esposta l'analisi per valutare il contributo dei processi noti che possono presentare una segnatura sperimentale simile a quella che è stata studiata. Particolare enfasi è stata data al decadimento elettrodebole del quark b (analisi eseguita mediante il programma di simulazione EUROJET) e al processo:

$$Z^0 \rightarrow e^+e^- + X$$

in cui uno dei due elettroni non è riconosciuto come tale (studio eseguito direttamente sui dati sperimentali).

Nel capitolo 6 vengono mostrati i risultati dell'analisi sperimentale. L'analisi statistica non ha permesso di porre dei limiti sulla massa del quark top data la bassa popolazione del campione analizzato e dato che non è presente alcuna chiara segnatura di produzione del quark top. la scarsa luminosità del campione acquisito (46 nb^{-1}) ha impedito il conseguimento di risultati di valore assoluto, tuttavia ha permesso di verificare il buon funzionamento del nuovo rivelatore, di affrontare le principali problematiche sperimentali legate alla ricerca effettuata e di preparare gli strumenti di indagine del campione di dati che è stato acquisito nel periodo settembre-dicembre 1988 (2.7 pb^{-1}) e di quello che verrà acquisito nella primavera del 1989.

INDICE

Introduzione

III

CAPITOLO 1

TEORIA E LIMITI DI MASSA DEL QUARK TOP

| | | |
|--------|--|----|
| 1.1) | Necessita' dell'esistenza del quark top all'interno del modello standard | 3 |
| 1.2) | Meccanismi di produzione del quark top | 6 |
| 1.2.1) | Produzione elettrodebole | 7 |
| 1.2.2) | Produzione $t\bar{t}$ mediante interazione forte | 8 |
| 1.3) | Decadimento semileptonico del quark top | 10 |
| 1.4) | Limiti teorici e sperimentali sulla massa del quark top | 13 |
| 1.4.1) | Correzioni radiative al modello standard elettrodebole | 13 |
| 1.4.2) | Numero di specie di neutrini e massa del quark top | 15 |
| 1.4.3) | Oscillazioni $B - \bar{B}$ | 18 |
| 1.4.4) | Limite inferiore alla massa del quark top da esperimenti con collider e^+e^- | 23 |
| 1.4.5) | Esperimento UA1 al collider $p\bar{p}$ del CERN | 24 |

CAPITOLO 2

SEGNATURE SPERIMENTALI PER IL QUARK TOP

| | | |
|------|---|----|
| 2.1) | Ricerca del quark top tramite il processo $W \rightarrow tb$ | 29 |
| 2.2) | Caratteristiche del decadimento $W^{+(-)} \rightarrow t\bar{b}(\bar{t}b)$ | 30 |
| 2.3) | Massa trasversa leptone-neutrino | 31 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.4) | Distribuzione in energia dei jet | 32 |
| 2.5) | Il sistema leptone carico-quark bottom visto come un solo corpo | 33 |
| 2.6) | Tecnica della massa minima | 34 |
| 2.7) | Isolamento del leptone | 37 |
| 2.8) | La massa del quark top verso la massa del bosone W | 38 |

CAPITOLO 3

L'APPARATO SPERIMENTALE

| | | |
|--------|---|-----|
| 3.1) | Il superprotosincrotrone $p\bar{p}$ ($SppS$) del CERN | 41 |
| 3.1.1) | La sorgente di antiprotoni | 43 |
| 3.1.2) | Il sistema di raffreddamento stocastico | 45 |
| | Il rivelatore di UA2 | 49 |
| 3.2) | I calorimetri | 51 |
| 3.2.1) | Il calorimetro centrale | 51 |
| 3.2.2) | La raccolta del segnale luminoso | 54 |
| 3.2.3) | Calorimetri laterali (ENDCAPS) | 56 |
| 3.2.4) | Geometria dei calorimetri laterali | 58 |
| 3.2.5) | Lettura elettronica del segnale | 61 |
| 3.2.6) | Il sistema di selezione dei dati sperimentali | 62 |
| 3.2.7) | La calibrazione dei calorimetri | 65 |
| 3.2.8) | Prestazioni dei calorimetri | 67 |
| 3.3) | Camera a deriva a geometria cilindrica (JVD) | 79 |
| 3.3.1) | Prestazioni del rivelatore JVD | 80 |
| 3.4) | Odoscopi di silicio | 81 |
| 3.4.1) | Prestazioni dell'odoscopio di silicio | 86 |
| 3.4.2) | Odoscopio di silicio interno | 91 |
| 3.5) | Rivelatore a radiazione di transizione (XTR) | 92 |
| 3.5.1) | Metodi di riconoscimento dell'elettrone mediante un rivelatore di radiazione di transizione | 95 |
| 3.6) | Rivelatore a fibre scintillanti (SFD) | 99 |
| 3.6.1) | Prestazioni del rivelatore a fibre scintillanti | 101 |
| 3.7) | Camere a tubi proporzionali (ECPT) | 102 |

| | | |
|--------|---|-----|
| 3.7.1) | Prestazioni del rivelatore a tubi proporzionali | 103 |
| 3.8) | Misuratori del tempo di volo (TOF) | 105 |
| 3.9) | Contatori VETO | 110 |

CAPITOLO 4

L'ANALISI DEI DATI SPERIMENTALI

| | | |
|--------|---|-----|
| 4.1) | Selezione degli eventi | 112 |
| 4.1.1) | Determinazione del campione di analisi | 112 |
| 4.1.2) | Determinazione di un campione di controllo | 113 |
| 4.2) | Riconoscimento e ricostruzione dell'elettrone nel rivelatore di UA2' | 114 |
| 4.2.1) | Criteri di selezione dell'elettrone mediante i calorimetri di UA2' | 115 |
| 4.2.2) | Determinazione del punto di impatto nel calorimetro | 122 |
| 4.2.3) | Correzione dell'energia dello sciame elettromagnetico | 123 |
| 4.2.4) | Determinazione di un fattore di qualita' per lo sciame elettromagnetico | 125 |
| 4.2.5) | Associazione di una traccia ricostruita dal rivelatore centrale | 134 |
| 4.2.6) | Associazione di una traccia con un segnale nel rivelatore di presciame | 135 |
| 4.2.7) | Selezione mediante l'odoscopio di silicio | 142 |
| 4.2.8) | Richieste di isolamento | 143 |
| 4.2.9) | Limite imposto sulla rapidita' | 145 |

CAPITOLO 5

DETERMINAZIONE DELLE SORGENTI DI FONDO

| | | |
|------|-------------------------------------|-----|
| 5.1) | Introduzione | 152 |
| 5.2) | Il programma di simulazione EUROJET | 153 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 5.3) | Processo $W \rightarrow e\nu_e + \text{almeno 2 jets}$ | 154 |
| 5.4) | Processo $W \rightarrow \tau\nu_\tau, \tau \rightarrow e + \text{almeno 2 jets}$ | 155 |
| 5.5) | Processo $Z^0 \rightarrow e^+e^- + \text{almeno un jet}$ | 156 |
| 5.6) | Processo $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-, \tau \rightarrow e + \text{almeno un jet}$ | 156 |
| 5.7) | Processo Drell Yan: $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^- + \text{almeno un jet}$ | 157 |
| 5.8) | Processo $\Upsilon \rightarrow e^+e^- + \text{almeno un jet}$ | 158 |
| 5.9) | Processo $\Psi \rightarrow e^+e^- + \text{almeno un jet}$ | 159 |
| 5.10) | Processi di disintegrazione elettrodebole dei quark b e c | 159 |
| 5.11) | Conversione di un fotone nel materiale del rivelatore e disintegrazioni Dalitz | 162 |
| 5.12) | Sovrapposizione di un π^0 ad un π carico | 163 |

CAPITOLO 6

RISULTATI DELL'ANALISI SPERIMENTALE

| | | |
|------|---|-----|
| 6.1) | Risultati della ricerca del segnale | 167 |
| 6.2) | Generazione di eventi top mediante EUROJET | 171 |
| 6.3) | Accettanza dell'analisi sperimentale | 182 |
| 6.4) | Calcolo del numero di eventi top atteso nell'accettanza dell'analisi | 182 |
| 6.5) | Ricerca di un limite di massa del quark top | 184 |
| 6.6) | Analisi grafica di uno degli eventi candidati top | 188 |

CAPITOLO 1

TEORIA E LIMITI DI MASSA DEL QUARK TOP

1.1) Necessità dell'esistenza del quark top all'interno del modello standard

Il modello standard raggruppa i costituenti fondamentali noti della materia (fermioni) in tre famiglie o generazioni (tab. 1.1).

Tab. 1.1

| Particella | | | Carica (e) | forza |
|------------|-----------|------------|------------|----------------------------|
| ν_e | ν_μ | ν_τ | 0 | solo debole |
| e | μ | τ | -1 | debole ed elettromagnetica |
| u | c | t | 2/3 | debole, elettromagnetica |
| d | s | b | -1/3 | e forte |

Dato che tale modello non può prevedere il numero di famiglie di particelle, prima della scoperta del quark bottom, un modello teorico minimo poteva essere costruito con le due famiglie di quark:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$$

e la matrice unitaria di Cabibbo:

$$\begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}$$

dove:

θ_c = angolo di Cabibbo

che descrive la decomposizione degli stati, che partecipano alle interazioni deboli, sulla base degli autostati di massa:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L \quad (1.1)$$

da cui si può ricavare:

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

$$s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c$$

Dopo la scoperta del quark bottom lo schema teorico deve essere necessariamente modificato prevedendo l'esistenza di un ulteriore quark che formi insieme al bottom un'ulteriore famiglia e sostituendo inoltre la matrice di Cabibbo con la matrice di Kobayashi-Maskawa [1]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad (1.2)$$

L'esistenza di un compagno del quark bottom (top) permette il raggruppamento in coppie dei quark e ciò :

- 1) fornisce in modo naturale la comprensione del perché le transizioni a corrente neutra con cambio di sapore non sono permesse o sono fortemente sopresse in natura. Infatti se riscriviamo la (1.1) nella forma, (analoghe considerazioni varranno per la (1.2)) [1]:

$$d'_i = \sum_j U_{ij} d_j \quad (1.3)$$

dove:

$$d_1 = d_L$$

$$d_2 = s_L$$

U = matrice di Cabibbo

e osserviamo che la matrice U è unitaria, avremo:

$$\sum_i \bar{d}_i d'_i = \sum_{i,j,k} \bar{d}_j U_{ij}^\dagger U_{ik} d_k = \sum_j \bar{d}_j d_j \quad (1.4)$$

da cui si deduce che le transizioni $d \rightarrow d$ e $s \rightarrow s$ sono permesse, mentre le transizioni $s \rightarrow d$ sono proibite. In altre parole, se il quark top non esistesse, il

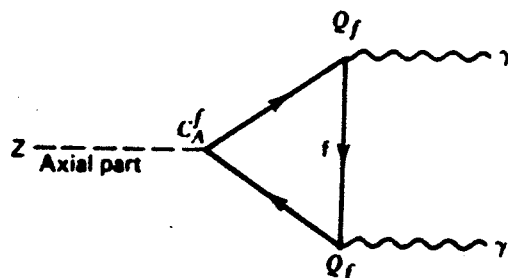


Fig. 1.1 Un diagramma triangolare fermionico (leptoni o quark) causa di anomalie.

quark beauty sarebbe un singoletto sinistrorso di isospin e processi come:

$$b \rightarrow (s \text{ oppure } d) \mu^+ \mu^-$$

non potrebbero essere evitati. Il limite sperimentale [2]:

$$\frac{b \rightarrow \mu^+ \mu^- X}{b \rightarrow \text{all}} < 10^{-3} \quad (1.5)$$

implica che il quark top deve esistere oppure il modello standard non é corretto.

- 2) permette di costruire una teoria di campo delle interazioni deboli che sia rinormalizzabile. Questo richiede la cancellazione di diagrammi anomali come quello di fig.1.1, valido sia per quark che per leptoni. Ogni triangolo é proporzionale a $C_A^f Q_f^2$ dove C_A^f é la costante di accoppiamento assiale per le correnti deboli neutre e Q_f é la carica del fermione. Cosí per un numero N di coppie di leptoni e quark avremo che il contributo totale di tutti i possibili diagrammi del tipo di fig.1.1 sará nullo.

Infatti:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N C_A^f Q_f^2(\text{neu.}) + C_A^f Q_f^2(\text{lept.}) + N_c C_A^f Q_f^2(\text{quark}) + N_c C_A^f Q_f^2(\text{quark}) = \\ = \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{2}(0)^2 - \frac{1}{2}(-1)^2 + \frac{1}{2}N_c \left(\frac{+2}{3}\right)^2 - \frac{1}{2}N_c \left(\frac{-1}{3}\right)^2 \right) = 0 \end{aligned} \quad (1.6)$$

(per i relativi valori di C_A^f e Q_f vedi tab 1.2) Si noti che da ciò, dato che si conoscono tre famiglie di leptoni, sarebbe naturale anticipare l'esistenza di una terza famiglia di quarks a prescindere dalla scoperta del bottom.

Tab. 1.2

| f | Q_f | c_A^f | c_V^f |
|--------------------------|----------------|----------------|---|
| $\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ | 0 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ |
| $e^- \mu^- \tau^-$ | -1 | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \simeq -0.03$ |
| $u c t$ | $\frac{2}{3}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \simeq 0.19$ |
| $d s b$ | $-\frac{1}{3}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \simeq -0.34$ |

1.2) Meccanismi di produzione del quark top

Si possono distinguere due modi principali di produzione del quark top:

- attraverso un processo elettrodebole che coinvolge un bosone vettore intermedio W o Z^0 .
- attraverso un processo ad interazione forte in cui intervengono uno o più gluoni.

1.2.1) produzione elettrodebole

La fig.1.2 mostra i principali modi di produzione elettrodebole del quark top nel canale s . I processi (a) e (b) coinvolgono un bosone W (reale o virtuale) e risultano essere dominanti rispetto agli altri modi di produzione.

Il calcolo della sezione d'urto [3] porta al seguente risultato:

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s})}{d(\cos \theta)} = \frac{G_F^2 M_Z^4 \cos^4 \theta_W}{16\pi \hat{s}^2} |V_{q\bar{q}'}|^2 \left(\frac{\hat{s} - m_t^2}{\hat{s} - m_W^2} \right)^2 [(\hat{s} - m_t^2) \cos^2 \theta + 2\hat{s} \cos \theta + \hat{s} + m_t^2] \quad (1.7)$$

dove:

θ = angolo di emissione del quark top rispetto all'asse del fascio di protoni

$\sqrt{\hat{s}}$ = energia disponibile nel centro di massa del sistema $q\bar{q}$

$V_{q\bar{q}'}$ = elemento di matrice di Kobayashi-Maskawa

G_F = costante di Fermi.

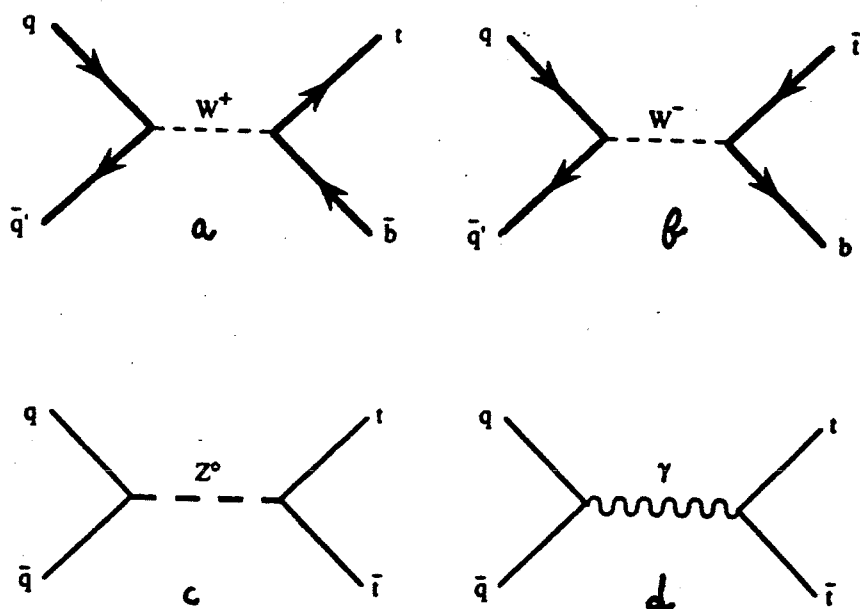


Fig. 1.2 Principali modi di produzione elettrodebole del quark top.

Integrando su tutto l'angolo θ si ottiene inoltre:

$$\sigma_{t\bar{t}(o\ b)}(\hat{s}) = \frac{G_F^2 M_Z^4 \cos^4 \theta_W}{6\pi} \frac{\hat{s}}{(\hat{s} - m_W^2)^2} |V_{qq'}|^2 \left(1 - \frac{\gamma}{4}\right) \left(1 + \frac{\gamma}{8}\right) \quad (1.8)$$

dove:

$$\gamma = 4m_t^2/\hat{s}.$$

Il processo (c) coinvolge un bosone Z^0 e la sua sezione d'urto è data da [3]:

$$\sigma_{qq \rightarrow Z^0 \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}) = \frac{G_F^2 \cos^4 \theta_W}{48\pi} \frac{m_Z^4 \hat{s}}{(\hat{s} - m_Z^2)^2} (g_A^2 + g_V^2) \sqrt{1 - \gamma} [2(g_A^{f^2} + g_V^{f^2}) - (2(g_A^{f^2} - g_V^{f^2})\gamma)] \quad (1.9)$$

dove:

$$\begin{aligned}
g_A^i &= g_A^f = 1 \\
g_V^i &= 1 - 4e_q \sin \theta_W \\
g_V^f &= 1 - 8/3 \sin \theta_W \\
e_q &= \text{carica frazionaria del quark } q
\end{aligned}$$

mentre per il processo di produzione attraverso il meccanismo di Drell-Yan (d) avremo:

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}) = \frac{e^4 e_q^2}{54\pi \hat{s}} \sqrt{1-\gamma} (\gamma + 2) \quad (1.10)$$

Come si può notare la sezione d'urto del processo $q\bar{q} \rightarrow Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ diventa apprezzabile solo quando l'energia disponibile nel centro di massa $\sqrt{\hat{s}}$ assume valori prossimi alla massa del bosone Z^0 (m_Z) e in questo caso la produzione Drell-Yan diventa trascurabile. Quando invece $\sqrt{\hat{s}}$ si allontana da m_Z , entrambe le ampiezze di transizione diventano, come vedremo, trascurabili rispetto all'ampiezza di transizione dei processi dovuti ad interazione forte.

1.2.2) produzione $t\bar{t}$ mediante interazione forte

La fig.1.3 mostra i principali meccanismi di produzione $t\bar{t}$ mediante interazione forte. Calcolando la sezione d'urto per tali processi considerando solo i grafici di Feynman al primo ordine e integrando sullo spazio delle fasi, si ottiene per il processo di fig.1.3 (a) [3]:

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}) = \frac{8\pi\alpha_s^2}{27\hat{s}} \left(1 + \frac{\gamma}{2}\right) (1-\gamma)^{\frac{1}{2}} \quad (1.11)$$

Analogamente per i processi (b),(c),(d) di fig.1.3, osservando che interferiscono tra loro in quanto hanno sia lo stesso stato iniziale che finale, si ottiene [3]:

$$\sigma_{gg \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}) = \frac{\pi\alpha_s^2}{3\hat{s}} \left[\left(1 + \gamma + \frac{\gamma^2}{16}\right) \ln \frac{1 + (1-\gamma)^{\frac{1}{2}}}{1 - (1-\gamma)^{\frac{1}{2}}} - \left(\frac{7}{4} + \frac{31}{16}\gamma\right) (1-\gamma)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1.12)$$

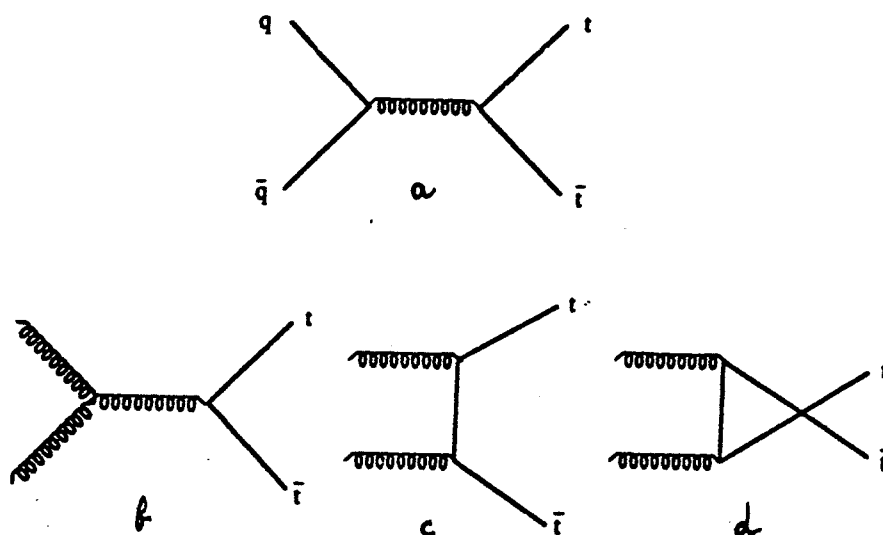


Fig. 1.3 Principali modi di produzione del quark top per interazione forte.

Sommando i due contributi potremo allora scrivere la sezione d'urto totale di produzione per interazione forte come:

$$\sigma_{gg \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}) = \frac{\pi\alpha_s^2}{3\hat{s}} \left[\left(1 + \gamma + \frac{\gamma^2}{16}\right) \ln \frac{1 + (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}}}{1 - (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}}} - \left(\frac{31}{36} + \frac{215}{144}\gamma\right) (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1.13)$$

Si noti comunque che i grafici di ordine superiore mostrati in fig.1.4 apportano un contributo significativo (circa il 30 - 50% della sezione d'urto totale) alla produzione $t\bar{t}$ [3].

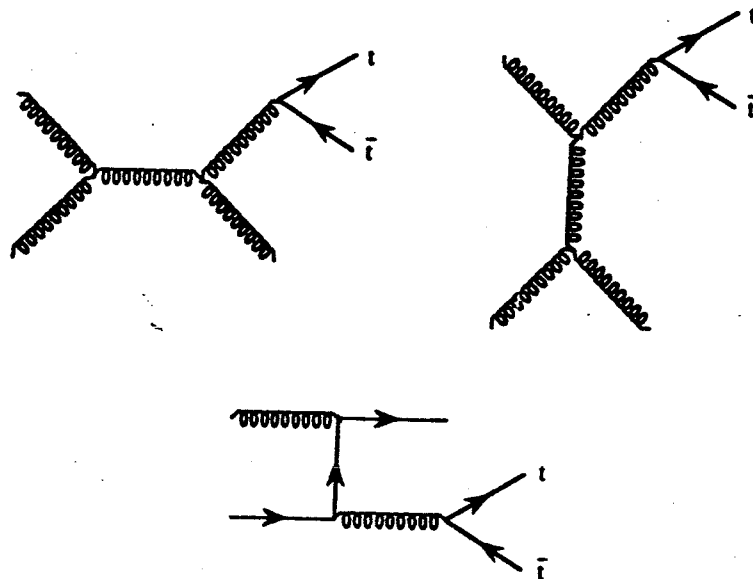


Fig. 1.4 Processi di ordine superiore per la produzione del quark top mediante interazione forte.

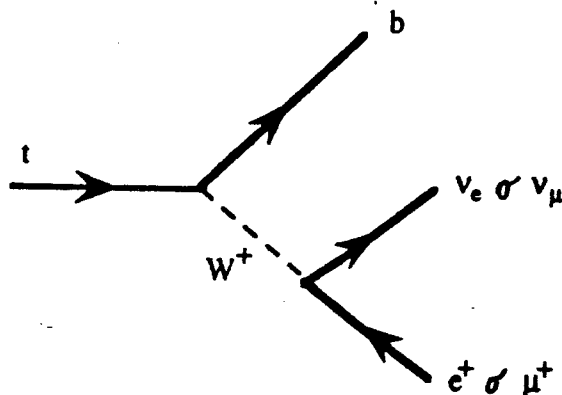
1.3) Decadimento semileptonico del quark top

Un quark top prodotto in un anello di collisione ("collider") $p\bar{p}$ può essere identificato attraverso il processo di decadimento semileptonico:

$$t \rightarrow b e \nu_e$$

$$t \rightarrow b \mu \nu_\mu$$

che avviene per emissione di un bosone W virtuale secondo il seguente grafico :



L'ampiezza di transizione per tale processo, assumendo la massa del quark top piccola rispetto alla massa del W , è data da [3]:

$$\Gamma_{t \rightarrow b e^+ \nu_e} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_t^5, \quad (1.14)$$

mentre il rapporto di decadimento semileptonico rispetto a tutti gli altri modi possibili di decadimento (branching ratio) vale:

$$R = \frac{\sigma(t \rightarrow b \nu)}{\sigma(t \rightarrow \text{all})} = \frac{1}{9} \quad (1.15)$$

La fig.1.5 mostra il numero di decadimenti semileptonici del quark top atteso per una luminosità integrata di 700 nb^{-1} (il campione di dati raccolto al collider $p\bar{p}$ del CERN negli anni 1985-86) e per una luminosità integrata di 10 pb^{-1} (la luminosità prevista entro la fine del 1989 con l'entrata in funzione di ACOL), assumendo efficienza 1 per la selezione del leptone carico.

Se il quark top risultasse più pesante del bosone W , questi potrebbe decadere in un W reale mediante il processo $t \rightarrow Wb$ dando quindi luogo a una configurazione finale dell'evento con due W , che, a causa della loro massa, trasporterebbero la maggior parte della quantità di moto trasversa del quark top. Se uno dei due W decade leptonicamente e l'altro in due jets la configurazione è interessante per la rivelazione e fornisce un buon canale di studio.

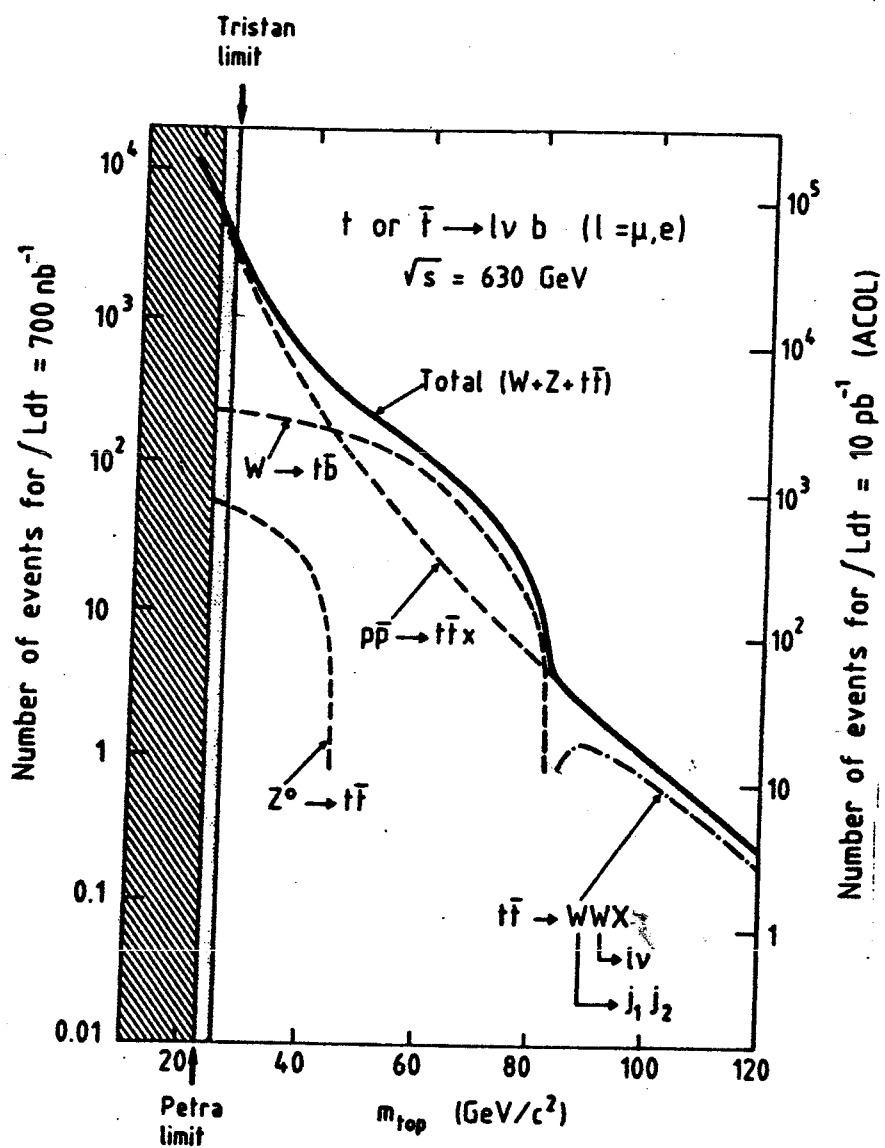


Fig. 1.5 Numero di decadimenti semileptonici del quark top, previsti per una luminosità integrata di 700 nb^{-1} e di 10 pb^{-1} (Sono assunte efficienza e accettazione del rivelatore uguali a 1).

1.4) Limiti teorici e sperimentali sulla massa del quark top

Alcune considerazioni di carattere fisico possono aiutare a determinare dei limiti inferiori e superiori alla massa del quark top. Verranno considerati qui di seguito i contributi provenienti dallo studio di:

- 1) correzioni radiative al modello standard elettrodebole;
- 2) numero di specie di neutrini esistenti nell'universo;
- 3) oscillazioni $B - \bar{B}$;
- 4) contributi provenienti da esperimenti con collider e^+e^- ;
- 5) contributi provenienti dall'esperimento UA1 al collider $p\bar{p}$ del CERN;

1.4.1) Correzioni radiative al modello standard elettrodebole

Conoscere con precisione la massa dei bosoni vettori intermedi W^\pm e Z^0 permetterebbe nel contesto del modello standard di determinare la massa del quark top. Se si considera il processo:

$$\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

e se ne calcola la vita media considerando i contributi provenienti dai diagrammi che includono le correzioni radiative fino al primo ordine (fig.1.6) è possibile ottenere una espressione per l'ampiezza di transizione del tipo [4]:

$$\Gamma_{th}(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu) = \Gamma(\alpha, M_W, M_Z, m_t, m_\phi) \quad (1.16)$$

in cui la dipendenza dalla massa del bosone di Higgs è molto piccola e può quindi essere trascurata.

Uguagliando la (1.16) con i valori sperimentali della vita media del muone si ottiene infine un'espressione che lega M_Z, M_W e m_t . La fig.1.7 mostra la massa del W in funzione della massa del top per tre distinti valori di M_Z [4].

Come è possibile notare, per grandi valori di m_t la funzione diverge e fornisce dei valori non fisici per la massa del W ; se si impone $M_Z = 91.5 \pm 1.2$ (l'attuale valore fornito da UA2), è possibile esprimere, sempre per mezzo della (1.16), la quantità

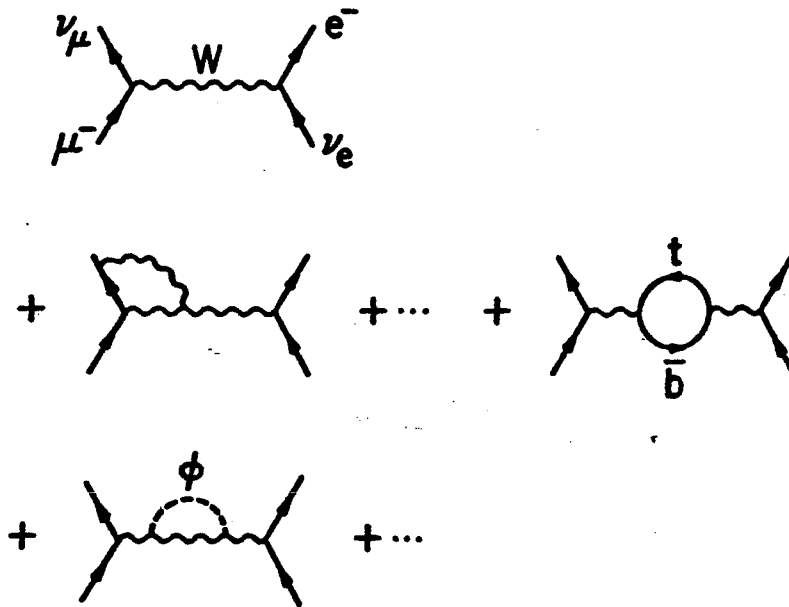


Fig. 1.6 Correzioni radiative al decadimento debole $\mu^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\mu$.

M_W/M_Z in funzione di m_t (fig.1.8) e dedurre dal grafico un limite superiore alla massa del quark top. Imponendo che gli errori sperimentali siano entro 1σ (la banda orizzontale di fig.1.8) si ottiene:

$$m_t < 300 \text{ GeV}.$$

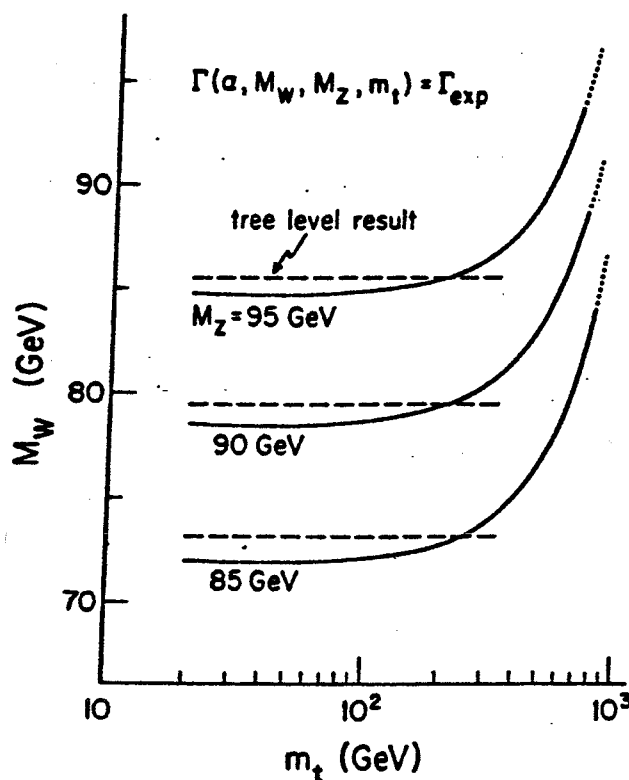


Fig. 1.7 Relazione tra m_t e M_W prima (linee tratteggiate) e dopo (linee continue) le correzioni radiative. La relazione è mostrata per tre possibili valori di M_Z .

1.4.2) Numero di specie di neutrini e massa del quark top

Si consideri la seguente relazione fornita dal modello standard:

$$R \equiv \frac{N(W \rightarrow e\nu)}{N(Z \rightarrow e^+e^-)} = \frac{[\Gamma(W \rightarrow e\nu)/\Gamma(W)] \sigma_W}{[\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-)/\Gamma(Z)] \sigma_Z} \quad (1.17)$$

La (1.17) fornirebbe un ottimo test per tale modello (che permette di calcolare il terzo membro della (1.17)) se non fosse per tre ambiguità:

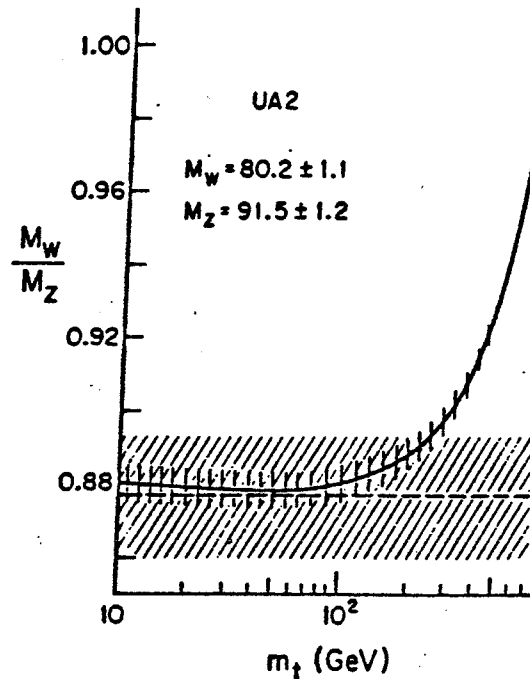


Fig. 1.8 Relazione tra M_W/M_Z e m_t imponendo $M_Z = 91.5$ GeV. La banda tratteggiata indica il valore fornito dalla collaborazione di UA2 per M_W/M_Z .

- 1) il numero di specie di neutrini non è noto e questo influenza il valore di Γ_Z (la cosmologia fornisce un limite superiore in $N_\nu \leq 4$);
- 2) la massa del quark top non è nota e perciò il contributo dei decadimenti $W \rightarrow tb$ e $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ a Γ_W e Γ_Z non è fissato;
- 3) la cromodinamica quantistica (QCD) calcola $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W)/\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z)$ e non $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W)/\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z)$ che è il termine presente nella (1.17). Il rapporto $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W)/\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z)$ è una delle più affidabili predizioni della QCD in quanto ogni diagramma che produce un W^\pm produce anche uno Z^0 fino a considerare correzioni radiative del secondo ordine, dove lo Z^0 , a differenza del W^\pm , può essere prodotto dai grafici mostrati in fig.1.9.

Interrompendo il calcolo perturbativo al secondo ordine si ottiene un'espressione del tipo [4]:

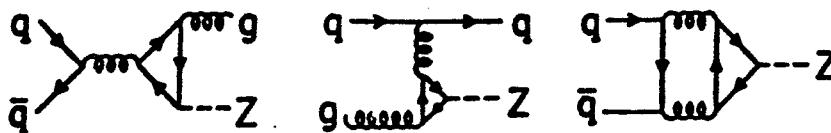


Fig. 1.9 Diagrammi di ordine superiore che contribuiscono al calcolo della sezione d'urto di produzione del bosone neutro Z^0 .

$$\frac{\sigma(q\bar{q} \rightarrow W)}{\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z)} = [\text{termini noti}] + O(\alpha_s^2) \left[\frac{m_t^2 - m_b^2}{m_Z^2} \right] \quad (1.18)$$

L'ambiguità resta quindi circoscritta al fattore che mette in relazione $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W)$ a $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W)$ e $\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z)$ a $\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z)$ che è della forma $(u\bar{d} + \bar{u}d)/(u\bar{u} + d\bar{d})$ e dipende perciò dal rapporto u/d piuttosto che da u e d separatamente. Questo rapporto può essere estratto sia dalle misure su F_2^p e F_2^n ottenute negli esperimenti di produzione leptonica, sia studiando le interazioni di ν e $\bar{\nu}$ su targhette di idrogeno e deuterio. Usando i dati di tutti questi esperimenti, ponendo $M_W = 80.1 \text{ GeV}/c^2$, $\sin^2 \theta_w = .232$ e ricavando M_Z dalla formula:

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_w} \quad (1.19)$$

si ottiene, mediando i valori forniti dai vari esperimenti (fig.1.10):

$$\frac{\sigma(W)}{\sigma(Z)} = 3.41 \pm 0.08$$

È possibile ora, imponendo $N_\nu = 3$, considerare la (1.17) come una funzione di m_t (fig.1.11). Se si considera inoltre che, combinando i risultati ottenuti da UA1 e UA2 si ottiene:

$$R = 8.4^{+1.1}_{-0.9}$$

risulta evidente che è favorita l'ipotesi di una bassa massa del quark top.

Assumendo che le distribuzioni di $R_{\text{per.}}$ e $R_{\text{calc.}}$ siano due gaussiane con ampiezza 1σ è possibile calcolare la probabilità che il quark top abbia una data massa imponendo $N_\nu = 3, 4, 5$ (fig.1.12).

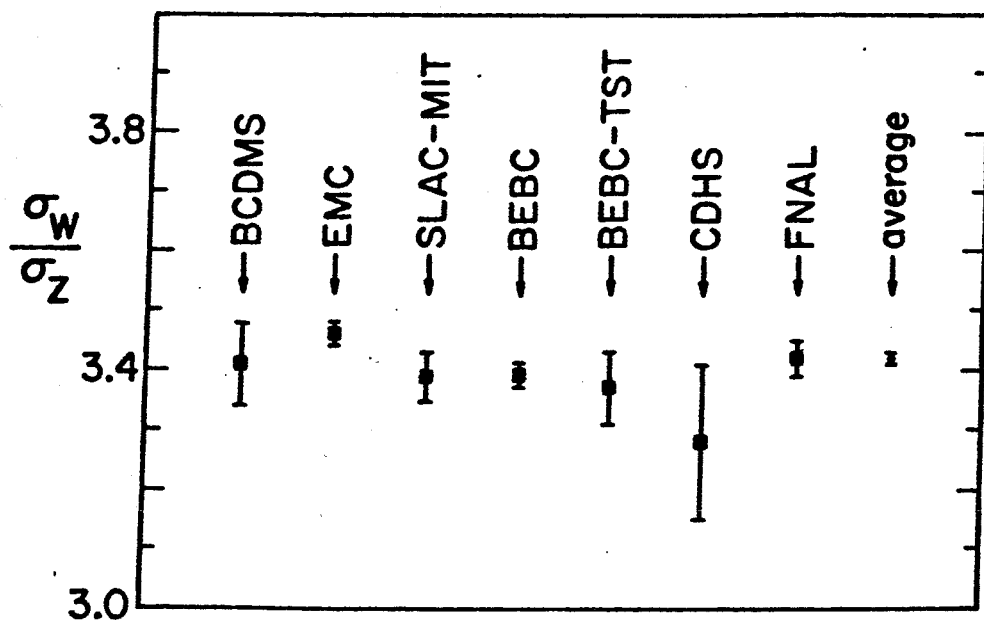


Fig. 1.10 Il rapporto fra le sezioni d'urto di produzione dei bosoni W^\pm e Z^0 in interazioni $p\bar{p}$ calcolato estraendo la differenza tra fattori di flusso dei quarks u e d da diversi esperimenti.

1.4.3) Oscillazioni $B - \bar{B}$

Il decadimento delle particelle K e \bar{K} é stato un ottimo strumento per lo studio delle interazioni deboli del secondo ordine e dopo la scoperta dei quark c e b , ulteriori studi sono stati svolti alla ricerca di oscillazioni $D - \bar{D}$ e $B - \bar{B}$.

Come é noto, la formula di Gell-Mann-Nishijima (imponendo i numeri quantici $C, B_0, T = 0$):

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{B + S}{2}$$

indica che, oltre ai due mesoni K carichi K^+ e K^- , con $S = \pm 1$, devono esistere due mesoni neutri $K^0(\bar{s}d)$ e $\bar{K}^0(d\bar{s})$ per completare il doppietto di isospin $I = 1/2$ (Tab. 1.3).

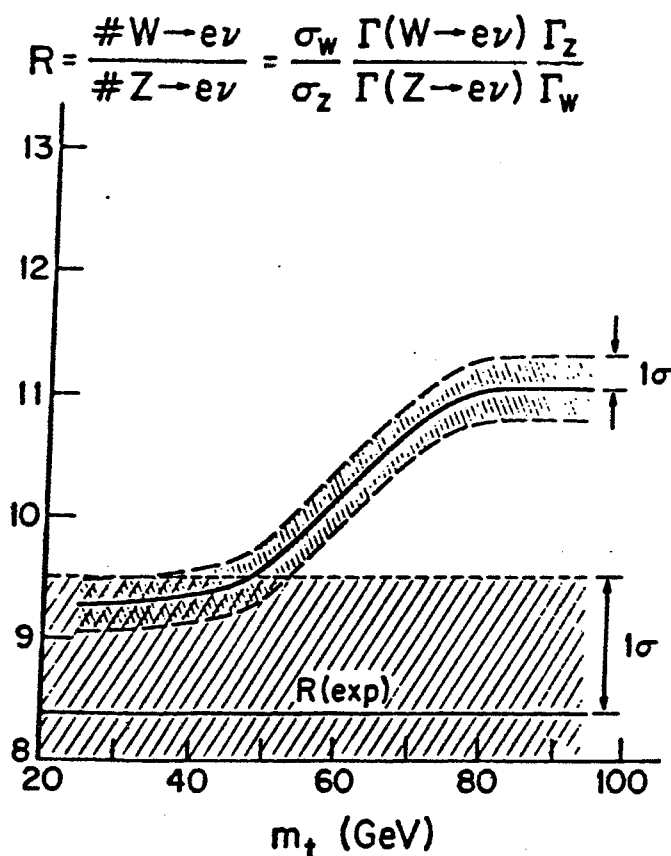


Fig. 1.11 Dipendenza di R in funzione della massa del quark top imponendo $N_\nu = 3$.

Lo studio del processo di decadimento del K^0 portò però al sorprendente risultato che la particella decadeva, mediante interazione debole, sia in due pioni ($CP = +1$), che in tre pioni ($CP = -1$) con le seguenti vite medie:

$$\begin{aligned} \tau(K_s^0 \rightarrow 2\pi) &= .9 \cdot 10^{-10} \text{ sec} \\ \tau(K_l^0 \rightarrow 3\pi) &= .5 \cdot 10^{-7} \text{ sec} \end{aligned} \quad (1.20)$$

In altre parole il mesone K^0 sembrava comportarsi rispetto alle interazioni deboli come due particelle distinte. Osservando inoltre che, in assenza di momento angolare orbitale, gli stati finali costituiti da 2π e da 3π hanno parità rispettivamente $+1$ e -1 , può essere sensato ipotizzare che K_s^0 e K_l^0 siano autostati di CP [5]:

$$\begin{aligned} |K_s^0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (CP = +1) \\ |K_l^0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (CP = -1) \end{aligned} \quad (1.21)$$

il che é , con buona approssimazione, vero (nel 1964 fu dimostrata l'esistenza del decadimento $K_l \rightarrow \pi\pi$ e quindi la violazione di CP). Considerando per esempio lo

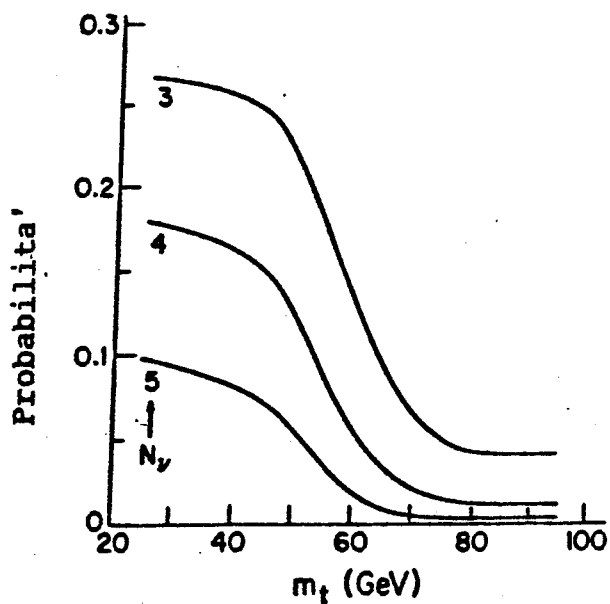


Fig. 1.12 Probabilità che il valore calcolato e il valore misurato di R siano compatibili in funzione di m_t .

Tab. 1.3

| S | I_3 | |
|----|-------|-------|
| | +1/2 | -1/2 |
| +1 | K^+ | K^0 |
| -1 | K^0 | K^- |

stato K_l^0 , la sua ampiezza a_l al tempo t può essere scritta come:

$$a_l(t) = a_l(0)e^{-(iE_l/\hbar)t}e^{-\Gamma_l t/2\hbar} \quad (1.22)$$

dove:

E_l = energia della particella

Γ_l = ampiezza dello stato $|K_l^0\rangle$.

Infatti, osservando che $E_l/h = \omega_l$ e che $\Gamma_l = h/\tau_l$ dove τ_l è la vita media dello stato K_l^0 , è facile vedere come il primo termine tiene conto del fattore di fase dato dall'equazione di stato quantistico mentre il secondo esponenziale tiene conto della legge di decadimento radioattivo:

$$I(t) = |a_l(t)a_l^*(t)| = a_l(0)a_l^*(0)e^{-\Gamma_l t/h} = I(0)e^{-t/\tau_l}$$

Se poniamo $\hbar = c = 1$ e riscriviamo l'equazione (1.22) per un sistema di riferimento solidale con la particella (supposta libera) in cui:

$$E_l = m_l$$

otterremo:

$$a_l(t) = a_l(0)e^{-(\Gamma_l/2 + im_l)t} \quad (1.23)$$

e in modo analogo per K_s^0 avremo:

$$a_s(t) = a_s(0)e^{-(\Gamma_s/2 + im_s)t} \quad (1.24)$$

Osservando ora che gli autostati $|K^0\rangle$ e $|\bar{K}^0\rangle$ possono essere espressi in funzione di K_l^0 e K_s^0 (vedi eq.1.21) avremo:

$$\begin{aligned} |K^0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(|K_s^0\rangle + |K_l^0\rangle) \\ |\bar{K}^0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(|K_s^0\rangle - |K_l^0\rangle) \end{aligned} \quad (1.25)$$

e quindi l'ampiezza dello stato $|K^0\rangle$ sarà :

$$\begin{aligned} I(K^0) &= \frac{1}{2}(a_l(t) + a_s(t))(a_l^*(t) + a_s^*(t)) \\ &= \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_l t} + e^{-\Gamma_s t} + 2e^{-[(\Gamma_l + \Gamma_s)/2]t} \cos \Delta m t \right] \end{aligned} \quad (1.26)$$

dove : $\Delta m = |m_l - m_s|$ e analogamente per $|\bar{K}^0\rangle$:

$$\begin{aligned} I(\bar{K}^0) &= \frac{1}{2}(a_l(t) - a_s(t))(a_l^*(t) - a_s^*(t)) \\ &= \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_l t} + e^{-\Gamma_s t} - 2e^{-[(\Gamma_l + \Gamma_s)/2]t} \cos \Delta m t \right] \end{aligned} \quad (1.27)$$

da cui è possibile osservare che gli stati $|K^0\rangle$ e $|\bar{K}^0\rangle$ oscillano con una frequenza pari a Δm . Un indice significativo della sovrapposizione dei due stati, che verrà utilizzato in seguito, è dato dal coefficiente di mescolamento r [6]:

$$r = \frac{\text{Prob}(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)}{\text{Prob}(K^0 \rightarrow K^0)} \simeq \frac{(\Delta m/\Gamma)^2}{(2 + (\Delta m/\Gamma)^2)} \quad (1.28)$$

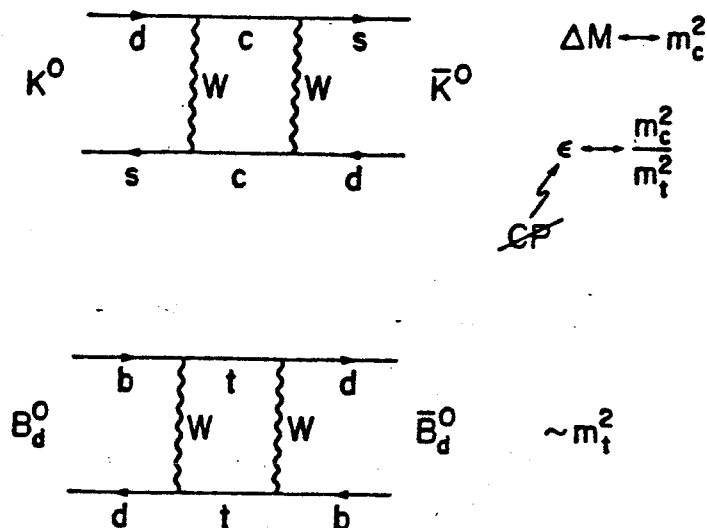


Fig. 1.13 Diagrammi di transizione $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ e $B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0$.

Con la scoperta dei nuovi quark charm e beauty è stato naturale considerare la possibilità dell'esistenza di oscillazioni per i mesoni neutri D e B . Il mesone D però, poiché la sua vita media è confrontabile con il periodo di oscillazione, non ha presentato evidenza di tale fenomeno che invece dovrebbe essere osservabile nel caso del mesone B . Recentemente [6], osservazioni atte a rilevare oscillazioni $B - \bar{B}$ sono state svolte da diversi esperimenti.

I grafici di Feynman di Fig.1.13 mostrano la dipendenza della transizione $B \rightarrow \bar{B}$ dalla massa del quark top.

È possibile dimostrare che la sezione d'urto di transizione è proporzionale alla massa del quark top ed ai suoi coefficienti di accoppiamento con i quark d, s, b (i coefficienti V_{tb}, V_{ts} e V_{td} della matrice di Kobayashi-Maskawa) [4]. Usando per il coefficiente di mescolamento r della transizione $B \rightarrow \bar{B}$, il recente valore fornito dalla collaborazione ARGUS [6]:

$$r = 0.23 \pm 0.08 \pm 0.03 \quad (1.29)$$

da cui $r > .09$ 90% C.L., è possibile ottenere come limite inferiore sulla massa del

quark top [13]:

$$m_t > 55 \text{ GeV}/c^2. \quad (1.30)$$

Le quantità che entrano nel calcolo di tale limite (i coefficienti di Kobayashi Maskawa, $m_b, m_W, r_b, \Delta M/\Gamma$) sono però affette da errori tali che una valutazione complessiva di questi conduce [4] ai seguenti limiti:

$$\begin{aligned} m_t &> 30 \text{ GeV a } 1\sigma \\ m_t &> 24 \text{ GeV a } 2\sigma \end{aligned} \quad (1.31)$$

1.4.4) Limite inferiore alla massa del quark top da esperimenti con collider e^+e^-

Semplici calcoli di elettrodinamica quantistica applicati al modello a partoni e l'introduzione del numero quantico di colore conducono alla seguente espressione:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_i e_i^2 \quad (1.32)$$

dove:

i = numero di sapori dei quark

e_i = carica del sapore i -esimo

Introducendo successivamente correzioni radiative al primo ordine in α_s , si ottiene [1]:

$$R = 3 \sum_i e_i^2 \left(1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right) \quad (1.33)$$

Il valore di R varierà con il crescere dell'energia disponibile nel centro di massa e quindi con i sapori di quark che diventano dinamicamente permessi. Avremo:

$$\begin{aligned} R &= 3[(2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2] = 2 && uds \\ R &= 2 + 3(2/3)^2 = 10/3 && udsc \\ R &= 10/3 + 3(1/3)^2 = 11/3 && udsb \\ R &= 11/3 + 3(2/3)^2 = 15/3 && udsct \end{aligned}$$

In particolare nel caso del quark top se l'energia disponibile nel centro di massa del collider supera il valore $2m_t$, (la soglia di produzione), il valore di R dovrebbe aumentare di un fattore $4/3$ permettendo così di determinare il valore della massa del

quark in oggetto. La tab.1.4 mostra alcuni valori di R determinati recentemente in vari esperimenti.

Tab.1.4

| R | \sqrt{s} | collaborazione | |
|------------------------|------------|----------------|------|
| $4.04 \pm .10 \pm .31$ | 46 | PETRA | [7] |
| $4.34 \pm .45 \pm .30$ | 50 | AMY | [8] |
| $4.23 \pm .20 \pm .21$ | 52 | AMY | [8] |
| $4.08 \pm .53 \pm .28$ | 50 | TOPAZ | [9] |
| $4.40 \pm .20 \pm .28$ | 52 | TOPAZ | [9] |
| $4.30 \pm .50$ | 50 | VENUS | [10] |

Tutti questi valori sono compatibili con $R = 4.31$ predetto teoricamente considerando solamente 5 sapori di quark e concordano quindi nell'escludere l'esistenza del quark top nella regione di massa inferiore a $25 \text{ GeV}/c^2$.

1.4.5) Esperimento UA1 al collider $p\bar{p}$ del Cern

Nel 1984 la collaborazione di UA1 annunciò l'osservazione di [11]: "un chiaro segnale di produzione di un leptone isolato con alto momento trasverso in associazione con due o tre jets. Gli eventi con due jets presentano una massa invariante attorno alla massa del W e indicano un nuovo tipo di decadimento del bosone vettore intermedio. Il numero e le caratteristiche degli eventi non sono consistenti con il decadimento dei quark finora conosciuti (charm, bottom). Essi sono tuttavia in accordo con il processo $W \rightarrow t\bar{b}$ seguito da $t \rightarrow b\ell\nu$, dove t indica il sesto quark (top) delle correnti deboli di Cabibbo. Se così è, dei limiti sulla massa del quark top sono: $30 \text{ GeV}/c^2 < m_t < 50 \text{ GeV}/c^2$ ". L'annuncio di UA1 si basava sull'analisi del campione di dati allora disponibile ed equivalente a 120 nb^{-1} . La fig.1.14 mostra la distribuzione di massa

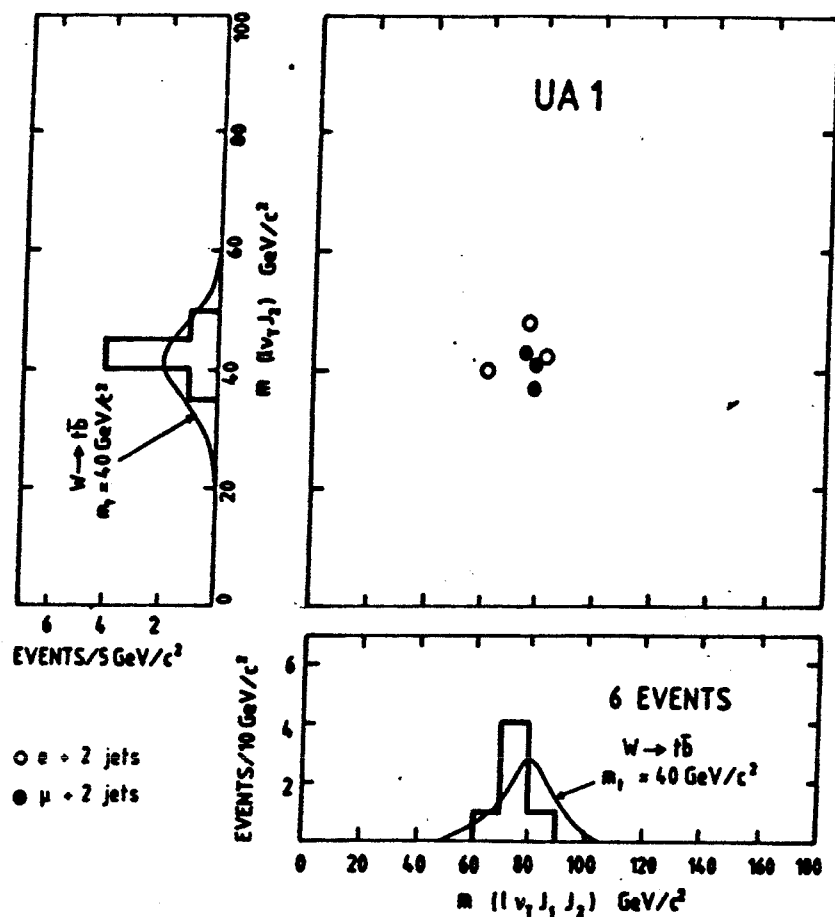


Fig. 1.14 Distribuzione di massa dei quattro corpi verso la massa dei tre corpi per i sei eventi candidati $W \rightarrow t\bar{b}$ sopravvissuti all'analisi. Le curve mostrano le distribuzioni attese prendendo in considerazione la risoluzione sperimentale (dati UA1 1984) [11].

del sistema a 3 corpi ($l\nu_t J_2$) in funzione della massa del sistema a 4 corpi ($l\nu_t J_1 J_2$) per gli eventi che sopravvissero a tutti i criteri di selezione adottati (3 eventi con elettrone e 3 con un muone).

Una smentita del precedente annuncio avvenne però nell'autunno del 1987 da parte della stessa collaborazione UA1 [12] che dopo aver analizzato un campione di eventi equivalente a ca. 700 nb^{-1} concluse che i dati in loro possesso erano in accordo con le previsioni Monte Carlo di decadimento dei quark charm e bottom e che quindi non necessitavano dell'introduzione di un nuovo quark per essere spiegati. La fig.1.15 mostra le stesse distribuzioni della fig.1.14 per il campione di eventi totale analizzato da UA1 (solo canale muonico). Le due proiezioni mostrano anche le predizioni Monte Carlo. Nello stesso articolo venne fissato il seguente limite inferiore:

$$m_t > 56 \text{ GeV}/c^2 \text{ (95\% c.l.)} \quad (1.34)$$

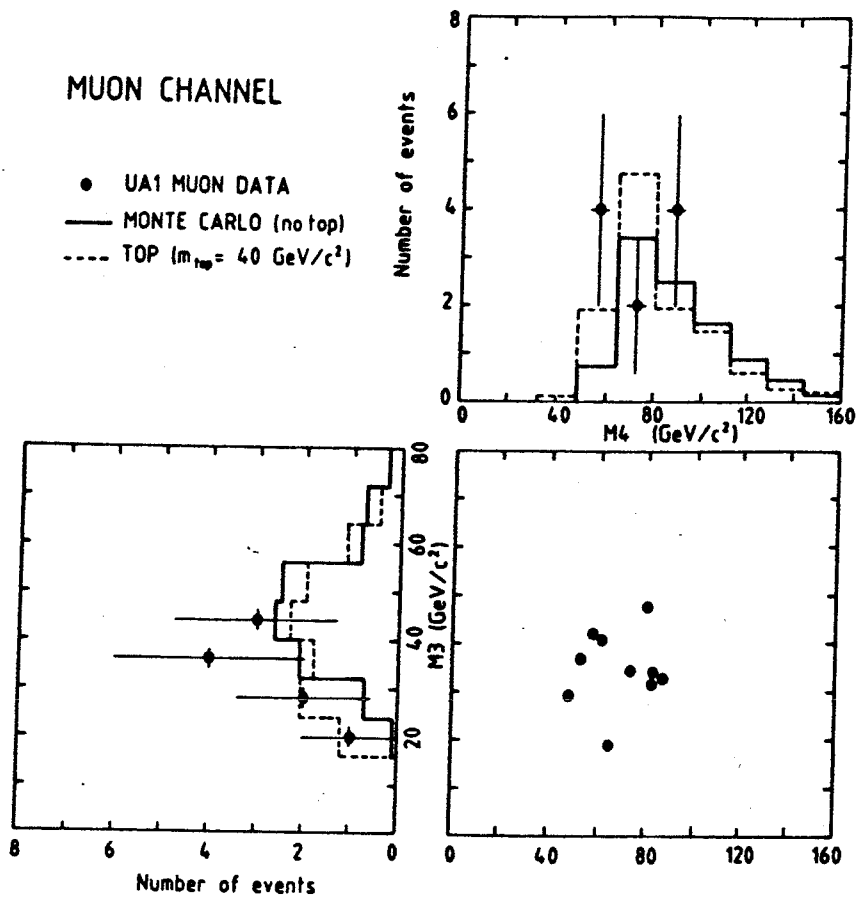


Fig. 1.15 Diagrammi di massa per il canale muonico. Le proiezioni mostrano (linea continua) le predizioni Monte Carlo per i processi di fondo senza il quark top. La linea tratteggiata mostra la forma delle distribuzioni prevista per un quark top di massa 40 GeV (dati UA1 1988) [12]

BIBLIOGRAFIA

- 1) F. Halzen, A.D. Martin Quarks and leptons (John Wiley and Sons)
- 2) B. Adeva et al. Phys. Rev. Lett. 50 (1983) ,799
- 3) M. Moniez Tesi di dottorato LAL88-17 (1988) Orsay Università di Parigi Sud.
- 4) F. Halzen Top search, MAD/PH/372 (1987)
- 5) D. H. Perkins Introduction to high energy Physics ,255
- 6) H. Schroder, 22° incontro di Moriond (1987)
- 7) S. L. Wu, DESY 84-028 (1984)
- 8) AMY coll. H. Sagawa et al. Phys. Rev. Lett. 60 n. 2 (1988), 93
- 9) I. Adachi et al. Phys. Rev. Lett. 60 n. 2 (1988), 97
- 10) KEK PREPRINT 87-79
- 11) CERN EP/84-134 (1984)
G. Arnison et al (UA1) (1984)
- 12) C. Albajar et al. CERN EP/87-190 (1987)

CAPITOLO 2

SEGNATURE SPERIMENTALI PER IL QUARK TOP

Verranno illustrate alcune signature sperimentali che permettono di individuare il quark top e di discriminarlo da quei processi noti che ne possono simulare il segnale.

2.1) Ricerca del quark top tramite il processo $W^{+(-)} \rightarrow t\bar{b}(\bar{t}b)$

Se la massa del quark top è inferiore alla massa del bosone W^\pm allora il processo $W^{+(-)} \rightarrow t\bar{b}, (\bar{t}b)$ risulta dinamicamente permesso e di interesse per lo studio.

La teoria prevede che [1]:

$$\frac{\sigma(W \rightarrow t\bar{b})}{\sigma(W \rightarrow e\nu)} = 3 \frac{1 - (M_t/M_W)^2}{\left(1 + \frac{M_t^2}{2M_W^2}\right)} \quad (2.1)$$

e questo rapporto vale ca. 1.8 per un quark top con massa $40 \text{ GeV}/c^2$. Dopo che il quark top è adronizzato in un mesone $T(t\bar{d})$, bisogna distinguere due modi di decadimento:

- 1) il mesone T decade per interazione forte e produce un jet di particelle; il quark bottom produce a sua volta un altro jet. Questa configurazione non risulta interessante per lo studio del top poiché il segnale è sommerso dal fondo proveniente dai processi di QCD che danno luogo ad eventi a due jets e non verrà più presa in considerazione in seguito;
- 2) il quark top decade semileptonicamente attraverso il processo:

$$t \rightarrow l\nu_l b \quad l = e, \mu \quad (2.2)$$

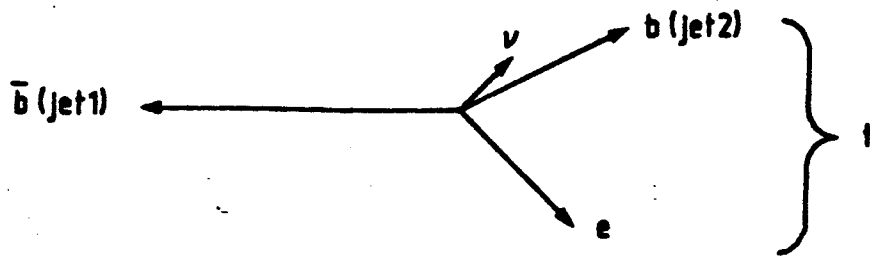


Fig. 2.1 Il processo $W \rightarrow tb, t \rightarrow e\nu_e b$ visto in un piano trasversale al fascio.

e fornisce perciò, data la presenza del leptone carico nello stato finale, una chiara segnatura del processo.

2.2) Caratteristiche del decadimento $W^{+(-)} \rightarrow t\bar{b}(\bar{t}b), t \rightarrow e\nu_e b$.

La configurazione di un evento prodotto dal processo:

$$\begin{aligned} W^{+(-)} &\rightarrow t\bar{b}(\bar{t}b) \\ t &\rightarrow e\nu_e b \end{aligned} \tag{2.3}$$

è illustrata in fig.2.1 vista da un piano trasversale al fascio di protoni ed antiprotoni.

Tale decadimento è caratterizzato da diverse segnature che permettono di distinguere dai processi che possono dare luogo ad un leptone carico nei loro prodotti di decadimento quali: W^\pm , Z^0 , Drell-Yan, J/ψ , Υ , $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ che sono le principali sorgenti di rumore al segnale di nostro interesse. Nel seguito con $W \rightarrow tb$ si intenderà sia il processo $W^+ \rightarrow t\bar{b}$ sia il processo $W^- \rightarrow \bar{t}b$.

2.3) Massa trasversa leptone neutrino

Si consideri per il processo (2.3) il sistema formato dal leptone e dal neutrino, definita la massa trasversa del sistema come [2]:

$$M_T^2(l\nu) = (E_{lT} + E_{\nu T})^2 - (\vec{p}_{lT} + \vec{p}_{\nu T})^2 \quad (2.4)$$

dove:

$$E_T^2 = m^2 + p_T^2$$

risulterà:

$$0 < M_T(l\nu) < M_t - M_b.$$

e quindi, mentre per il decadimento di un quark top con massa $40 \text{ GeV}/c^2$ il limite superiore della distribuzione di $M_T(l\nu)$ sarà di circa $35 \text{ GeV}/c^2$, per i decadimenti semileptonici dei quark c e b la medesima distribuzione avrà un limite superiore di circa $3 \text{ GeV}/c^2$. La fig.2.2 mostra la distribuzione, ottenuta utilizzando dei dati prodotti mediante un programma montecarlo, di $M_T(l\nu)$ prevista per il decadimento semileptonico di un quark top supposto avere $M = 35 \text{ GeV}/c^2$ e per il decadimento $W \rightarrow e\nu$ [2].

La differenza fra i limiti superiori delle distribuzioni può essere usata per distinguere il decadimento del quark top da quello dei quark più leggeri (b, c). In pratica però, il limite superiore nella distribuzione di $M_T(l\nu)$ è visibile in modo chiaro, solo se il leptone e il neutrino provengono dallo stesso decadimento primario: i processi del tipo $b \rightarrow cl\nu, c \rightarrow l\nu + X$ (cascate di decadimenti semileptonici) comportano uno spostamento del limite della distribuzione verso l'alto (Fig.2.3 a) e l'incertezza sul valore del momento della quantità di moto del neutrino tende ad allargare la distribuzione di $M_T(l\nu)$ e a confonderla con quella di altri processi [3,4].

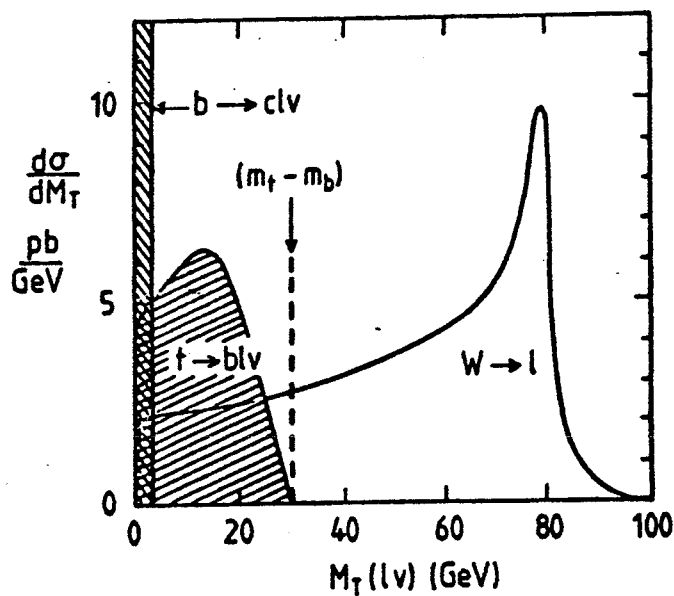


Fig. 2.2 Le distribuzioni di $M_T(l\nu)$ prodotte dal processo $t \rightarrow bl\nu$ e $b \rightarrow cl\nu$ confrontate con quella prodotta dal decadimento leptónico del bosone W : $W \rightarrow l\nu$ e $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow l\nu$, dove $l = e$ o μ . È stata assunta $M(\text{top}) = 35 \text{ GeV}/c^2$. Con una risoluzione perfetta la $M_T(l\nu)$ per il processo $b \rightarrow l\nu c$ è confinata nella regione $M_T < m_b - m_c \simeq 3 \text{ GeV}$.

2.4) Distribuzione in energia dei jets

La distribuzione in energia trasversa del jet proveniente dall'adronizzazione del quark bottom prodotto insieme al quark top deve avere la forma caratteristica di un picco jacobiano e ciò rende possibile in molti casi distinguere tale jet da quelli prodotti da altri processi (fig. 2.4) [2].

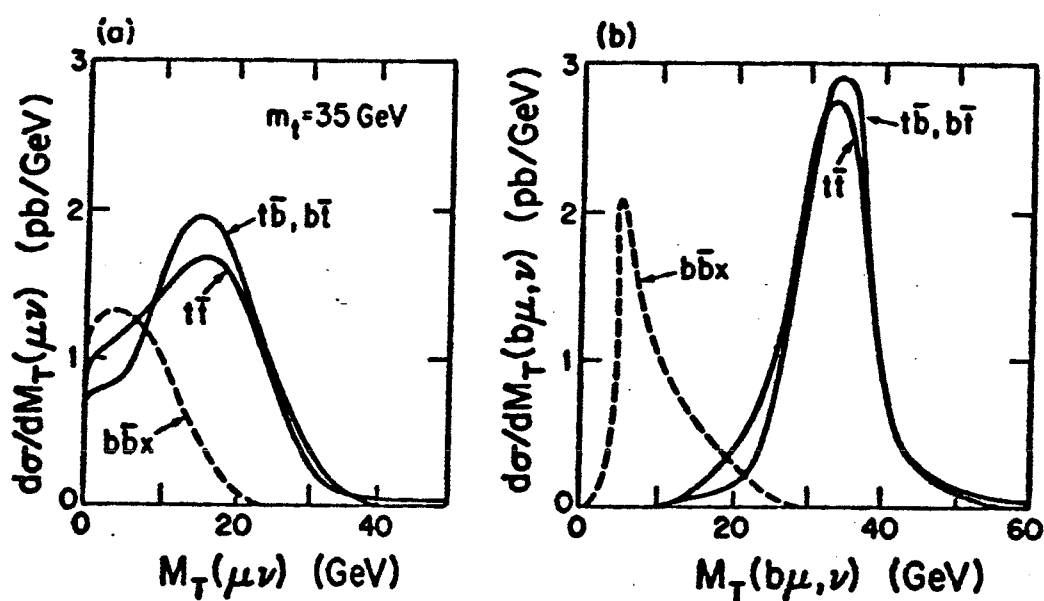


Fig. 2.3 Le distribuzioni del sistema (e, ν) e della "cluster mass" calcolate considerando processi di cascate multileptoniche. Il fondo $b\bar{b}$ (linea tratteggiata) è mostrato in fig. b dopo aver imposto che il muone sia isolato e che $P_T^\mu > 8 \text{ GeV}$.

2.5) Il sistema leptone carico-quark bottom visto come un solo corpo

Si consideri il decadimento (2.2), se per il sistema $b\ell$ si definiscono le seguenti quantità:

$$\begin{aligned}
 \vec{p}_T &= \vec{p}_{b_T} + \vec{p}_{\ell_T} \\
 M^2 &= (p_b + p_\ell)^2 \\
 E_T^2 &= M^2 + p_T^2 \\
 M_T^2(b\ell; \nu) &= (E_T + E_{\nu T})^2 - (\vec{p}_T + \vec{p}_{\nu T})^2
 \end{aligned}
 \tag{2.5}$$

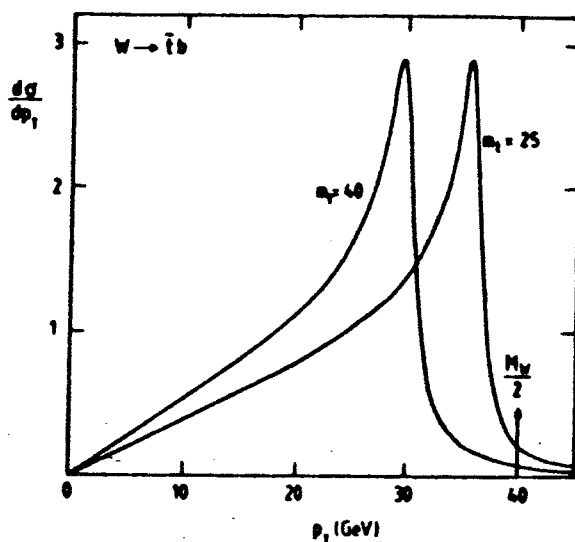


Fig. 2.4 Il picco jacobiano nella distribuzione del momento trasverso del jet b prodotto dal decadimento $W \rightarrow \bar{l}b$. È stata assunta $M_t = 25$ e $45 \text{ GeV}/c^2$, $M_W = 80 \text{ GeV}$ e $\Gamma_W = 2.9 \text{ GeV}$.

È possibile trattare il decadimento (2.2) come un processo a due corpi [2]:

$$t \rightarrow b\bar{l} + \nu$$

e questo fa sì che la quantità $M_T(b\bar{l}; \nu)$ presenti un picco jacobiano molto pronunciato a:

$$M_T(b\bar{l}; \nu) = M_{top}.$$

Includendo nel calcolo [5,6] le incertezze sulla misurazione del momento della quantità di moto trasversa del neutrino e i contributi dei decadimenti leptonici in cascata, il picco della distribuzione di $M(b\bar{l}; \nu)$ si smussa ma rimane sempre chiaramente visibile (fig.2.3 b). Questa quantità presenta delle caratteristiche peculiari (vedi prossimo paragrafo) che la rendono molto utile per lo studio del decadimento del quark top.

2.6) Tecnica della massa minima

Gli esperimenti eseguiti su "collider" presentano il problema della misura della componente longitudinale (P_z) della quantità di moto mancante. Ciò è causato da una limitazione tecnica: il calorimetro usato nell'esperimento non può coprire tutto

l'angolo polare (θ) perché è necessario lasciare lo spazio affinché i fasci di protoni e antiprotoni entrino nel rivelatore. Le particelle prodotte con piccolo momento trasverso non potranno allora essere rivelate e la quantità:

$$P_x = \sum_i^N (P_{x_i}) \quad N = \text{numero particelle prodotte} \quad (2.6)$$

sarà affetta da tali incertezze da impedirne un reale utilizzo. È evidente che il problema diventa pressante nello studio di quei processi in cui la particella non interagente (neutrino, fotino) è poco energetica. Uno dei modi per aggirare tale problema è la procedura di minimizzazione che descriverò qui di seguito:

si consideri un decadimento a $n+1$ corpi in cui la particella $n+1$ esima sia un neutrino, scritte le espressioni dei quadrivettori del momento della quantità di moto come:

$$p_i^\mu = (E_i, \vec{p}_{T_i}, p_{L_i}) \quad i = 1, \dots, n$$

$$p_{n+1}^\mu = (\sqrt{z^2 + \vec{p}_T^2}, \vec{p}_T, z) \quad \vec{p}_T = \sum_{i=1}^n \vec{p}_{T_i} \quad (2.7)$$

dove:

z = componente longitudinale della quantità di moto del neutrino

è possibile dimostrare che la massa del sistema a $n+1$ corpi vista come una funzione di z , presenta un unico minimo positivo M^* :

$$\left(\frac{dM}{dz} \right)_{z=z_0} = 0$$

$$z_0 = \left(\sum_{i=1}^n p_{L_i} \right) \left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{T_i} \right| \left[\left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n p_{L_i} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

Analogamente potremo definire un momento longitudinale minimo del sistema come:

$$P_L^* = \sum_{i=1}^n p_{L_i} + z_0 \quad (2.9)$$

Esplicitamente le due quantità saranno data da [7]:

$$M^* = \left[\left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n p_{L_i} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} + \left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{T_i} \right|$$

$$p_L^* = \left(\sum_{i=1}^n p_{L_i} \right) \left[1 + \left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{T_i} \right| \left[\left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n p_{L_i} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (2.10)$$

Nel caso del decadimento (2.2) le quantità M^* e P_l^* possono essere ottenute ponendo $n = 2$ nelle espressioni (2.10). L'importanza di questo metodo risiede in due fatti:

- 1) é possibile dimostrare [7] che le distribuzioni di decadimento $\frac{d\sigma}{dM^*}$ e $\frac{d\sigma}{dP_l^*}$ presentano un massimo attorno al valore che assumono le variabili reali M e P_l del sistema in oggetto (fig.2.5 a)
- 2) le distribuzioni del punto 1) risultano poco sensibili a fattori quali la geometria del rivelatore, tagli sperimentali, etc. Un esempio di ciò é mostrato in fig 2.5 b dove le tre curve mostrano rispettivamente la distribuzione di M^*/M prevista teoricamente e senza alcuna richiesta di tipo sperimentale (linea continua), imponendo che la quantità di moto trasversa del neutrino, del leptone e del jet siano superiori a un valore minimo $P_t = 1/8 M_{top}$ (linea tratteggiata) e infine imponendo che la pseudo rapidità del leptone sia compresa tra -1 e 1 (linea punteggiata).

Come si può notare, nonostante il numero di eventi si sia ridotto di un fattore circa 4, la forma della distribuzione M^*/M rimane inalterata.

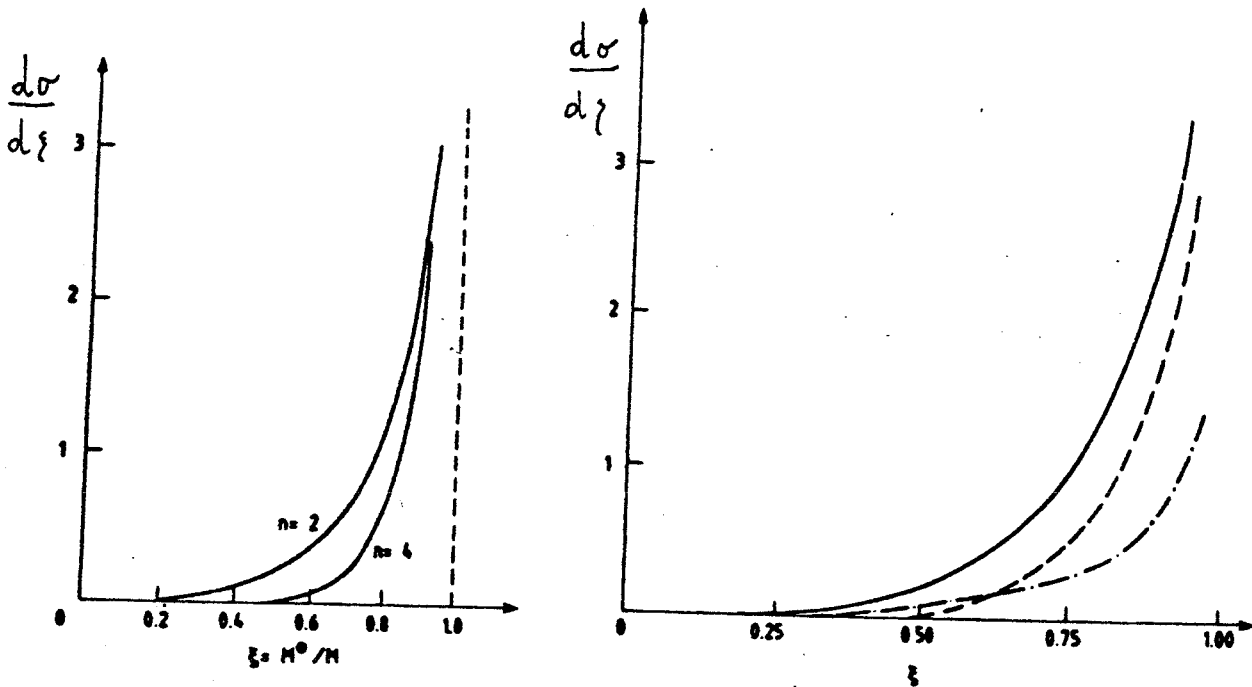


Fig. 2.5 Distribuzione di M^*/M , per il processo di decadimento semileptonico del quark top, ottenuta ponendo il numero di neutrini $N_\nu = 2$ e 4 (a). La medesima distribuzione senza nessuna richiesta di tipo sperimentale (linea continua), imponendo che le quantità di moto dei prodotti di decadimento siano superiori ad un valore minimo $P_t = 1/8 M_{top}$ (linea tratteggiata) e infine imponendo che la pseudo rapidità del leptone sia compresa tra -1 e $+1$ (linea punteggiata) (b).

2.7) Isolamento del leptone

I quark relativamente pesanti prodotti da processi di QCD ($t\bar{t}, b\bar{b}$) o dal decadimento del bosone W^\pm ($t\bar{b}, \bar{t}b$) produrranno 2 jets con direzione approssimativamente opposta nel piano trasverso. Più pesante sarà il quark, più largo sarà il jet prodotto. Se sommiamo il modulo del momento trasverso relativo all'asse del jet degli eventuali frammenti leggeri di decadimento di un quark pesante otterremo:

$$\sum p_{Ti} = \frac{\pi m_q}{4}$$

e questa quantità vale circa $30 \text{ GeV}/c$ per un quark top di massa $40 \text{ GeV}/c^2$ e $4 \text{ GeV}/c$ per un quark bottom. Se ora analizziamo gli elettroni con grande momento trasverso rispetto all'asse del fascio, prodotti dal decadimento semileptonico di un quark, ne dedurremo che se provengono dal decadimento di un quark leggero ($M_Q \ll E_T(\text{el.})/c^2$), quest'ultimo deve essere stato necessariamente prodotto a grande p_T e quindi l'elettrone risulterà collimato con gli altri frammenti di decadimento. Ciò non avviene necessariamente se il quark è pesante ($M_Q \gg E_T(\text{el.})/c^2$) e si può perciò concludere che leptoni ad alto p_T provenienti dal decadimento di un quark bottom apparterranno al jet contenente i frammenti leggeri del decadimento, mentre quelli provenienti dal decadimento di un quark top pesante avranno buona probabilità di essere isolati. Un modo per rimuovere il fondo prodotto dal decadimento $b\bar{b}$ (o anche $c\bar{c}$) è quindi quello di selezionare leptoni che risultino essere isolati. Questa situazione è ben illustrata in fig.2.6 dove è mostrata la distribuzione della quantità di moto trasversa (ottenuta da un programma Monte Carlo) dei muoni prodotti dal decadimento semileptonico del quark top (è assunta $m = 35 \text{ GeV}/c^2$) e del quark bottom. Nonostante i muoni provenienti dal decadimento $b\bar{b}$ dominino lo spettro (fig a), essi possono essere eliminati a grande p_T richiedendo che il leptone sia isolato (fig b) [8].

2.8) La massa del quark top verso la massa del bosone W .

È evidente che se la ricerca del quark top è eseguita analizzando la reazione (2.3) esiste una segnatura sperimentale che lega la massa del sistema formato dal jet prodotto dal quark b generato nel decadimento del quark top e i due leptoni con il sistema formato dai quattro corpi (i due jets e i due leptoni). Infatti, nel piano delle variabili $M(e\nu J)$ e $M(e\nu JJ)$ queste risulteranno correlate, dovendo la distribuzione di $M(e\nu J)$ essere centrata sulla massa del quark top e la distribuzione di $M(e\nu JJ)$ centrata sulla massa del bosone W . Rimane ora il problema di stabilire quale è il jet generato dal decadimento del quark top e quale è invece il jet generato dal decadimento del bosone W . Un modo può essere quello di ordinare i due jet in funzione della loro energia e supporre il jet più energetico (o meno energetico) provenire dal decadimento del quark t . Lo studio di eventi top generati con il programma di simulazione EUROJET ha però mostrato che l'energia dei due jets è confrontabile e la

BIBLIOGRAFIA

- 1) B. Mansoulie, Proceeding of 5th topical workshop on proton antiproton collider physics, Saint-Vincent, Aosta (1985)
- 2) V. Barger, A.D. Martin, R.J.N. Phillips, Phys. Lett. 125B (1983), 339
- 3) V. Barger, A. D. Martin e R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D28 (1983), 145
- 4) F. Halzen, D. M. Scott, Phys. Lett. 129B (1983), 341
- 5) V. Barger, H. Baer, A. D. Martin e R. J. N. Phillips, Phys. Rev. 30D (1984), 947
- 6) V. Barger, H. Baer, K. Hagiwara, A. D. Martin e R. J. N. Phillips, Phys. Rev. (1984)
- 7) W. J. Stirling CERN 84/09 (1984), 276
- 8) E. L. Berger D. Dibitonto, M. Jacob e W. J. Stirling CERN PREPRINT Th. 3821 (1984)
- 9) S. Aronson, F. Paige, S. Protopopescu e D. Wey, Gand Gordon Conference (1983)

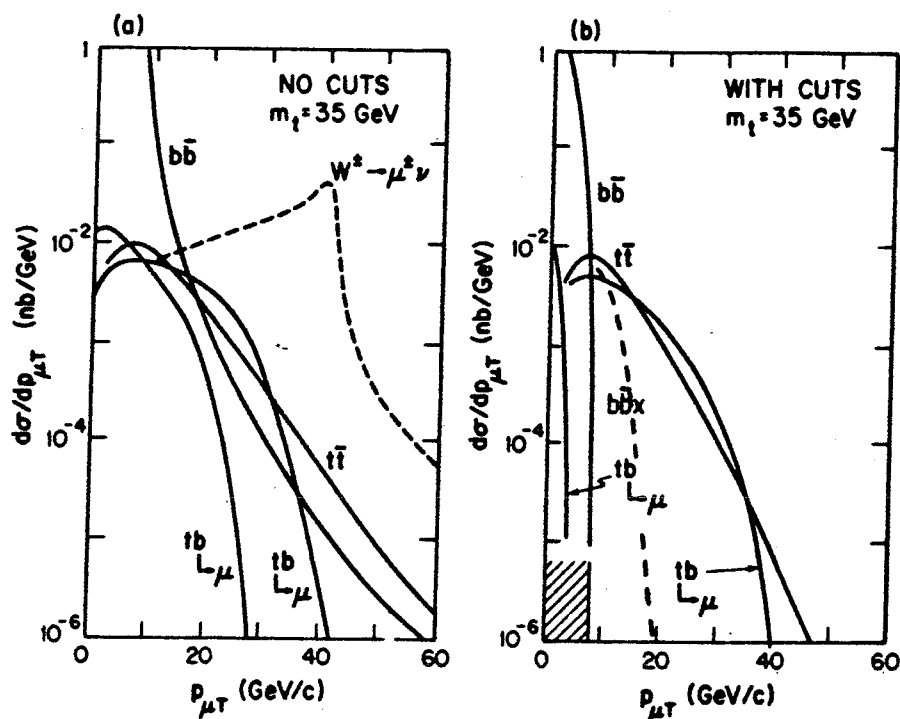


Fig. 2.6 Distribuzione del p_t del muone prodotto dal decadimento semileptonico dei quarks b e t : (a) senza tagli, (b) con la richiesta che ogni evento contenga due jets con $p_t > 8 \text{ GeV}$ e che la somma dell'energia in un cono di 30° attorno alla direzione di emissione del muone sia minore di 3 GeV . È mostrato, per confronto, lo spettro in p_t del muone prodotto dal decadimento leptonico del bosone W .

scelta del più energetico o del meno energetico deve essere fatta di volta in volta in funzione della massa del quark top (si veda il capitolo 5).

CAPITOLO 3

L'APPARATO SPERIMENTALE

3.1) Il superprotosincrotrone ($SppS$) del CERN

Nel 1978 iniziarono al CERN i lavori di modifica del superprotosincrotrone (SPS) per trasformarlo in un anello di collisione protone-antiprotone. L'apparato divenne operativo alla fine del 1981 e fino al giugno 1983 la collaborazione di UA2 acquisì dati per una luminosità di ca. 150 nb^{-1} con un'energia nel centro di massa di 546 GeV. Successivamente, all'inizio del 1984, un ulteriore programma di sviluppo portò l'energia disponibile nel centro di massa a 630 GeV e fino al 1985 furono acquisiti dati equivalenti ad una luminosità di ca. 750 nb^{-1} . Da allora la costruzione di un nuovo accumulatore di antiprotoni (ACOL) [1] e il programma di miglioramento del superprotosincrotrone ad esso legato hanno impedito ulteriori prese dei dati fino al settembre 1987 in cui ACOL è risultato operativo. La fig. 3.1 mostra sommariamente le strutture dell'acceleratore del CERN.

Il progetto ACOL consiste essenzialmente di tre parti:

- 1) una nuova targhetta per la produzione degli antiprotoni e un nuovo sistema di focalizzazione degli stessi basato su lenti magnetiche al litio;
- 2) un nuovo anello (AC) costruito attorno al vecchio accumulatore di antiprotoni (AA) (fig. 3.2). L' AC è in grado di ricevere impulsi di 10^8 antiprotoni (contro i $6 \cdot 10^6$ dell' AA) i quali vengono divisi in pacchetti e "preraffreddati" in circa 2 s per poi essere immessi nell' AA che ora funge solo da immagazzinatore e raffreddatore;

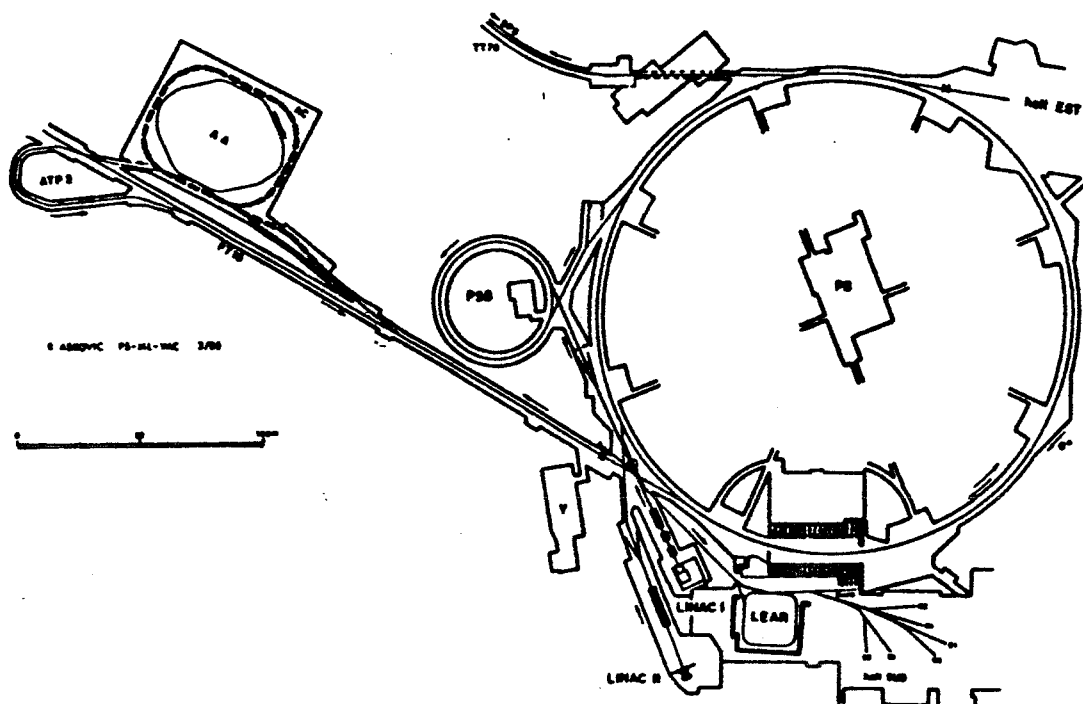


Fig. 3.1 Vista schematica del superprotosincrotrone del CERN.

- 3) un nuovo sistema di raffreddamento stocastico nell' AA in grado di gestire il flusso proveniente dall' AC.

ACOL incrementa l'immagazzinamento degli antiprotoni da $5 \cdot 10^{11}$ \bar{p} ottenuti in circa 100 ore dal vecchio AA a 10^{12} \bar{p} ottenuti in 10 ore e questo permette, in caso di perdita accidentale del fascio, di ripristinare il sistema rapidamente. Per sfruttare pienamente il maggior flusso di antiprotoni disponibile, si è reso inoltre necessario modificare il sistema di radiofrequenza (RF) dell'SPS (in modo che accettasse pacchetti di particelle più lunghi) e portare il numero di pacchetti di protoni e antiprotoni circolanti a 6 invece dei 3 usati in precedenza. La luminosità di picco prevista è di $4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, circa un fattore 10 superiore alla luminosità raggiunta in prece-

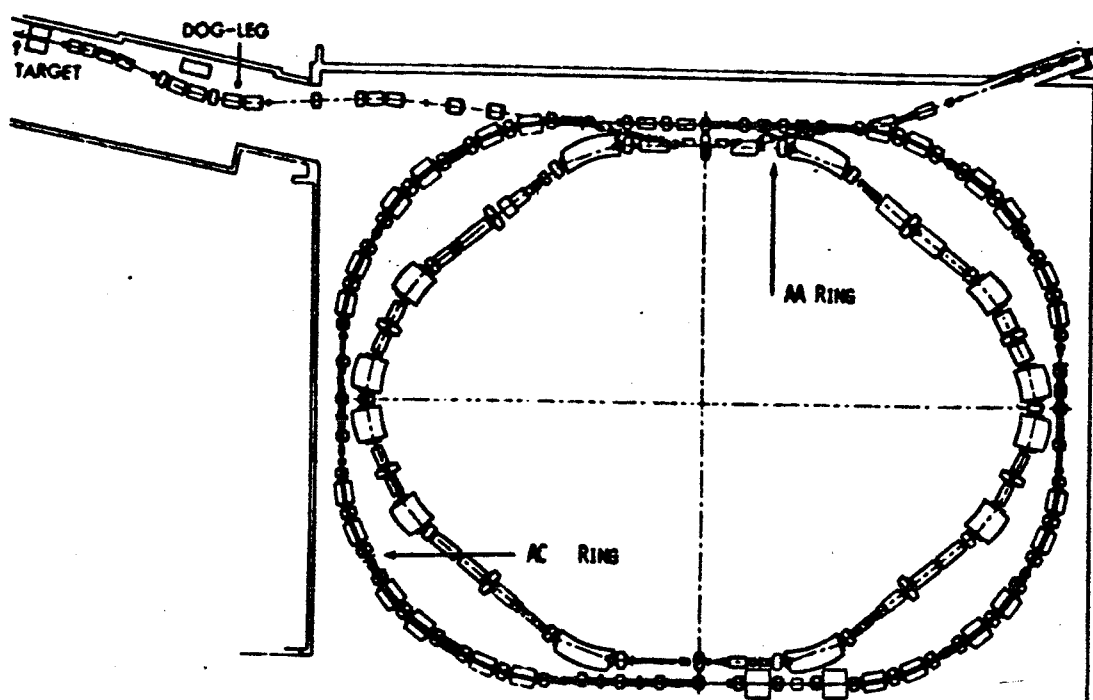


Fig. 3.2 Il nuovo accumulatore di antiprotoni ACOL

denza.

3.1.1 La sorgente di antiprotoni

La fig.3.3 mostra la nuova area di targhetta e la linea di iniezione al collettore di antiprotoni (AC).

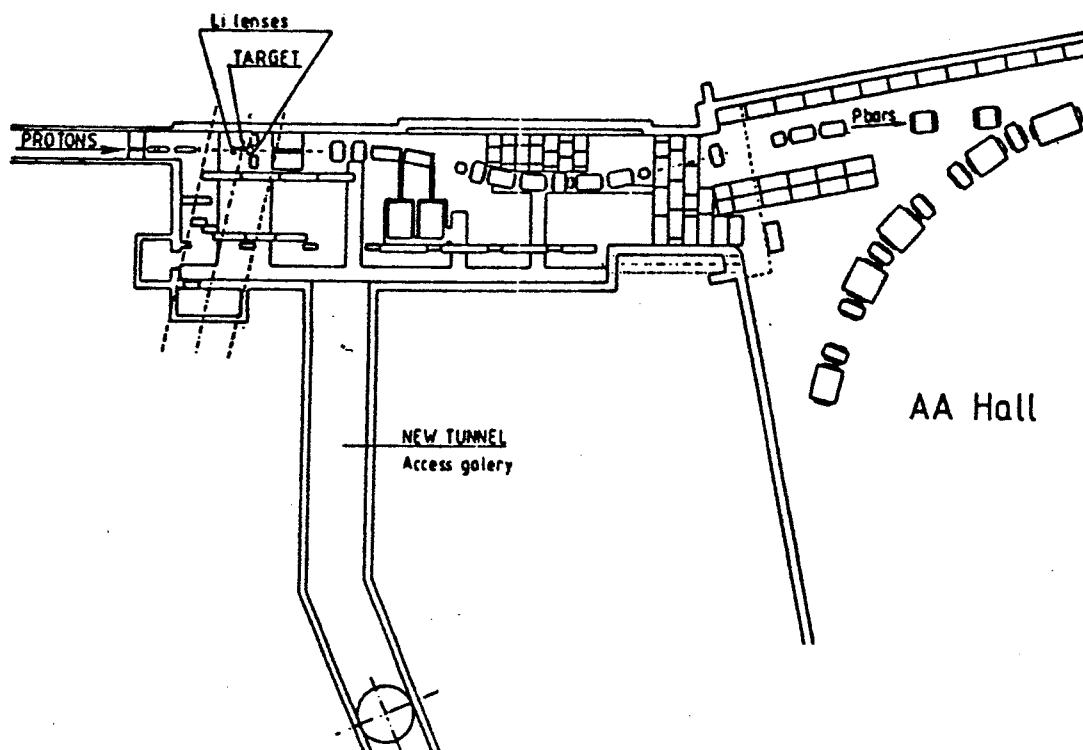


Fig. 3.3 L'area di targhetta del progetto ACOL.

I protoni con energia di 26 GeV prodotti dal protosincrotrone (PS) (più di $10^{13}/s$ divisi in 5 pacchetti lunghi 25 ns) sono focalizzati su una targhetta costituita da fili di iridio di 3 mm di diametro e 55 mm di lunghezza. Gli antiprotoni prodotti sono focalizzati da delle lenti elettromagnetiche al litio (in cui circola una corrente elettrica di 420 KA) e immessi nella linea di trasporto (linea tratteggiata in figura) per essere trasferiti nel collettore di antiprotoni (AC). Questi è costituito da 24 dipoli e 56 quadrupoli disposti in modo tale da formare quattro sezioni a dispersione nulla necessarie per l'iniezione, l'espulsione, il raffreddamento e l'omogeneizzazione della densità degli antiprotoni (debunching). Il pacchetto di particelle proveniente dall'area di targhetta, una volta immesso nell'AC viene ruotato di 90° da un campo magnetico e, per mezzo di microonde, diviso in modo tale da ottenere una densità di particelle

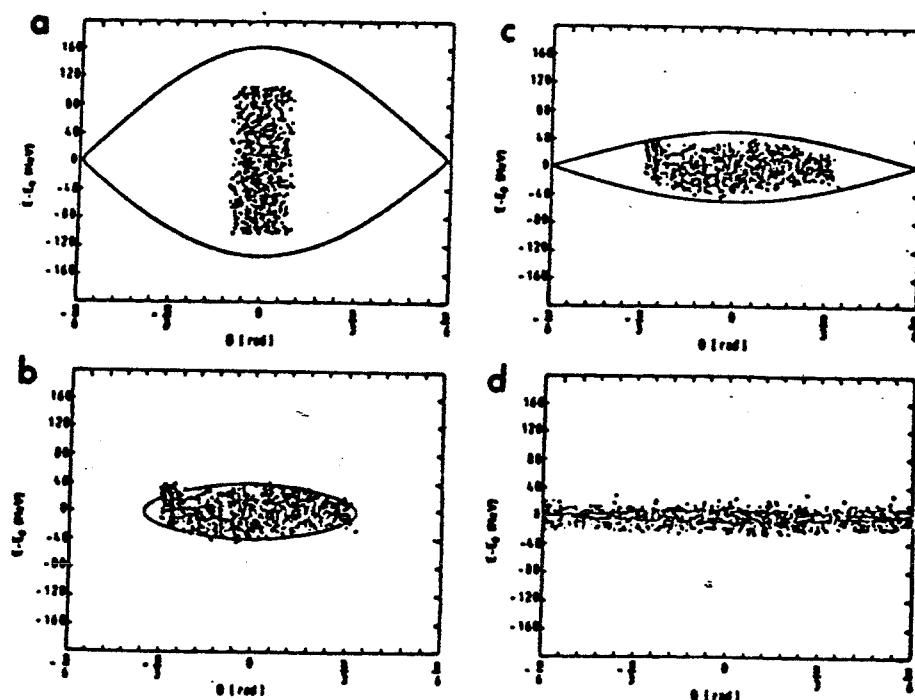


Fig. 3.4 Il processo di 'debunching' in ACOL: (a) configurazione iniziale del pacchetto nello spazio delle fasi (varianza della quantità di moto ca. 6%), (b) dopo la rotazione, (c) all'inizio dell'operazione di 'debunching', (d) dopo il 'debunching' (varianza della quantità di moto ca. 15%).

costante (fig.3.4).

A questo punto gli antiprotoni vengono preraffreddati da un sistema di raffreddamento stocastico e immessi nell'accumulatore (AA) dove il pacchetto viene ricostruito prima di essere immesso nel superprotosincrotrone *SppS*.

3.1.2 Il sistema di raffreddamento stocastico

Il raffreddamento di un fascio di particelle circolante in un anello di immagazzinamento riduce le dimensioni e l'ampiezza della distribuzione in energia delle particelle (il termine raffreddamento è preso dalla teoria cinetica dei gas).

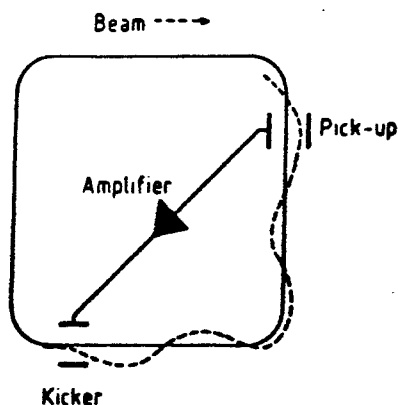


Fig. 3.5 Schematizzazione dell'apparato sperimentale necessario per il raffreddamento di un fascio.

Si immagini un fascio di particelle che ruota in un anello di accumulazione, queste ultime oscilleranno attorno al centro del fascio e, più grande sarà la velocità quadratica media delle oscillazioni, più grandi saranno le dimensioni trasversali del fascio. In analogia con la teoria cinetica dei gas si userà quindi la velocità quadratica media delle oscillazioni per definire la temperatura di un fascio di particelle.

Il raffreddamento di un fascio di particelle è necessario per i seguenti motivi:

- 1) accumulazione di particelle: il raffreddamento rende disponibile dello spazio nell'anello di accumulazione e questo permette di incrementare il numero di particelle che possono essere immagazzinate (è questo il caso di ACOL)
- 2) incremento del flusso di particelle: il raffreddamento permette di ottenere dei fasci molto collimati e monoenergetici necessari in esperimenti di precisione (LEAR)
- 3) aumento della vita media: il raffreddamento del fascio di particelle può compensare quei meccanismi naturali (imperfezioni del campo magnetico etc.) che tendono a deteriorare le caratteristiche di un fascio. L'apparato necessario per il raffreddamento di un fascio di particelle è schematizzato in fig.3.5.

Si consideri una sola particella circolante nell'anello: inevitabilmente questa sarà iniettata con un piccolo errore in posizione e in angolo rispetto all'orbita ideale (il cen-

tro del tubo a vuoto). Il sistema di deflessione del fascio cercherà allora di correggere l'errore e questo innescherà delle oscillazioni attorno all'orbita ideale che considereremo per semplicità puramente sinusoidali.

Il sensore del sistema di raffreddamento rileverà allora la posizione della particella al suo passaggio e invierà un segnale, che dopo essere stato amplificato, giungerà ad un attuatore che defletterà la particella di un angolo proporzionale al segnale ricevuto. La separazione fra il sensore e l'attuatore è scelta in modo tale da corrispondere ad un quarto della frequenza di oscillazione (più un numero intero di mezze lunghezze d'onda se è necessario). Una particella che passi dal sensore in corrispondenza del massimo della sua oscillazione passerà in corrispondenza dell'attuatore con un errore nullo in posizione ma con un angolo che è proporzionale all'errore in posizione rilevato dal sensore. Se l'attuatore corregge proprio questo angolo la particella si muoverà allora esattamente sull'orbita ideale. Questa è chiaramente la situazione più favorevole (schematizzata in fig.3.6 a) Se invece la particella non passerà sul sensore in corrispondenza di un massimo dell'oscillazione, riceverà solo una parziale correzione (casi b e c in figura) e sarà necessario che la particella compia diverse orbite prima che l'oscillazione trasversale sia eliminata.

Una particolarità del sistema di raffreddamento stocastico è facilmente comprensibile: il segnale di correzione deve arrivare sull'attuatore nello stesso istante in cui passa la particella. Poiché il segnale è ritardato dai cavi e dalla catena elettronica di elaborazione e dato che una particella di alta energia si muove con una velocità prossima a quella della luce, è necessario che la linea elettronica del segnale passi attraverso una corda del cerchio ideale su cui è posto l'anello a vuoto. Il principio di funzionamento del raffreddamento stocastico così schematizzato per una sola particella, può essere esteso al caso di un fascio reale ($> 10^{30}$ particelle) e può anche essere utilizzato per il raffreddamento longitudinale (riduzione della varianza della quantità di moto). Una particolareggiata spiegazione del principio di funzionamento del raffreddamento stocastico può essere trovato in [2].

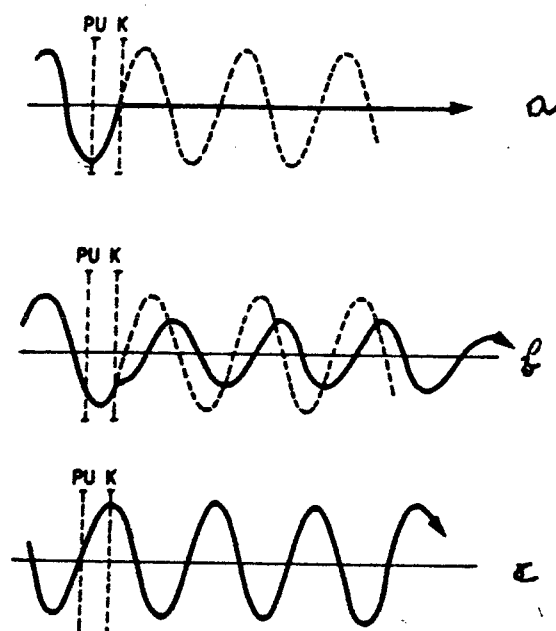


Fig. 3.6 L'importanza della fase di oscillazione. La particella attraversa il sensore con massima deviazione. La sua oscillazione è completamente cancellata dall'attuatore (a). La particella arriva con una fase intermedia e la sua oscillazione è solo parzialmente eliminata (b). La particella arriva con il più sfavorevole dei casi e non è corretta dal sistema (c).

IL RIVELATORE DI UA2

Introduzione

Come abbiamo visto, dopo 5 anni di funzionamento l'apparato di produzione e di stoccaggio degli antiprotoni (AA) é stato modificato allo scopo di incrementare le prestazioni complessive del collider $p\bar{p}$ del CERN. Il nuovo apparato (ACOL) permetterà di ottenere una luminosità integrata di ca. $5 - 10 \text{ pb}^{-1}$ per la fine del 1989. L'incremento di luminosità atteso ha reso però necessario modificare gli apparati di rivelazione in modo da migliorarne le prestazioni e renderli così in grado di sostenere gli alti flussi di particelle previsti [3]. La collaborazione UA2' ha intrapreso la modifica del proprio detettore nel 1985 e il rivelatore così modificato é risultato operativo per la presa dati avvenuta nell'autunno-inverno del 1987. L'apparato sperimentale é ora composto dai seguenti sottosistemi (fig.3.7):

- 1) un calorimetro centrale (CC) con una copertura in angolo polare compresa tra 40° e 140° e una copertura azimutale totale;
- 2) due calorimetri laterali (EC) con una copertura polare compresa tra 6° e 45° ;
- 3) un rivelatore di vertice che é a sua volta costituito da:
 - una camera a deriva (JVD) con geometria cilindrica in grado di determinare le coordinate di 13 punti nello spazio e permettere quindi la ricostruzione della traccia di una particella carica;
 - un odoscopio di silicio (Si), per la misura dell'energia rilasciata per ionizzazione e quindi in grado di distinguere particelle singole da quelle che potrebbero essere coppie di particelle non risolte;
 - due rivelatori di radiazione di transizione (XTR o TRD) che possono identificare eventuali elettroni presenti nei prodotti di decadimento delle reazioni;
 - un nuovo tipo di rivelatore basato su fibre scintillanti (SFD) in grado di ricostruire le tracce dovute a particelle cariche in una regione spaziale vicina al calorimetro centrale;
 - due camere a tubi proporzionali (ECPT) poste di fronte ai calorimetri laterali e in grado di ricostruire la traccia di particelle cariche nella regione spaziale compresa tra 20° e 40° in angolo polare;

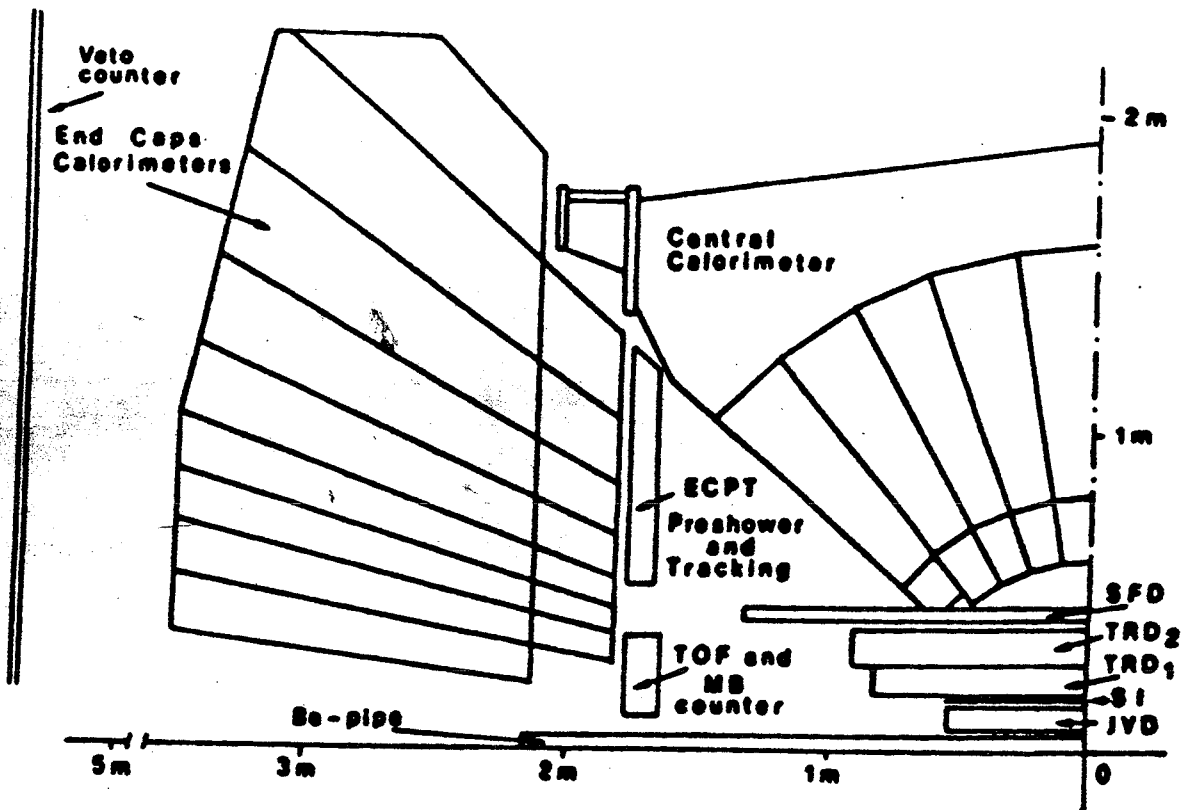


Fig. 3.7 Il nuovo rivelatore UA2'.

- due rivelatori (TOF e VETO) per la ricostruzione del vertice di interazione e per la regezione di eventi causati da particelle non apparteneti al fascio $p\bar{p}$ (aloni)

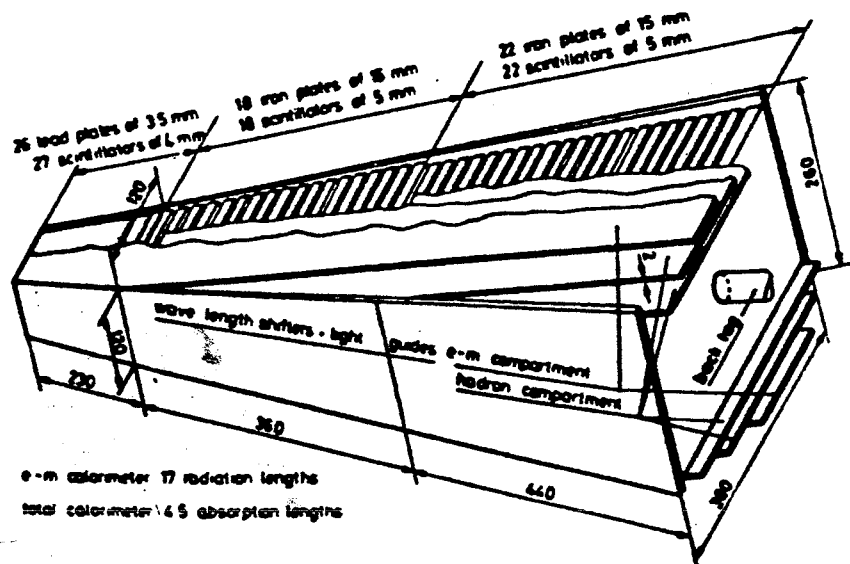


Fig. 3.8 Sezione di una cella del calorimetro centrale di UA2.

3.2) I CALORIMETRI

3.2.1 Il calorimetro centrale

Il calorimetro centrale di UA2 è una struttura a simmetria sferica costituita da 240 celle che sono ripartite in 24 moduli, ognuno dei quali sottende un angolo azimutale (ϕ) di 15° e un angolo polare (θ) che va da 40° a 140° . Ogni modulo è formato da 10 celle di dimensioni angolari $\Delta\theta\Delta\phi = 10^\circ \times 15^\circ$, che sono a loro volta costituite da tre compartimenti: uno elettromagnetico e due adronici (fig. 3.8).

La superficie frontale di ogni cella è a forma trapezoidale e le dimensioni lineari di questa variano in funzione dell'angolo polare. A causa di questa dipendenza, esistono

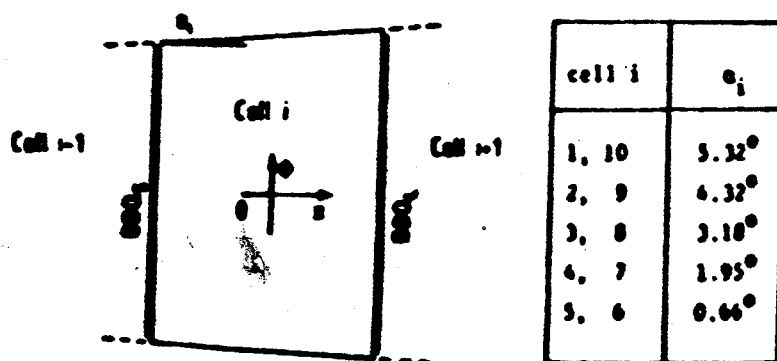


Fig. 3.9 Vista frontale delle celle del calorimetro centrale.

cinque tipi differenti di celle (vedi tab. e fig. 3.9).

La scelta di una geometria sferica presenta il grande vantaggio di avere tutte le celle equidistanti dal centro del calorimetro (603 mm) e con la superficie frontale perpendicolare al raggio uscente dal centro stesso. Questo fa sì che lo spazio morto tra cella e cella (dovuto principalmente alle guide di luce e alla struttura meccanica portante) visto da una particella incidente, sia ridotto al minimo.

È da notare però che proprio la struttura sferica del calorimetro ha causato dei grossi problemi allo sviluppo del rivelatore centrale (avvenuto dopo la fine della presa dati del 1985) a causa della mancanza di spazio nella regione di vertice. Tale problema è stato parzialmente risolto con la modifica della forma delle celle 1 e 10 (fig. 3.10).

La segmentazione adottata nel calorimetro di UA2 è il frutto di un compromesso tra le seguenti considerazioni:

- a) un'alta segmentazione angolare è sempre auspicabile in quanto permette di distinguere le particelle (o jet di particelle) di interesse dai molti prodotti secondari di una reazione e questo riduce molto la probabilità di interpretare in modo sbagliato

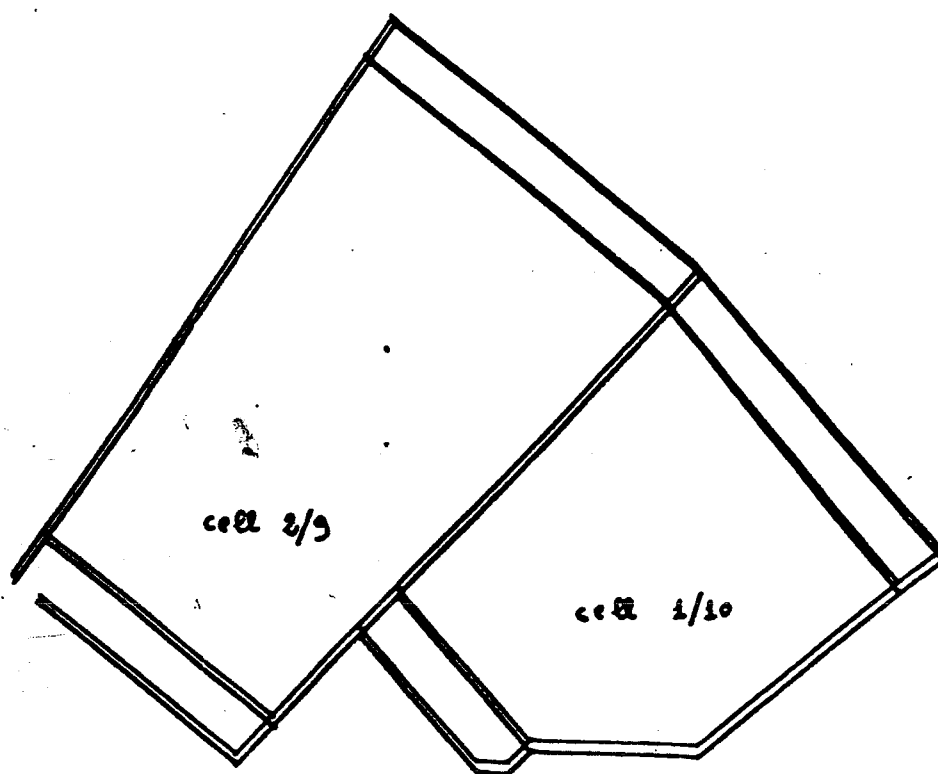


Fig. 3.10 le celle 1 e 2 del calorimetro centrale.

- segnali che possono venire da interazioni multiple che si sovrappongono;
- b) un'eccessiva granularità del calorimetro aumenta la probabilità che una particella depositi energia in diverse celle contigue; infatti poiché la sua traiettoria non è necessariamente perpendicolare alla cella incidente, durante il suo cammino può intersecarne più d'una.

Per ragioni di convenienza dovute alla raccolta del segnale luminoso, le dimensioni angolari trasversali dei vari compartimenti (elettromagnetico, adronico 1, adronico 2) di ogni cella sono le stesse. Tali dimensioni sono in buon accordo con le dimensioni trasversali di uno sciame adronico, ma risultano più grandi degli sciame prodotti da elettroni e fotoni.

Consideriamo ora più in dettaglio i vari compartimenti.

Il compartimento elettromagnetico è costituito da 26 lastre di piombo dello spessore di 3.5 mm intercalate da 27 lastre di scintillatore PVT (NE104B) dello spessore di 4 mm ; la profondità totale è di 199 mm corrispondenti a 17 lunghezze di radiazione (11 lunghezze di radiazione per le celle 1 e 10). I due comparti-

menti adronici di ogni cella sono formati rispettivamente da 19 e 21 lastre di ferro dello spessore di 15 mm intercalate da uno strato di 5 mm di scintillatore acrilico PMMA (metacrilato di polimetile) in un contenitore di alluminio. La profondità dei compartimenti adronici è di 86 cm, corrispondenti a circa 4 lunghezze di assorbimento. Ogni cella ha quindi uno spessore di 106 cm equivalenti a 4.5 lunghezze di assorbimento.

3.2.2) La raccolta del segnale luminoso

La radiazione emessa dallo scintillatore inserito nelle celle del calorimetro è raccolta da guide di luce ("wave length shifter", indicate d'ora in poi come WLS) situate ai due lati opposti di ogni compartimento [4].

Avremo quindi per ogni cella sei guide di luce e per ognuna di esse un fotomoltiplicatore. Le guide di luce sono "drogate" con una percentuale di 90 mg/l di BBQ solo nella regione che si affaccia al compartimento cui esse sono associate e quindi in questa zona assorbiranno la radiazione proveniente dallo scintillatore per poi riemetterla ad una lunghezza d'onda maggiore.

L'efficienza di assorbimento di BBQ è mediamente dell' 80% nella regione di emissione dello scintillatore usato nel comparto elettromagnetico (fig. 3.11).

Al contrario, il materiale acrilico di base delle guide è stato scelto in modo da assorbire il più possibile la luce Cherenkov prodotta dalle particelle (regione ultravioletta) e per la stessa ragione prima di ogni fotomoltiplicatore è stato posto un filtro che risulta quasi trasparente alla luce emessa dai BBQ ma che assorbe le radiazioni con lunghezze d'onda più corte (50% di assorbimento a $\lambda = 430 \text{ nm}$). È da notare che l'utilizzo della tecnica WLS offre dei notevoli vantaggi rispetto a schemi di lettura del segnale più tradizionali, che possono essere essenzialmente individuati nella drastica eliminazione degli spazi morti e nell'eliminazione dei costosi e critici accoppiamenti ottici tra scintillatori e guide di luce. I tubi fotomoltiplicatori per il calorimetro di UA2 sono stati scelti in base ai seguenti requisiti [5]:

- 1) alta stabilità e linearità delle risposte;

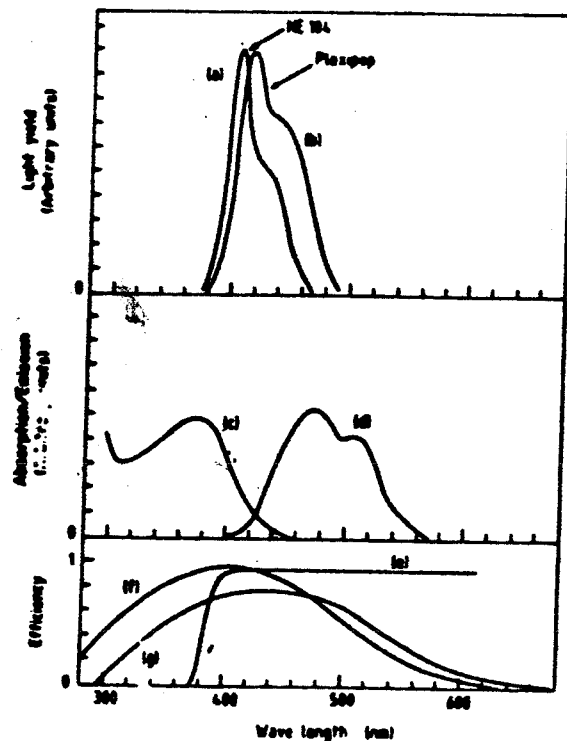


Fig. 3.11 Risposte spettrali dell'apparato ottico del calorimetro di UA2: (a) spettro di emissione dello scintillatore usato nel comparto elettromagnetico, (b) spettro di emissione dello scintillatore usato nei comparti adronici, (c) spettro di assorbimento delle guide di luce, (d) spettro di emissione delle guide di luce, (e) coefficiente di trasmissione delle guide di luce, (f,g) risposta dei fototubi del compartimento elettromagnetico (f) e adronico (g).

- 2) trascurabile variazione dei precedenti parametri in funzione dell'invecchiamento. Entrambe queste caratteristiche sono importanti per mantenere una buona risoluzione energetica in molti anni di funzionamento. I fototubi cercati sono stati individuati nei modelli PHILIPS XP2008 e XP2012 (vedi tab. 3.2), i quali presentano entrambi una struttura a 10 dinodi e differiscono solamente per il materiale impiegato per costruire i dinodi stessi (Sb-Cs tipo super A per gli XP2008 e Sb-K-Cs tipo P per gli XP2012).

Ogni fototubo è stato sottoposto a un test di stabilità su un periodo continuativo

Tab. 3.2

| | |
|--|---------|
| Corrente di buio | < 50 nA |
| Efficienza del fotocatodo (integrata sullo spettro di emissione di BBQ) | > 10 % |
| Deviazione dalla linearità | < 2 % |
| Stabilità : | |
| Massima variazione di guadagno durante 12 ore di funzionamento | < 2 % |
| Massima variazione di guadagno quando la corrente anodica varia da $0.5\mu A$ a $5.0\mu A$: | < 6 % |

di funzionamento di 3 giorni il quale ha fornito dei risultati in un certo senso inattesi. Si é infatti accertato che circa il 6 % dei fototubi modello XP2008 presentava dei salti occasionali (maggiori dell'1 %) nel guadagno.

In seguito a ciò , si decise di equipaggiare il compartimento elettromagnetico con il modello XP2012, che presentava la maggiore stabilità e il compartimento adronico 1 con quei tubi XP2008 che avevano meglio superato il test. I fotomoltiplicatori che invece presentavano i problemi suddetti furono riservati per il compartimento adronico 2. Nell'ambito del programma di sviluppo del rivelatore, i tubi XP2008 sono poi stati completamente sostituiti dal modello XP2012.

3.2.3) Calorimetri laterali (ENDCAP)

La principale motivazione che ha indotto la collaborazione di UA2' a modificare il vecchio rivelatore e a costruire un nuovo calorimetro che coprisse le regioni di angolo solido precedentemente non sotto controllo, é stata la necessità di studiare quegli eventi che presentano nel loro stato finale particelle che interagiscono scarsamente con la materia (neutrino, fotino, etc.). Queste particelle possono essere rivelate solo studiando la somma vettoriale dalla quantità di moto $\sum_i \vec{p}_i$ di tutte le particelle uscenti dal vertice di interazione; infatti, se $\sum_i \vec{p}_i \neq 0$, la quantità di moto mancante

é indice della presenza di una particella non rivelata dal calorimetro (in realtà si studia $\sum_i p_{ti}$, dato che la misura della componente longitudinale z é priva di significato poiché il calorimetro in questa direzione non é ermetico). É evidente quindi, dalle considerazioni appena fatte, la necessità di avere un calorimetro il piú ermetico possibile. La fig. 3.12 mostra l'energia trasversa mancante in funzione dell'angolo polare θ di copertura calorimetrica per eventi a due "jets" generati dal programma Monte Carlo ISAJET. La curva c) mostra le prestazioni del vecchio UA2 , la curva b) le prestazioni con il nuovo calorimetro laterale e infine la curva a) mostra la prestazione di un calorimetro ideale. La differenza tra le curve a) e b) dimostra che scendere al di sotto di 10° con la copertura calorimetrica non comporta grandi vantaggi.

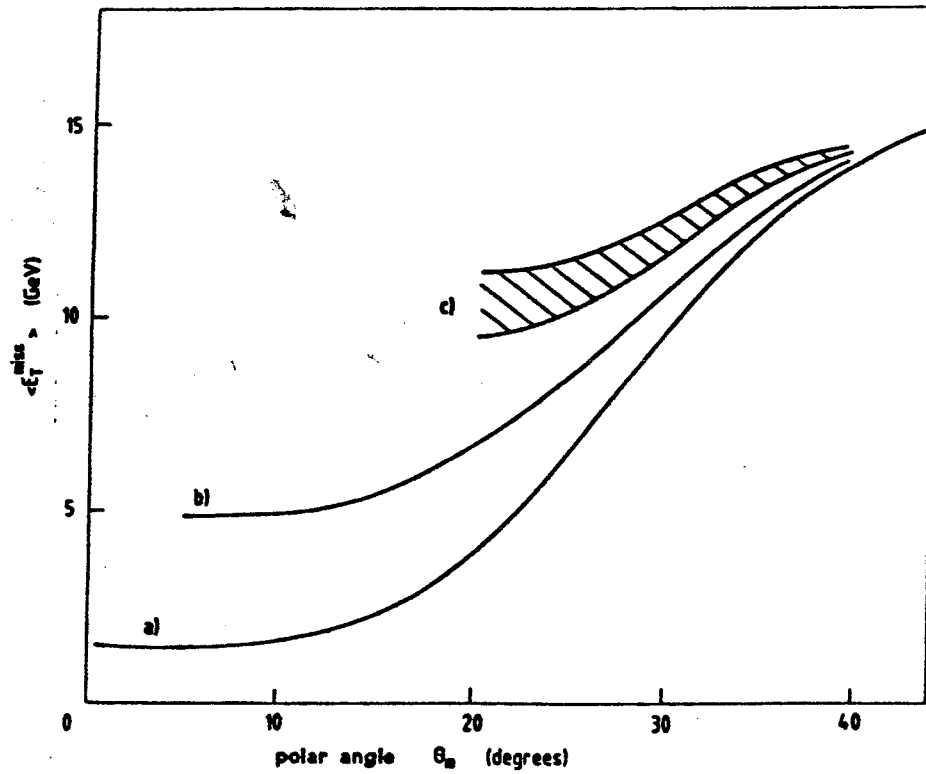


Fig. 3.12 Energia trasversa mancante in funzione dell'angolo polare di copertura: (a) calorimetro ideale, (b) prestazioni del nuovo calorimetro di UA2', (c) prestazioni del vecchio calorimetro di UA2.

3.2.4) Geometria dei calorimetri laterali

La fig. 3.13 mostra una vista generale dei due calorimetri laterali presenti in UA2'. La copertura angolare di ognuno dei due va da 5.6° a 45° in angolo polare (θ) e da 0° a 360° in angolo azimutale (ϕ). Il calorimetro è diviso in 12 moduli ognuno dei quali sottende un angolo azimutale $\phi = 30^\circ$.

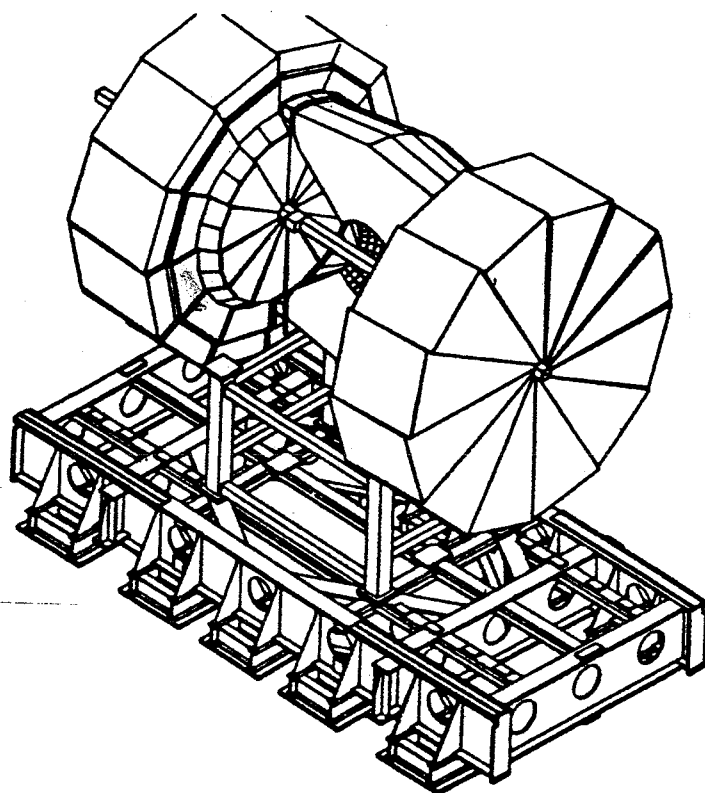


Fig. 3.13 Vista generale dei nuovi calorimetri ENDCAP.

A sua volta ogni modulo è diviso in due settori costituiti da 9 celle ciascuno mentre le due ultime celle (7 e 8) sono in comune ai due settori (fig. 3.14).

Le celle da 1 a 7 possiedono due comparti, uno elettromagnetico e uno adronico mentre le celle 8 e 9 possiedono solo il comparto adronico. Il comparto elettromagnetico è costituito da 34 strati di piombo dello spessore di 3 mm alternati a strati di scintillatore (POLIVAR) di 4 mm. Lo spessore del comparto varia da un minimo di 17.1 a un massimo di 24.4 lunghezze di radiazione.

Il comparto adronico è invece costituito da strati di ferro dello spessore di 25 mm alternati a strati di scintillatore sempre dello spessore di 4 mm. Il numero di strati

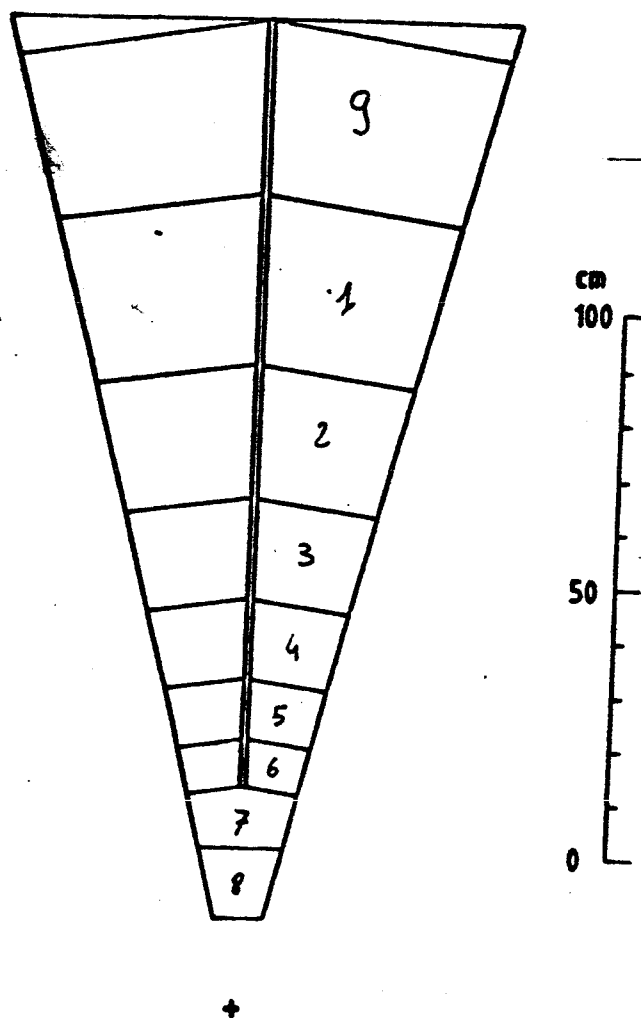


Fig. 3.14 Vista frontale di un settore asimutale del calorimetro laterale.

é di 38 per $5^\circ < \theta < 20^\circ$ e decresce fino a 29 per $\theta = 40^\circ$. Lo spessore totale del calorimetro varia quindi da 6.2 a 7 lunghezze di interazione.

Al fine di evitare danneggiamenti radioattivi durante i periodi di instabilità del fascio $p\bar{p}$, i due calorimetri sono posti su piattaforme mobili per permetterne l'allontanamento dalla zona di interazione.

Il segnale proveniente dallo scintillatore viene letto anche qui, come per il calorimetro centrale, su due lati di ogni cella mediante due guide di luce "drogate" con K27 che funge da "wavelength shifter". Lo spazio occupato dalle guide di luce é di 7 mm tra i comparti elettromagnetici e 13 mm tra quelli adronici.

Per ridurre l'effetto di tali spazi morti ogni settore é ruotato di un angolo di 50 mrad attorno all'asse di simmetria del primo piano di assorbitore del comparto adronico, in tal modo le discontinuitá non risultano piú allineate con la direzione delle particelle uscenti dal centro di interazione.

Il segnale proveniente dalle guide di luce é amplificato da dei fototubi e digitalizzato dalla catena elettronica.

3.2.5) Lettura elettronica del segnale

Sia per il calorimetro centrale che per gli ENDCAP's, il segnale proveniente da ogni singolo tubo fotomoltiplicatore viene portato nella stanza di controllo del rivelatore mediante un cavo multicoassiale costituito da 20 cavi a bassa impedenza e ciò fa si che la carica elettrica uscente dai fototubi sia attenuata solamente del 12 % su 90 metri, che é appunto la lunghezza dei cavi in questione. Una volta nella sala di controllo, il segnale viene posto in ingresso a dei moduli a 20 canali detti OLIFAN che hanno il compito di smistare il segnale a:

- 1) un convertitore analogico digitale (ADC) tramite un amplificatore con guadagno 1;
- 2) un altro ADC tramite un amplificatore con guadagno 10 per misurare con buona risoluzione elettronica la parte a bassa energia dello spettro;
- 3) un'uscita monitor con guadagno 1 che permette mediante un oscilloscopio di ispezionare facilmente il segnale di ogni singolo fotomoltiplicatore;

4) un amplificatore integratore "Sample and Hold" (ISH) con il compito di sommare i due segnali provenienti da ogni singolo compartimento di una cella e poi trasferirlo alla catena elettronica di trigger;

5) un'uscita in cui é presente la somma analogica dei 20 segnali di ingresso.

I punti 4) e 5) non riguardano le celle da 6 a 9 degli ENDCAP's, che non sono utilizzate nel trigger.

I convertitori analogico-digitali usati (modello LE CROY 2282E) hanno una parola di 12 Bit che permette allo stesso tempo una buona risoluzione energetica e un fondo scala corrispondente ad un'energia di 80 GeV.

3.2.6 Il sistema di selezione dei dati sperimentali

I miglioramenti apportati dal progetto ACOL al sistema di produzione e accumulazione di antiprotoni insieme ad alcune modifiche realizzate nell'SPS, quali il cambiamento della radiofrequenza e la possibilità di operare con sei pacchetti di p e sei pacchetti di \bar{p} circolanti contemporaneamente nella macchina (contro i tre di p e i tre di \bar{p} del periodo '81-'85), hanno permesso di raggiungere nel 1988 un'intensità del fascio di antiprotoni di $N_{\bar{p}} \simeq 2.4 \cdot 10^{11}$ particelle (da paragonare con $N_{\bar{p}} \simeq 0.6 \cdot 10^{11}$ degli anni precedenti); conseguentemente la luminosità di picco (quella che si ottiene all'iniezione dei fasci nell'acceleratore) ha raggiunto i $2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, circa un fattore 5 superiore a quella massima ottenuta negli anni passati.

Il numero medio di interazioni che avvengono in un secondo, ricavabile a partire dalla luminosità e dalla sezione d'urto totale inelastica è dell'ordine di 10^5 . Non si è ovviamente interessati a registrare tutte queste interazioni, né lo si potrebbe dato che é necessario un tempo finito per la elaborazione e la digitalizzazione dei segnali analogici provenienti dai vari rivelatori. Se si vuole mantenere il tempo morto del sistema di acquisizione dei dati ad un livello ragionevole ($< 10\%$, cioè $\sim 100 \text{ ms}$) non si possono raccogliere più di 3 eventi al secondo. Lo scopo del sistema di selezione degli eventi (trigger) é proprio quello di scegliere, sulla base degli scopi di fisica che l'esperimento si propone, un numero massimo di 3 interazioni/s fra le originarie 10^5 . Nel nuovo esperimento UA2 si é adottato un trigger in tre livelli (ognuno dei quali é più sofisticato di quello che lo precede). Verranno ora descritti brevemente i tre livelli:

- **livello 1:** al nuovo SppS si ha una intersezione fra un pacchetto di protoni e uno di antiprotoni ogni $3.8\mu s$ circa, dunque per non introdurre tempo morto il trigger di 1° livello deve prendere una decisione entro questo intervallo; siccome la lettura della maggior parte dei rivelatori dell'apparato richiede tempi lunghi ($> 10 ms$), per avere una risposta rapida si utilizzano soltanto i segnali analogici provenienti dal calorimetro. Sono possibili otto tipi di selezioni:
 - Z^0 : vengono analizzate tutte le possibili combinazioni 2×2 di celle dei calorimetri nell'intervallo di pseudo rapidità $|\eta| < 2$ ed è richiesto che almeno due di queste presentino $E_t^{em} > 5 GeV$ e distino $\Delta\phi > 60^\circ$ (dove con E_t^{em} si intende la somma sulle 4 celle dell'energia trasversa depositata nel comparto elettromagnetico e con $\Delta\phi$ la separazione angolare tra le due combinazioni);
 - W^\pm : viene eseguita la stessa analisi del punto precedente ed è richiesta la presenza di una combinazione di celle con $E_t^{em} > 10 GeV$;
 - $\sum E_t$: è richiesto che la somma dell'energia trasversa depositata in tutte le celle comprese nell'intervallo $|\eta| < 2$ sia maggiore di 90 GeV;
 - jet singolo: vengono costruiti tutti i possibili insiemi di celle contigue dei calorimetri comprese in $|\eta| < 2$ e tali da sottendere un angolo di 60° in ϕ . Viene richiesto che almeno uno degli insiemi così costruiti abbia $E_t > 30 GeV$;
 - due jets con alta massa invariante trasversa: viene eseguita la stessa analisi del punto precedente ed è richiesta la presenza di due insiemi con $E_t > 28 GeV$ e con i baricentri situati a una distanza $\sim \Delta\phi = 180^\circ$ uno dall'altro;
 - due jets con bassa massa invariante: vengono costruiti tutti gli insiemi formati da celle contigue in $|\eta| < 1$ che sottendono un angolo $\phi = 90^\circ$. È richiesta la presenza di due insiemi con $E_t > 10 GeV$ e con i baricentri situati a una distanza $\sim \Delta\phi = 180^\circ$ uno dall'altro;
 - momento trasverso mancante: è richiesto che la quantità di moto trasversa mancante dell'evento sia maggiore di 18 GeV.
 - Minimum Bias: per selezionare qualunque tipo di interazione non diffrattiva (Minimum Bias) vengono utilizzati i contatori TOF (vedi par. 3.8): i segnali provenienti dai tubi fotomoltiplicatori di destra (di sinistra), che indicano una avvenuta collisione $p\bar{p}$, sono posti in OR (entro $0.5 ns$) fra loro. Il trigger di "Minimum Bias" (MB) è allora definito come un'operazione logica AND fra i due segnali così ottenuti (il sinistro (T_s) e il destro (T_d)) e il

segnale di radiofrequenza (RF) dell'acceleratore:

$$MB = T_s * T_d * RF$$

Un evento viene accettato se soddisfa ad almeno uno dei primi sette possibili trigger e contemporaneamente al trigger di "Minimum Bias".

Durante la presa dati dell' '87, a causa della limitata accettazione geometrica del sistema di contatori TOF utilizzati ($\sim 92\%$), quest'ultima condizione é stata imposta solo per i trigger di jet singolo e di momento trasverso mancante, quelli cioè con maggiore probabilità di essere dovuti ad interazioni di particelle nel calorimetro, non provenienti da un'effettiva collisione $p\bar{p}$.

Il tempo di decisione del trigger di 1° livello è di circa $2 \mu s$. Le soglie vengono regolate in modo che gli eventi selezionati non superino i 100 al secondo poiché questo é il numero massimo di eventi che possono essere accettati dal trigger di secondo livello senza che il tempo morto di quest'ultimo non superi il 10%.

- livello 2: i segnali letti nel calorimetro vengono digitalizzati in un tempo di circa $150 \mu s$ da ADC veloci a 10 bit (FERA, LeCroy) e quindi analizzati da un microprocessore rapido (XOP). Il tempo di decisione è di circa 1 ms e il tasso accettato non deve superare i 10 Hz, il massimo sopportabile dal trigger di 3° livello per mantenere il proprio tempo morto al di sotto del 10%
- livello 3: questa fase ha inizio quando l'evento è stato completamente letto e digitalizzato (~ 10 ms dopo la collisione $p\bar{p}$) e per ridurre il tempo morto è affidata a tre microprocessori Motorola 68020 inseriti in moduli FASTBUS che sono in grado, opportunamente programmati di eseguire un'analisi dell'evento. In particolare l'utilizzo di opportune costanti di calibrazione permette un calcolo preciso delle energie ricostruite nel calorimetro. Il tempo di decisione è di circa 300 ms per evento (ma l'utilizzo di tre microprocessori in parallelo riduce il tempo morto) e il tasso accettato è di circa 3 Hz, il massimo sostenibile dal calcolatore usato per l'acquisizione (VAX II/785): questi sono gli eventi effettivamente registrati su nastro.

Nell' '87, la luminosità di picco non ha superato i $2 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e quindi il tasso di acquisizione di pochi Hz era già raggiunto (con soglie ragionevoli) con il solo trigger di 1° livello; quest'ultimo è stato quindi l'unico operativo in quel periodo.

3.2.7) La calibrazione dei calorimetri

Per mantenere una buona risoluzione energetica dei calorimetri su periodi di diversi mesi (che sono i tempi tipici di presa dati) é necessario controllare e tarare periodicamente tutti i canali elettronici e mantenere sotto controllo la risposta dello scintillatore che varierá con l'invecchiamento dello stesso.

Calibrazione mediante fasci di particelle

La calibrazione delle celle del calorimetro centrale é stata effettuata nel 1980, 1981, 1984, 1986 e 1988 mediante fasci di elettroni, muoni e pioni di diversa energia. I calorimetri laterali (ENDCAP) sono stati invece calibrati nel 1986, 1987 e 1988.

Calibrazioni a lunga periodicitá

Una sorgente di Co^{60} di intensitá pari a 4 mCi permette di ricalibrare la risposta dei fotomoltiplicatori del compartimento elettromagnetico e adronico 1 del calorimetro centrale (elettromagnetico e adronico nei calorimetri laterali). Dato che questa misura per essere eseguita necessita dell'accesso al rivelatore, essa viene effettuata prima del periodo di presa dati e successivamente allo stesso.

Calibrazioni a media periodicitá

Lo studio di eventi "Minimum Bias" (con tale termine si intende solitamente un evento non diffrattivo [6]) permette di studiare il comportamento di tutti e tre i compartimenti dei calorimetri; per ogni cella testata viene misurato il numero di eventi che rilasciano in essa un'energia compresa tra 0.5 e 1.5 GeV. Se il numero di eventi cambia nel tempo, ció é sintomo di una variazione della risposta della cella.

Calibrazioni a corta periodicità

L'utilizzo di camere "flash" allo Xenon per illuminare le guide di luce permette di ricorreggere le variazioni temporali della risposta dei fotomoltiplicatori. Questo controllo viene eseguito circa una volta al giorno durante il periodo di presa dati. Dei generatori di impulso (PPG) sono inoltre utilizzati per misurare le variazioni di risposta della catena elettronica. I PPG iniettano infatti una carica elettrica ben nota in ogni canale, in modo da seguire le variazioni di guadagno ed eventualmente correggerle, come spesso si richiede dopo che un qualsiasi componente della catena elettronica è stato sostituito per avaria. I PPG svolgono anche la funzione di calibrare l'attenuazione dei segnali nei cavi, misurare il guadagno e la linearità del sistema OLIFAN-ADC e di controllare l'elettronica di "trigger". Sono utilizzati 24 PPG, uno per ogni modulo del calorimetro, installati sulla struttura di supporto del calorimetro stesso. Ogni PPG genera 8 segnali indipendenti con la forma simile a quella che si otterrebbe da un fotomoltiplicatore e con una frequenza massima di 100 Hz. Una calibrazione mediante PPG consiste nel misurare e analizzare la risposta di ogni canale per 14 differenti valori di picco del segnale di ingresso i quali coprono interamente la scala degli ADC. Il tempo necessario è tipicamente di 40 minuti e la calibrazione viene ripetuta circa una volta alla settimana.

3.2.8) Prestazioni dei calorimetri

Linearità della risposta in funzione dell'energia dell'elettrone

La linearità della risposta del calorimetro elettromagnetico é stata studiata mediante fasci di elettroni con energia compresa tra 1 e 150 GeV con punto di impatto nel centro della cella. La fig.3.15 mostra lo scarto dalla linearità per il calorimetro centrale:

$$d = \frac{E_{mis}}{E_{fascio}} - 1 \quad (3.1)$$

dove:

E_{mis} = energia misurata;

E_{fascio} = energia nominale del fascio di elettroni;

Per le celle 2-5, considerando energie comprese tra 10 e 80 GeV, lo scarto é sempre entro il 2%, mentre per la cella 1 si hanno scarti fino al 5%. Per gli ENDCAP's i risultati sulla linearità sono simili a quelli mostrati per il calorimetro centrale.

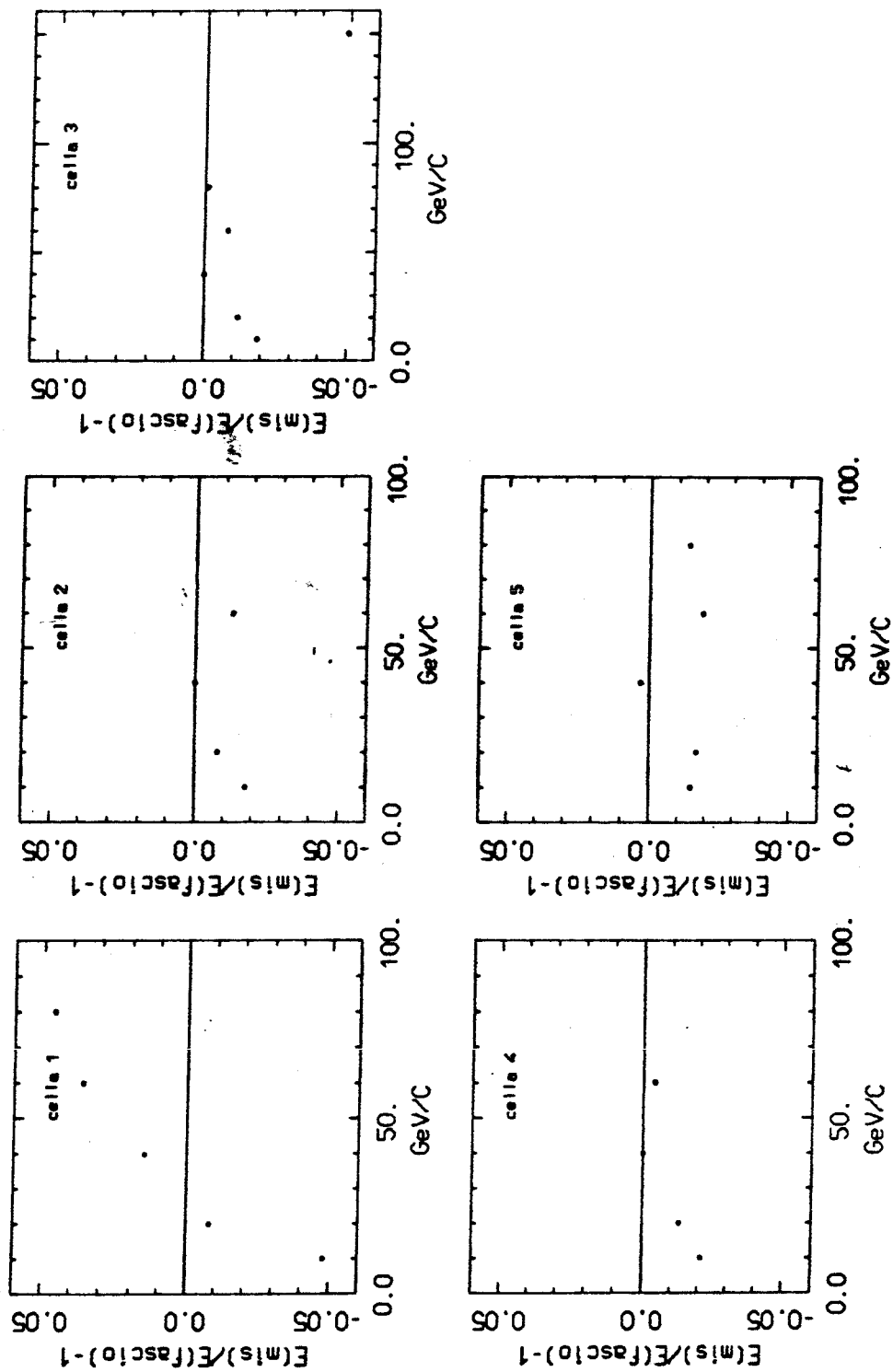


Fig. 3.15 Scarto dalla linearità della risposta del calorimetro elettromagnetico in funzione dell'energia dell'elettrone

Lunghezza di attenuazione nei calorimeri

La luce di scintillazione é raccolta, sia per il calorimetro centrale che per gli END-CAP's, da due fotomoltiplicatori (PM) posti ai due lati di ogni cella; il rapporto fra le quantità di luce vista dal PM destro e quella vista dal PM sinistro dipende dalla posizione dello sciame nella cella. La lunghezza di attenuazione é stata parametrizzata separatamente [17] nel calorimetro centrale e negli ENDCAP's. Per brevità descriviamo qui di seguito lo studio del calorimetro centrale; nell'analisi si sono usate correttamente le due diverse parametrizzazioni.

La radiazione luminosa emessa dallo scintillatore nel calorimetro centrale, é raccolta da due piastre di BBQ di dimensioni differenti. L'attenuazione all'interno dello scintillatore é stata determinata per ogni run di calibrazione con fasci di elettroni. Per la determinazione del 1986, il fattore di attenuazione per ogni elettrone di calibrazione nel calorimetro si può calcolare come:

$$BBQS(L) = \frac{E_{mis}^{em}(\text{lato destro o sinistro})}{E_{nom} - E_{ott}^{em} - E_{ott}^h - E_{cella}^h f_{att}^0}$$

dove:

E_{mis}^{em} = energia misurata nel comparto elettromagnetico dal fotomoltiplicatore destro o sinistro della cella colpita

E_{nom} = energia nominale del fascio di particelle

E_{ott}^{em} = energia rilasciata nel comparto elettromagnetico delle 8 celle contigue alla cella colpita dal fascio

E_{ott}^h = energia rilasciata nelle 8 celle contigue a quella colpita dal fascio.

E_{cella}^h = energia rilasciata nei comparti adronici della cella colpita

e f_{att}^0 indica il fattore di attenuazione usato alla prima iterazione calcolato estrapolando all'anno 1986 i fattori di attenuazione ottenuti dai dati di calibrazione degli anni 1981 e 1984. Il denominatore esprime la miglior stima possibile dell'energia depositata nel comparto elettromagnetico della cella colpita.

Per una corretta ricostruzione dell'energia di un elettrone bisogna quindi determinare in funzione del punto di impatto il fattore di attenuazione. Tale fattore é stato parametrizzato mediante un esponenziale:

$$f_{att} = e^{[(A_1 x + A_2 x^2 + A_3 x^3) + (B_1 + B_2 x + B_3 x^2)\phi + (C_1 + C_2 x + C_3 x^2)\phi^2]} \quad (3.2)$$

dove x e ϕ indicano le coordinate del punto di impatto nel sistema di riferimento della cella (fig.3.16) e gli (A_i, B_i, C_i) sono due insiemi di parametri (uno per BBQS

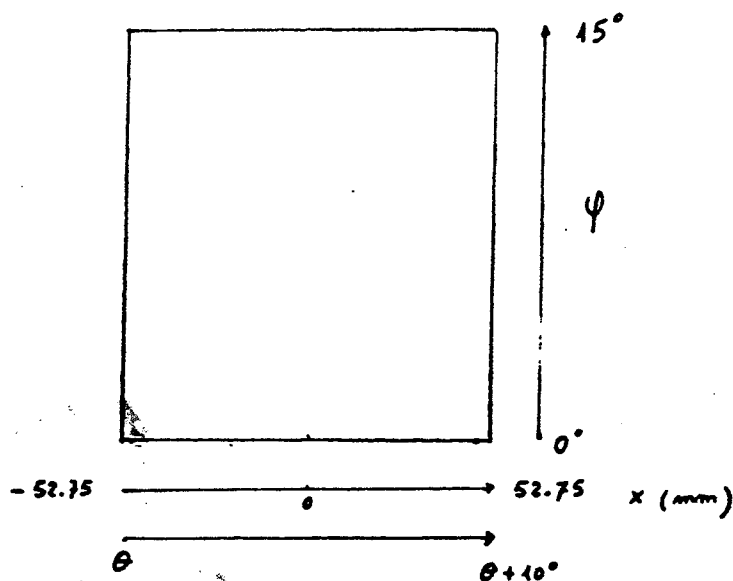


Fig. 3.16 Il sistema di riferimento delle celle del calorimetro centrale.

e uno per BBQL).

I fattori A_i , B_i , C_i sono stati determinati sperimentalmente per ogni cella fittando contemporaneamente le quattro distribuzioni sperimentali dei fattori di attenuazione per $BBQS$, $BBQL$, $BBQS + BBQL$ e $BBQS/BBQL$. Qui i $BBQS, L, \dots$ indicano i valori medi, fittati con una gaussiana, delle distribuzioni per tutti gli elettroni con lo stesso punto di impatto nella cella.

Le fig. 3.17 e 3.18 mostrano i valori sperimentali delle quattro variabili per elettroni di calibrazione di 40 GeV e le curve fittate mediante due iterazioni successive.

Risposta del calorimetro in funzione dell'invecchiamento

Il fattore di attenuazione dipende anche dall'invecchiamento del calorimetro. Il processo di invecchiamento è in parte dovuto al deterioramento dello scintillatore e delle guide di luce per esposizione all'aria e all'umidità e in parte dovuto alla radiazione ionizzante a cui è sottoposto il calorimetro durante i periodi di presa dati. La fig. 3.19 mostra l'evoluzione temporale della lunghezza di attenuazione $\lambda_{att} \simeq \frac{1}{A_1}$ per la cella 5 determinata mediante l'analisi dei vari dati di calibrazione con elettroni.

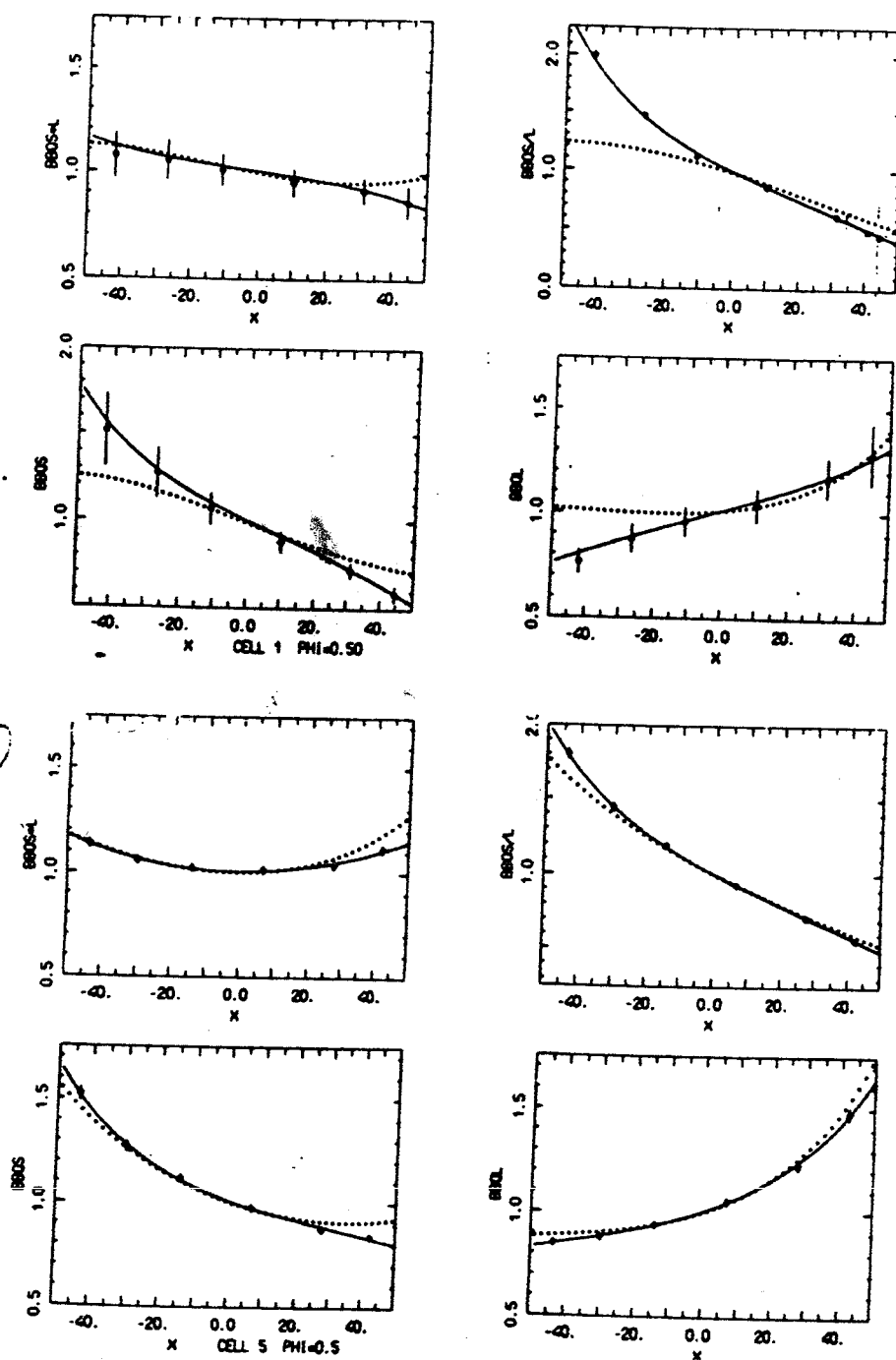


Fig. 3.17 Andamento dei fattori di attenuazione in funzione della posizione trasversale (x) per la cella 1 e 5 del calorimetro centrale. I punti sono determinati mediante l'analisi di elettroni di energia 40 GeV (dati 1986) mentre le curve continue sono le parametrizzazioni ottenute da tali dati. Le curve tratteggiate sono ottenute estrapolando i coefficienti del 1981 e 1984 al 1986.

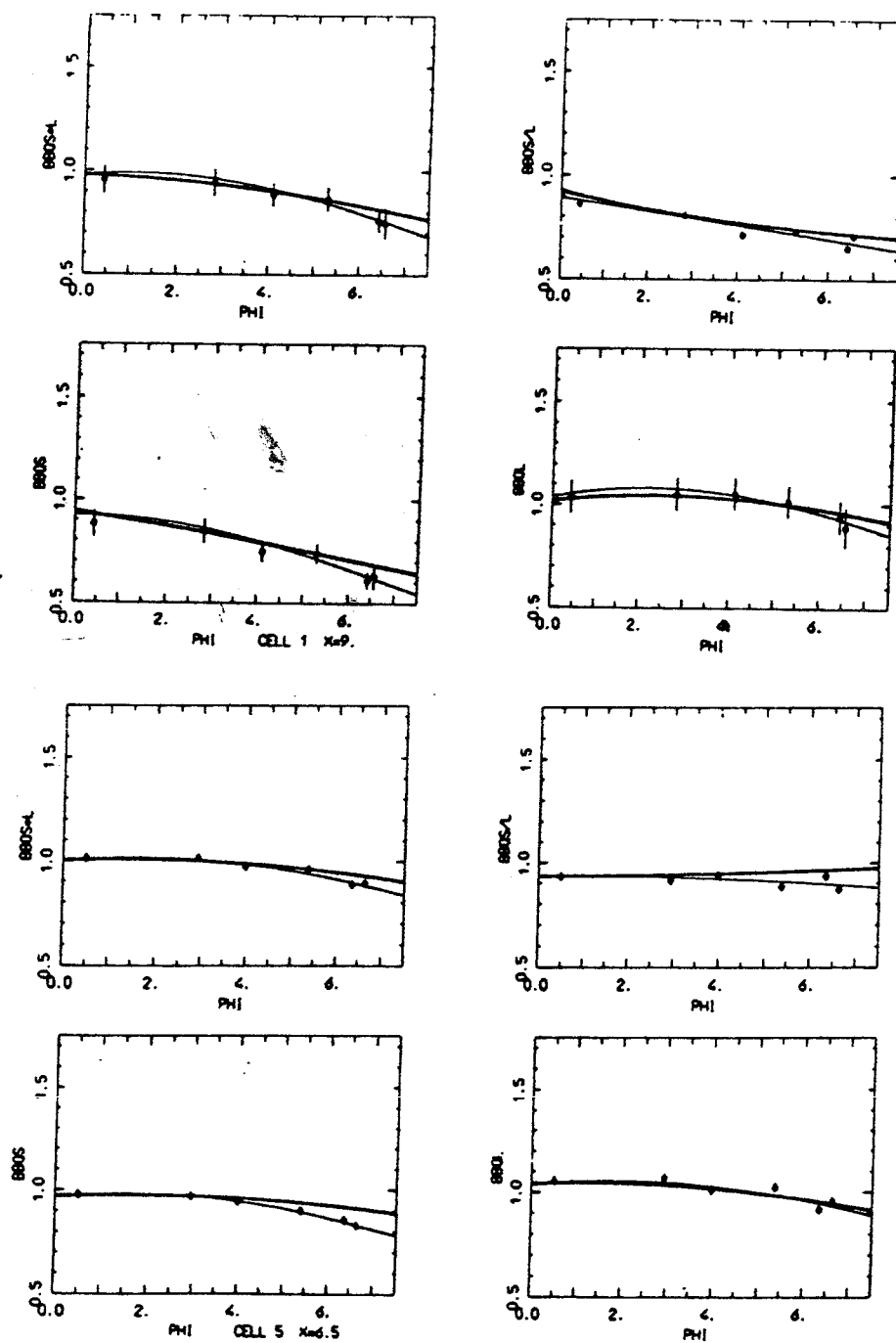


Fig. 3.18 Andamento dei fattori di attenuazione in funzione della posizione longitudinale (ϕ) per la cella 1 e 5 del calorimetro centrale. I punti sono determinati mediante l'analisi di elettroni con energia 40 GeV (dati 1986) mentre le curve continue sono le parametrizzazioni ottenute da tali dati. Le curve tratteggiate sono ottenute estrapolando i coefficienti del 1981 e 1984 al 1986.

Interpolando gli insiemi di parametri (A_i, B_i, C_i) determinati con le calibrazioni 1981, 1984 e 1986, mediante una forma quadratica si sono ottenute le evoluzioni temporali di f_{att} e quindi i valori di f_{att} da applicare ai dati presi nel 1987 (fig.3.20).

Risoluzione del calorimetro elettromagnetico

La risoluzione intrinseca del calorimetro centrale elettromagnetico al centro di una cella risulta [18] (vedi fig.3.22):

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0.16}{\sqrt{E}} \quad (3.3)$$

dove E è espresso in GeV.

Questa risoluzione però peggiora se il punto di impatto si discosta sensibilmente dal centro della cella oppure se la particella incide su questa in modo non perpendicolare perché parte dell'energia può essere persa nelle regioni tra una cella e l'altra.

La fig. 3.22 mostra la variazione di $\frac{\sigma(E)}{\sqrt{E}}$ in funzione della posizione di impatto per le celle da 1 e 2.

La situazione è analoga per gli ENDCAP's.

Risposta dei calorimetri agli adroni

Il calorimetro adronico permette di misurare l'energia degli adroni isolati e dei jets nonché di discriminare gli adroni dagli elettroni. Un jet è costituito da un numero elevato di particelle, principalmente da $\pi^+ \pi^- \pi^0$ di energia variabile (tipicamente 15-20 particelle per jet). Per ottenere la somma delle energie di queste particelle è necessario che la risposta del calorimetro a una particella isolata, dipenda il meno possibile da elementi quali la natura, la posizione o l'angolo di impatto della particella. Infatti l'apparato non è in grado di risolvere le singole particelle di un jet e quindi non sarebbe possibile applicare le correzioni che si applicano alle particelle che producono sciami elettromagnetici. La risposta del calorimetro adronico è stata studiata con fasci di adroni di diversa energia (da 0.3 a 70 GeV) per ottenere una ricostruzione dell'energia con una dipendenza minima dal punto di impatto delle particelle singole,

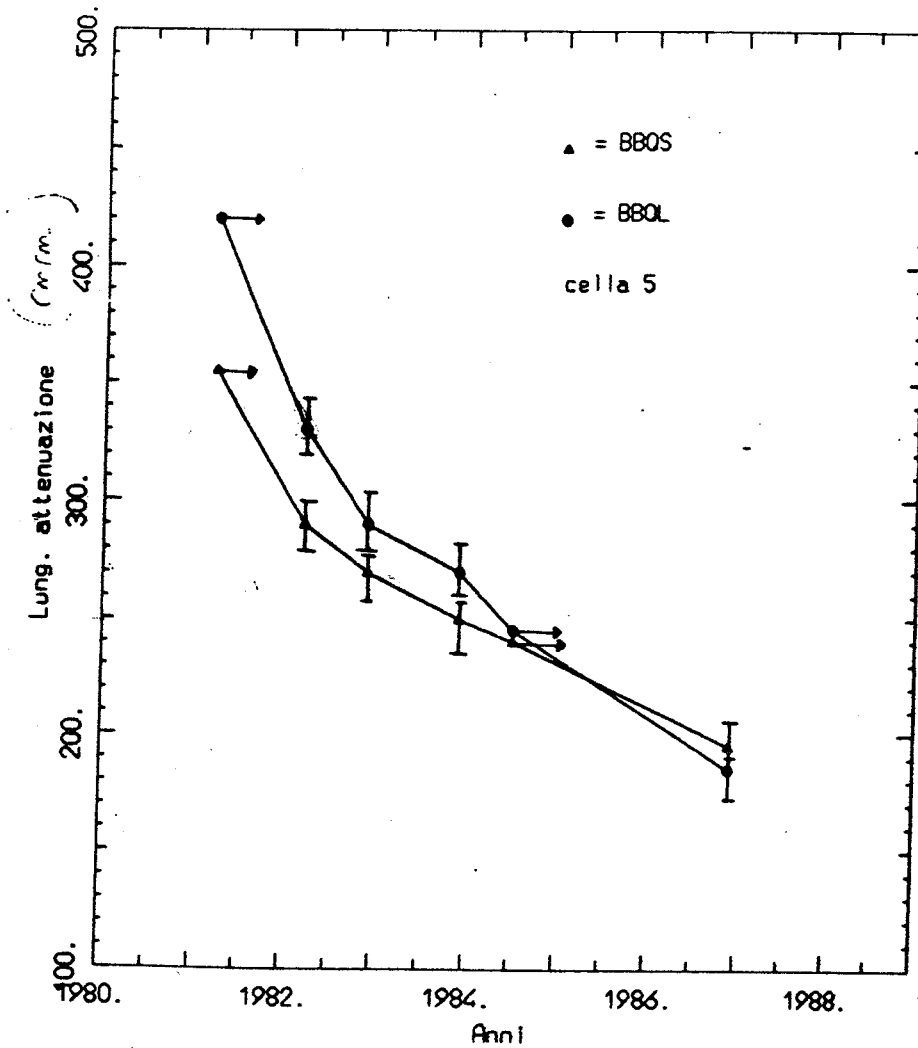


Fig. 3.19 Variazione della lunghezza di attenuazione della cella 5 in funzione del tempo (analisi dei dati di calibrazione).

dalla loro energia e dal loro angolo di incidenza.

La ricostruzione dell'energia di un jet di adroni, che è formato da particelle di energia diversa, è fatta mediando i coefficienti che tengono conto della risposta del calorimetro a energie diverse. L'energia di un jet di particelle è allora data dall'espressione:

$$E_{jet} = \sum_{celle} 1.18 E_{em} + E_{h1} + 1.06 E_{h2} \quad (3.4)$$

I coefficienti moltiplicativi che entrano nella precedente espressione sono stati deter-

minati analizzando la risposta del calorimetro a fasci di pioni di diversa energia e sono stati verificati simulando un jet di particelle interponendo al fascio incidente di pioni un foglio di polietilene di 0.13 lunghezze di interazione, il quale, quando viene colpito dal pione emette per interazione nucleare diverse particelle. I dati ricavati dai vari fasci di test e l'uso di un programma di simulazione, permettono di stimare la risoluzione in energia al 12% a 40 Gev e al 9% a 100 Gev per jets di adroni. Inoltre la combinazione delle incertezze di calibrazione assoluta ($\pm 1.6\%$ per il compartimento elettromagnetico, $\pm 6\%$ per i compartimenti adronici) fornisce un errore sistematico di $\pm 4\%$ sulla scala di energia.

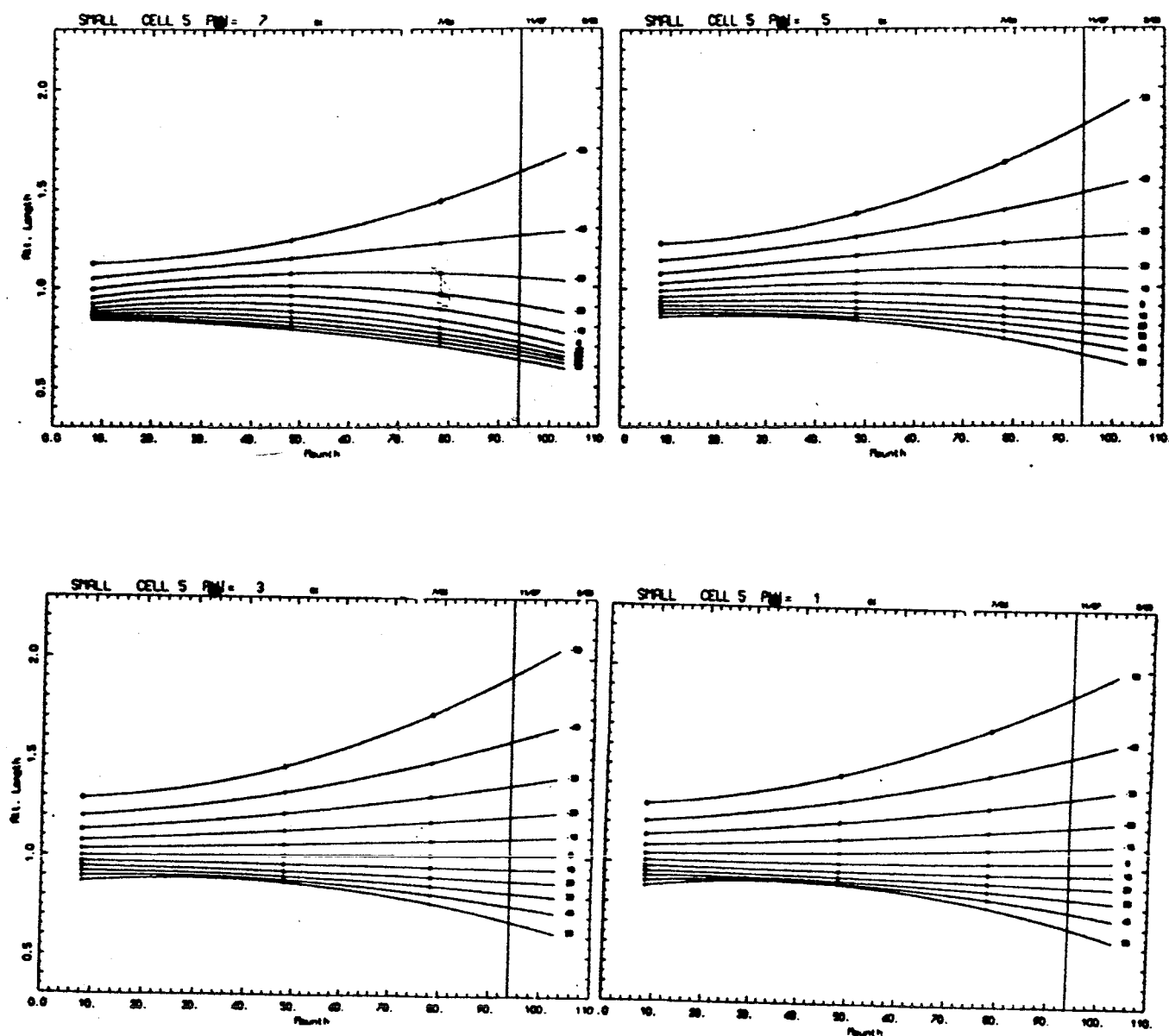


Fig. 3.20 Evoluzione temporale del fattore di attenuazione f_{att} per la guida di luce di sinistra della cella 5 del calorimetro centrale. Le diverse curve nella stessa figura si riferiscono a diversi punti di impatto nella direzione x , mentre figure diverse si riferiscono a punti di impatto diversi nella direzione ϕ . La linea verticale indica il momento in cui sono stati acquisiti i dati analizzati in questa tesi.

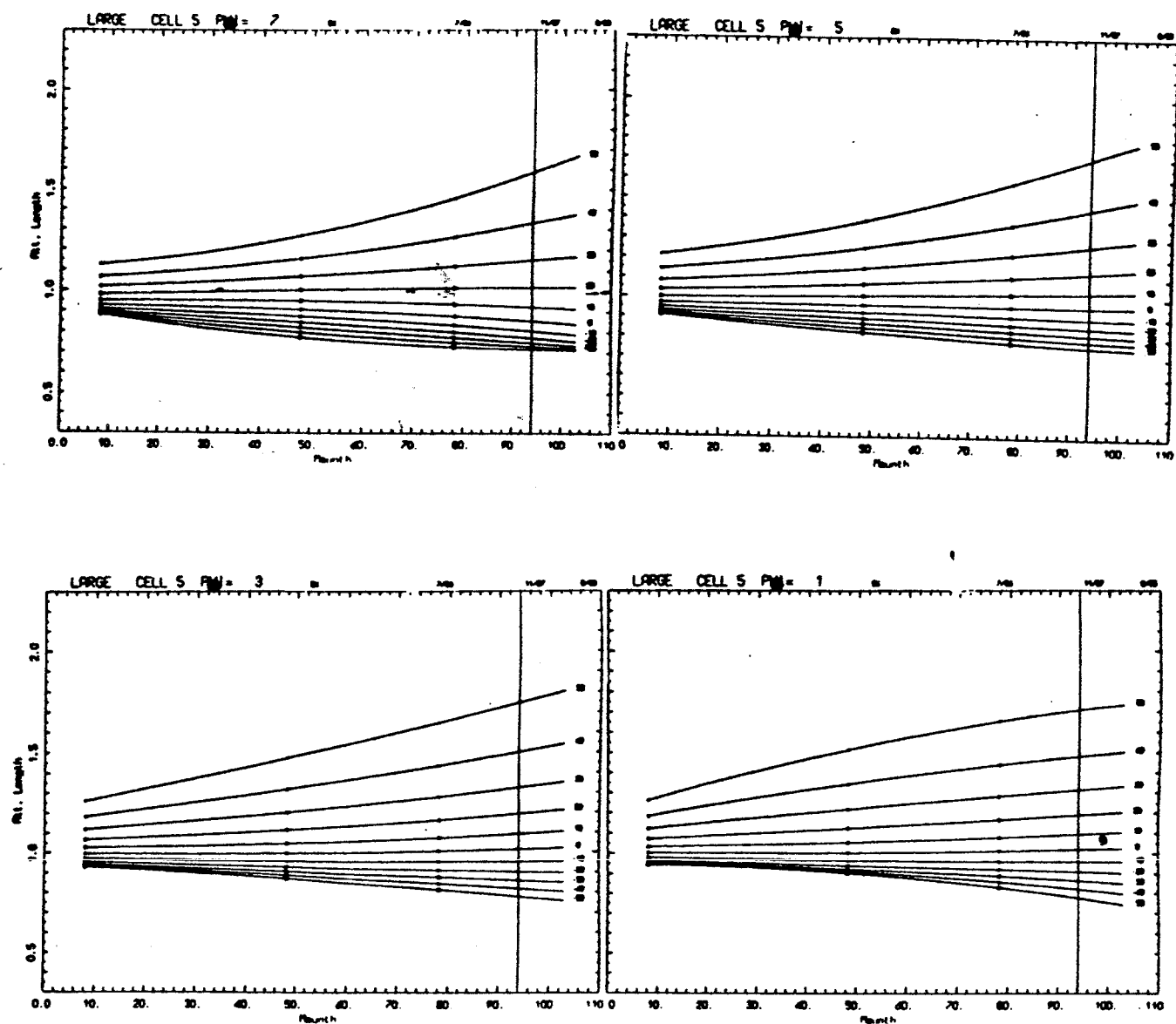


Fig. 3.21 Evoluzione temporale del fattore di attenuazione f_{att} per la guida di luce di destra della cella 5 del calorimetro centrale. Le diverse curve nella stessa figura si riferiscono a diversi punti di impatto nella direzione z , mentre figure diverse si riferiscono a punti di impatto diversi nella direzione ϕ . La linea verticale indica il momento in cui sono stati acquisiti i dati analizzati in questa tesi.

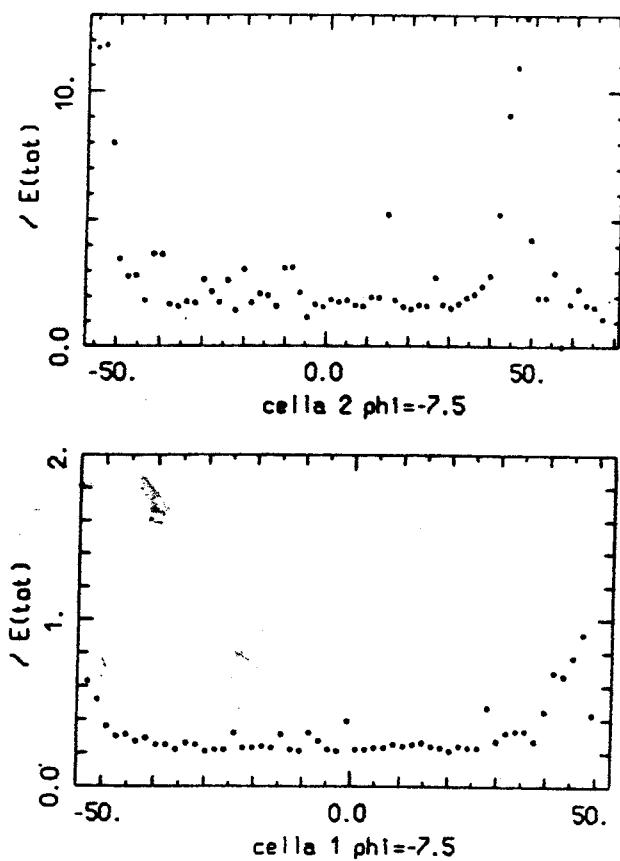


Fig. 3.22 Distribuzione di $\sigma(E)/\sqrt{E}$ in funzione della posizione di impatto (x) della particella, nelle celle 1 e 2 del calorimetro centrale. I dati sono stati ottenuti mediante in fascio di elettroni di energia 40 GeV.

3.3) Camera a deriva a geometria cilindrica (JVD)

Una camera a deriva a geometria cilindrica del tipo a "jet" [7] é installata a ridosso della "beam pipe". Il suo principale compito é ricostruire le tracce provenienti dal vertice di interazione in una regione la piú vicina possibile al vertice stesso.

Principio di funzionamento

Il principio di funzionamento di una camera a deriva si basa sulla correlazione esistente tra la posizione, relativa all'anodo, in cui si forma la ionizzazione primaria e il tempo Δt che intercorre tra il passaggio della particella e il momento in cui i fili anodici cominciano a vedere la carica indotta dagli ioni prodotti dal passaggio di quest'ultima nel gas della camera. Questo ritardo é dovuto principalmente al tempo impiegato dagli elettroni, formati nel processo di ionizzazione primaria, ad entrare nella regione di alto campo elettrico attorno al filo anodico e a generare l'effetto valanga. Il cammino percorso dagli elettroni é dato da:

$$d = \int_{t_0}^{t_1} V_d(t) dt \quad (3.5)$$

dove:

$V_d(t)$ = velocità di deriva

t_0 = tempo di passaggio della radiazione ionizzante

t_1 = tempo di creazione della valanga

Se la velocità di deriva é costante la relazione che fornisce d diventa lineare:

$$d = V_d(t_1 - t_0) = V_d \Delta t \quad (3.6)$$

Per determinare la coordinata z del passaggio della radiazione ionizzante sono utilizzati due metodi indipendenti: il primo utilizza le strip catodiche poste esternamente al rivelatore in direzione perpendicolare al fascio e in cui la valanga prodotta induce una carica che viene letta separatamente per ogni strip in modo da determinarne mediante un semplice algoritmo il baricentro. Il secondo metodo si avvale del fatto che le due estremità di ogni filo rivelatore sono lette separatamente da 2 ADC e il rapporto tra le due cariche rivelate fornisce in modo indiretto la coordinata z . L'accuratezza di questo rapporto dipende fortemente dal rapporto segnale-disturbo che può essere notevolmente migliorato aumentando la pressione del gas presente nella camera.

Geometria e caratteristiche del rivelatore JVD

La camera JVD consiste di un cilindro lungo circa 1000 mm con raggio interno di 35 mm e un raggio esterno di 135 mm. Il cilindro è diviso in 16 settori azimutali, uno dei quali è mostrato in sezione nella fig.3.23.

In ogni settore sono presenti 13 fili rivelatori (anodi), ognuno dei quali è letto per ogni lato da un ADC (100 Mhz flash ADC) [8]. La camera è riempita con gas ad una pressione di circa 4 atmosfere ed esternamente ad essa, in direzione perpendicolare al fascio, sono montate 160 strisce di metallo (strip), poste ad un potenziale negativo (catodo). Internamente ad ogni settore sono poi presenti dei fili detti "di campo" posti a differenze di potenziale opportune, tali da rendere il campo elettrico interno alla camera il più costante possibile.

3.3.1 Prestazioni del rivelatore JVD

In base a test di calibrazione la risoluzione è di qualche centinaio di micrometri in $r\Delta\phi$ e, usando sia il metodo della divisione di carica che le strip catodiche, di qualche millimetro in z . La fig.3.24 mostra l'efficienza di discriminazione di 2 tracce in funzione della loro distanza relativa [19].

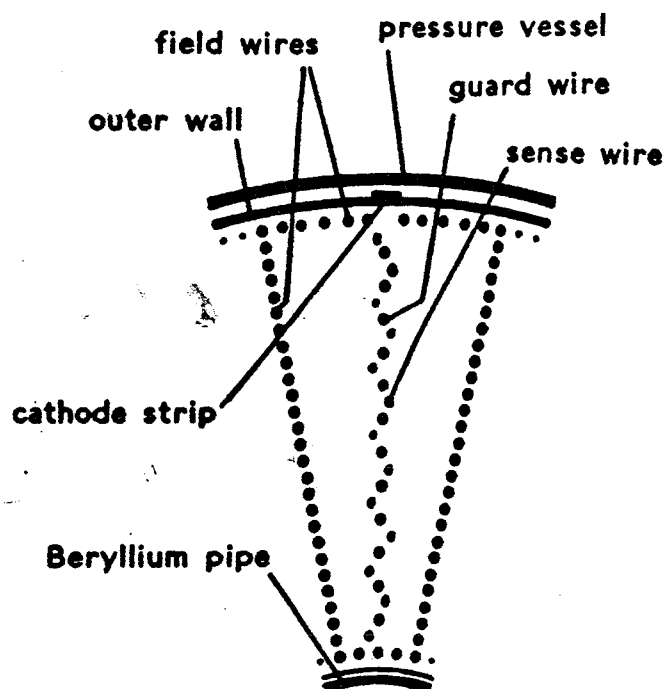


Fig. 3.23 Sezione in un piano perpendicolare all'asse del fascio del rivelatore JVD

3.4 Odoscopi di silicio

Il rivelatore centrale di UA2 prevede la presenza di due odoscopi di silicio [9]: uno esterno alla JVD (che ha già operato durante la presa dati dell' ottobre 1987) e uno a ridosso della "beam pipe" che é divenuto operativo per la presa dati del settembre 1988. Questi odoscopi aumentano la capacità di rilevazione degli elettroni primari discriminandoli da quelli provenienti dalle conversioni fotoniche e dal decadimento Dalitz. Mediante la misura dell'altezza dell'impulso associato alla traccia che gli altri rivelatori ricostruiscono al passaggio di particelle cariche é inoltre possibile rilevare coppie di particelle che non sono state risolte dagli altri detettori. I due odoscopi aiutano inoltre la ricostruzione delle tracce stesse e consentono di riconoscere eventua-

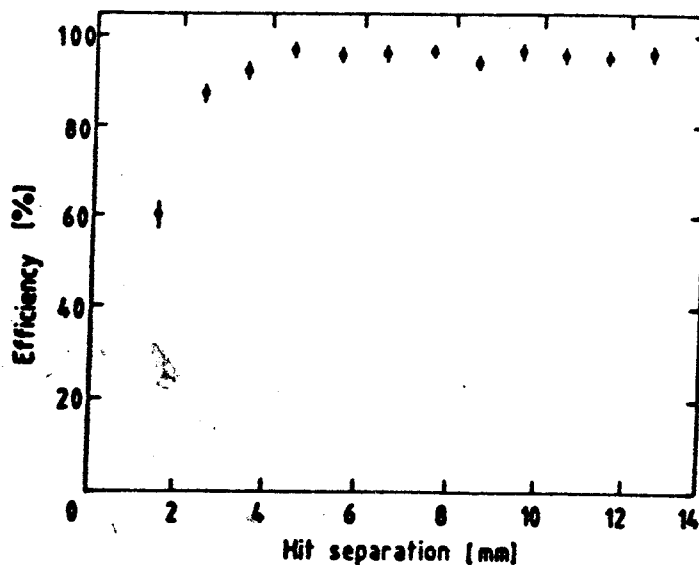


Fig. 3.24 Efficienza del rivelatore JVD di separare due traccia in funzione della loro distanza relativa.

ali vertici multipli di interazione mediante la ricostruzione del punto di impatto nel rivelatore.

Principio di funzionamento

Il principio di funzionamento di un rivelatore a silicio é illustrato in fig.3.25 .

Una giunzione a semiconduttore del tipo p-n é polarizzata inversamente mediante un' opportuna tensione elettrica che provoca il totale svuotamento della regione di giunzione; in questo modo la resistività risulta aumentata di 3-5 ordini di grandezza rispetto a quella del semiconduttore intrinseco e quindi la corrente che passa quando il dispositivo non é attraversato da particelle cariche é piccola rispetto a quella prodotta dall'attraversamento di una singola particella. Il dispositivo funziona in modo simile a una camera di ionizzazione. Quando una particella carica attraversa il substrato di silicio di tipo n, gli elettroni della banda di valenza verranno eccitati e passeranno

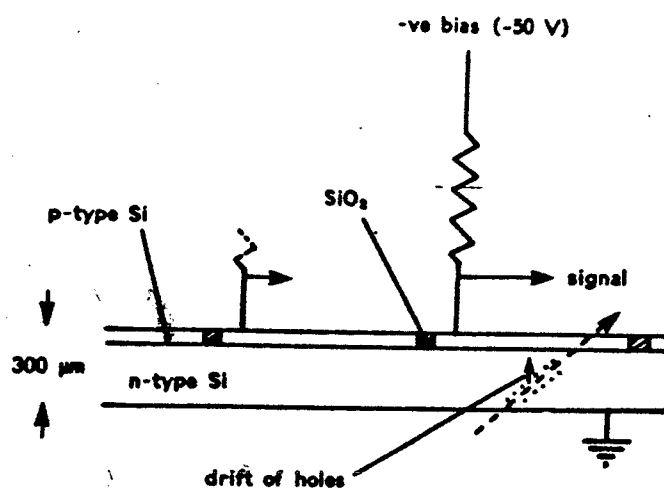


Fig. 3.25 Schema elettrico di una giunzione di Silicio

nella banda di conduzione lasciando un buco nella banda di valenza. Gli elettroni nella banda di conduzione dissiperanno la loro energia producendo a loro volta delle coppie elettrone buco e questo creerà in corrispondenza del passaggio della particella una zona cilindrica di plasma con un'alta concentrazione di elettroni e buchi ($10^{15} - 10^{17}/\text{cm}^3$). Queste cariche verranno separate dal campo elettrico applicato alla giunzione e daranno luogo ad un segnale di ampiezza rilevabile (in un cristallo di silicio l'energia necessaria per produrre una coppia elettrone buco è di 3.6 eV contro i 20-40 eV necessari in un gas).

Geometria e caratteristiche dell'odoscopio di silicio esterno

L'odoscopio di silicio esterno è costituito da 3024 giunzioni a semiconduttore (pads) di dimensioni $40 \times 8.7 \text{ mm}$ corrispondenti a una copertura totale di 1.05 m^2 . Come mostrato in fig. 3.26 le giunzioni sono raggruppate in 48 moduli (24 per

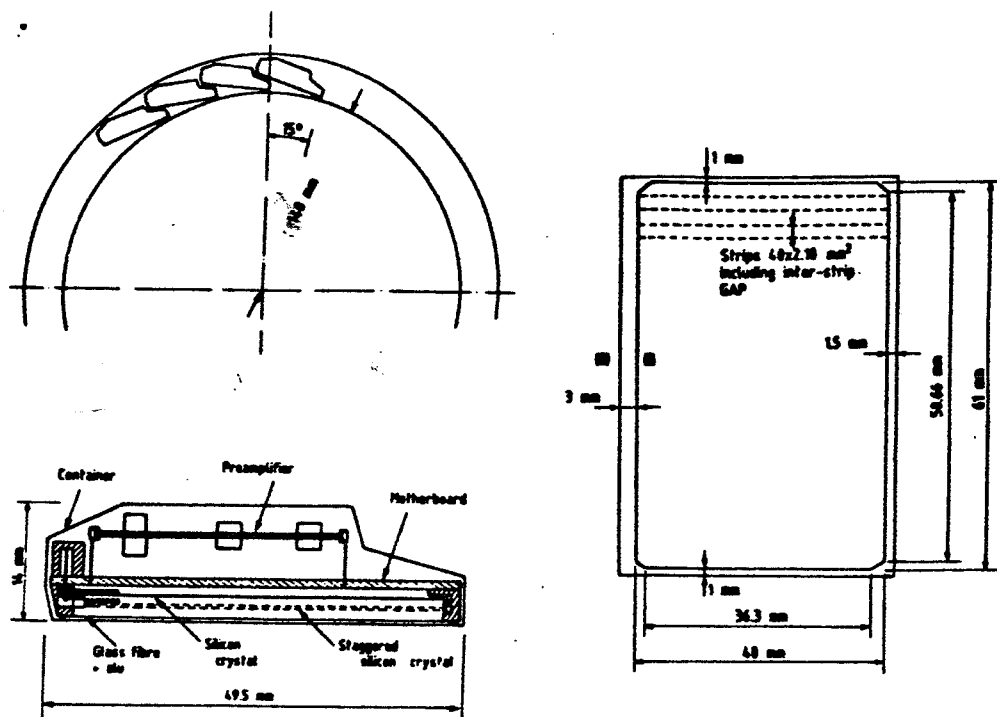


Fig. 3.26 Vista di un modulo di silicio.

ogni lato del rivelatore) ognuno dei quali copre un angolo azimutale di 15° e un angolo polare di ca. 70° .

Ogni modulo contiene 9 contatori di silicio che sono a loro volta formati da 7 giunzioni e il tutto é arrangiato su un cilindro di raggio 147.5 mm. Si noti che per evitare qualsiasi zona morta di rivelazione i moduli vengono assemblati leggermente sovrapposti (fig.3.27)

Le principali caratteristiche geometriche ed elettriche dei contatori di silicio sono

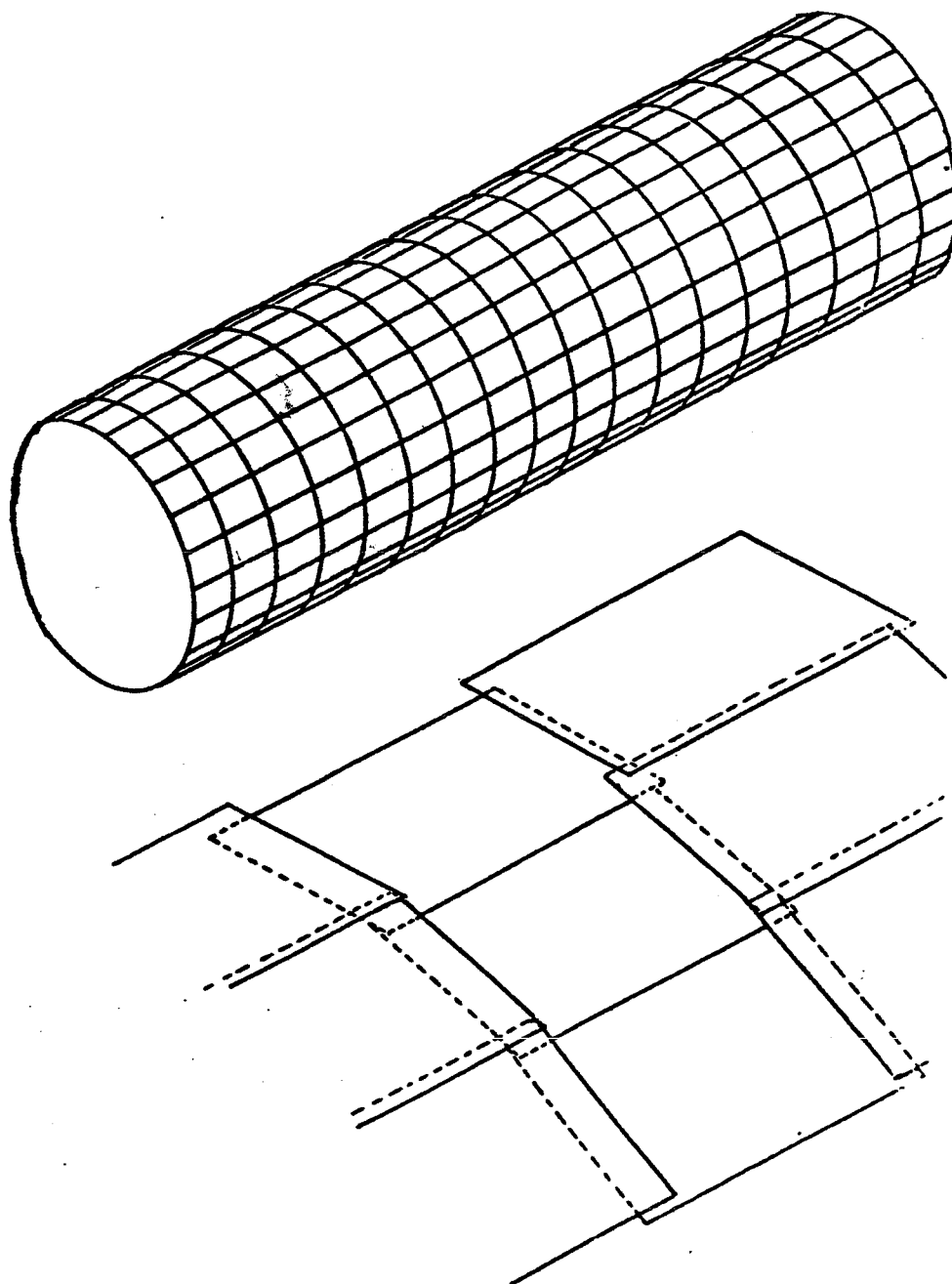


Fig. 3.27 Disposizione dei moduli di silicio.

Tab. 3.3

| | |
|------------------------------|--|
| costruttore | Micron Semiconductor LTD. |
| Resistività | 2 – 15 K Ω cm |
| Spessore | 300 μ m |
| Dimensioni della giunzione | 8.7 * 40 mm ² (3.5 cm ²) |
| Separazione fra le giunzioni | 100 μ m di ossido di silicio |

riassunte in tab. 3.3.

I contatori di silicio operano in un atmosfera di azoto e l'elettronica é raffreddata mediante un flusso di aria per diminuire il rumore termico.

3.4.1 Prestazioni dell'odoscopio di silicio esterno

La fig.3.28 mostra una tipica distribuzione dell' altezza dell'impulso per una giunzione (pad). Come si può notare c'è una chiara separazione del segnale dal piedestallo che é il segnale emesso dal contatore di silicio quando non é attraversato da alcuna particella.

La fig.3.29 mostra invece il diverso segnale generato da un elettrone e da una coppia di elettroni, rivelati da 4 contatori di silicio contigui.

Come si può notare dalla fig.3.30 l'altezza dell'impulso é poco dipendente dal tipo di particella e dalla sua energia [20].

É stato inoltre calcolato che un taglio a 1.6 Mips offre un' efficienza del 90 % nella rivelazione di particelle singole (1 Mips) e un fattore di reiezione 20 per coppie di particelle (2 Mips) fig.3.31

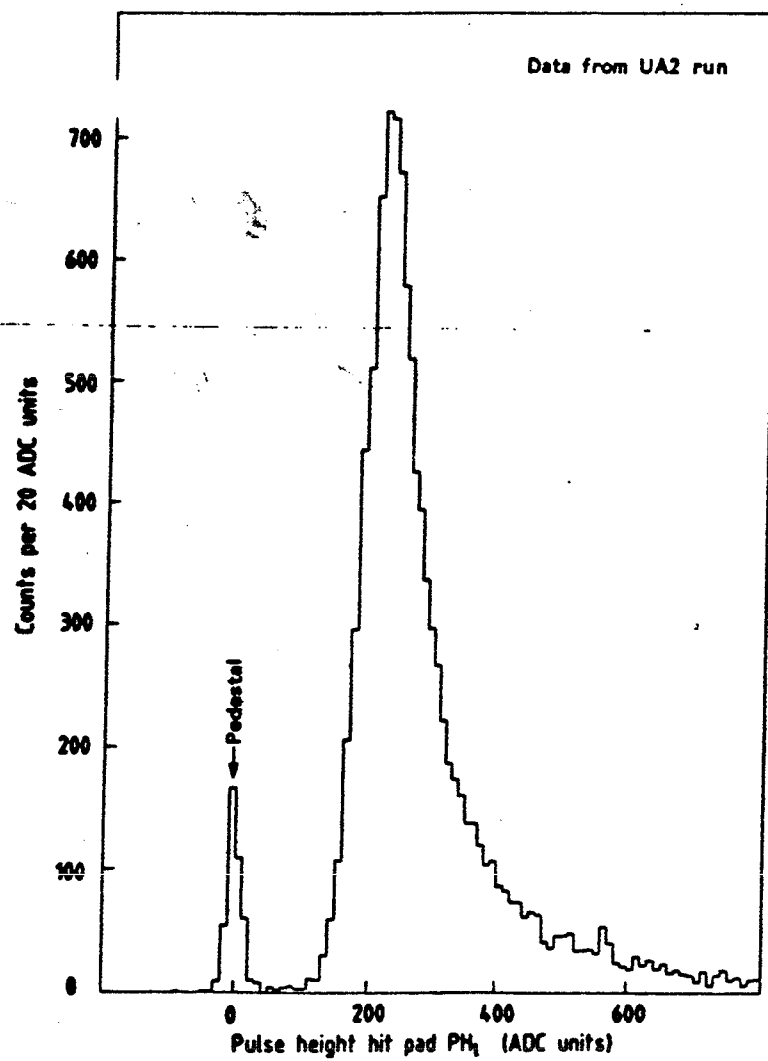


Fig. 3.28 Distribuzione dell'altezza dell'impulso prodotto da un contatore di silicio.

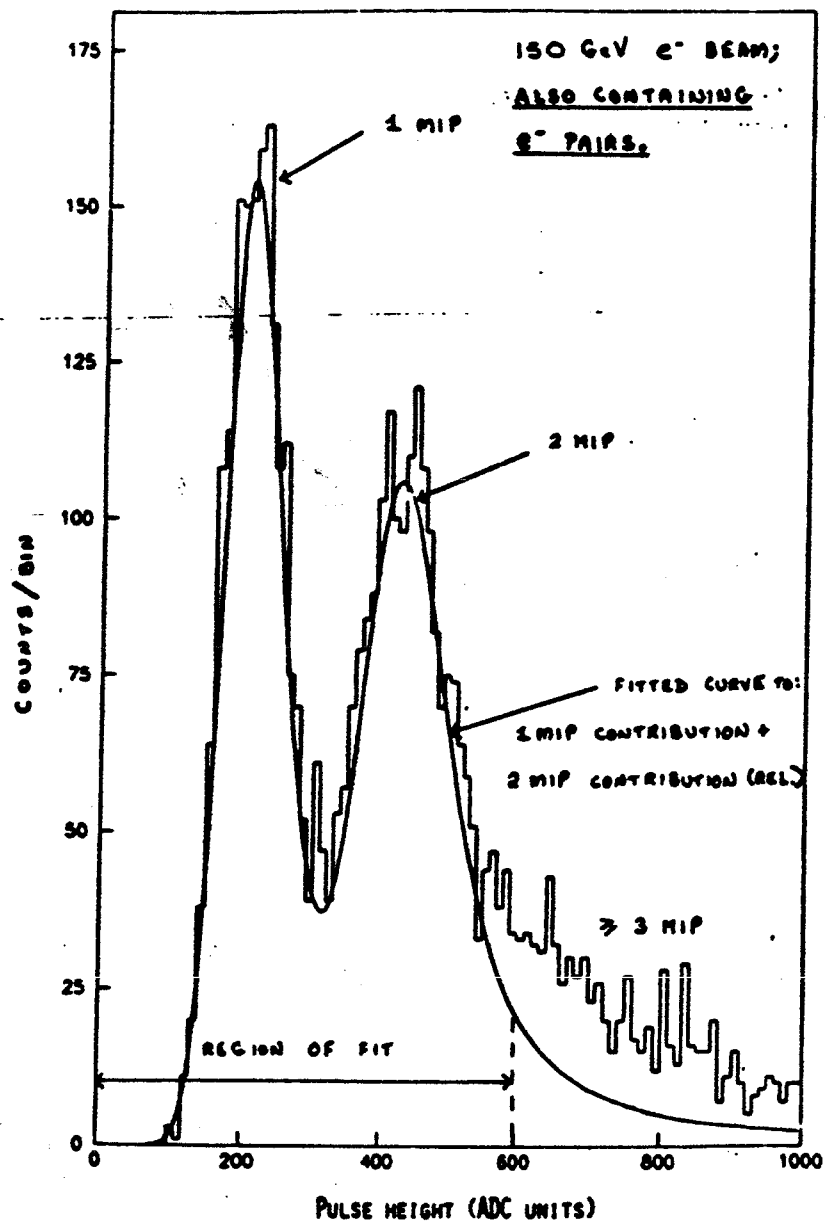


Fig. 3.29 Spettro del segnale prodotto da quattro contatori di silicio contigui usando un fascio di elettroni di 150 GeV.

PULSE HEIGHT PEAK POSITION AS A FUNCTION OF PARTICLE TYPE AND MOMENTUM
(TEST BEAM)

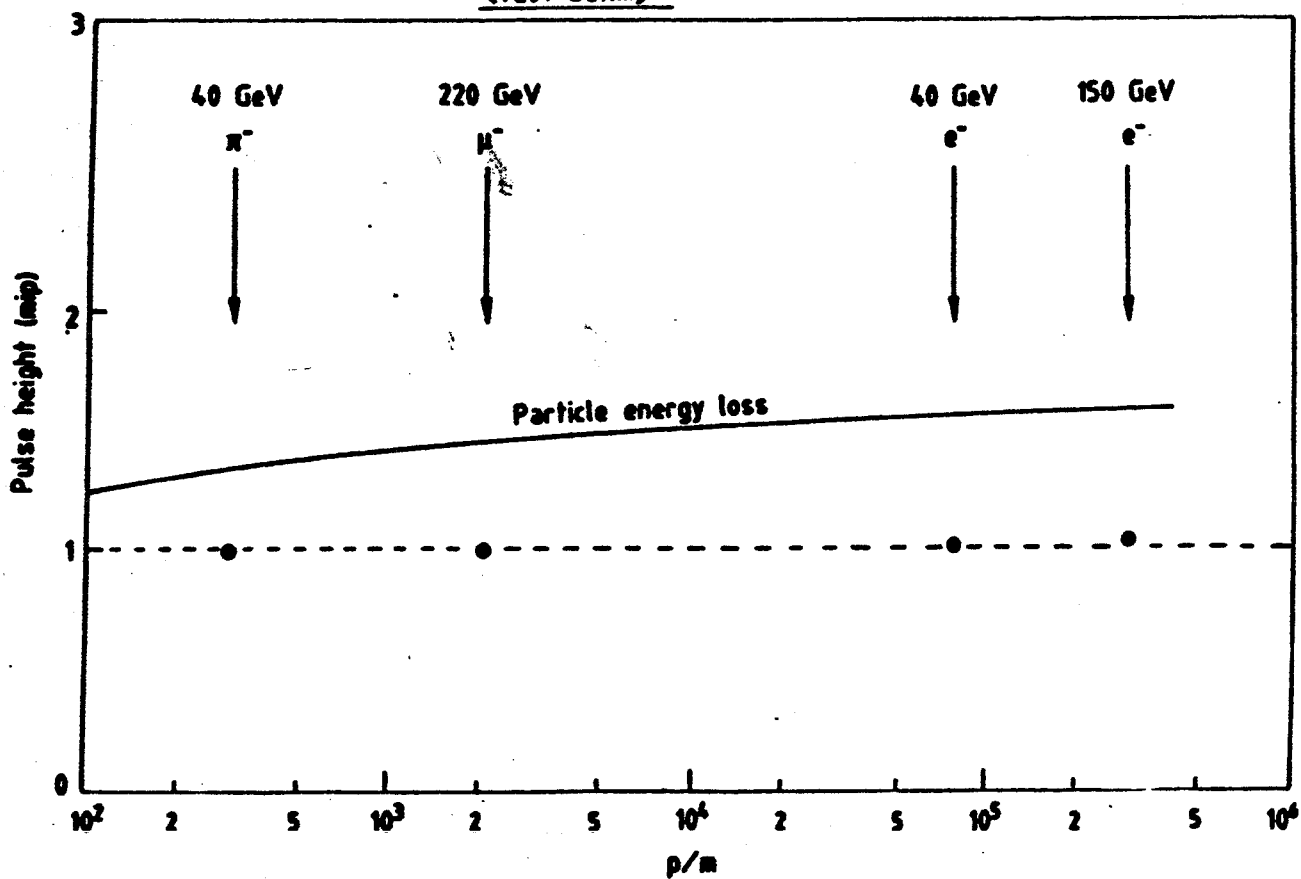


Fig. 3.30 Altezza dell'impulso in un contatore di silicio in funzione del tipo di particella e della sua quantità di moto.

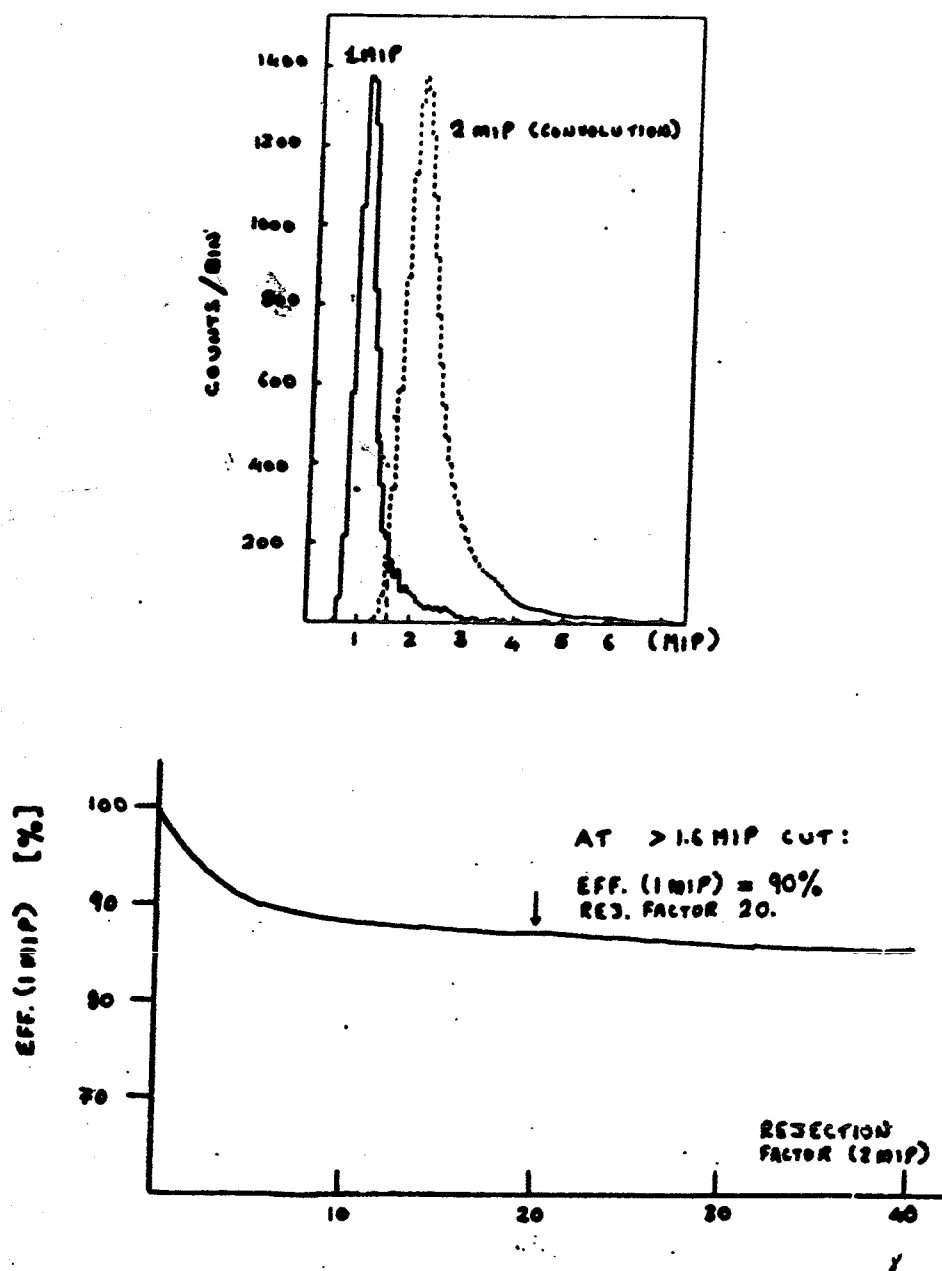


Fig. 3.31 Efficienza e fattore di reiezione dell'odoscopio di silicio in funzione del taglio applicato (Mips).

3.4.2) Odoscopio di silicio interno

Questo odoscopio di silicio é stato installato nel settembre 1988; é posizionato su un cilindro di raggio 30 *mm* e ha uno spessore di 5 *mm* che é il solo spazio disponibile all'interno del rivelatore. Il numero di giunzioni é uguale a 3072 raggruppate in 192 contatori, ciascuno a 16 canali.

3.5) Rivelatore a radiazione di transizione (XTR)

Il principale compito del rivelatore di radiazione di transizione presente nel rivelatore centrale di UA2' è quello di identificare gli elettroni ad alto momento trasverso provenienti da vertici di interazione primari (decadimenti semileptonici o leptonici quali quello dei bosoni vettori intermedi W^\pm e Z^0) o secondari (conversioni fotoniche etc.) La selezione degli eventi mediante la presenza di un leptone nei prodotti di decadimento ha dimostrato (vedi appunto i recenti risultati ottenuti da UA1 e UA2) di essere uno strumento molto potente per i processi generati da collisioni $p\bar{p}$, ed è uno dei principali motivi per cui si è deciso di inserire nel rivelatore centrale di UA2' un rivelatore di tale tipo. È infatti necessario che gli elettroni siano identificati anche in situazioni sperimentali dove gli altri rivelatori non sono in grado di distinguerli (un tipico processo è la sovrapposizione di un pione carico con un pione neutro). L'utilizzo del rivelatore XTR dovrebbe permettere di aumentare il fattore di selezione agli adroni di almeno un ordine di grandezza.

Principio di funzionamento del rivelatore a radiazione di transizione

Quando una particella carica attraversa l'interfaccia fra due materiali con diversa costante dielettrica emette una radiazione detta "di transizione" prodotta dal seguente processo fisico: immaginiamo che la particella viaggi nel vuoto e si stia avvicinando ad un mezzo denso; si formerà allora un dipolo elettrico costituito dalla particella stessa e l'immagine della sua carica all'interno del mezzo. Questo dipolo varierà nel tempo e emetterà quindi una radiazione. Per una particella relativistica con un fattore di dilatazione temporale

$$\gamma = \frac{E}{Mc^2} \quad (3.7)$$

come calcolato da Ginzburg e Frank [11], l'intensità della radiazione di transizione cresce linearmente con γ e raggiunge il suo massimo in un cono con semiapertura angolare $\phi = 1/\gamma$. Inoltre, se si usa un arrangiamento sperimentale costituito da molti fogli di materiale intercalati da un gas, effetti di interferenza produrranno un effetto soglia in γ [12]. I contatori che misurano questa radiazione di transizione possono allora essere usati per discriminare particelle di diversa massa ma con stessa quantità di moto per mezzo del loro fattore γ . Le applicazioni pratiche sono cominciate dopo che è stato dimostrato che la radiazione di transizione è emessa anche nella regione dei

raggi X [13] Negli attuali contatori, il radiatore, costituito da fogli di litio o di altro materiale di basso peso atomico (l'assorbimento dei raggi X é proporzionale a $Z^{3.5}$), é seguito da una camera proporzionale o a deriva per la rivelazione dei raggi X emessi. Nel rivelatore di UA2' é usata una camera a deriva e questo rende possibile, noto il tempo di arrivo, calcolare la posizione in cui la regione ionizzata si é formata. Infatti dato che il campo elettrico nella regione di deriva é costante, gli elettroni primari viaggeranno con velocità uniforme e la dimensione della regione ionizzata (cluster) non varierá (ca. $1\mu m$).

Geometria e caratteristiche del rivelatore XTR

Il rivelatore centrale di UA2' contiene 2 detettori a transizione di radiazione con uguali caratteristiche (fig.3.32).

Struttura del radiatore

I due radiatori hanno una geometria cilindrica con raggio interno rispettivamente di 170 e 276 mm ; sono costituiti da 350 fogli di polipropilene dello spessore di $20\mu m$, i quali risultano spazati di $200\mu m$ uno dall'altro mediante un increspatura asimmetrica dei fogli stessi. I radiatori sono installati in contenitori (in cui é presente un flusso di elio che ha un basso fattore di assorbimento ai raggi X) dotati di una finestra di mylar dello spessore di $25\mu m$ e sono separati dal catodo della camera a deriva, la quale funge da rivelatore vero e proprio della radiazione, da una intercapedine dello spessore di 3 mm in cui é presente un flusso di CO_2 per impedire il mescolamento dell'elio con il gas della camera a deriva.

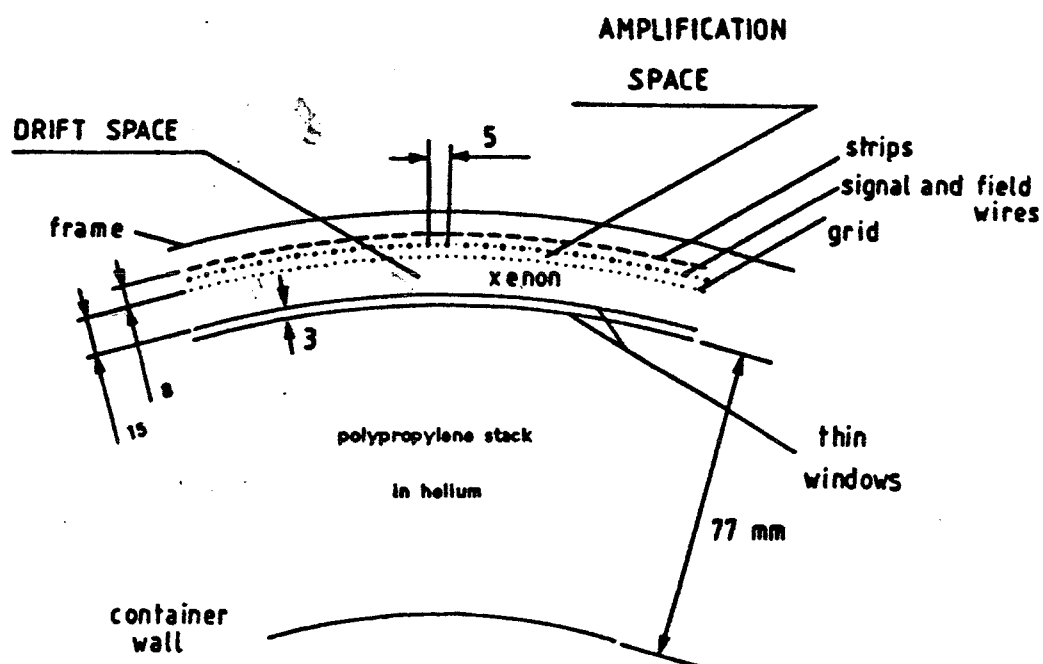


Fig. 3.32 Vista delle camere a radiazione di transizione in un piano perpendicolare all'asse del fascio di protoni.

Struttura della camera a deriva

Lo spazio di deriva della camera (15 mm) è situato tra il catodo di deriva (posto ad un potenziale di ca. 1000 V e costituito da un foglio di kapton dello spessore di $25\text{ }\mu\text{m}$ che funge anche da finestra di entrata per i raggi X provenienti dal radiatore)

e una griglia posta ad un potenziale di 0 V. Lo spazio di amplificazione (8 mm) è situato tra la griglia e il catodo di uscita della camera, mentre i fili anodici (+1500 V) sono posti al centro di questo spazio e sono letti da degli ADC con una frequenza di campionamento di 100 Mhz. Il catodo di uscita è inoltre equipaggiato con degli elettrodi ("strips") inclinati di 35° rispetto alla direzione dei fili anodici. La camera è riempita con una miscela di gas, formata per il 95% da Xenon e per il 5% da metano, che ha un elevato fattore di assorbimento ai raggi X.

3.5.1) Metodi di riconoscimento dell'elettrone mediante un rivelatore di radiazione di transizione e loro efficienza

Metodo della carica totale

La fig.3.33 mostra le distribuzioni della carica totale rilevata dall' XTR per un campione di elettroni e uno di pioni. Come si può notare, esiste una notevole differenza tra le due distribuzioni e questo permette, nota la carica totale rivelata, di calcolare, mediante un opportuna normalizzazione delle curve di fig.3.33, la probabilità che questa sia dovuta ad un elettrone ($P_e(q)$) o ad un adrone ($P_h(q)$).

Dette allora q_1 e q_2 le cariche rivelate rispettivamente dalla camera 1 e 2, un buon criterio di selezione è un taglio sul rapporto di probabilità :

$$\frac{P_e(q_1)P_e(q_2)}{P_h(q_1)P_h(q_2)} \quad (3.8)$$

Variando poi il valore di taglio si può ottenere la relazione tra contaminazione adronica e efficienza di rilevazione degli elettroni. L'analisi dei dati di calibrazione ha permesso di stabilire un'efficienza del 90% sulla rilevazione degli elettroni con un fattore di reiezione adronica pari a 11. Scendendo ad un'efficienza dell' 80%, il fattore di reiezione cresce a 26 [14].

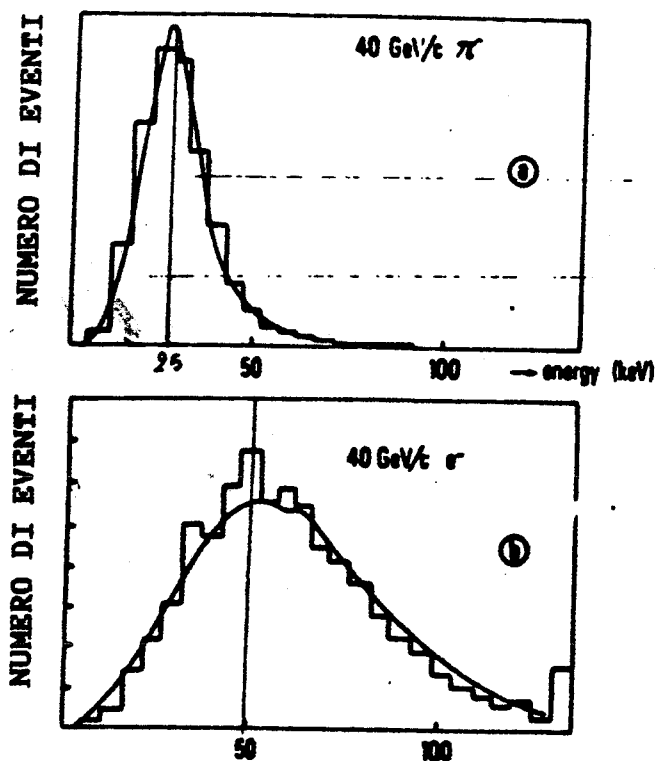


Fig. 3.33 Spettro di emissione di una camera a radiazione di transizione per un fascio di elettroni (b) e di pioni (a) da 40 GeV.

Metodo del conteggio

Le distribuzioni in fig.3.34 mostrano la probabilità di osservare un segnale corrispondente ad una energia depositata compresa tra E_{min} ed E_{max} dopo che è trascorso un tempo t dal passaggio della particella nel radiatore. Come si può osservare esiste una chiara differenza tra le distribuzioni ottenute dagli elettroni e quelle ottenute dagli adroni: i segnali dovuti a questi ultimi infatti, sono osservati prevalentemente a bassi valori di t ; gli elettroni, invece, mostrano, oltre al segnale a basso t , un segnale ad alto t dovuto ai raggi X assorbiti nella regione di deriva.

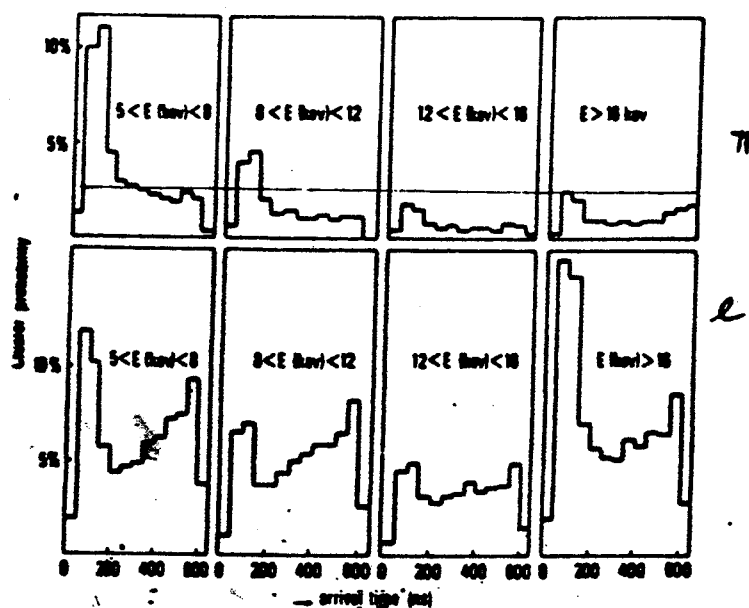


Fig. 3.34 Probabilità di emissione di un fotone con energia compresa in un certo intervallo di energia, in funzione del tempo di arrivo del segnale.

Infatti i pioni producono solo ionizzazione, con densità uniforme lungo la camera e il picco iniziale corrisponde alla carica depositata nello spazio di amplificazione; gli elettroni invece, oltre a produrre ionizzazione come i pioni, emettono radiazione di transizione sotto forma di raggi X. L'assorbimento dei raggi X nei gas segue un andamento esponenziale e le radiazioni provenienti dal radiatore sono assorbite principalmente vicino alla finestra di entrata, nello spazio di deriva del rivelatore, dando così luogo a deposizioni consistenti di carica ad alti t . Le distribuzioni mostrate in fig.3.34 sono allora utilizzate per definire la funzione di probabilità che un segnale corrispondente ad una energia E , rivelato al tempo t sia generato da un elettrone ($P_e(E, t)$) o da un adrone ($P_h(E, t)$).

Per ogni evento viene conteggiato il numero di segnali superiori ad una data soglia e ognuno di questi viene pesato tramite $P_e(E_i, t_i)$ e $P_h(E_i, t_i)$. La probabilità totale

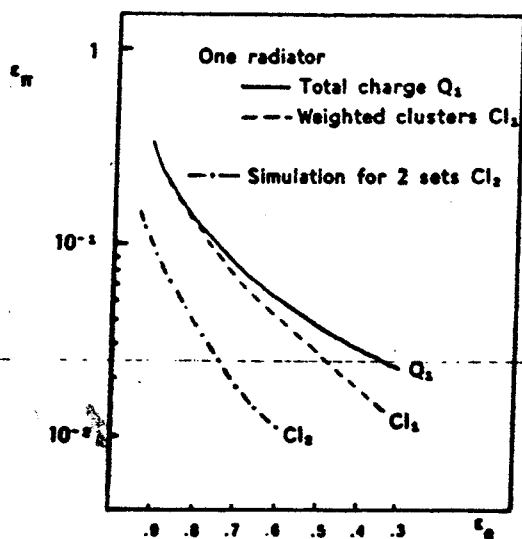


Fig. 3.35 Efficienza adronica in funzione dell'efficienza di rilevare un elettrone con il metodo della carica totale (linea continua), con il metodo del conteggio (linea tratteggiata) e simulando la presenza di due camere (linea punteggiata).

che un evento sia generato da un elettrone o da un adrone è data rispettivamente da:

$$\begin{aligned} P_e &= \prod_i P_e(E_i, t_i) \\ P_h &= \prod_i P_h(E_i, t_i) \end{aligned} \quad (3.9)$$

con i compreso tra 1 e il numero di segnali osservati. La fig. 3.35 mostra la contaminazione adronica in funzione della efficienza di rilevazione degli elettroni calcolata con i due metodi sopra descritti.

Si può notare, usando il metodo del conteggio, un miglioramento del fattore di reiezione adronica specialmente a regioni di bassa efficienza.

3.6) Rivelatore a fibre scintillanti (SFD)

Recenti sviluppi sulle fibre plastiche scintillanti ottenuti nei laboratori di Saclay hanno permesso la progettazione e la costruzione di un rivelatore adibito al riconoscimento e al tracciamento del cammino di un elettrone all'interno del rivelatore di vertice di UA2'. Le fibre scintillanti utilizzate sono costituite da un nucleo di polistirene "drogato" con butil-PBD e POPOP che emette dei fotoni a una lunghezza d'onda $\lambda = 440 \text{ nm}$ quando è attraversato da una particella carica. Il nucleo, che ha un indice di rifrazione di 1.59, è rivestito da una guaina plastica con indice di rifrazione inferiore (1.46) per conferirgli proprietà da fibra ottica. Il diametro complessivo della fibra così composta è di 1 mm e la sua lunghezza di attenuazione è di 2.2 m. Test eseguiti su singole fibre hanno permesso di stabilire che per ogni particella che attraversa la fibra lungo un suo diametro, vengono emessi circa 26 fotoni [10].

Geometria del rivelatore

La fig.3.36 mostra schematicamente la geometria del rivelatore SFD utilizzato nel detettore di UA2'.

Il rivelatore è costituito da 24 cilindri coassiali di fibre, raggruppate in 8 triplette stereo. Dopo i primi sei triplette è presente uno strato di 1.5 lunghezze di radiazione di ferro allo scopo di far sciamare la particella incidente e, in base all'energia depositata, determinare la natura della particella stessa. In un tripletto stereo un set di fibre è parallelo all'asse del cilindro mentre gli altri due set sono inclinati ad un angolo $\pm\alpha$, dove $\alpha = 15.75^\circ$ per i primi 6 triplette e $\alpha = 21^\circ$ per gli ultimi due. I raggi interno ed esterno del rivelatore sono rispettivamente di 380 mm e 440 mm, mentre la sua lunghezza lungo la direzione del fascio è di 2100 mm. Nel detettore sono utilizzate ca. 60000 fibre per una lunghezza complessiva di ca. 150 Km.

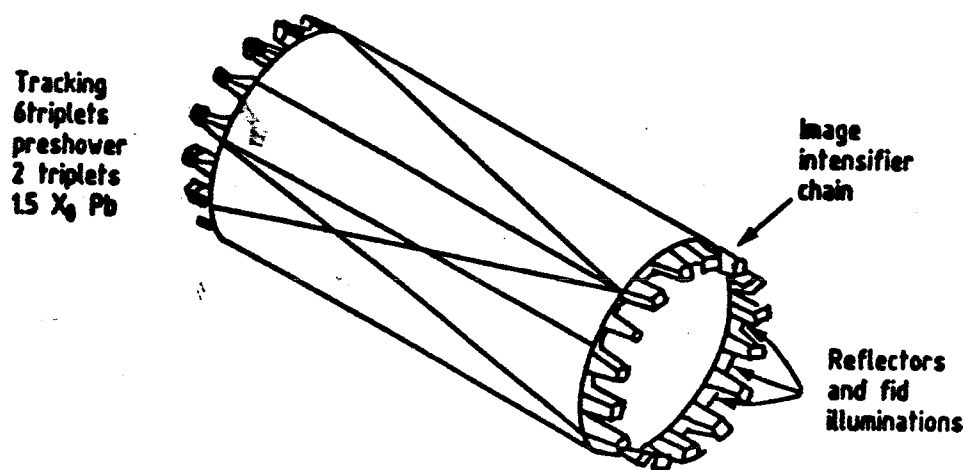


Fig. 3.36 Il rivelatore a fibre scintillanti (SFD).

Lettura del segnale

Il rivelatore, come abbiamo visto, possiede circa 60000 canali di uscita su cui sono presenti dei segnali molto piccoli. Questo rende necessario una amplificazione del segnale, una lettura a scansione dei canali (multiplexing) e una compattazione dell'informazione così ottenuta. Queste tre operazioni sono eseguite rispettivamente da un intensificatore di immagine (II), da una particolare telecamera utilizzando la tecnologia "charge coupled device" (CCD) e da una scheda elettronica digitale in standard FASTBUS. Ogni fibra viene letta da un solo lato mentre dalla parte opposta è applicato un riflettore. La catena elettronica è composta da 32 canali di lettura

indipendenti ognuno dei quali si occupa di decodificare il segnale proveniente da ca. 2000 fibre.

3.6.1 Prestazioni del rivelatore a fibre scintillanti

Ricostruzione della traccia

L'efficienza di ricostruzione della traccia é stata misurata utilizzando dei fasci di elettroni e pioni con angolo di incidenza variabile e i risultati ottenuti sono riassunti in tab. 3.4 [10]

Tab. 3.4

| θ | Efficienza (%) |
|----------|----------------|
| 28° | 96.2 |
| 45° | 93.4 |
| 90° | 90.9 |
| 135° | 97.4 |
| 152° | 98.7 |

Rivelatore di presciame

La fig.3.37 (a) mostra la carica rilevata dal rivelatore di presciame (preshower) per un fascio di elettroni e di pioni di 40 GeV mentre in fig.3.37 (b) é mostrata la carica rilasciata nel rivelatore da un fascio di di elettroni di energia rispettivamente 40 e 10 GeV.

Come é possibile notare, le distribuzioni prodotte da pioni ed elettroni sono alquanto differenti e questo permette di ottenere un elevato fattore di reiezione agli adroni mantenendo un efficienza di rilevare gli elettroni elevata (fig.3.38).

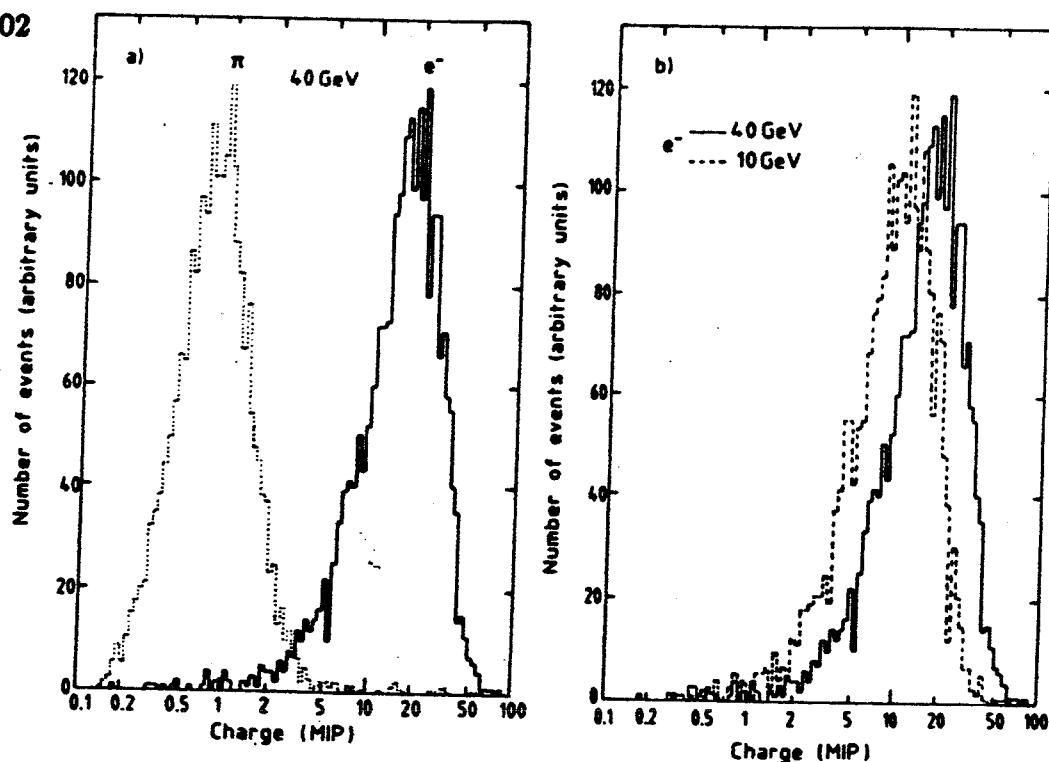


Fig. 3.37 (a) Carica rilevata nel preshower dell'SFD usando un fascio di elettroni e un fascio di pioni con energia 40 GeV. (b) Carica rilevata utilizzando un fascio di elettroni con energia 10 GeV e 40 GeV

3.7) Camere a tubi proporzionali (ECPT)

Per permettere la ricostruzione delle tracce associate alle particelle nella regione angolare coperta dai calorimetri laterali, di fronte a questi ultimi sono state poste due camere a tubi proporzionali [15].

Geometria del rivelatore a tubi proporzionali

Le due camere sono costituite da 8 settori, ognuno dei quali sottende un angolo azimutale (ϕ) di 45° e un angolo polare (θ) compreso fra 22.5° e 37.5° (fig.3.39).

Ogni settore è costituito da 613 tubi suddivisi in 9 piani (Fig.3.40); sei di questi formano due tripletti stereo (ogni tripletto è formato da tre piani con i tubi posti a $0^\circ, -67.5^\circ, +67.5^\circ$), il cui compito è quello della ricostruzione della traccia.

Dopo di questi segue un radiatore di piombo dello spessore di 2 lunghezze di radiazione e quindi ancora tre strati di tubi che formano un altro tripletto stereo con

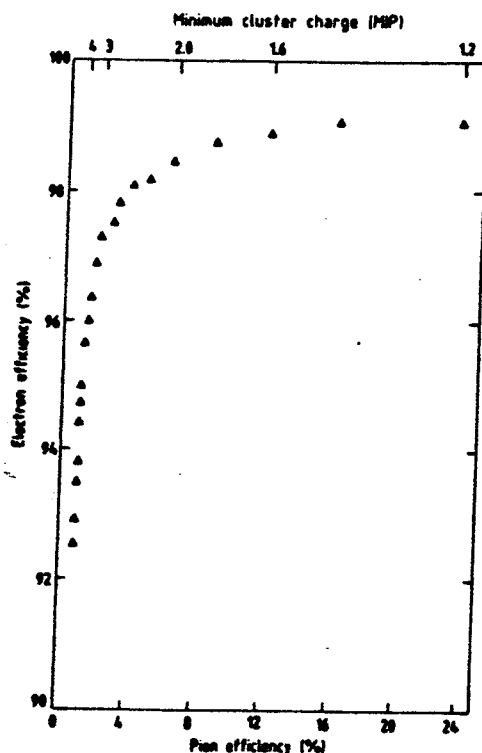


Fig. 3.38 Efficienza di rilevare un elettrone in funzione dell'efficienza di rilevare un pione nel rivelatore di presciame SFD.

il compito di misurare la carica rilasciata dalla particella (rivelatore di presciame). I tubi utilizzati sono costituiti da alluminio ed hanno un diametro di 9 mm. All'interno di ognuno sono presenti dei fili anodici del diametro di 30 μm e la miscela di gas utilizzata è formata per l'80% da argon e per il 20% da CO_2 .

3.7.1 Prestazioni del rivelatore a tubi proporzionali

Le prestazioni di questo rivelatore sono state studiate utilizzando diversi fasci di particelle [16], interponendo strati di alluminio di diverso spessore per simulare la presenza degli altri detettori presenti nell'apparato di UA2. La risoluzione spaziale nella regione di ricostruzione della traccia ha una $\langle \sigma \rangle = 2.4 \text{ mm}$ e l'efficienza di ricostruzione è del 99.4%, indipendentemente dall'energia della particella. La fig.3.41 (a) mostra la probabilità integrata di trovare una traccia ricostruita dal rivelatore

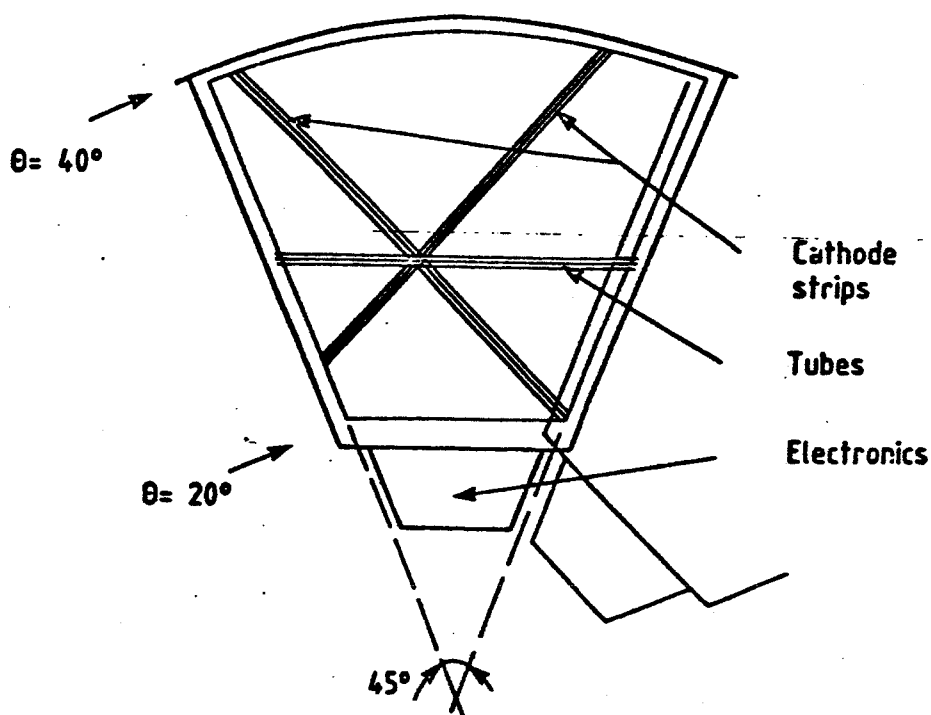


Fig. 3.39 Vista perpendicolare al piano del fascio del rivelatore ECPT.

ECPT in un cerchio di area $D^2 \text{ mm}$ centrato sulla posizione nominale del fascio di particelle. La figura (b) mostra inoltre l'efficienza di identificazione dell'elettrone e la percentuale di pioni erroneamente identificati come elettroni in funzione dell'energia della particella incidente. Si impone che la distanza (D) fra la posizione di questa e la posizione ricostruita dal rivelatore di presciame, sia minore di 10 mm e che la carica rilasciata nel rivelatore di presciame sia maggiore di 14 Mips.

Come si può notare, mantenendo un'efficienza del 93 % di rilevare un elettrone, il fattore di reiezione verso i pioni è ancora ca. 15.

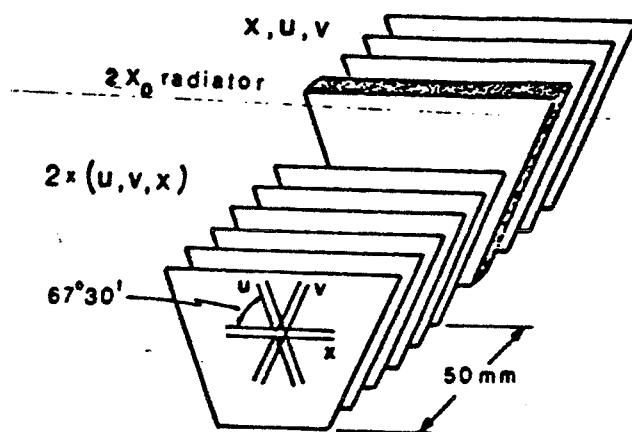


Fig. 3.40 Spaccato del rivelatore ECPT

3.8) Misuratori del tempo di volo (TOF)

I pacchetti di particelle che circolano nel collider $p\bar{p}$ del CERN hanno una lunghezza di ca. 75 cm e quindi il punto di interazione delle particelle varia da collisione a collisione. é necessario allora determinare il vertice di un evento con una buona precisione per poter risolvere eventuali multi-interazioni (con la luminosità prevista con ACOL queste sono circa il 40% del totale). Per misurare il vertice di interazione in modo indipendente dagli altri rivelatori, sono usati dei misuratori di

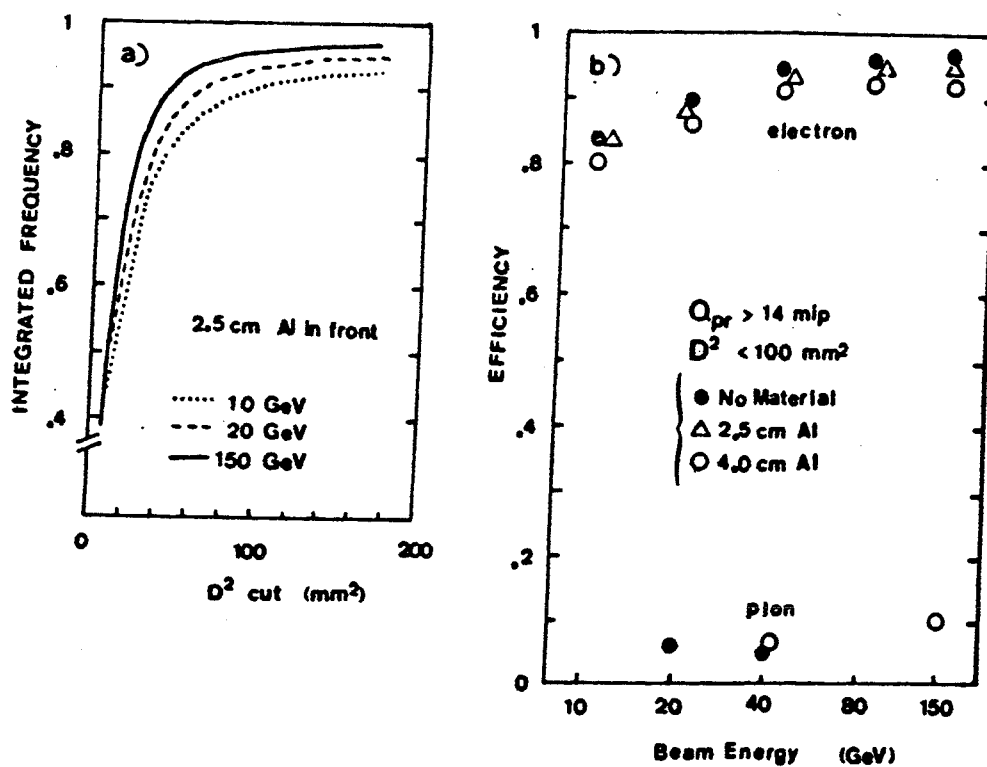


Fig. 3.41 (a) Probabilità integrata di ritrovare una traccia ricostruita dal rivelatore ECPT in un cerchio di area $D^2 \text{ mm}$ centrato sul punto di impatto nominale; (b) efficienza di identificare un elettrone e percentuale di pioni erroneamente identificati come elettroni in funzione dell'energia del fascio di particelle. Si è imposto che $D < 10 \text{ mm}$ e la carica rilasciata nel rivelatore di presciame $Q > 14 \text{ Mips}$.

tempo di volo (TOF) con alta risoluzione temporale (si noti che un'incertezza spaziale di 75 cm corrisponde a una incertezza temporale di ca. 2.5 nsec). La risoluzione temporale prevista di tale rivelatore è di circa 100 psec e ciò corrisponde a una incertezza spaziale di ca. 1 cm . Sono utilizzati due misuratori identici posti ai lati della regione di collisione a una distanza di 1.2 m (fig.3.42).

Descrizione del rivelatore di tempo di volo e suo principio di funzionamento

Il misuratore di tempo di volo è costituito da 6 contatori a scintillazione posti in modo simmetrico rispetto al tubo a vuoto che contiene il fascio. Ogni contatore ha

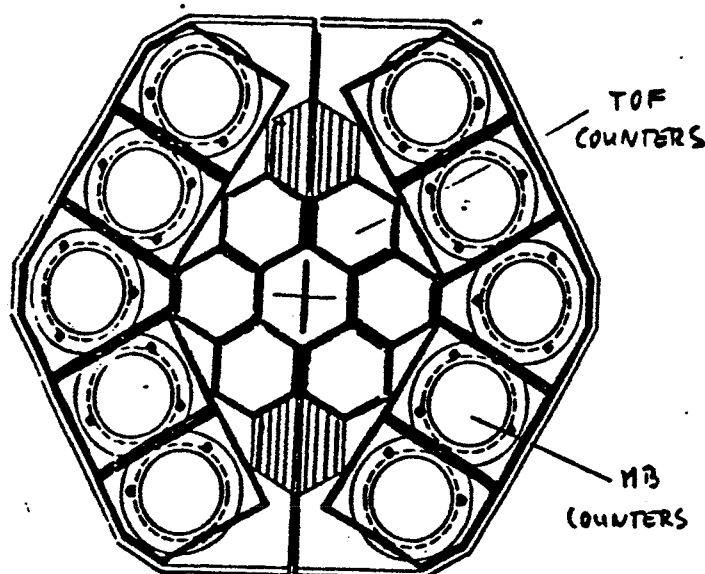


Fig. 3.42 Vista dei contatori a scintillazione usati per rilevare il tempo di volo delle particelle

forma esagonale con un diametro di 88 mm e uno spessore di 55 mm. Il materiale scintillante è costituito da Pilot U e NE 104 con dei tempi di risposta rispettivamente di 500 e 600 psec mentre i fotomoltiplicatori sono del tipo Philips XP2020 con un tempo di transizione di 250 psec (rms). Per accrescere l'accettanza degli eventi "minimum bias" a circa il 100% sono stati inoltre posti attorno a questi rivelatori 10 ordinari contatori a scintillazione (MB). Il principio su cui vengono accettati eventi "minimum bias" è molto semplice: il segnale proveniente dai 6 contatori è letto ogni .5 nsec e posto in OR per formare i segnali logici T_s e T_d (a seconda che si consideri il rivelatore sinistro o destro) che verranno a questo punto posti in coincidenza fra loro e con il segnale di radio-frequenza (RF) proveniente dal collider ($T_d * T_s * RF$); se il risultato dell'operazione logica è affermativo l'evento verrà accettato.

Riconoscimento degli eventi provenienti da interazioni $p\bar{p}$

Per separare gli eventi prodotti da interazioni $p\bar{p}$ da quelli causati da fasci parassiti prodotti da magneti deflettori non perfettamente tarati (aloni), dopo aver corretto

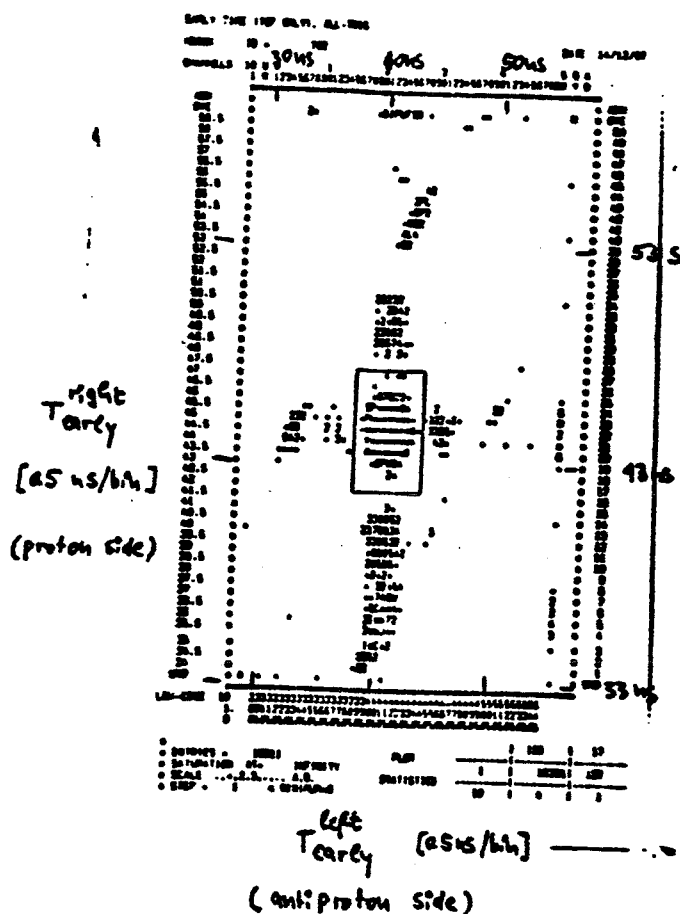


Fig. 3.43 Distribuzione dei segnali TOF nel piano delle variabili T_s e T_d (vedi testo).

tutti i segnali provenienti dai contatori a scintillazione mediante le loro opportune costanti di calibrazione (correzione dei tempi di risposta), vengono misurati i tempi T_s e T_d del primo impulso rilevato dal contatore di destra e da quello di sinistra (per ogni pacchetto di particelle). La fig.3.43 mostra T_s in funzione di T_d ; come si può notare esistono due chiare regioni:

- 1) al centro appaiono le collisioni provenienti dai pacchetti di p e di \bar{p}
- 2) al di fuori di questa regione si situano gli eventi provenienti da interazioni causate da da particelle che sono in anticipo o in ritardo rispetto al lato da dove provengono i protoni o gli antiprotoni.

Per stabilire se un interazione é del primo tipo vengono applicati i seguenti criteri di selezione:

$$\begin{aligned} |T_s - \langle T^o \rangle_s| &< 2.4 nsec \\ |T_d - \langle T^o \rangle_d| &< 2.4 nsec \end{aligned} \quad (3.10)$$

dove:

$\langle T^o \rangle_{s,d}$ = tempo medio di arrivo del "bunches" di particelle Il taglio di 2.4 nsec corrisponde a 8 volte la larghezza (rms) della distribuzione della posizione del vertice ed é stato scelto cosí largo per non perdere efficienza sulla selezione degli eventi.

3.9) contatori "veto"

Il principale scopo dei contatori "veto" é quello di scartare gli eventi prodotti da particelle appartenenti agli aloni che accompagnano i pacchetti di particelle provenienti dal collider $p\bar{p}$. Questo tipo di rivelatore assume grande importanza nello studio di eventi con quantità di moto mancante; infatti, se una qualsiasi particella dell'alone cade in un comparto dei calorimetri simulerà la presenza di una particella proveniente dal vertice e come tale porterà a un computo sbagliato della quantità di moto totale dell'evento. I due rivelatori sono costituiti da 34 tubi fotomoltiplicatori con una finestra di 8 cm^2 di area ai quali sono accoppiati otticamente 34 lastre di scintillatore (18 posti in orizzontale e 16 in verticale) di dimensioni $44 * 176 * 0.5\text{ cm}$. I rivelatori sono situati 6 metri prima e dopo il rivelatore UA2' (fig.3.44). É stato determinata in base all'analisi degli eventi acquisiti con la presa dati del 1987 un'efficienza di rilevare gli aloni di ca. il 92.6%.

DUE PIANI PER OGNI LATO

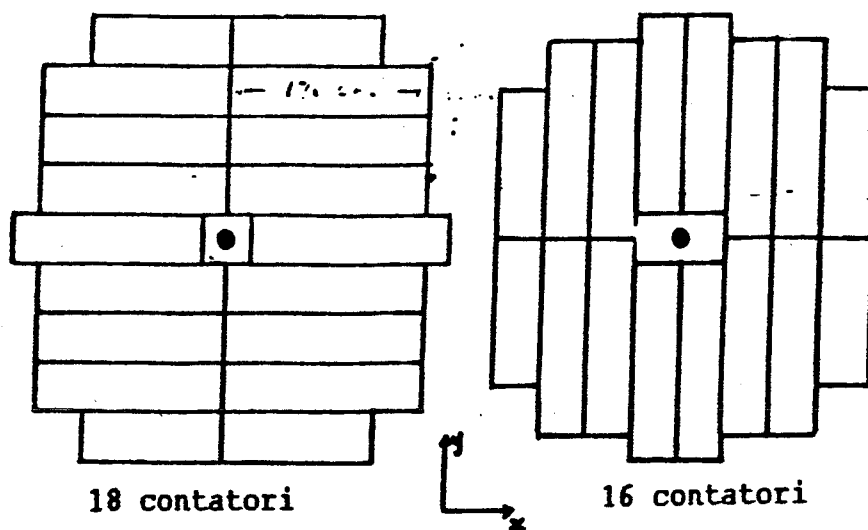


Fig. 3.44 Vista frontale degli scintillatori usati per eliminare le interazioni causate da particelle appartenenti agli aloni (VETO counters).

BIBLIOGRAFIA

- 1) E. J. N. Wilson, Design study of an antiproton collector for the antiproton accumulator (ACOL), CERN/83-10 (1983)
- 2) D. Mohl, Stochastic cooling, Cern accelerator school, CERN 87-03 (1987)
- 3) UA2 collaboration , Proposal to improve the performance of the UA2 detector, CERN/SPSC 84-30, SPSC/P93 add.2 (1985)
- 4) W. B. Atwood et al. SLAC-TM-76-7 (1976)
- 5) The central calorimeter of the UA2 experiment at the CERN $p\bar{p}$ collider, Nucl. Instr. 224 (1984), 360
- 6) R. Battiston et Al., Phys. Lett. 136B (1984), 217
G. Arnison et al. Phys. Lett. 123B (1983), 108
- 7) K. Kleinknecht, Detector for particle radiations , 76
- 8) F. Bourgeois, Nucl. Inst. Meth. 219 (1984), 153
- 9) K. Borer et al., Nucl. Inst. Meth. 253 (1987), 548
- 10) R. E. Ansorge et al., Performance of a scintillating fibre detector for the UA2 Upgrade, CERN EP/87-63 (1987)
- 11) V. L. Ginzburg e I. M. Frank JETP16 (1946), 15
- 12) X. Artru et al., Phys. Rev. D12 (1975), 1289
C. W. Fabian e W. Struczinski, Phys. Lett., 57B (1976), 484
- 13) G. M. Garibian, Proc. 5th int. conf. on instrumentation for high energy physics, Frascati (1973), 329
- 14) R. Ansari et al., Nucl. Inst. Meth. A263 (1988), 51
- 15) K. Kleinknecht, Detectors for particle radiations, 65
- 16) UA2 $p\bar{p}$ note, 531 (1987)
- 17) D. Cavalli, G. Costa, Rapporto interno alla coll. UA2 1/7/87
- 18) D. Cavalli, G. Costa, Rapporto interno alla coll. UA2 6/4/87
- 19) F. Bourgeois et al. contribution to the wire chamber conferences Vienna 1986
CERN EP 86-30 (1986)
- 20) C.N. Booth, The Ua2 experiment at ACOL, CERN-EP/87-88 (1987)

CAPITOLO 4

L'ANALISI DEI DATI SPERIMENTALI

4.1) Selezione degli eventi

Verranno qui descritti :

- i campioni di eventi utilizzati per l'analisi e corrispondenti alla luminosità integrata acquisita nel periodo settembre-dicembre 1987 (46 nb^{-1})
- i criteri di selezione adottati per determinare un campione di eventi candidati top.

4.1.1) Determinazione del campione di analisi

Gli eventi utilizzati nell'analisi sono stati selezionati, partendo da quelli registrati per lo studio dei bosoni W^\pm o Z^0 (par.3.2.6), in base ai seguenti requisiti:

- 1) é richiesta la presenza di un cluster elettromagnetico (vedi par. 4.2.1) con energia trasversa rispetto all'asse del fascio $E_t > 5 \text{ GeV}$
- 2) devono essere presenti altri due cluster con energia trasversa maggiore rispettivamente di 10 e 7 GeV .

Dopo la richiesta 1) il campione é composto da ca. 40000 eventi che si riducono a 2717 dopo la richiesta 2). Gli eventi cosí selezionati sono quelli su cui é stata svolta tutta la successiva analisi e verranno chiamati per comodità 'campione A'.

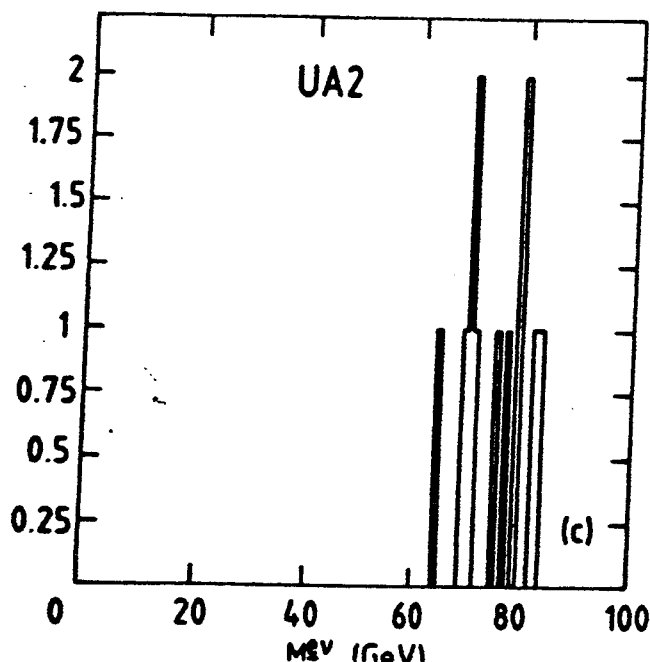


Fig. 4.1 La distribuzione $M_t(e\nu)$ per il campione di controllo.

4.1.2) Determinazione di un campione di controllo

Al fine di determinare l'efficienza dei criteri di selezione applicati sui vari rivelatori per il riconoscimento degli elettroni è stato selezionato un campione di eventi tali da essere buoni candidati per il processo $W \rightarrow e\nu$. I criteri della selezione sono i seguenti:

- 1) presenza di un cluster elettromagnetico con $E_t > 30 \text{ GeV}$
- 2) momento trasverso mancante dell'evento maggiore di 4σ dell'energia trasversa totale dell'evento
- 3) massa trasversa del sistema elettrone neutrino $M_t(e\nu) > 30 \text{ GeV}/c^2$
- 4) l'evento deve superare i criteri di selezione dei contatori veto (vedi cap. 3).

Il campione così selezionato (che verrà chiamato 'campione B') è composto da 11 eventi (10 nel calorimetro centrale e 1 nei calorimetri laterali) e la distribuzione di $M_t(e\nu)$ è mostrata in fig.4.1.

Data l'esigua popolazione del campione così selezionato è evidente che le efficienze determinate saranno puramente indicative.

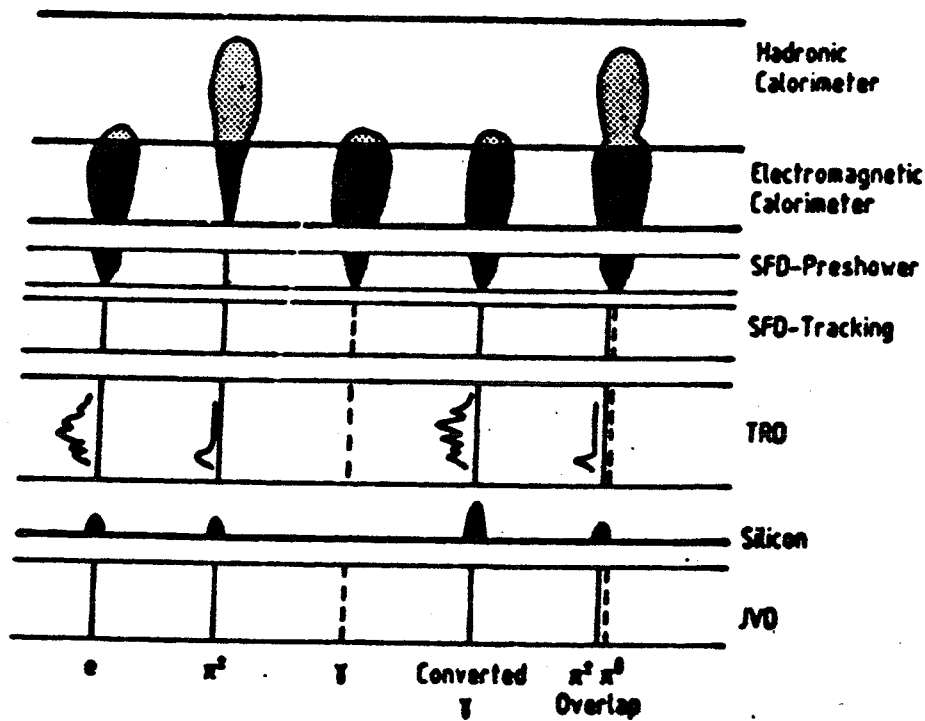


Fig. 4.2 Rappresentazione schematica del comportamento di varie particelle all'interno del rivelatore di UA2'.

4.2) Riconoscimento e ricostruzione dell' elettrone nel rivelatore di UA2'

La fig.4.2 mostra schematicamente la risposta dei vari rivelatori di UA2' quando sono attraversati da diversi tipi di particelle. Come si può notare, un elettrone che interagisce con i rivelatori, dà luogo ad una combinazione di segnali che è unica e che ne permette quindi la discriminazione da altre particelle.

Il campione A precedentemente selezionato sulla base dei punti 1) e 2) è stato analizzato utilizzando la risposta di tutti i rivelatori, al fine di rigettare gli eventi in cui la presenza dell'elettrone è solo apparente. Verranno qui di seguito descritti i vari

criteri di selezione adottati, i tagli imposti e verrà inoltre data una stima di efficienza degli stessi.

4.2.1) Criteri di selezione dell'elettrone mediante i calorimetri di UA2'

In fase di analisi delle informazioni calorimetriche é utile per i motivi che vedremo operare su degli insiemi di celle contigue, piuttosto che su una singola unità . A tal fine le informazioni del calorimetro sono sottoposte ad una preliminare analisi che permette di raggruppare più celle in sottoinsiemi. Una volta individuata una cella con un deposito energetico maggiore di 400 MeV vengono analizzate tutte le celle vicine e vengono costruiti gli insiemi composti dalle celle che hanno anch'esse un deposito energetico $> 400 \text{ MeV}$ e almeno un lato in comune fra loro. Questi insiemi verranno d'ora in poi chiamati "cluster". Un insieme così definito risulta però più indicato per lo studio dei jets che per gli elettroni i quali presentano una dimensione laterale dello sciame quasi sempre inferiore alle dimensioni trasverse di una cella (vedi di seguito). Si é perciò adottato per lo studio di questi ultimi un criterio leggermente diverso che consiste nell'analizzare non il cluster precedentemente definito ma bensí un insieme di 3×3 celle centrato sulla cella con maggiore deposito energetico del cluster. Questo permette di analizzare anche le regioni circostanti la cella di impatto e di stimare quindi l'isolamento del candidato elettrone, caratteristica questa, molto significativa per lo studio del quark top (vedi cap.2). L'analisi dei dati di calibrazione, presi con fasci di elettroni di varia energia, ha permesso di determinare delle osservabili utili alla selezione degli sciame calorimetrici prodotti da elettroni e fotoni. Queste sono la variabile L_h ("leakage adronico", che tiene conto del rapporto tra l'energia depositata nel comparto adronico e l'energia totale) , R_θ e R_ϕ (che tengono conto delle dimensioni laterali dello sciame) così definite:

$$\begin{aligned}
 L_h &= \frac{\sum_{i=1}^9 E_i^h}{\sum_{i=1}^9 (E_i^{em} + E_i^h)} & \text{Leakage adronico} \\
 R_\theta^2 &= \frac{\sum_{i=1}^9 (\theta_i - \theta_{cluster})^2 E_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} & \bar{R}_\theta = \frac{R_\theta}{10^\circ} \text{ (unita' di celle)} \\
 R_\phi^2 &= \frac{\sum_{i=1}^9 (\phi_i - \phi_{cluster})^2 E_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} & \bar{R}_\phi = \frac{R_\phi}{10^\circ} \text{ (unita' di celle)}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

dove:

θ_i, ϕ_i = coordinate in θ e ϕ del centro della cella i -esima

E_i = energia nella cella i -esima (sommata su tutti i compartimenti)

E_i^{em} = energia depositata nel comparto elettromagnetico della cella i -esima

E_i^h = energia depositata nel comparto adronico della cella i -esima (per il calorimetro centrale é la somma dei due comparti adronici)

$\theta_{cluster}$ e $\phi_{cluster}$ sono le coordinate del baricentro del cluster definite come:

$$\begin{aligned}\theta_{cluster} &= \frac{\sum_{i=1}^9 E_i \theta_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \\ \phi_{cluster} &= \frac{\sum_{i=1}^9 E_i \phi_i}{\sum_{i=1}^9 E_i}\end{aligned}\quad (4.2)$$

La variabile L_h é un indice dello sviluppo longitudinale dello sciame e assume valori attorno a 0.05 per elettroni e fotoni che incidono a centro cella (0.02 per gli END-CAP's). Al contrario, se l'interazione con il calorimetro é dovuta ad adroni, l'energia delle particelle verrà rilasciata principalmente nei comparti adronici e L_h assumerá valori significativamente piú elevati. Il valore della variabile L_h é dipendente, oltre che dal tipo di particella che interagisce, dal punto di impatto (fig.4.3).

Come si può notare piú la particella incide in prossimitá dei bordi della cella piú L_h cresce rapidamente fino a valori $\simeq 0.5$. Un comportamento del tutto particolare assumono poi le celle 1 e 10 dato il loro differente spessore (11 lunghezze di radiazione contro 17 delle altre celle).

Definita un'efficienza per tipo di cella come:

$$Eff_{cella} = \frac{\int_{cella} Eff(\Omega) d\Omega}{\int_{cella} d\Omega} \quad (4.3)$$

dove Ω é l'angolo solido sotteso dalla cella, é possibile determinare una curva di efficienza in funzione del limite superiore imposto su L_h, \bar{R}_θ e \bar{R}_ϕ . La fig.4.4, mostra le curve di efficienza per l'osservabile L_h determinate mediante elettroni di calibrazione di energia 10, 20, 40, 60, 80 e 150 GeV incidenti sui cinque tipi di celle del calorimetro centrale, mentre le fig.4.4 e 4.5 mostrano le curve di efficienza in funzione del taglio imposto sulle variabili R_θ e R_ϕ .

In base a tali curve si definisce sciame elettromagnetico un cluster con le seguenti caratteristiche:

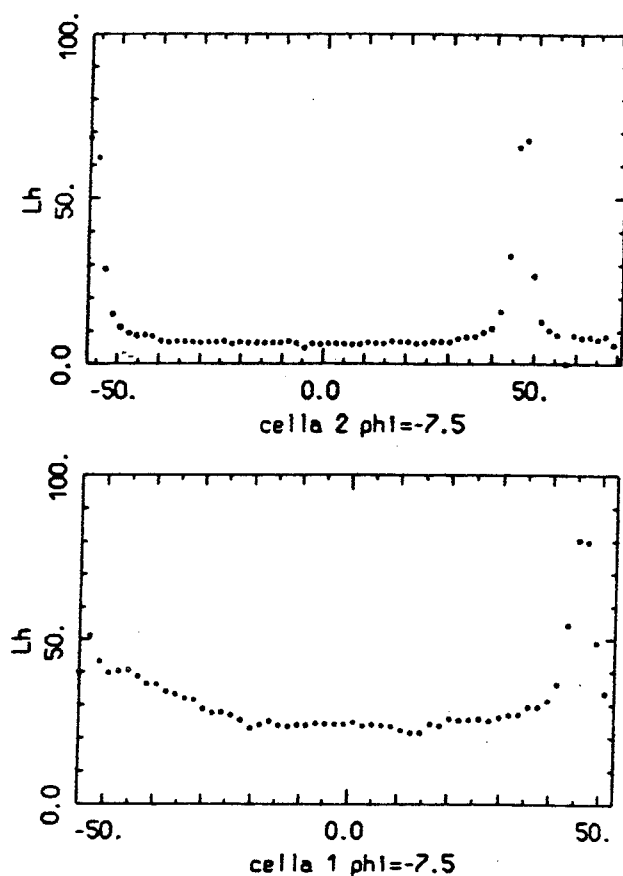


Fig. 4.3 Il leakage in funzione del punto di impatto per le celle 1 e 2 (elettroni di calibrazione 1986).

$$\begin{aligned}
 \bar{R}_\theta &< 0.6 \\
 \bar{R}_\phi &< 0.6 \\
 L_h &< \alpha[.023 + .034 \ln(E_{tot})]
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

con:

$\alpha = 1.5$ per le celle da 1 a 9 del calorimetro centrale e per le celle dei calorimetri laterali (EC).

$\alpha = 3.0$ per le celle 1 e 10 del calorimetro centrale

La scelta $\alpha = 3$ per le celle 1 e 10 del calorimetro centrale é dovuta al diverso comportamento di queste ultime che risulta evidente in fig.4.7 .

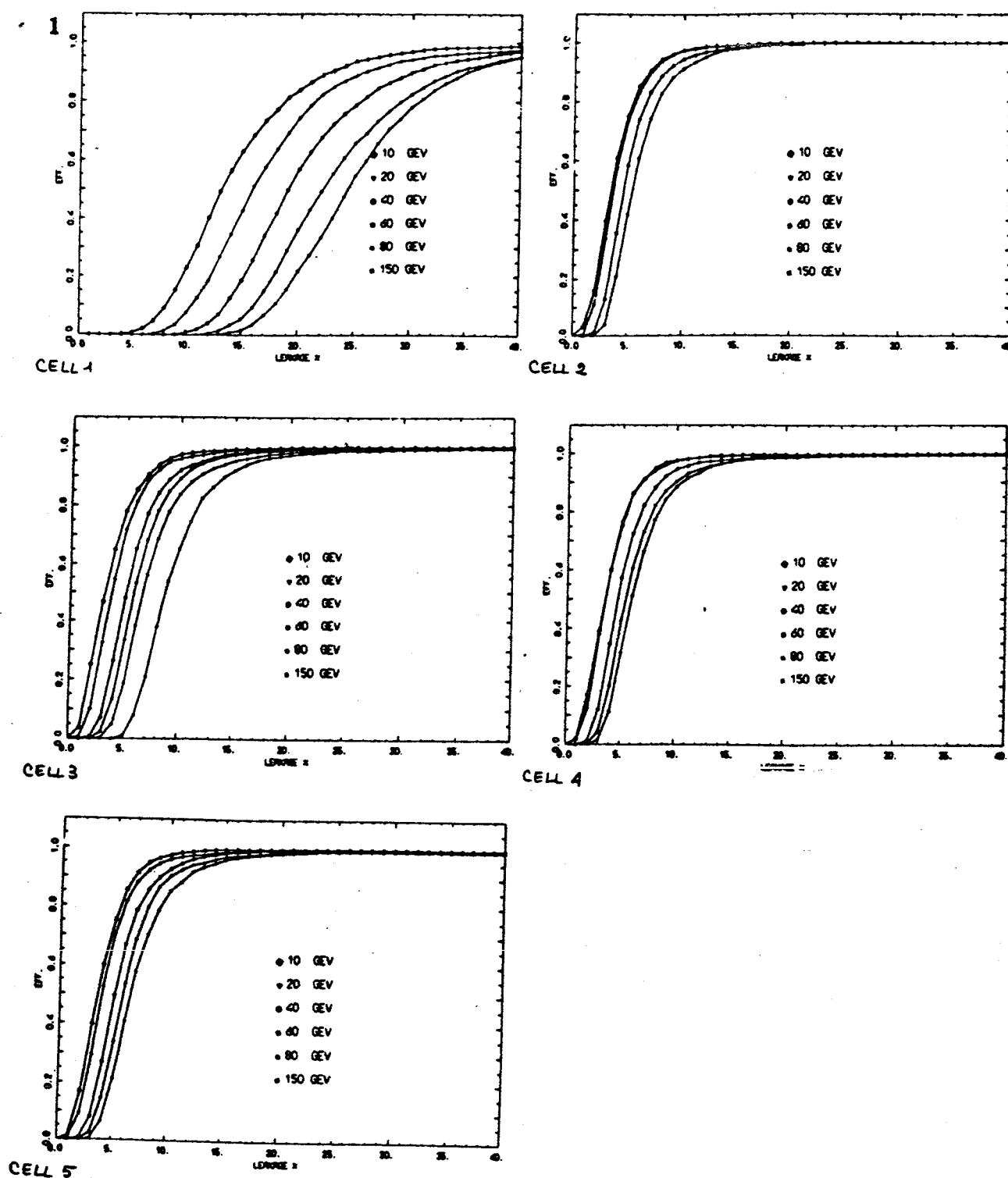


Fig. 4.4 Efficienza di selezione di uno sciame elettromagnetico in funzione del taglio superiore imposto sul leakage adronico (L_A).

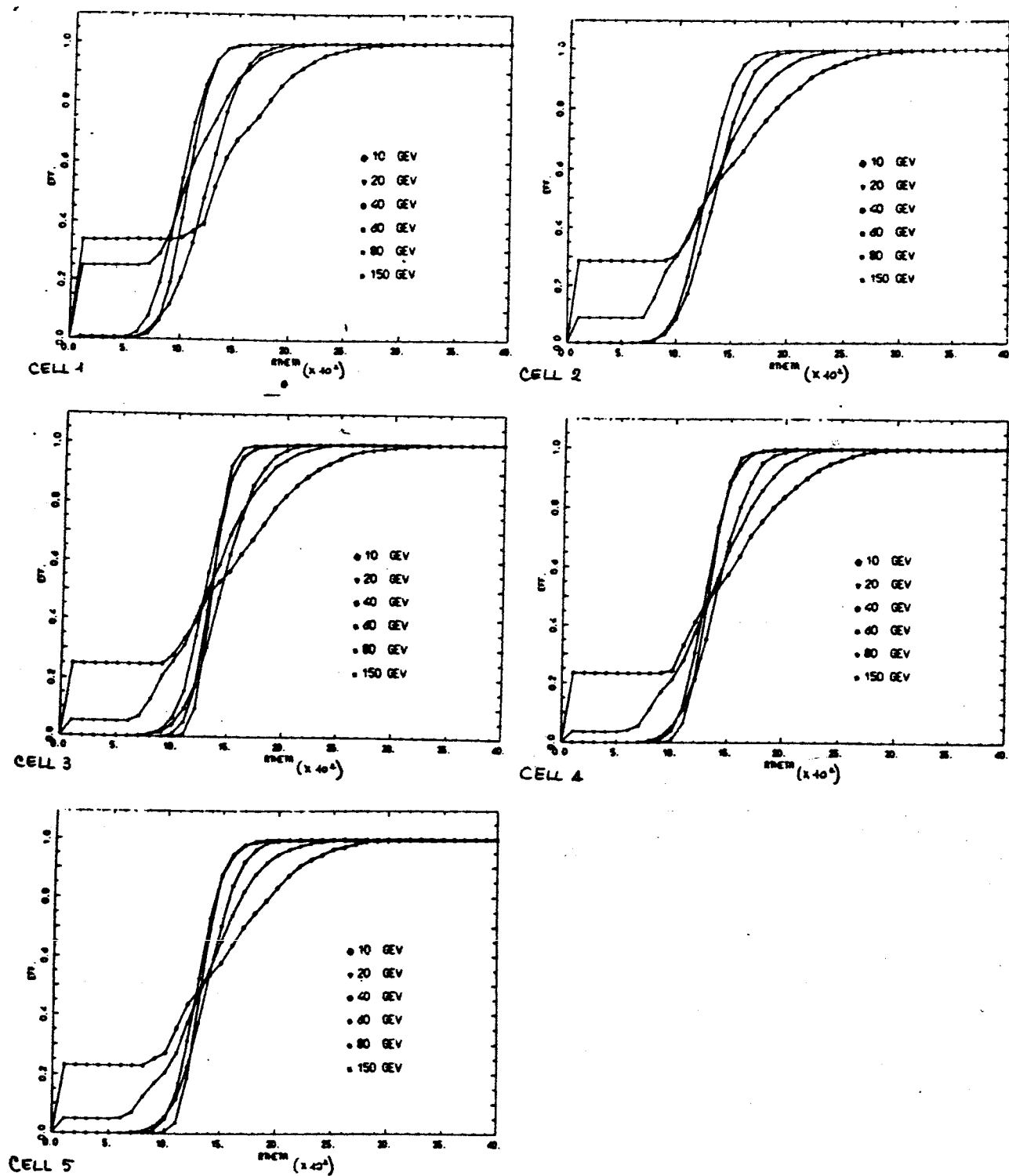


Fig. 4.6 efficienza di selezione di uno sciame elettromagnetico in funzione del taglio superiore su R_p .

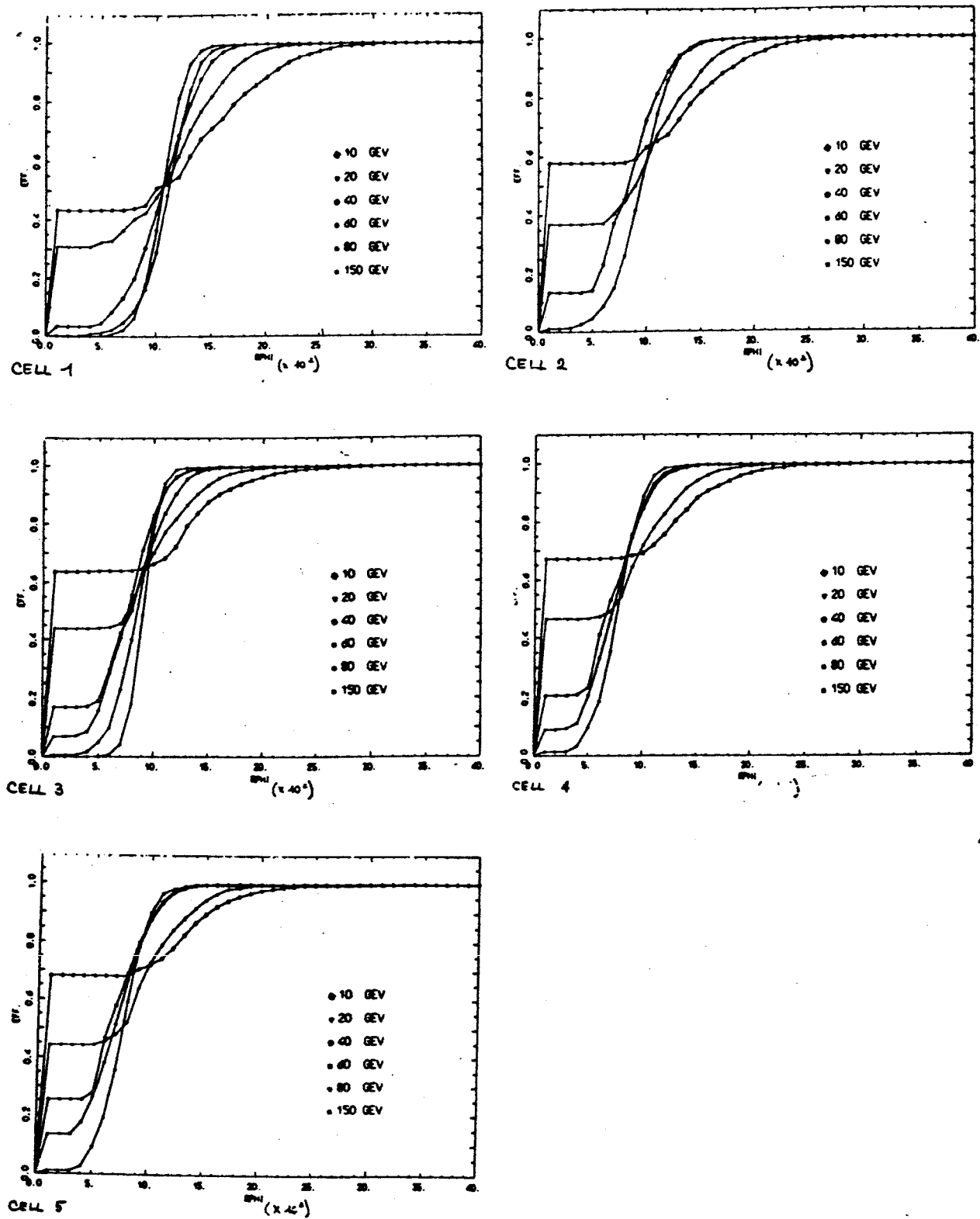


Fig. 4.5 efficienza di selezione di uno sciame elettromagnetico in funzione del taglio superiore su R_0 .

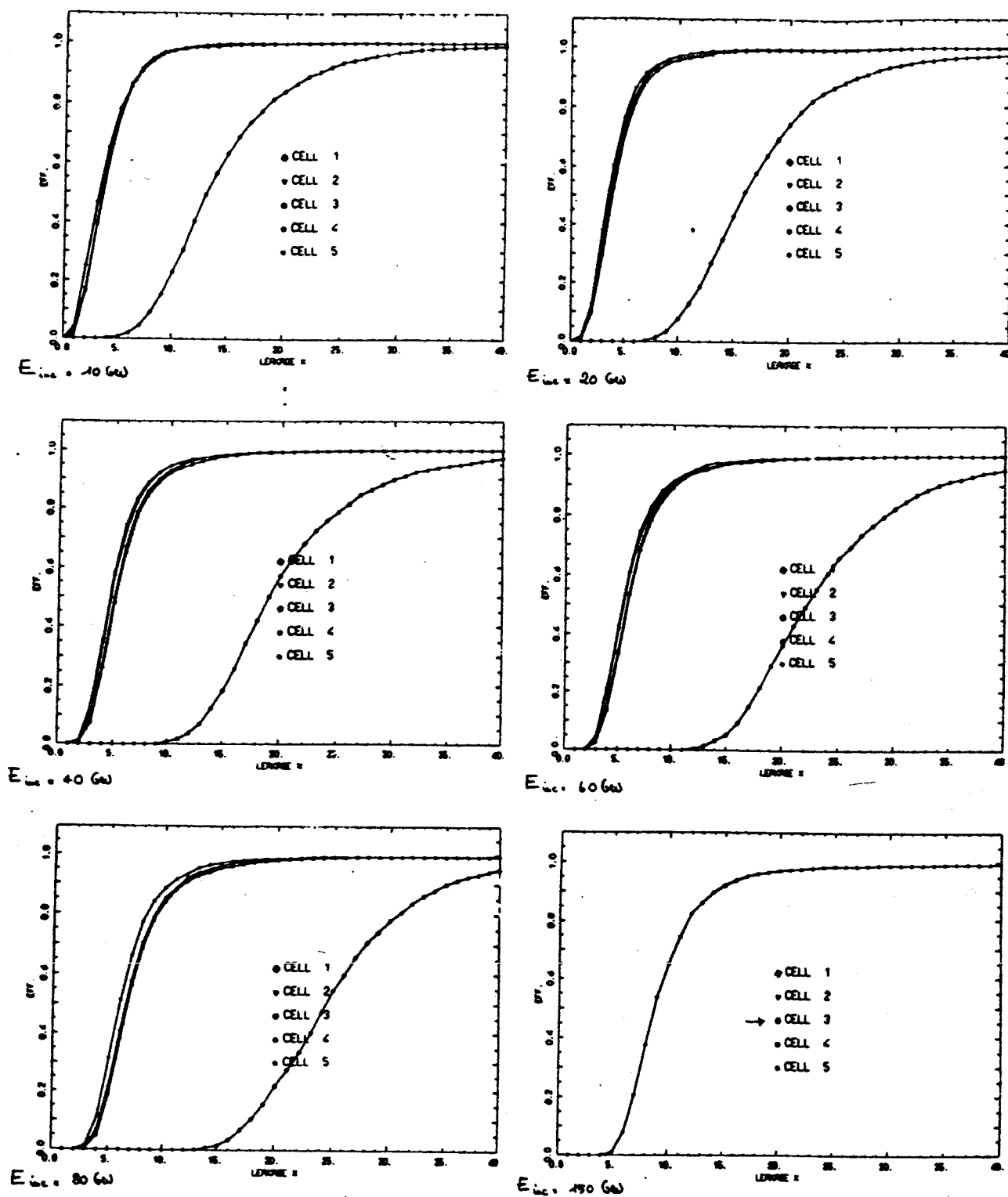


Fig. 4.7 Efficienza di selezione di uno sciame elettromagnetico in funzione del taglio superiore imposto sul leakage adronico per diverse celle e diverse energie del fascio di elettroni.

L'efficienza dei criteri (4.4) é di ca. il 99% fino a circa un centimetro dal bordo della cella, sensibilmente minore nelle zone di bordo tra una cella e l'altra.

4.2.2) Determinazione del punto di impatto nel calorimetro

Gli elettroni selezionati in base ai criteri precedentemente descritti, vengono ricostruiti nei calorimetri determinandone il punto di impatto, correggendone l'energia e definendo un fattore di qualità per l'identificazione dell'elettrone. Questa ricostruzione, che é descritta in questo paragrafo e nei due successivi, é realizzata mediante un insieme di sottoprogrammi (ERIC) sviluppati dal gruppo di Milano della collaborazione UA2'.

La determinazione del punto di impatto di un elettrone nel calorimetro é necessaria per una corretta associazione dello sciame alle tracce ricostruite dal rivelatore centrale. É stato quindi necessario mettere a punto degli algoritmi che permettessero, a partire dalle informazioni fornite dal calorimetro, la ricostruzione del punto di impatto di uno sciame elettromagnetico. Una prima determinazione viene eseguita analizzando il segnale fornito dal cluster costruito attorno alla cella con maggiore deposito energetico utilizzando le variabili $\theta_{cluster}$ e $\phi_{cluster}$ definite in (4.2). Le fig.4.8 e 4.9 mostrano la posizione nominale confrontata con la posizione determinata dalle variabili $\theta_{cluster}$ e $\phi_{cluster}$ per le celle 1 e 5 del calorimetro centrale, per dati di calibrazione presi con elettroni da 40 GeV.

Risulta evidente che la ricostruzione del punto di impatto così ottenuta non é sufficientemente precisa e necessita di ulteriori correzioni.

Per quanto riguarda la variabile $\phi_{cluster}$, poiché :

- le celle del calorimetro in questa direzione sottendono un angolo di 15° (contro i 10° in θ) e quindi lo sciame elettromagnetico prodotto da un elettrone é quasi sempre contenuto in ϕ in una sola cella;
 - nella direzione ϕ non esiste una lettura doppia del segnale come avviene nella direzione θ (destra e sinistra) per cui non é possibile effettuare delle correzioni basate sui segnali dei fotomoltiplicatori;
- si applica una correzione mediante una curva ottenuta dai dati di calibrazione che fornisce ϕ_{reale} in funzione di $\phi_{cluster}$ (fig.4.10).

Per quanto riguarda la variabile $\theta_{cluster}$: una volta determinato $\phi_{cluster}$ si calcola il rapporto:

$$R_s = \frac{PMS}{PMD} \quad (4.5)$$

dove PMS e PMD indicano rispettivamente l'ampiezza del segnale rilevato dai fotomoltiplicatori sinistro e destro della cella e si confronta R_s con il valore previsto dalla parametrizzazione delle lunghezze di attenuazione R_t . R_t è una funzione di θ , ϕ , A_i , dove gli A_i sono delle costanti determinate con un fit sui dati di calibrazione (vedi par.3.2.8). Imponendo $R_s = R_t$ e ricordando che ϕ è stato precedentemente determinato è possibile invertire l'equazione (3.2) e ricavare θ_{calo} . Se però il punto di impatto della particella elettromagnetica è molto vicino a uno dei bordi della cella, dato che la parametrizzazione delle lunghezze di attenuazione (vedi par.3.2.8) è meno precisa in queste regioni, può accadere che l'inversione dell'eq. (3.2) conduca a una soluzione non fisica per la coordinata della cella (punto al di fuori della cella). In questo caso viene utilizzata per la ricostruzione della coordinata l'informazione fornita dal "leakage" adronico. Infatti, il leakage nelle regioni vicine al bordo della cella assume dei valori fortemente dipendenti dalla posizione (vedi fig.4.11). Il procedimento di correzione è analogo al precedente: una volta determinato il leakage sperimentale L_h^s , questi viene confrontato con una curva parametrica ottenuta dai dati di calibrazione che fornisce il leakage previsto in funzione del punto di impatto. L'inversione di questa equazione fornisce anche in questo caso una stima della variabile θ_{calo} .

4.2.3) Correzione dell'energia dello sciame elettromagnetico

Dato che l'energia vista dai fotomoltiplicatori destro e sinistro di ogni singola cella dipende dal punto di impatto della particella (vedi par.3.2.8), per calcolare l'energia dell'elettrone che ha generato lo sciame elettromagnetico si procede come segue: determinata la cella del calorimetro con maggiore deposito energetico (CM) nel cluster elettromagnetico, si associa alla posizione di impatto (determinata come spiegato nel paragrafo precedente) una traccia ricostruita dal rivelatore centrale (se la traccia non esiste si rigetterà l'evento (vedi par. 4.2.5)). Si assumono allora come coordinate e direzione dello sciame quelle fornite dalla traccia. In base all'energia totale del cluster si determina un campionamento longitudinale dello sciame su quattro piani in modo tale che tra due piani l'energia depositata sia 1/4 dell'energia totale. Tale

campionamento è stato determinato analizzando gli eventi generati dal programma di simulazione EGS [1]. Determinata la posizione trasversale dello sciame sui quattro piani precedentemente definiti, utilizzando la direzione della traccia, si calcola il fattore di attenuazione medio \bar{f}_{att} così definito:

$$\bar{f}_{att} = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 f_{att}(x_j) \quad (4.6)$$

dove:

f_{att} = coefficiente di attenuazione della cella in funzione del punto di impatto

x_j = posizione trasversale nel piano j-esimo dello sciame.

Costruito ora un nonetto intorno alla cella CM, si calcola la frazione di energia elettromagnetica prevista in ogni cella F_{em}^i utilizzando una parametrizzazione dello sviluppo trasverso dello sciame determinata dai dati di calibrazione:

$$F_{em}^i = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 F_{j\ em}^i(x_j) \quad (4.7)$$

L'insieme delle nove celle del nonetto viene a questo punto diviso in due sottoinsiemi: il primo denominato "core" costituito dalle celle con un contenuto energetico maggiore del 5% dell'energia totale del nonetto, il secondo denominato "alone" costituito dalle rimanenti celle. L'energia dell'elettrone viene a questo punto determinata come segue:

$$E_{corr.} = \frac{\sum_{core}^{i \neq CM} E_{em}^i + \bar{f}_{att} E_{em}^{CM}}{\sum_{core} F_{em}^i} + \sum_{core}^{i \neq CM} E_{h1}^i + \bar{f}_{att} E_{h1}^{CM} \quad (4.8)$$

Per le celle 1 e 10 del calorimetro centrale viene eseguita una ulteriore correzione in base ai risultati del programma di simulazione EGS. Il precedente procedimento di campionamento longitudinale si è reso anche necessario per ricostruire l'energia di quegli elettroni generati da un vertice di interazione che non coincide con il centro del calorimetro. Uno studio della posizione del vertice di interazione ha mostrato che mentre nella direzione trasversale al fascio $p\bar{p}$, la distanza del vertice dall'asse del fascio non supera qualche millimetro, nella direzione longitudinale, il centro del calorimetro e il vertice possono essere distanti anche qualche decina di centimetri (fig. 4.12).

Risulta quindi evidente che se una particella proviene da un vertice distante dal centro del calorimetro, colpirà la superficie delle celle in modo non perpendicolare. La distanza dai bordi della cella dello sciame prodotto dalla particella varierà a seconda della posizione longitudinale e con essa la lunghezza di attenuazione.

Inoltre, se una particella attraversa 2 celle diverse, l'energia depositata viene corretta

con l'opportuno fattore di attenuazione.

Le fig.4.13 e 4.14 mostrano la deviazione dell'energia ricostruita dal valore vero dell'energia:

$$\frac{E_{cor}}{E_{fascio}} - 1 \quad (4.9)$$

dove:

E_{cor} = energia determinata con il procedimento descritto precedentemente

E_{fascio} = energia nominale del fascio di elettroni

per un fascio di elettroni di energia 40 GeV incidente in punti diversi delle celle 1 e 5 del calorimetro centrale e nelle celle 1 3 e 5 del calorimetro laterale.

La fig.4.15 mostra inoltre la risoluzione energetica $k = \sigma/\sqrt{E_{corr}}$ per le celle 1 e 5 del calorimetro centrale.

4.2.4) Determinazione di un fattore di qualità per lo sciame elettromagnetico

Al fine di determinare un fattore di qualità dello sciame elettromagnetico vengono calcolate le quantità χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{(T - S)^2}{\delta T^2 + \delta S^2} \quad (4.10)$$

dove:

T = valore previsto (calcolato in base ad un modello) dell'osservabile

S = valore sperimentale dell'osservabile

δT = errore sul valore previsto

δS = errore sul valore sperimentale

sulle seguenti grandezze:

- 1) distribuzione trasversa dell'energia, cioè le quantità di energia in ogni cella del "core" misurate e previste (χ_{tr}^2);
- 2) PMS/PMD misurato e previsto in base alle attenuazioni (χ_{PM}^2);
- 3) deposito adronico misurato e previsto in base alla posizione (χ_{leak}^2);
- 4) Isolamento: viene calcolata la quantità:

$$E_{halo} = \sum_{i \neq core} (E_i^{em} + E_i^{h1}) + \sum_{non.} E_i^{h2} \quad (4.11)$$

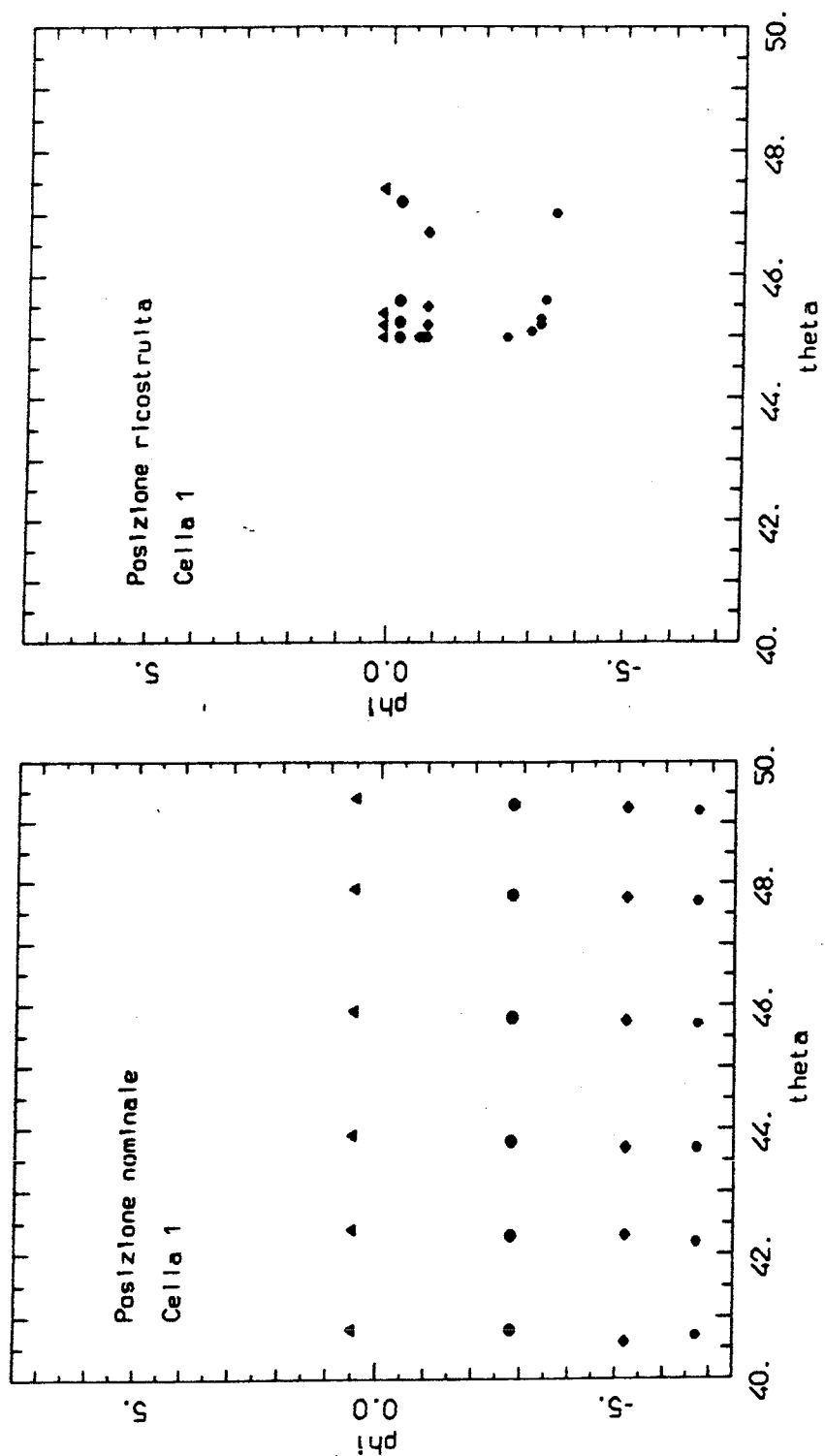


Fig. 4.8 Le posizioni dello sciame elettromagnetico ricostruite mediante le variabili $\phi_{cluster}$ e $\theta_{cluster}$ (b) e le posizioni nominali (a) per la cella 1 del calorimetro centrale.

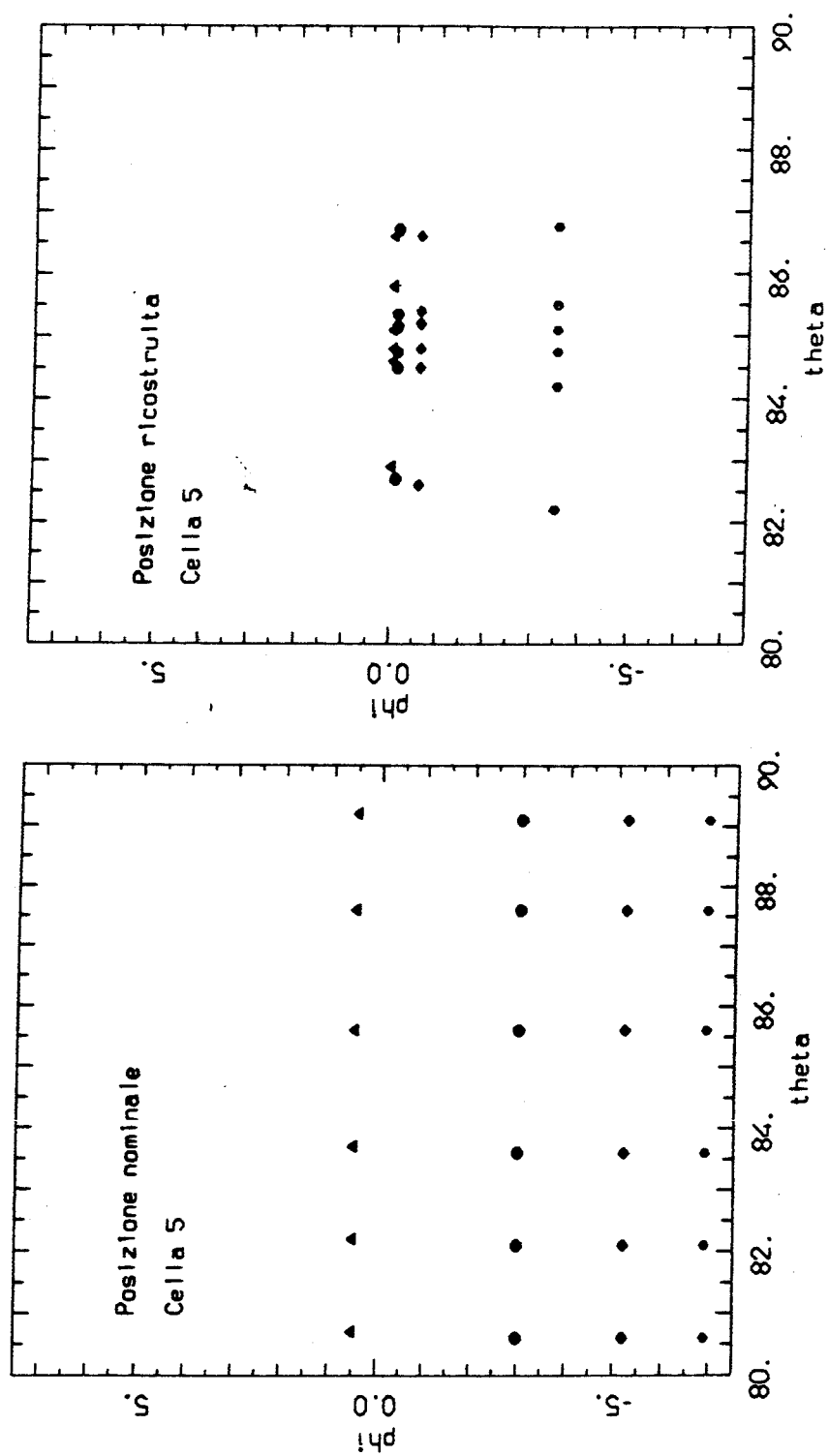


Fig. 4.9 Le posizioni dello sciame elettromagnetico ricostruite mediante le variabili $\phi_{cluster}$ e $\theta_{cluster}$ (b) e le posizioni nominali (a) per la cella 5 del calorimetro centrale.

(dove il secondo addendo é presente solo per il calorimetro centrale) e il valore cosí ottenuto é utilizzato per calcolare χ_{iso}^2 definito come:

$$\chi_{iso}^2 = \frac{(E_{halo} - 0)^2}{\delta E_{halo}^2} \quad (4.12)$$

Una volta determinati i precedenti contributi al χ^2 viene calcolata la probabilitá, in base all'opportuno numero di gradi di libertá, del χ^2 totale e l'evento sará accettato se:

$$P(\chi^2) > 10^{-4} \quad (4.13)$$

L'analisi del campione B ha permesso di stabilire che tutti gli 11 eventi sopravvivono a questo criterio di selezione e l'efficienza é perciò del 100% (errore $\sim 10\%$). Allo scopo di imporre un criterio di isolamento che rigetti gli eventi prodotti dal decadimento semileptonico dei quarks b e c (vedi cap.2), é stata modificata la definizione della quantitá χ_{iso}^2 precedentemente descritta richiedendo che l'energia E_{halo} sia calcolata, invece che sull'insieme 3×3 di celle costruito attorno alla cella colpita, su un insieme di 5×5 celle. Calcolato χ_{25}^2 (sempre in base alla (4.12)), viene determinata la probabilitá $P(\chi_{25}^2)$. É stato imposto il seguente criterio di selezione:

$$P(\chi_{25}^2) > 10^{-4}$$

L'analisi del campione B ha permesso di stabilire che tutti gli 11 eventi sopravvivono al criterio imposto; perciò l'efficienza su un campione di eventi con elettrone isolato é del 100% (errore $\sim 10\%$).

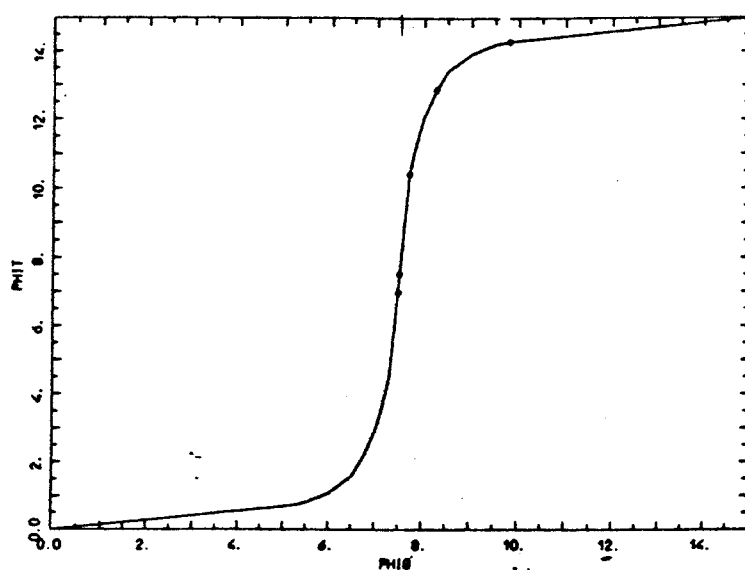


Fig. 4.10 La figura mostra la curva $\phi_{real} = f(\phi_{cluster})$ ottenuta interpolando i dati sperimentali ottenuti da elettroni di calibrazione.

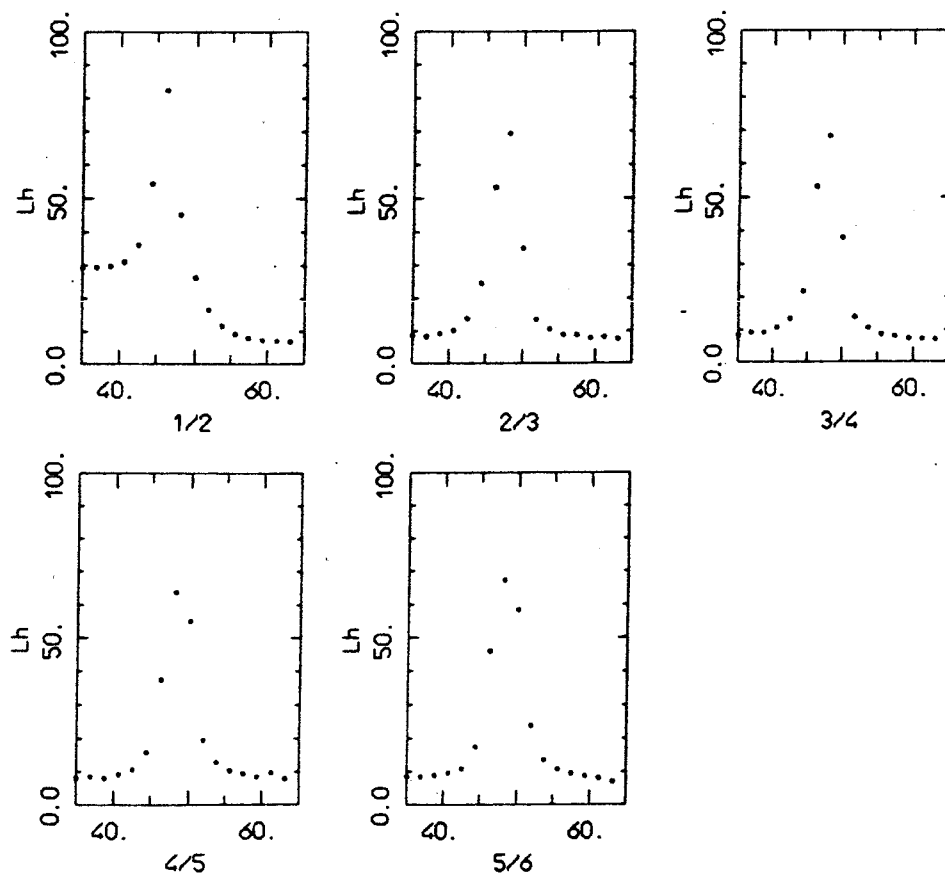


Fig. 4.11 Distribuzione dell'osservabile L_h in funzione della posizione di impatto nella cella.

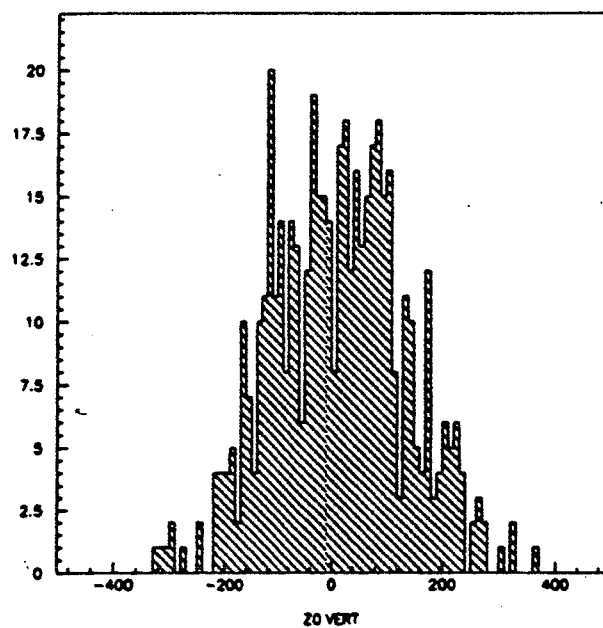
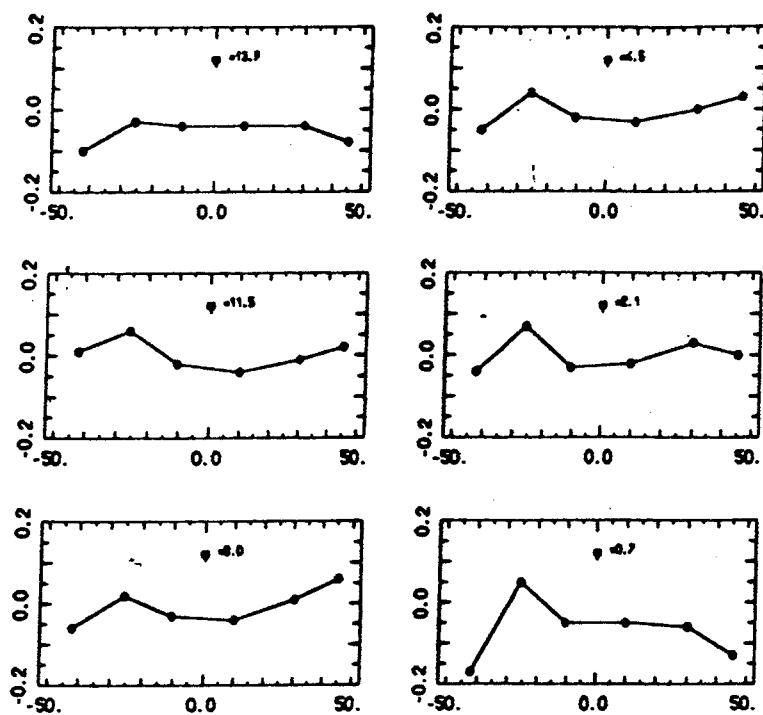


Fig. 4.12 Distribuzione della coordinata s del vertice di interazione.

CELLA 1



CELLA 5

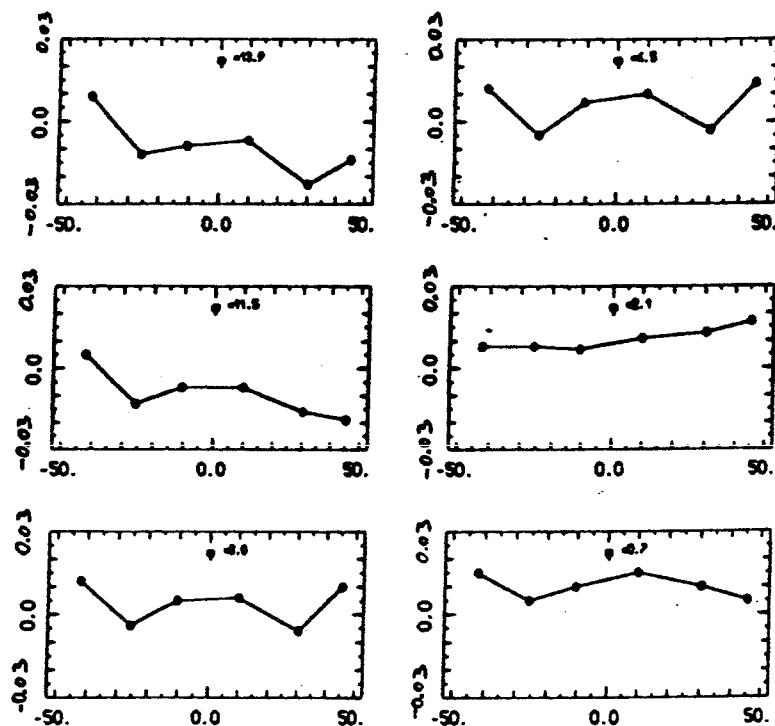


Fig. 4.13 $E_{cor}/E_{fascio} - 1$ ottenuta mediante il procedimento di correzione dell'energia (vedi testo) in funzione del punto di impatto (celle 1 e 5 del calorimetro centrale).

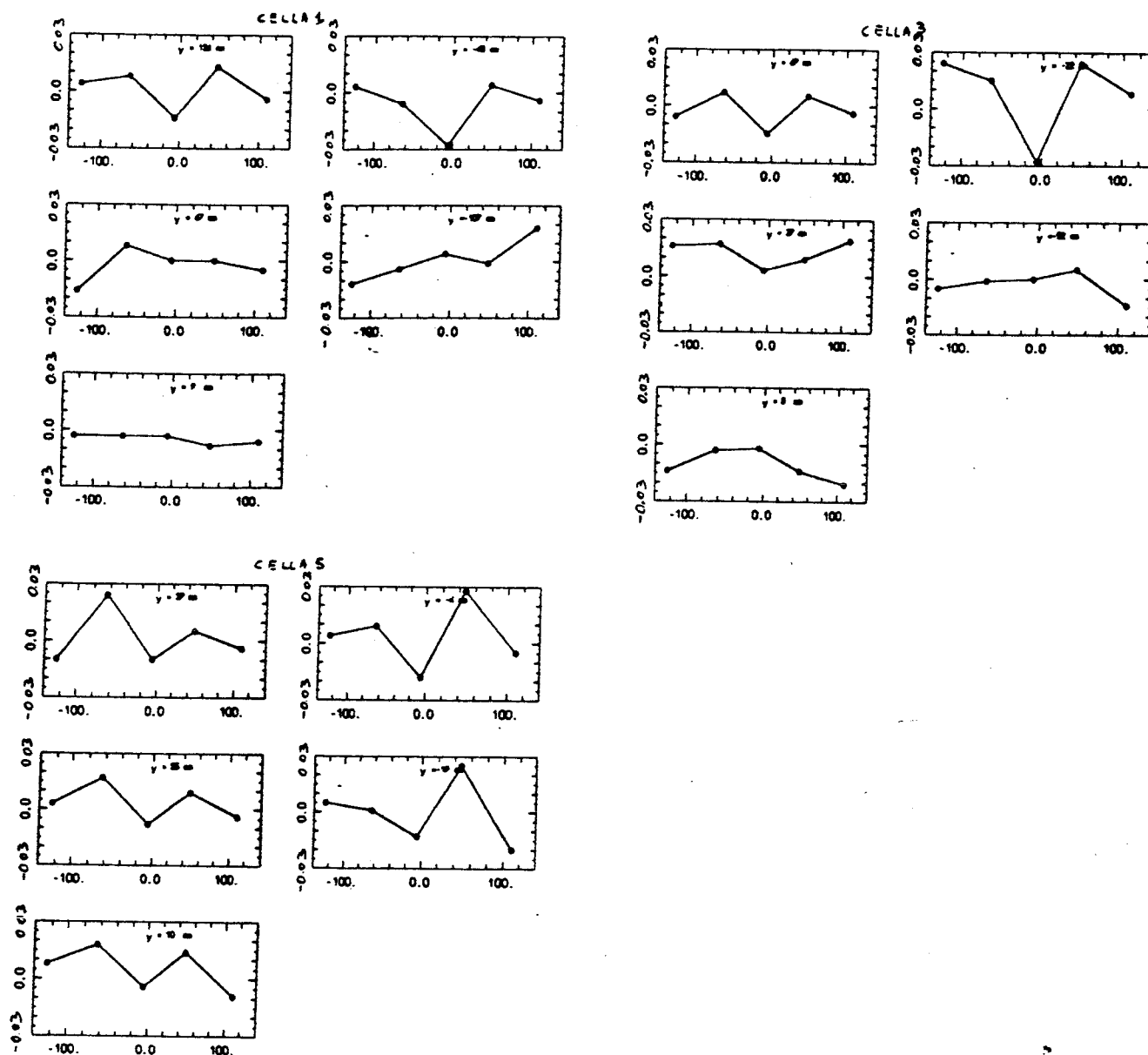
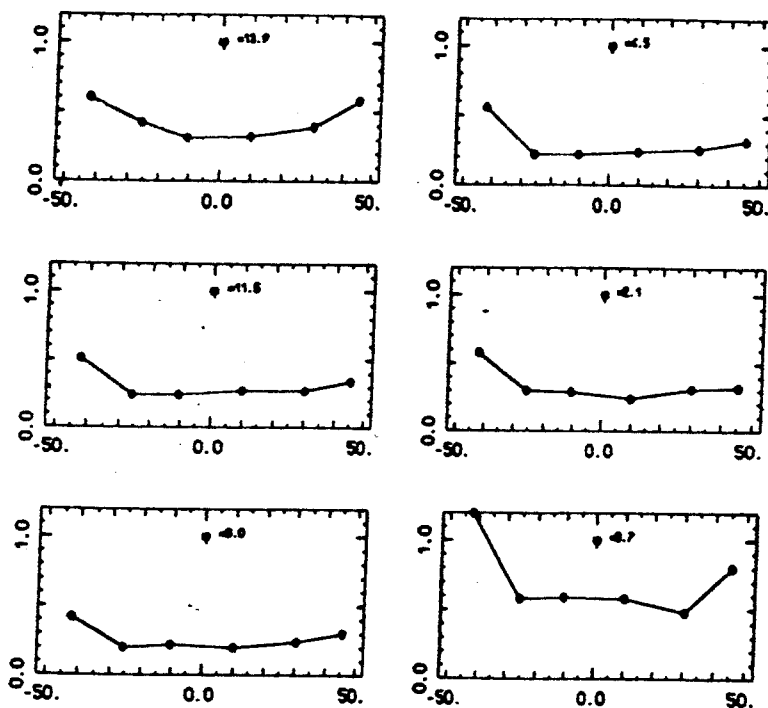


Fig. 4.14 $E_{cor}/E_{fascio} - 1$ ottenuta mediante il procedimento di correzione dell'energia (vedi testo) in funzione del punto di impatto (celle 1 e 3 e 5 del calorimetro laterale).



CELLA 5

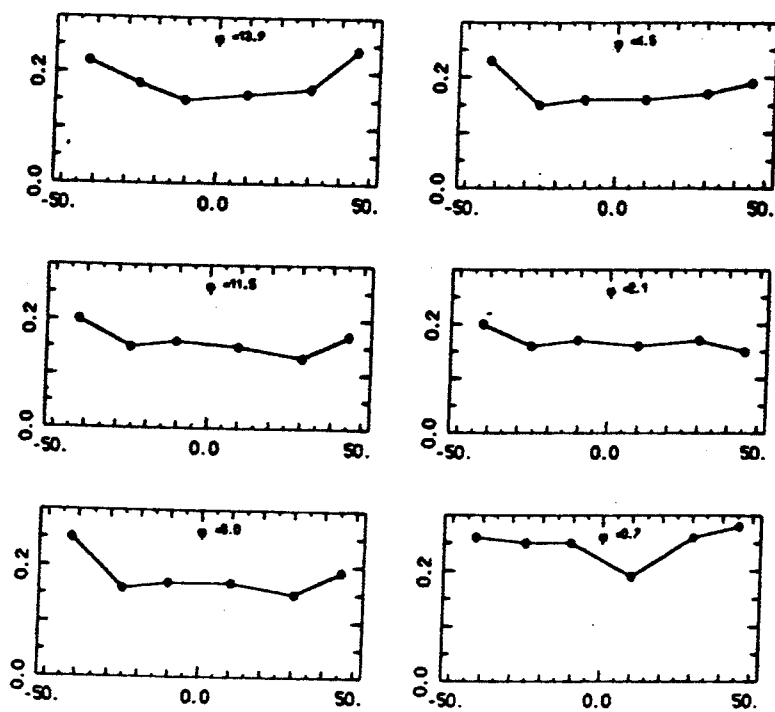


Fig. 4.15 Risoluzione energetica $k = \sigma/\sqrt{E_{corr}}$ ottenuta mediante il procedimento di correzione dell'energia (vedi testo) in funzione del punto di impatto (celle 1 e 5 del calorimetro centrale).

4.2.5) Associazione di una traccia ricostruita dal rivelatore centrale

Al fine di distinguere un elettrone da un fotone é richiesto che ad ogni cluster elettromagnetico sia associata una traccia ricostruita dal rivelatore centrale. Per quanto riguarda i cluster elettromagnetici appartenenti al calorimetro centrale é imposto che la traccia sia ricostruita sia dal rivelatore al silicio che dal rivelatore SFD mentre per i cluster appartenenti ai calorimetri laterali é richiesto anche il rivelatore ECPT. L'associazione tra la posizione della traccia e la posizione del cluster ricostruita dal calorimetro (vedi par. 4.2.2) é stata studiata mediante le due variabili

$$\begin{aligned}\Delta\theta &= \frac{|\theta_{traccia} - \theta_{calorimetro}|}{10^\circ} \\ \Delta\phi &= \frac{|\phi_{traccia} - \phi_{calorimetro}|}{15^\circ}\end{aligned}\tag{4.14}$$

dato il diverso comportamento dei rivelatori rispetto alle direzioni in θ e in ϕ . La fig.4.16 mostra le distribuzioni di $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$ determinate sul campione A.

Dato che dalla distribuzione in θ é difficile determinare un taglio ragionevole, per l'associazione é stata utilizzata la variabile

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\theta^2 + \Delta\phi^2}\tag{4.15}$$

la cui distribuzione é mostrata in fig.4.17

In fig.4.17 é anche mostrata la distribuzione della due precedenti variabili nel piano $(\Delta\theta, \Delta\phi)$.

In base alle precedenti distribuzioni é stato deciso di considerare una traccia associata ad un cluster se:

$$\Delta R < 0.8$$

e se la traccia cade nella cella con maggiore deposito energetico del calorimetro. In fig.4.18 é mostrata la distribuzione di ΔR determinata sul campione B (eventi W). Dato che tutti gli eventi passano il precedente taglio é possibile stimare un'efficienza del 100% (errore $\sim 10\%$).

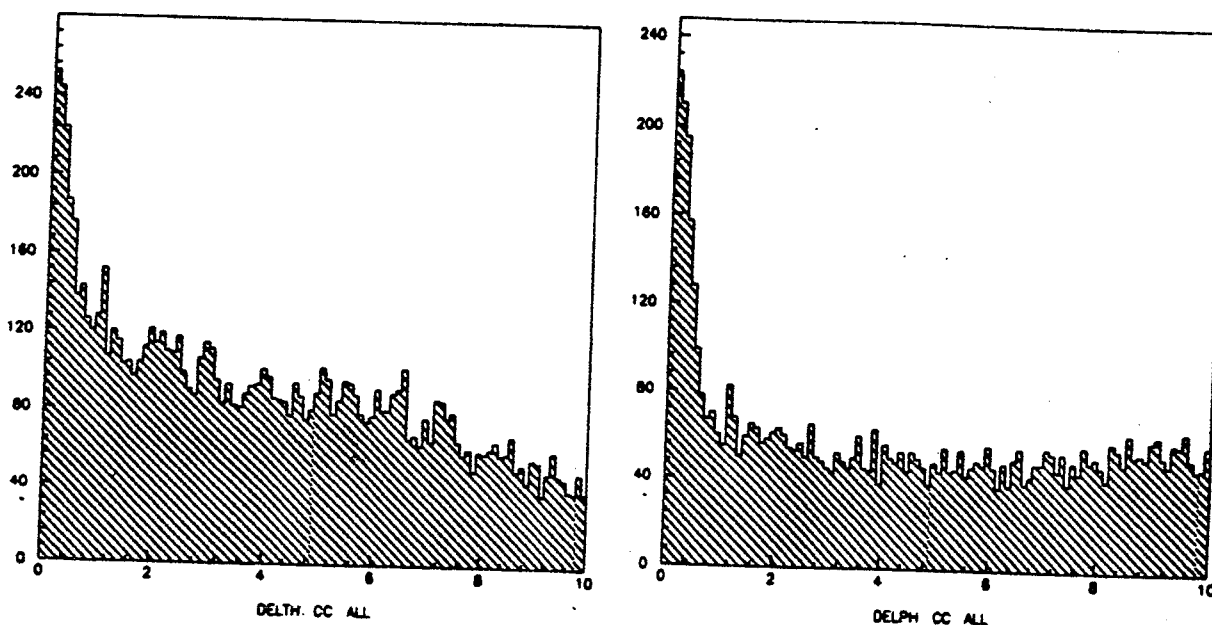


Fig. 4.16 a) Distribuzioni di $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$ determinate sul campione A.

4.2.6) Associazione di una traccia con un segnale nel rivelatore di presciame

Un elettrone quando interagisce con i piani di piombo dei rivelatori di presciame (vedi cap. 3) deposita una quantità di energia dovuta prevalentemente ad un processo multiplo di emissione di fotoni bremsstrahlung che a loro volta creano coppie $e^+ e^-$ (cascata elettromagnetica). Il processo di bremsstrahlung non è significativo per particelle con massa superiore a quella di un elettrone quali i pioni (i principali costituenti dei jets) e risulta perciò evidente che la richiesta di un deposito energetico nel rivelatore di presciame superiore ad una certa soglia, in corrispondenza della traccia della particella, è un buon criterio di selezione per gli elettroni. Data la differente geometria dei rivelatori di presciame SFD ed ECPT (vedi cap. 3) sono state utilizzate

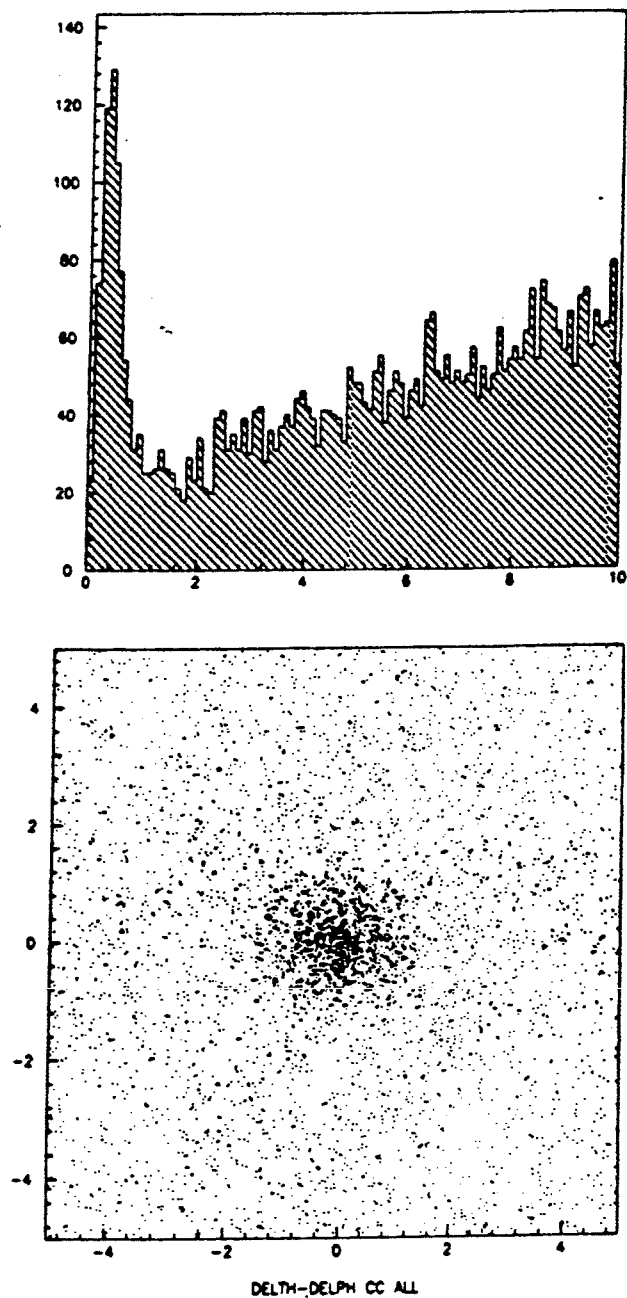


Fig. 4.17 a) Distribuzione di R determinata sul campione A. b) Le quantità $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$ una varso l'altra.

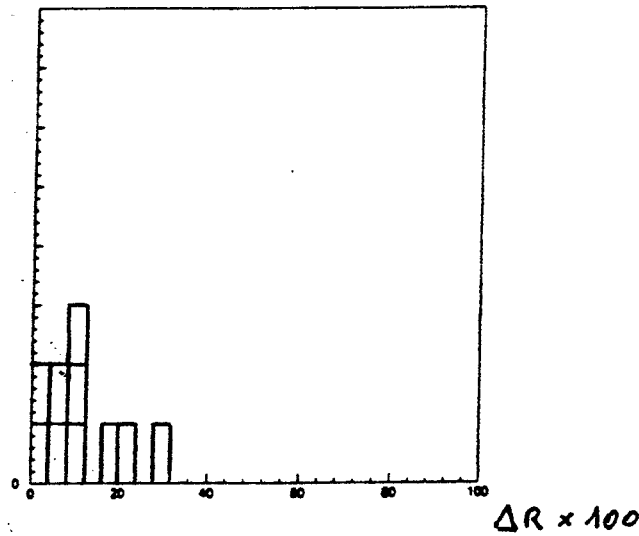


Fig. 4.18 La distribuzione di ΔR determinata sul campione di eventi W .

le seguenti variabili di associazione:

$$\begin{aligned}\delta s &= R|\phi_{traccia} - \phi_{presciame}| \\ \delta z &= |z_{traccia} - z_{presciame}| \\ \delta r &= \sqrt{\delta s^2 + \delta z^2}\end{aligned}\tag{4.16}$$

dove:

z è l'asse del fascio $p\bar{p}$

$R = 435 \text{ mm}$ (raggio del cilindro su cui è posto il rivelatore di presciame SFD)

per il presciame di SFD e:

$$d = \sqrt{|x_{traccia} - x_{presciame}|^2 + |y_{traccia} - y_{presciame}|^2}\tag{4.17}$$

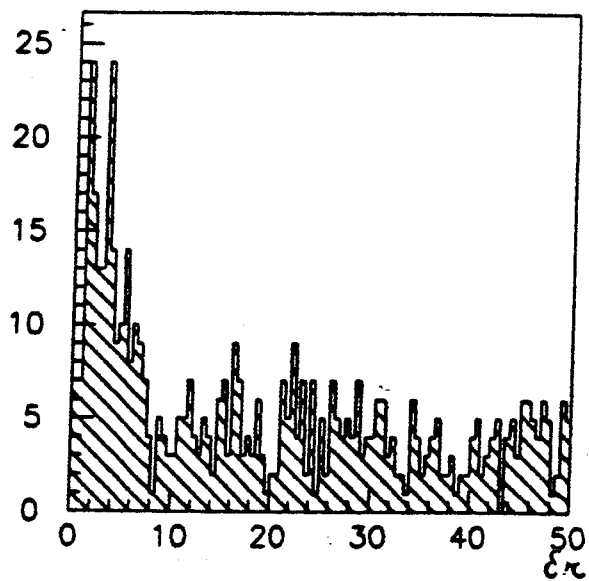
per il presciame di ECPT.

Le figure 4.19 a,b,c mostrano rispettivamente le distribuzioni di δr , δs e δz per il rivelatore di presciame dell'SFD. In base a tali distribuzioni si è deciso di imporre i seguenti criteri di associazione:

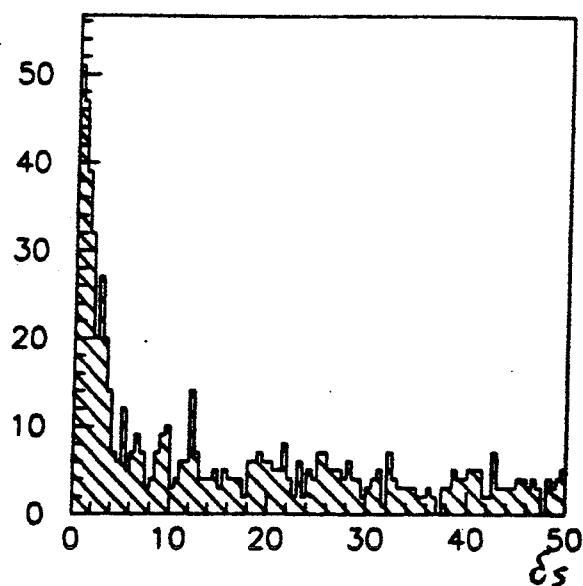
$$\delta s < 5 \text{ mm} \quad \delta z < 10 \text{ mm}.$$

È stato imposto inoltre un limite inferiore di 3 m.i.p sull'altezza dell'impulso (si veda fig.4.20 per la distribuzione della carica rilasciata nel rivelatore di presciame

(a)



(b)



(c)

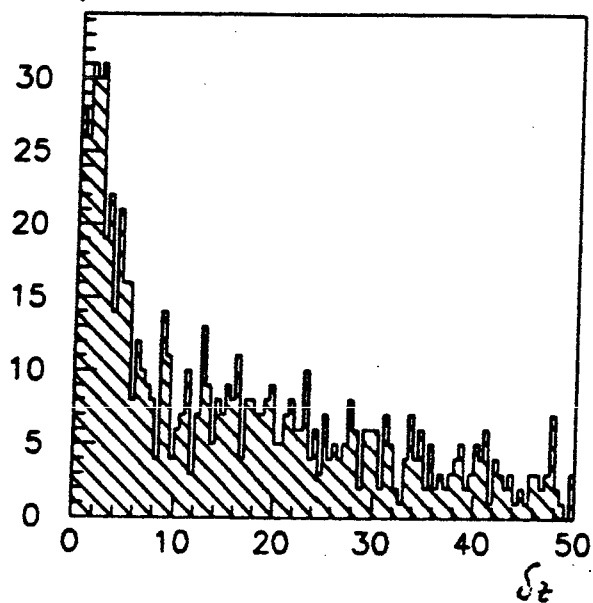


Fig. 4.19 Distribuzioni di δr (a), δs (b) e δz (c) determinate sul campione A.

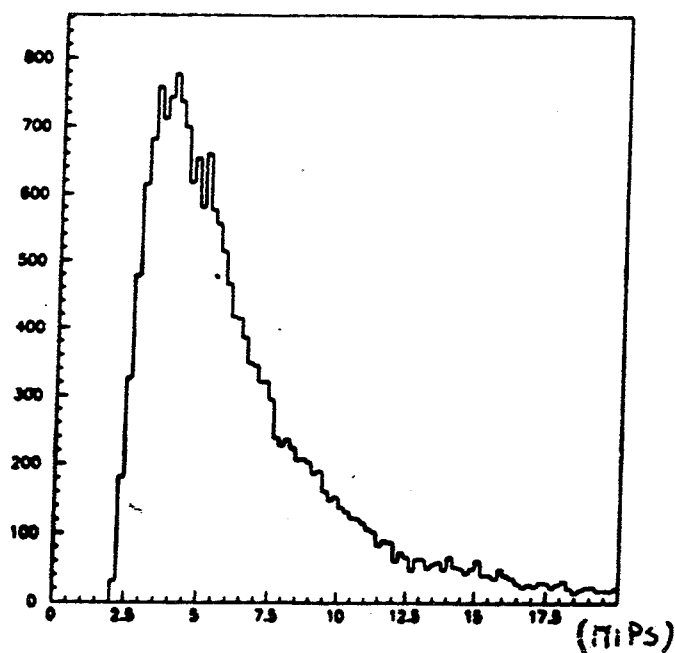


Fig. 4.20 Distribuzione dell'altezza dell'impulso nel rivelatore di presciame del rivelatore SFD.

ottenuta mediando i valori dei vari piani.

L'applicazione di tale taglio sul campione B permette di stimarne un'efficienza del 90% (errore $\sim 10\%$) (fig. 4.21).

La determinazione dei criteri di selezione per il rivelatore di presciame ECPT è stata svolta in maniera analoga a quella per l'SFD e la fig. 4.22 mostra la distribuzione della variabile d precedentemente definita.

In base a quest'ultima è stato imposto:

$$d < 50 \text{ mm}$$

come limite per l'associazione ed è stato inoltre richiesto un limite inferiore sull'altezza dell'impulso di 10 MIPS (si veda fig. 4.23 per la relativa distribuzione)

Dato che il campione B possiede un solo evento in cui l'elettrone cade nel rivelatore di presciame dell'ECPT è impossibile stimare l'efficienza dei tagli imposti in modo diretto e si è quindi adottato il valore ottenuto da calibrazioni effettuate con fasci di elettroni di diversa energia. Dalla fig. 3.41 è possibile valutare nell' $80 \pm 3\%$ l'efficienza per un elettrone di 10 GeV.

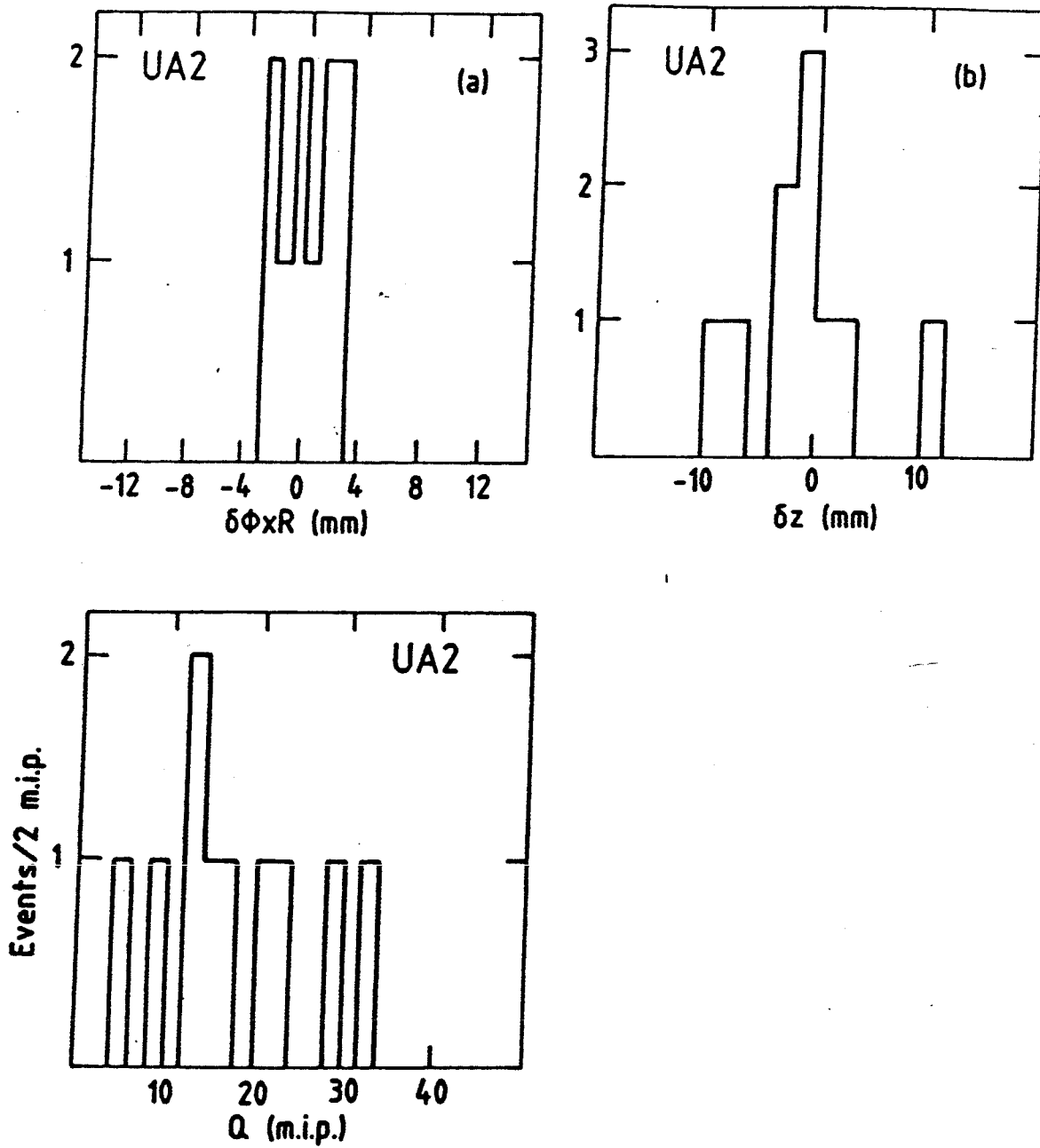


Fig. 4.21 Distribuzione delle variabili δs , δz e della carica totale Q rilasciata nel rivelatore di presciami SFD determinate sul campione B (eventi W).

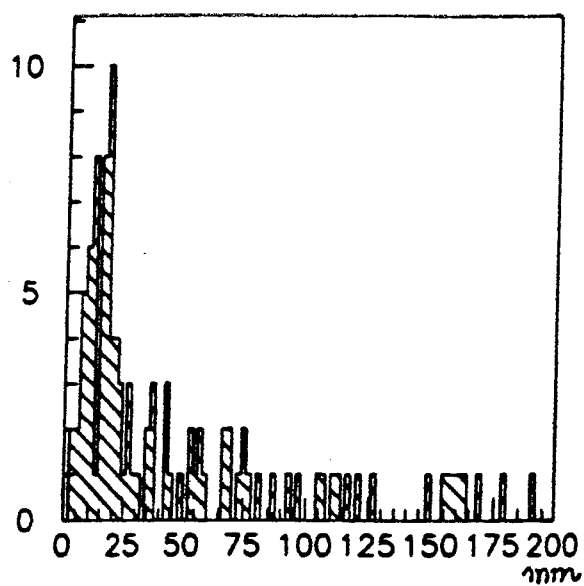


Fig. 4.22 Distribuzione della variabile d determinata sul campione A.

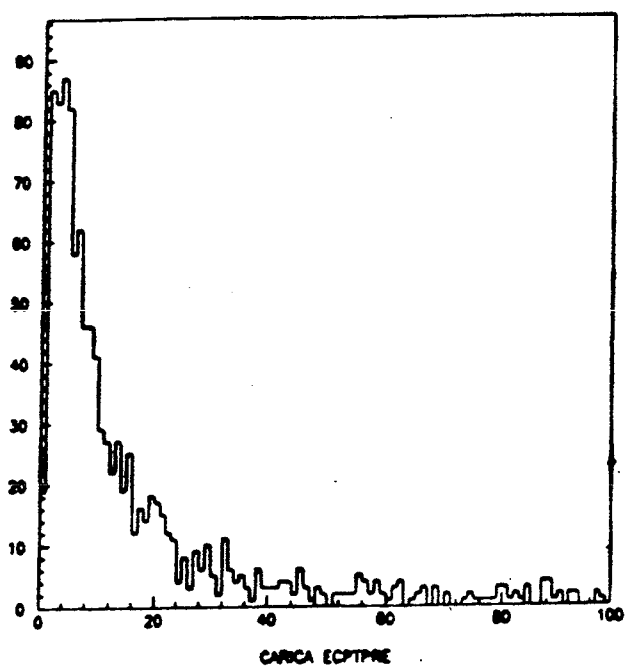


Fig. 4.23 Distribuzione dell'altezza dell'impulso nel rivelatore di presciami ECPT determinata sul campione A.

4.2.7) Selezione mediante l'odoscopio di silicio.

L'odoscopio di silicio risulta molto efficiente nella selezione di quegli eventi in cui sono presenti delle conversioni elettromagnetiche o delle coppie di particelle non risolte. Se un fotone, mediante un processo di conversione, si trasforma in una coppia elettrone positrone dopo essere passato nell'odoscopio di silicio, apparirà come un elettrone a tutti gli effetti per gli altri rivelatori mentre non darà segnale nell'odoscopio. Se invece la conversione avviene prima e quindi sono presenti due particelle cariche uscenti con angolo molto piccolo dallo stesso vertice queste possono non venire risolte dai rivelatori adibiti alla ricostruzione della traccia ma daranno luogo ad un segnale di altezza doppia a quello cui darebbe luogo una particella singola nell'odoscopio di silicio. Nel nostro caso specifico, dato che è già stata richiesta l'associazione con una traccia costruita con il contributo del rivelatore di silicio, per definizione non avremo eventi con segnale nullo e basterà quindi porre un limite superiore alla sua altezza. In fig.4.24 è mostrata la distribuzione dell'altezza del segnale nell'odoscopio determinata sui candidati elettroni del campione A che hanno superato la selezione sull'associazione della traccia.

Da tale distribuzione è possibile osservare un picco in prossimità di un'altezza del segnale pari a 2 m.i.p. dovuto a coppie di particelle non risolte e sintomo quindi di una contaminazione del campione di candidati elettroni. Come limite superiore per l'altezza del segnale è stato scelto 1.6 m.i.p. e tale limite applicato al campione B ha determinato un'efficienza del $90 \pm 10\%$ (si veda fig.4.25).

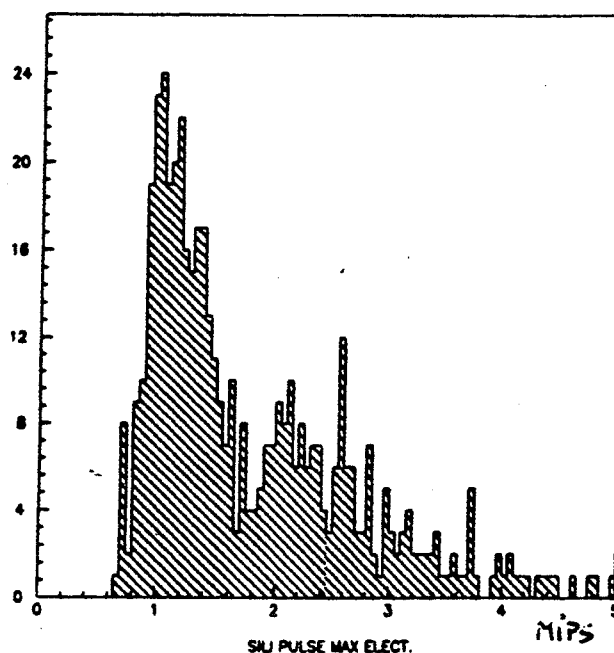


Fig. 4.24 Distribuzione della carica rilasciata nell'odoscopio di silicio determinata sul campione

A.

4.2.8) Richieste di isolamento

Gli elettroni selezionati secondo i precedenti criteri sono stati sottoposti ad un'ulteriore selezione di isolamento. È stato studiato il numero di tracce presenti in un cono di raggio R (dove R è la variabile di associazione traccia-calorimetro) costruito attorno al baricentro del cluster elettromagnetico e in base alla distribuzione di fig. 4.26 è stato imposto che non esistessero altre tracce in un cono di raggio $R < 1.7$.

È stata inoltre eseguita un'analisi per stabilire un criterio di isolamento analogo nei rivelatori di presciame e, definito un raggio di isolamento stretto ($\delta r < 100 \text{ mm}$), si è studiata la popolazione di eventi che risultavano avere almeno un altro segnale nel rivelatore oltre a quello associato (eventi sicuramente non isolati). La fig. 4.27 mostra la distribuzione della variabile δr (considerando il rivelatore di presciame SFD) determinata sul sottocampione di eventi così selezionato dal campione A e in base a tale distribuzione è stato imposto un raggio di isolamento $\delta r < 160 \text{ mm}$ (un'analogia distribuzione per gli eventi ricostruiti dal rivelatore ECPT, ha permesso di stabilire un raggio di isolamento $d < 180 \text{ mm}$).

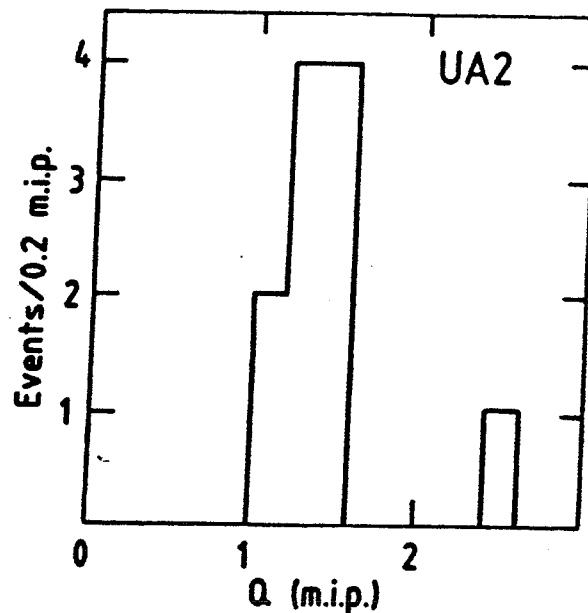


Fig. 4.25 Distribuzione della carica rilasciata nell'odoscopio di silicio determinata sul campione

B.

Una volta stabilito il raggio di isolamento é stata determinata la distribuzione del numero di cluster ricostruita dal rivelatore SFD in tale raggio (fig.4.28)

ed é stata inoltre analizzata la distribuzione del rapporto:

$$\frac{Q_{\text{satellite}}}{Q_{\text{associata}}}$$

dove:

$Q_{\text{satellite}}$ indica la carica rilasciata nel rivelatore di presciame del rivelatore SFD dai cluster che non coincidono con quello associato e $Q_{\text{associata}}$ indica la carica del cluster di presciame associato alla traccia.

Dato che la carica dei cluster satelliti é confrontabile con quella del cluster associato non é possibile imporre un limite superiore sulla carica di tali cluster in relazione alla carica di quello associato e sono stati decisi i seguenti criteri di isolamento:

- nessun cluster con carica maggiore di 3 MIPS (che é la carica minima stabilita per un elettrone) in un raggio $\delta r < 160 \text{ mm}$ per il rivelatore di presciame SFD
 - nessun cluster con carica maggiore di 10 MIPS (che é la carica minima stabilita per un elettrone) in un raggio $d < 180 \text{ mm}$ per il rivelatore di presciame ECPT.
- L'efficienza di tali criteri di selezione valutata sul campione B é del 100% (errore $\sim 10\%$) per l'isolamento della traccia e del $72 \pm 13\%$ per l'isolamento nel rivelatore

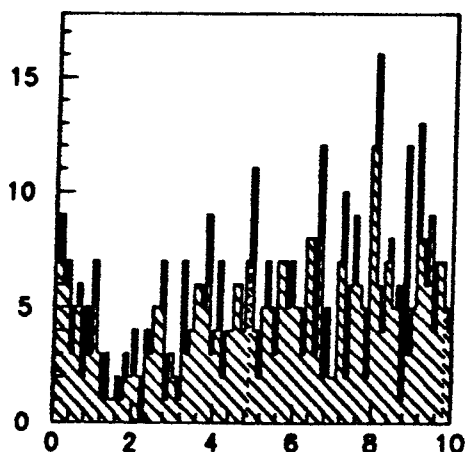


Fig. 4.26 Distribuzione della variabile R determinata su un campione di eventi non isolati (vedi testo).

di presciami SFD.

4.2.9) Limite imposto sulla rapidità

Dato che i rivelatori adibiti a ricostruire le tracce nell'apparato di UA2' coprono un angolo θ compreso tra: $20^\circ < \theta < 160^\circ$ é stato imposto il medesimo limite sulla posizione in θ dell'elettrone. Si é reso inoltre necessario imporre tale limite anche sulla posizione in θ dei due jet in quanto, come si puo vedere dalla fig.4.30 .b, la distribuzione in θ del jet2 (quello meno energetico) presentava un picco in prossimitá di $\theta = 10^\circ$ e $\theta = 170^\circ$ e cioé in corrispondenza delle celle 8 dei calorimetri laterali. Una piú approfondita analisi di tale problema ha permesso di stabilire che i picchi sono dovuti ai jet prodotti dai partoni spettatori che partecipano all'evento.

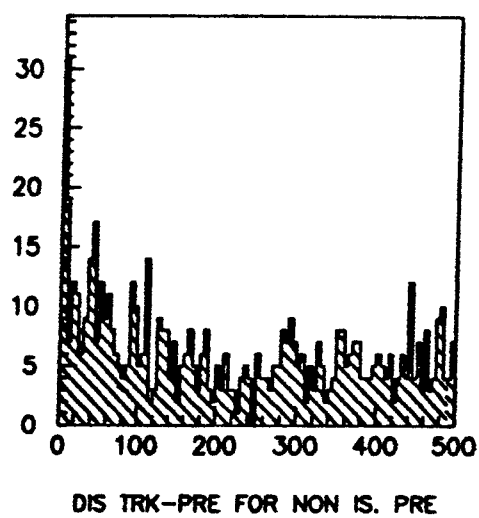


Fig. 4.27 Distribuzione della variabile δr determinata su un campione di eventi non isolati (vedi testo).

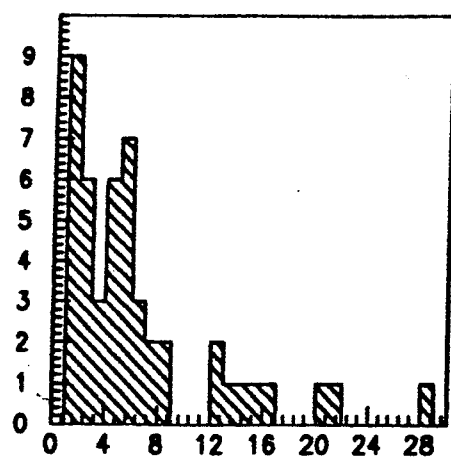


Fig. 4.28 Numero di cluster ricostruiti dal rivelatore SFD in un raggio di 160 mm attorno alla posizione del cluster elettromagnetico.

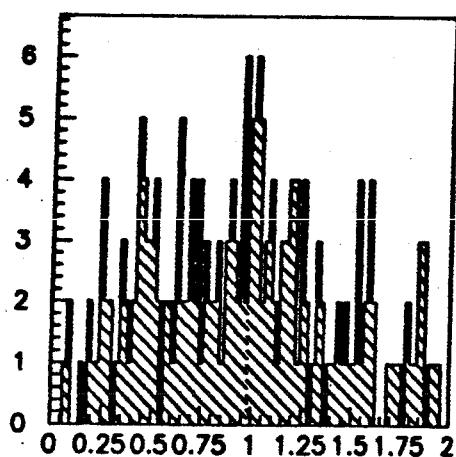


Fig. 4.29 Distribuzione della variabile $Q_{satellite}/Q_{associata}$.

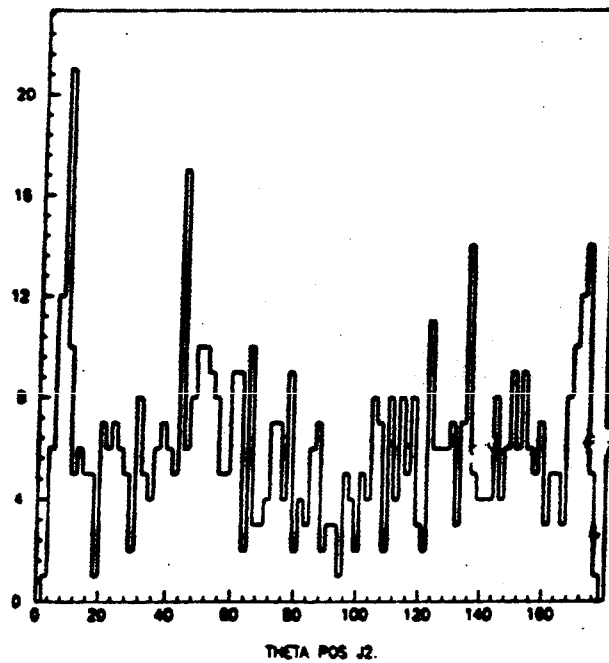
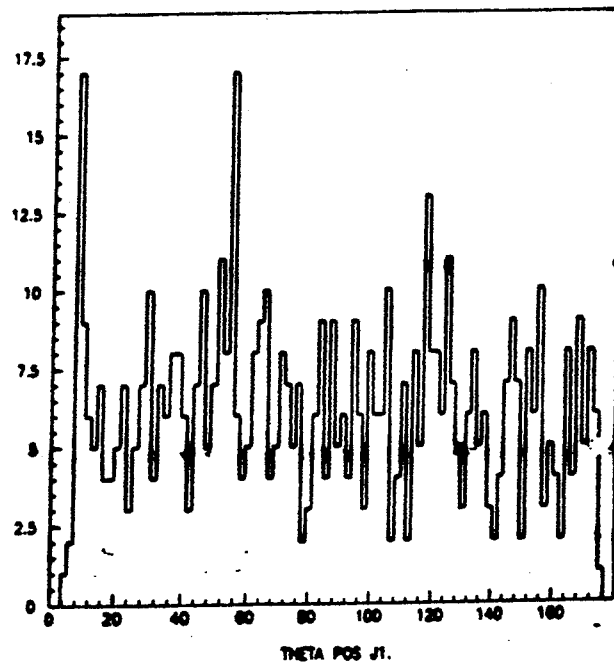


Fig. 4.30 a) distribuzione in θ del jet piú energetico dell' evento. b) La medesima distribuzione per il jet meno energetico. Si notino i due picchi in corrispondenza di $\theta = 10^\circ$ e $\theta = 170^\circ$.

Tab. 4.1

Elenco dei criteri di selezione adottati nell' analisi del campione A

| | |
|----------|---|
| a | $E_t(ELET.) > 5 \text{ GeV}$ $E_t(JET1) > 10 \text{ GeV}$ $E_t(JET2) > 7 \text{ GeV}$ |
| b | $20^\circ < \theta(ELET.) < 160^\circ$ $20^\circ < \theta(JET1) < 160^\circ$ $20^\circ < \theta(JET2) < 160^\circ$ |
| c | associazione traccia $\Delta R < 0.8$ <div>(SI+SFD per CC)</div> <div>(SI+SFD+ECPT per EC)</div> |
| d | probabilità qualità elet. $> 10^{-4}$ |
| e | probabilità isolamento elet. $(5 \times 5) > 10^{-4}$ |
| f | $Q(\text{silicio}) < 1.6 \text{ m.i.p.}$ |
| g | associazione presciame CC $\delta s < 5 \text{ mm}$ $\delta z < 10 \text{ mm}$ $Q > 3 \text{ m.i.p.}$ EC $d < 50 \text{ mm}$ $Q > 10 \text{ m.i.p.}$ |
| h | isolamento presciame $R = 160 \text{ mm}$ (SFD) $R = 180 \text{ mm}$ (ECPT) isolamento traccia $R = 1.7$ unità di cella |

Tab. 4.2

| Efficienza dei criteri di selezione adottati (rivelatori di vertice) | | |
|--|--|--------------------------------|
| | criterio | efficienza % |
| <i>c</i> | associazione traccia $\Delta R < 0.8$ | 100 ₋₁₀ |
| <i>d</i> | probabilità qualità elet. $> 10^{-4}$ | 100 ₋₁₀ |
| <i>f</i> | $Q(\text{silicio}) < 1.6 \text{ m.i.p.}$ | 90 ± 10 |
| <i>g</i> | associazione preshower | 90 ± 10 (SFD) 80 (ECPT) |
| <i>h</i> | isolamento preshower | 72 ± 13 |
| | isolamento traccia | 100 ₋₁₀ |

BIBLIOGRAFIA

- 1) **R.L. Ford, W.R. Nelson, The EGS code system, SLAC Rep. 210 (1978)**

CAPITOLO 5

DETERMINAZIONE DELLE SORGENTI DI FONDO

5.1) Introduzione

Per la stima delle sorgenti di fondo del processo:

$$\begin{array}{c} W \rightarrow tb \\ | \\ e\nu_e b \end{array}$$

occorre distinguere due principali contributi:

1) processi fisici che danno luogo ad un evento contenente un elettrone e dei jets e che quindi possono simulare la configurazione di un evento top. I principali processi che contribuiscono a ciò sono:

| | |
|---|-----------------|
| $W \rightarrow e\nu_e$ | + almeno 2 jets |
| $W \rightarrow \tau\nu_\tau, (\tau \rightarrow e)$ | + almeno 2 jets |
| $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ | + almeno 1 jets |
| $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-, (\tau \rightarrow e)$ | + almeno 1 jets |
| $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ | + almeno 1 jets |
| $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$ | + almeno 1 jets |
| $\Psi \rightarrow e^+e^-$ | + almeno 1 jets |
| $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}, (b \rightarrow e\nu_e c)$ | |
| $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}, (c \rightarrow e\nu_e s)$ | |

2) eventi in cui si verifichi una situazione sperimentale tale da simulare la presenza di un elettrone nel rivelatore di UA2'. A questo tipo di fondo appartengono processi del tipo:

- a) conversione di un fotone nel materiale del rivelatore
- b) disintegrazioni di tipo Dalitz:

$$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$$

$$\eta^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$$

- c) sovrapposizione di un π^0 a un π carico.

Tutti questi tipo di fondo verranno analizzati più in dettaglio nei prossimi paragrafi e verrà calcolato il loro contributo ai dati sperimentali.

5.2) Il programma di simulazione EUROJET

Al fine di stimare il contributo dei vari fondi al campione di eventi candidati top e determinare le distribuzioni di alcune variabili significative per lo studio del quark top, è stato utilizzato il programma di simulazione EUROJET [1]. Questo programma si differenzia da altri quali LUND [2], ISAJET [3] e COJETS [4] per contenere esplicitamente gli elementi di matrice necessari per determinare i contributi di ordine α^2 , α^3 e α^4 ai processi QCD e la possibilità di scegliere diverse funzioni di struttura (Gluck Hoffmann Reya [5], Eichten et al. [6], Martinelli et al. [7], Stirling et al., Duke e Ovens [8]). Il programma funziona schematicamente nel seguente modo: dopo che la configurazione dei partoni incidenti è stata determinata dalla funzione di struttura, la configurazione dello stato finale è scelta aleatoriamente nello spazio delle fasi permesso. La probabilità della reazione dallo stato iniziale a quello finale è allora proporzionale al quadrato dell'elemento di matrice di transizione. Una volta creati i partoni nello stato finale della reazione, viene simulata la loro frammentazione utilizzando il modello sviluppato da Field e Feynman [9]. L'evento così generato è successivamente simulato all'interno del rivelatore di UA2' in modo che possa essere trattato allo stesso modo di un evento sperimentale.

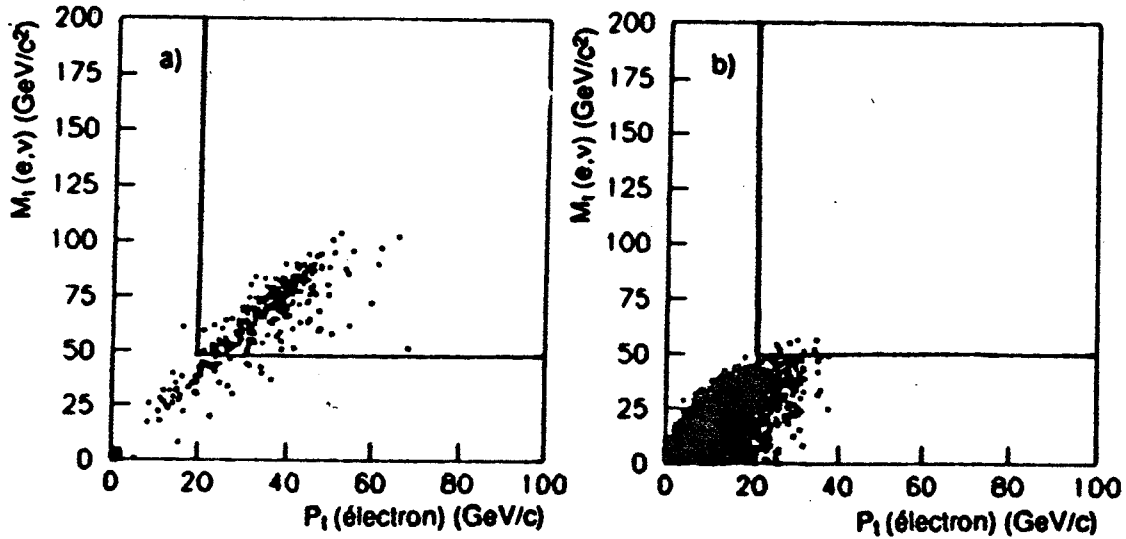


Fig. 5.1 Distribuzione di eventi W^\pm (a) e top di massa $50\text{GeV}/c^2$ (b) nel piano delle variabili P_T^e e $M_T(e\nu)$ (Monte Carlo EUROJET).

5.3) Processo $W \rightarrow e\nu_e + \text{almeno 2 jets}$

La fig.5.1 mostra le distribuzioni del momento trasverso dell'elettrone P_T^e in funzione della massa trasversa del sistema (e, ν) , ottenute mediante il programma di simulazione EUROJET, dal decadimento del bosone W^\pm (fig. a) e da un quark top di massa $50\text{GeV}/c^2$ (fig.b).

Da tali distribuzioni si osserva che la maggior parte degli eventi W^\pm soddisfa ai seguenti requisiti:

- massa trasversa $(e\nu) > 50\text{GeV}/c^2$
- $P_T^e > 20\text{GeV}/c^2$.

Imponendo che i dati sperimentali non appartengano alla regione individuata dai precedenti requisiti e ricordando che la frazione di eventi W che sono prodotti accompagnati da 2 jets è ridotta di un fattore $\simeq \alpha_s^2$ rispetto al numero di W prodotti senza jets, è stato calcolato dalla collaborazione UA2 [10] che il contributo di tale processo, su un campione di dati corrispondenti a 894nb^{-1} è di $0.0^{+0.3}$ eventi. Sul campione A dei nostri dati sperimentali (corrispondente a

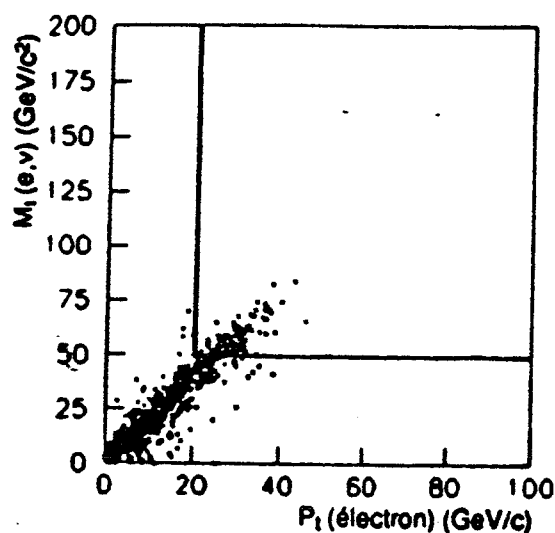


Fig. 5.2 Distribuzione di eventi $W \rightarrow \tau\nu_\tau, \tau \rightarrow e + X$ nel piano delle variabili P_T^e e $M_T(e\nu)$ (Monte Carlo EUROJET).

46 nb^{-1}) il contributo di questo processo è del tutto trascurabile (qui e in seguito si assumerà che l'accettanza dell'analisi effettuata è uguale all'accettanza del vecchio rivelatore UA2 in quanto è stato imposto il limite $-1 < y < +1$ sulla pseudo-rapidità (vedi cap.4)).

5.4) Processo $W \rightarrow \tau\nu_\tau, \tau \rightarrow e +$ almeno 2 jets

In tale processo l'elettrone di disintegrazione del τ è molto meno energetico di quello che proviene direttamente dal decadimento del bosone W^\pm (fig.5.2).

UA2 ha stimato questo fondo [10] in $0.0^{+0.1}$ eventi su una luminosità integrata di 894 nb^{-1} e perciò tale contributo estrapolato alla luminosità integrata di 46 nb^{-1} è completamente trascurabile.

5.5) Processo $Z^0 \rightarrow e^+e^- +$ almeno 1 jet

L'analisi degli eventi Z^0 nel vecchio esperimento effettuato dalla collaborazione UA2, ha permesso di stabilire che nel 20% dei casi un bosone Z^0 è prodotto in associazione ad un jet con energia trasversa $> 8 \text{ GeV}$ [10]. Se uno dei due elettroni fallisce i criteri di selezione ed è scambiato per un adrone, allora l'evento può simulare la topologia del decadimento del quark top.

Al fine di determinare il contributo di questo tipo di fondo al campione di candidati top, è stata eseguita un'analisi di tutto il campione di eventi selezionati per lo studio dei bosoni W e Z^0 imponendo i seguenti requisiti:

- presenza nell'evento di 2 cluster elettromagnetici
- almeno uno dei due cluster elettromagnetici deve soddisfare i criteri di selezione b, c, d, f, g (vedi tab. 4.1)
- $M(e^+, e^-) > 60 \text{ GeV}/c^2$ (dove $M(e^+, e^-)$ indica la massa del sistema formato dai due candidati elettroni. La fig.5.3 mostra la distribuzione di $M(e^+, e^-)$ per i sei eventi che sono sopravvissuti all'analisi.

L'esame dettagliato degli stessi ha evidenziato la presenza di un evento candidato Z^0 accompagnato da un jet adronico con energia di 6 GeV che è quindi al di sotto della soglia di selezione dei candidati top. Il contributo di questo processo al campione top è perciò nullo.

5.6) Processo $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-, \tau \rightarrow e +$ almeno 1 jet

Come nel caso del bosone W la fig.5.4 mostra che l'elettrone prodotto in questo processo è meno energetico di quello che proviene direttamente dallo Z^0 .

L'analisi eseguita dalla collaborazione UA2 [10] mostra che il contributo dovuto a questo processo (per il campione corrispondente a 894 nb^{-1}) è di 0.22 ± 0.07 eventi. Il contributo al nostro campione di 46 nb^{-1} è perciò trascurabile.

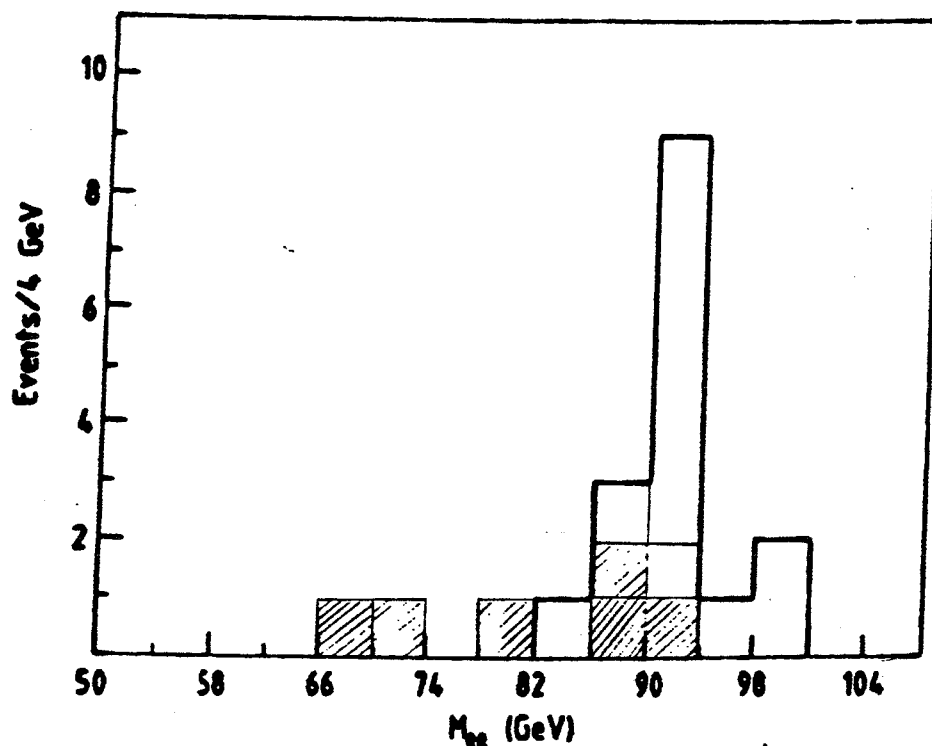


Fig. 5.3 Distribuzione della massa invariante per i 6 candidati z^0 che sopravvivono ai tagli dell'analisi (vedi testo). La linea continua mostra la distribuzione dei 16 candidati Z^0 ottenuti dalla collaborazione UA2 con una luminosità di 894 nb^{-1} .

5.7) Processo Drell-Yan: $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^- + \text{almeno un jet}$

In alcuni casi gli eventi prodotti da tale processo possiedono un elettrone con elevato momento trasverso (fig.5.5).

Se uno dei due elettroni è scambiato per un jet allora tali eventi possono simulare un evento top e il loro contributo determinato da UA2 è di $0.13^{+0.06}_{-0.08}$ eventi che estrapolato alla luminosità della presente analisi risulta trascurabile.

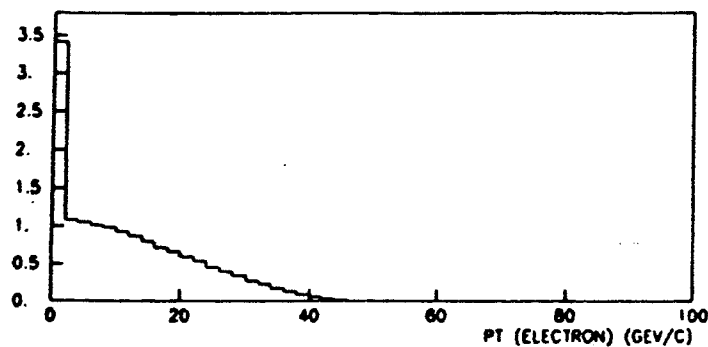


Fig. 5.4 Spettro del momento trasverso dell'elettrone prodotto dal processo $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$, $\tau \rightarrow e + X$.

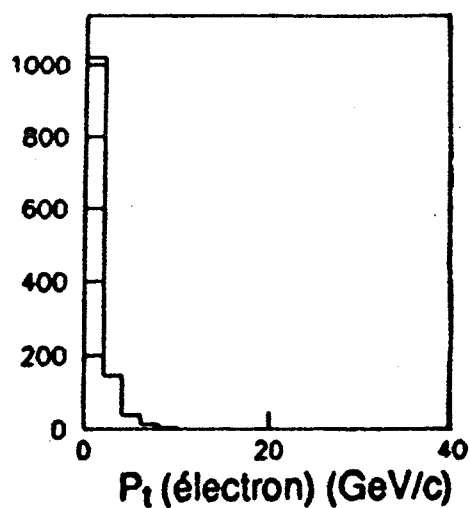


Fig. 5.5 Spettro del momento trasverso dell'elettrone emesso dal processo Drell-Yan.

5.8) Processo $\Upsilon \rightarrow e^+ e^- +$ almeno un jet

Per stimare il contributo di questo processo al campione A, ci si é basati sulle misure realizzate dall'esperienza UA1 [11,12] che ha fornito una sezione d'urto per il processo $p\bar{p} \rightarrow \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ di:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow \Upsilon) BR(\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 980 \pm 210 (\pm 190) \text{ pb}$$

dove con BR si è indicata la frazione di eventi che decadono leptonicamente rispetto al totale (branching ratio). È stato utilizzato il programma EUROJET per simulare le distribuzioni degli elettroni prodotti in questo processo e il numero di eventi prodotti è stato normalizzato alla sezione d'urto misurata da UA1.

Estrapolando alla nostra luminosità integrata i risultati ottenuti da UA2 [10] (che indicano in $0.02^{+0.03}_{-0.01}$ il contributo al campione di 894 nb^{-1}), il contributo di questo processo al campione A è trascurabile.

5.9) Processo $\Psi \rightarrow e^+e^- + \text{almeno 1 jet}$

Il medesimo procedimento del paragrafo precedente è stato utilizzato per stimare il contributo di questo processo normalizzando i risultati ottenuti da EUROJET alla sezione d'urto fornita da UA1 [13]:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow \Psi) BR(\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-) (P_t^\Psi > 5 \text{ GeV}/c; |y| < 2.0) = 7.5 \pm 0.7 \pm 1.2 \text{ nb}$$

dove con y è indicata la pseudo rapidità. Il contributo di tale processo è risultato completamente trascurabile sul campione di UA2 e quindi a maggior ragione sul nostro campione A.

5.10) Processi di disintegrazione elettrodebole dei quark b e c

I processi:

$$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$$

$$b(\bar{b}) \rightarrow e\nu_e^{+(-)}\bar{c}(c)$$

$$p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}$$

$$c(\bar{c}) \rightarrow e^{-(+)}\nu\bar{s}(s)$$

vengono prodotti con una grande sezione d'urto alle energie del "collider" ed è quindi necessario stimarne con precisione il contributo al campione A. Le incertezze teoriche che affliggono il calcolo della sezione d'urto di produzione $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ sono numerose:

- incertezza sulle funzioni di struttura: poiché è il grafico di fusione gluonica che domina la produzione, sarà l'incertezza dovuta alla funzione di struttura del gluone all'interno di protoni e antiprotoni a dominare;
- incertezza dovuta alla scala di energia: la sezione d'urto calcolata può variare considerevolmente (ca. 50%) in funzione della scala di energia scelta (per esempio tra $Q^2 = \hat{s}$ e $Q^2 = 4m_b^2$);
- incertezza dovuta ai grafici QCD di ordine superiore in α_s ;

Lo studio di produzione $b\bar{b}$ è stato compiuto mediante il programma di simulazione EUROJET che è l'unico programma Monte Carlo disponibile in grado di generare il processo $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}g$. In tabella 5.1 sono mostrati i valori della sezione d'urto per il processo $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ forniti da EUROJET [14] e da predizioni teoriche [15] per diversi valori della quantità di moto trasversa del quark b , mentre in fig.5.6 è mostrato il confronto fra le sezioni d'urto ottenute dal programma di simulazione ISAJET, da previsioni teoriche [16] e i valori sperimentali ottenuti dalla collaborazione UA1 [17].

Tab. 5.1

| $P_t^{min}(b)$ | EUROJET | Nason |
|----------------|--------------|--------------|
| 5 GeV/c | 4.3 μb | 6.4 μb |
| 10 GeV/c | 1.05 μb | 1.30 μb |
| 15 GeV/c | 0.29 μb | 0.27 μb |

Come si può osservare, i valori per la sezione d'urto forniti da EUROJET sono in accordo con i valori sperimentali.

Per lo studio di questo processo e la stima del contributo al campione di eventi candidati top sono stati generati due campioni di eventi $b\bar{b}$ (uno con ordine α_s^2 e uno con ordine α_s^3) forzando il decadimento semileptonico (e) di almeno uno dei due quark b e richiedendo che l'energia trasversa massima possibile per l'elettrone prodotto dal decadimento del b sia maggiore di 10 GeV. Gli eventi prodotti con il processo di ordine α^2 che sopravvivono ai tagli dell'analisi a,b,d,e sono 4 con $E_t^e > 5 \text{ GeV}$ e 1 con $E_t^e > 10 \text{ GeV}$ per una luminosità integrata del campione prodotto che è di 156 nb^{-1} . Per il processo di ordine α_s^3 sopravvivono alle stesse selezioni 15 (2 con $E_t > 10 \text{ GeV}$) eventi del campione generato che è equivalente a 40.41 nb^{-1} . Come si può notare

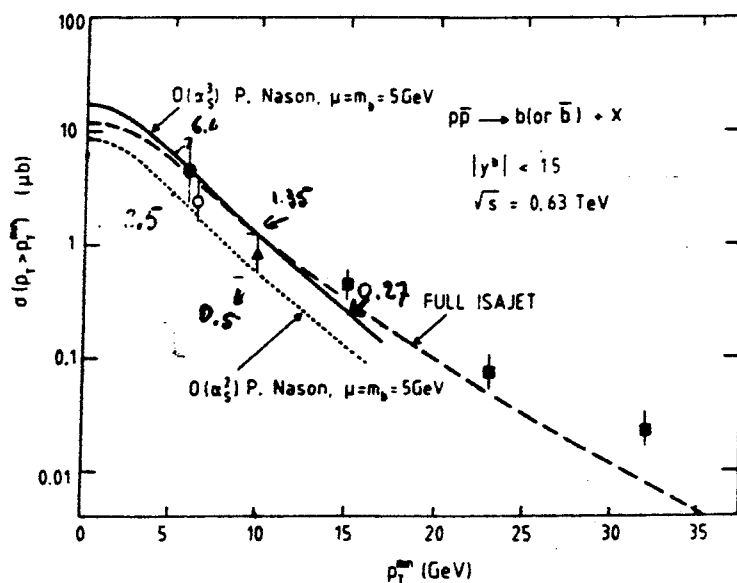


Fig. 5.6 Sezione d'urto per la produzione di un quark b con quantità di moto trasversa superiore a p_T^{\min} . I punti sono i valori sperimentali forniti da UA1 mentre le curve sono predizioni teoriche.

il contributo di ordine α_s^3 è dominante e ciò è dovuto principalmente alle richieste fatte nell'analisi sull'energia minima dei due jets. Per il calcolo del contributo al campione di eventi candidati top si assume che la luminosità integrata della presa dati sia di 46.5 ± 3.1 [19] e che l'efficienza globale del rivelatore di vertice sia dell' $80^{+14}_{-20}\%$. I risultati dell'estrapolazione sono mostrati in tab. 5.2 e gli errori sono determinati tenendo conto dell'errore statistico, dell'errore sulla sezione d'urto fornita da EUROJET, dell'errore sulla luminosità integrata dei dati analizzati e dell'errore sull'efficienza del rivelatore di vertice.

La tab. 5.3 mostra l'efficienza dei vari criteri di selezione applicati sul campione $b\bar{b}$ di ordine α_s^3 .

Onde determinare le distribuzioni di osservabili quali l'energia dell'elettrone, dei jets e del neutrino oltre alle osservabili descritte nel cap.2, è stato anche generato un campione di 10000 eventi $b\bar{b}$ con ordine α_s^3 richiedendo un'energia massima disponibile per l'elettrone maggiore di 20 GeV. Il campione così generato è equivalente ad una luminosità integrata di 787 nb^{-1} . Ai tagli a , b , d e dell'analisi (vedi tab. 4.1) sopravvivono 143 eventi che non sono stati utilizzati per uno studio quantitativo del

Tab. 5.2

| Contributo al campione di 'candidati top' dal processo $b\bar{b}$ | | |
|---|-------------------------|--------------------------|
| processo | $E_t^e > 5 \text{ GeV}$ | $E_t^e > 10 \text{ GeV}$ |
| α_s^2 | 0.9 ± 0.4 | 0.2 ± 0.2 |
| α_s^3 | 13.8 ± 4 | 1.8 ± 1.4 |
| $\alpha_s^2 + \alpha_s^3$ | 14.7 ± 4 | 2 ± 1.4 |

Tab. 5.3

| Selezione | Efficienza (%) | |
|-----------|-------------------------|--------------------------|
| | $P_t^e > 5 \text{ GeV}$ | $P_t^e > 10 \text{ GeV}$ |
| a | 1 | 0.02 |
| b | 57 ± 6 | 72 ± 13 |
| d | 71 ± 7 | 75 ± 15 |
| e | 60 ± 10 | 33 ± 20 |

fondo dato che la regione a bassa quantità di moto risulta impoverita.

Per quanto riguarda il processo $c\bar{c}$ lo studio compiuto dalla collaborazione UA2 su un campione di dati di 894 nb^{-1} ha mostrato che il contributo é completamente trascurabile.

5.11) Conversione di un fotone nel materiale del rivelatore e disintegrazioni Dalitz

Lo studio di questi tipi di fondo può essere eseguito estrapolando i dati della collaborazione UA2 e introducendo dei fattori di correzione dovuti al miglioramento

del nuovo rivelatore.

Il rivelatore al silicio fornisce un fattore di reiezione 20 per le coppie di particelle non risolte dagli altri rivelatori di vertice con un'efficienza del 90 % per le singole particelle. Considerando inoltre che la quantità di materiale presente prima dell'odoscopio di silicio, dovuta al rivelatore JVD, equivale a sole 0.44 lunghezze di radiazione, si ha un ulteriore fattore 3.75 di miglioramento rispetto al vecchio rivelatore. Lo studio compiuto da UA2 [18] su un campione di dati equivalente a $940nb^{-1}$ ha indicato in 5 eventi il contributo del fondo dovuto alle conversioni. Correggendo questo valore per i fattori sopra descritti e dato che in questa analisi, per i tagli imposti (vedi cap.4), l'accettanza geometrica è la stessa del vecchio rivelatore UA2, il contributo del processo di conversione è di $0.2 \text{ eventi}/pb^{-1}$.

Lo stesso fattore di reiezione può essere ottenuto per il decadimento Dalitz se i due elettroni cadono nella stessa giunzione di silicio, o se le tracce sono vicine ma risolte dagli altri rivelatori di vertice. Tuttavia in caso di decadimenti molto asimmetrici gli elettroni prodotti con elevato momento trasverso non possono essere rigettati. Un dettagliato studio Monte-Carlo compiuto da UA2' [18] indica un miglioramento di un fattore 15 per la reiezione degli elettroni prodotti da questo processo. La collaborazione UA2 stimava in 3 eventi il contributo di questo fondo e quindi nel nuovo rivelatore sono previsti $0.6 \text{ eventi}/pb^{-1}$. Estrapolando tali valori alla luminosità integrata di $46nb^{-1}$ risulta evidente che il contributo al campione di candidati top è trascurabile.

5.12) Sovrapposizione di un π^0 ad un π carico.

Questo tipo di fondo è causato dalla sovrapposizione di un pione carico, che determina una traccia riconosciuta dal rivelatore di vertice, ad un pione neutro che decade emettendo dei fotoni e che quindi simula la presenza di un elettrone nel calorimetro. Il rapporto fra l'energia vista nel comparto elettromagnetico e nel comparto adronico (leakage) può soddisfare i criteri di selezione imposti per la determinazione di un cluster elettromagnetico se la maggior parte dell'impulso è trasportata dal pione neutro. Se il π^0 e il π^\pm sono emessi nella stessa direzione, la distanza tra i punti di impatto nel rivelatore preshower e la traccia può soddisfare i criteri di associazione richiesti per un elettrone. Questo tipo di fondo può essere ridotto richiedendo la presenza di un solo segnale nel preshower in un cerchio di raggio r (vedi taglio h in tab.4.1), infatti

questo tipo di selezione elimina gli sciame elettromagnetici prodotti da decadimenti multi-fotonici. L'analisi compiuta da UA2 sul campione di dati corrispondente a una luminosità integrata di 940 nb^{-1} stima il fondo dovuto a questo processo in 4 eventi. Dato che nella presente analisi non è utilizzato il rivelatore XTR (che è l'unico rivelatore che potrebbe rigettare gli eventi dovuti a questo processo) e l'accettazione è la stessa del vecchio rivelatore UA2 è possibile stimare in ca. 5 eventi/pb^{-1} il contributo di tale processo. Estrapolando tale valore alla luminosità di 46 nb^{-1} si ottiene un contributo al campione A di $0.23^{+0.5}_{-0.2}$ eventi.

La tabella 5.4 riassume i contributi al campione di candidati top provenienti dai processi studiati.

Tab. 5.4

| Contributo dei principali fondi al campione candidati top | |
|--|----------------------|
| | 46 nb ⁻¹ |
| $W \rightarrow e\nu_e + \text{almeno 2 jets}$ | trasc. |
| $W \rightarrow \tau\nu_\tau, (\tau \rightarrow e) + \text{almeno 2 jets}$ | trasc. |
| $Z^0 \rightarrow e^+e^- + \text{almeno 1 jets}$ | 0.0 |
| $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-, (\tau \rightarrow e) + \text{almeno 1 jet}$ | trasc. |
| $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^- + \text{almeno 1 jets}$ | trasc. |
| $\Upsilon \rightarrow e^+e^- + \text{almeno 1 jets}$ | trasc. |
| $\Psi \rightarrow e^+e^- + \text{almeno 1 jets}$ | trasc. |
| $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}, (b \rightarrow e\nu_e c) \ E_t^e > 5 \text{ GeV}$ | 14.7 ± 4 |
| $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}, (b \rightarrow e\nu_e c) \ E_t^e > 10 \text{ GeV}$ | 2 ± 1.4 |
| $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}, (c \rightarrow e\nu_e s)$ | trasc. |
| conversioni | trasc. |
| overlap | $0.23^{+0.5}_{-0.2}$ |

BIBLIOGRAFIA

- 1) EUROJET a Monte Carlo event generator for hard partonic collision, A. Ali, B. Van Eijk, F. Pietarinen
- 2) LUND Monte Carlo program, B. Andersson, G. Gustafson e T. Sjostrand Phys. Rev. 97 (1983), 31
- 3) ISAJET Monte Carlo program, F. Paige e S. D. Protopescu, BNL report 38034 (1986)
- 4) COJETTS Monte Carlo program, R. Oderico, Comp. Phys. Comm. 32, 139 (1984)
- 5) M. Gluck, E. Hoffmann, E. Reya, Zeit. F. Phys. C13 (1982), 119
- 6) E. Eichten et al. Rev. Mod. Phys. 56 (1984), 579
- 7) G. Martinelli, Proceedings of the 5th topical workshop on proton antiproton collider physics. St. Vincent Aosta
- 8) D. Duke, J. Owens, Phys. Rev. D30 (1984) 49 e erratum
- 9) R. D. Field, R. P. Feynman Phys. Rev. D15 (1977), 2590
- 10) M. Moniez tesi di dottorato LAL88-17
- 11) C. Albajar et al. collaborazione UA1, Phys. Lett. B186 n. 2 (1987) 237
- 12) M. Della Negra, CERN EP 87/07 (1987)
- 13) C. Albajar et al. collaborazione UA1, Phys. Lett. B200 n. 3 (1988) 380
- 14) L. Perini comunicazione privata
- 15) P. Nason, S. Dawson, R. K. Ellis FERMILAB-PUB-87/222-T
- 16) C. Albajar et al., Z. Phys. C37 (1988, 489
- 17) C. Albajar et al., collaborazione UA1 Phys. Lett. B200 n.3 (1988) , 380
- 18) M. A. Parker Prospect for observing the top quark with the UA2 detector CERN EP/88-183 (1988)

CAPITOLO 6

RISULTATI DELL'ANALISI SPERIMENTALE

6.1) Risultati della ricerca del segnale

I criteri di selezione descritti precedentemente (riassunti in tab. 4.1) sono stati applicati al campione A (eventi con configurazione richiesta per i candidati top, vedi par. 4.1.1) e i risultati sono mostrati in tab. 6.1

Tab. 6.1

| a | b | c | d | e | f | g | h | n. eventi |
|---|---|---|---|---|---|---|---|-----------|
| x | | | | | | | | 1017 |
| x | x | | | | | | | 595 |
| x | | x | | | | | | 425 |
| x | x | x | | | | | | 248 |
| x | x | x | | | x | | | 133 |
| x | x | x | x | | | | | 93 |
| x | x | x | x | x | | | | 61 |
| x | x | x | x | x | x | x | | 15 |
| x | x | x | x | x | x | x | x | 5 |
| x | x | x | | | x | x | x | 5 |

Il campione formato da 15 eventi (che chiameremo per comodità campione C) sarà considerato il campione conclusivo dell'analisi e i contributi dei processi di fondo (configurazioni sperimentali prodotte da processi fisici noti che simulano il segnale cercato ed erronea identificazione dell'elettrone nell'evento) determinati nel capitolo 5 saranno sottratti a questo campione. Un confronto diretto con i 5 eventi che sopravvivono anche al taglio di isolamento h nel rivelatore di presciami non è possibile perché il programma di simulazione di tale rivelatore non è, allo stato attuale, completamente affidabile. Le caratteristiche salienti del campione C sono riassunte in tab.6.2.

Tab. 6.2

| E_i^e | E_i^ν | $E_i^{J_1}$ | $E_i^{J_2}$ | $M_i^{e\nu}$ | $M^{e\nu J_1}$ | $M^{e\nu J_2}$ | $M^{e\nu J_1 J_2 ver}$ | Q(si) | Q(pre) | RUN | |
|---------|-----------|-------------|-------------|--------------|----------------|----------------|------------------------|-------|--------|------|------|
| 8.4 | 7.3 | 17.4 | 12.5 | 14.8 | 29.0 | 29.6 | 53.2 | 26.0 | 1.14 | 14.3 | 2514 |
| 9.1 | 4.5 | 16.9 | 11.1 | 12.7 | 27.2 | 24.7 | 45.4 | 84.2 | 1.11 | 3.3 | 2386 |
| 8.9 | 0.6 | 15.6 | 9.3 | 0.2 | 31.6 | 15.5 | 55.8 | 23.3 | 0.9 | 5.22 | 2267 |
| 5.8 | 5.7 | 23.1 | 18.1 | 8.7 | 29.3 | 21.2 | 59.1 | 45.4 | 1.3 | 7.3 | 2299 |
| 10.3 | 14.0 | 26.6 | 11.1 | 16.6 | 49.9 | 43.5 | 77.2 | 222 | 1.4 | 19.4 | 1771 |
| 6.6 | 1.2 | 11.6 | 8.1 | 1.5 | 31.1 | 27.9 | 45.3 | -24.5 | 0.7 | 15.4 | 2500 |
| 8.3 | 2.9 | 20.5 | 7.6 | 5.2 | 34.0 | 22.2 | 49.7 | -212 | 0.8 | 242 | 2426 |
| 15.3 | 11.6 | 19.8 | 7.1 | 23.2 | 57.6 | 31.5 | 74.0 | -183 | 0.9 | 5.0 | 1663 |
| 22.8 | 1.2 | 19.4 | 11.6 | 10.5 | 48.9 | 39.8 | 65.7 | -48.0 | 1.4 | 29.7 | 2180 |
| 14.3 | 5.6 | 43.0 | 24.3 | 9.2 | 56.9 | 41.7 | 115.5 | -137 | 1.0 | 51.2 | 2219 |
| 9.1 | 7.9 | 16.8 | 14.7 | 14.7 | 38.2 | 27.8 | 55.4 | -127 | 1.4 | 58.8 | 2331 |
| 9.4 | 4.2 | 11.2 | 10.5 | 4.6 | 27.3 | 23.8 | 40.5 | -4.5 | 0.8 | 12.1 | 2253 |
| 17.9 | 3.9 | 25.5 | 8.9 | 6.1 | 47.1 | 29.3 | 64.0 | -133 | 1.2 | 40.0 | 2415 |
| 14.0 | 35.8 | 13.2 | 12.7 | 42.7 | 70.6 | 68.0 | 87.1 | 69.9 | 1.1 | 7.4 | 2440 |
| 27.6 | 2.3 | 22.3 | 11.3 | 8.4 | 52.1 | 36.7 | 65.8 | -181 | 1.2 | 7.28 | 2251 |

La fig.6.1 mostra le distribuzioni in energia trasversa dell'elettrone, del neutrino e dei due jets per i 15 eventi del campione C.

Le distribuzioni della variabile "cluster mass" (vedi cap. 2) costruita considerando i sistemi $(J_1 e, \nu)$ e $(J_2 e, \nu)$ sono mostrate in fig.6.2 ,

mentre in fig.6.3 è mostrata la distribuzione della massa trasversa del sistema elettrone-neutrino.

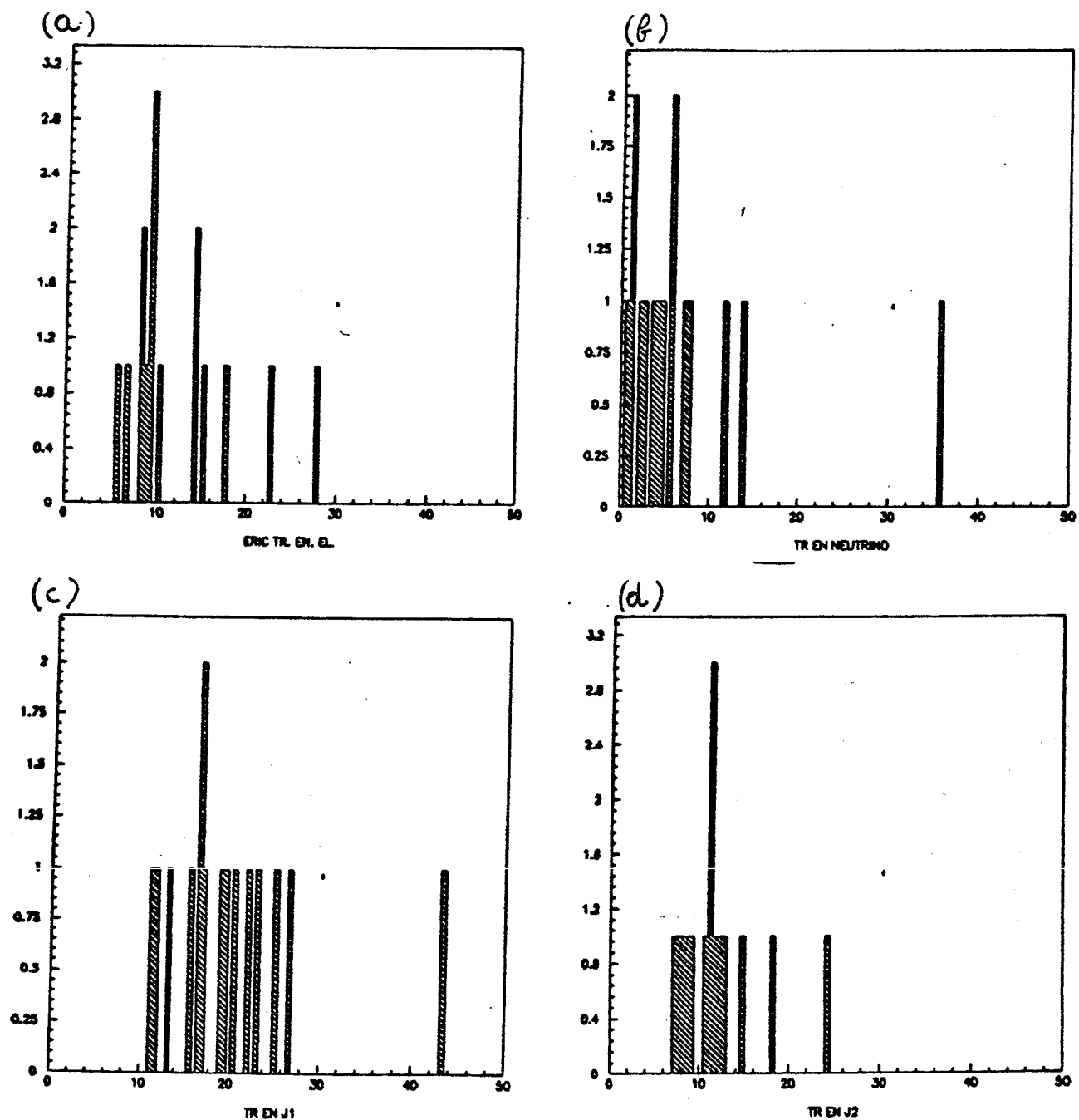


Fig. 6.1 Distribuzioni in energia trasversa per i 15 eventi sopravvissuti ai criteri di selezione dell'analisi: (a) elettrone, (b) neutrino, (c) jet1, (d) jet2.

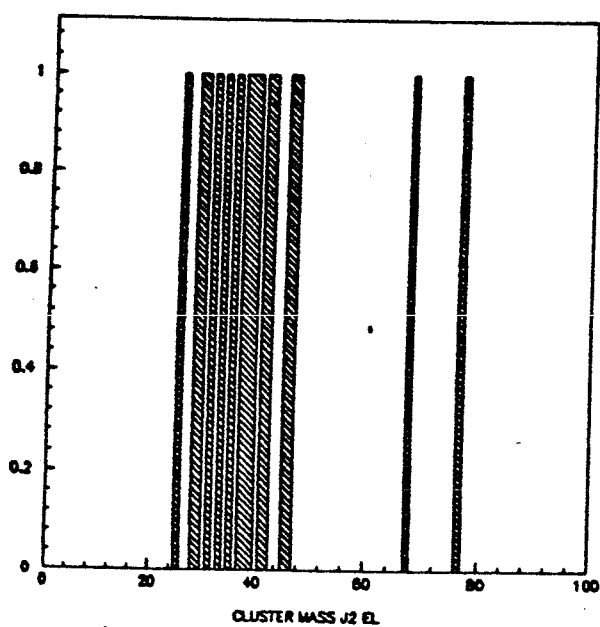
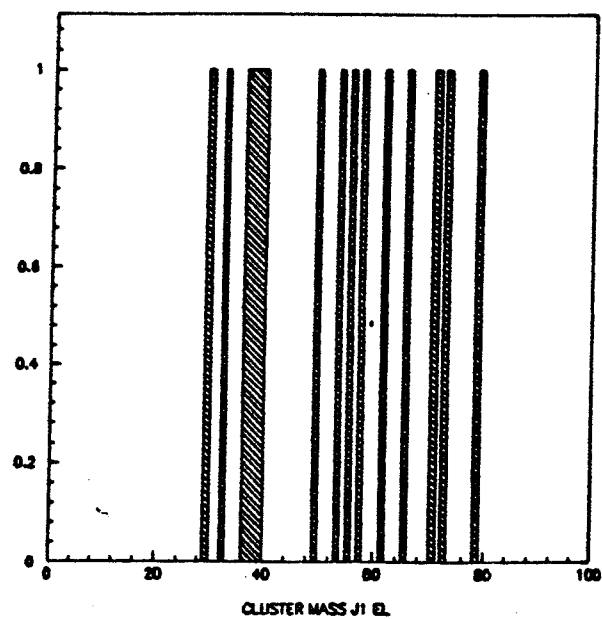


Fig. 6.2 Distribuzioni della variabile cluster mass determinata sul campione C (vedi testo) per i sistemi: (a) $(J_1 e, \nu)$ e (b) $(J_2 e, \nu)$.

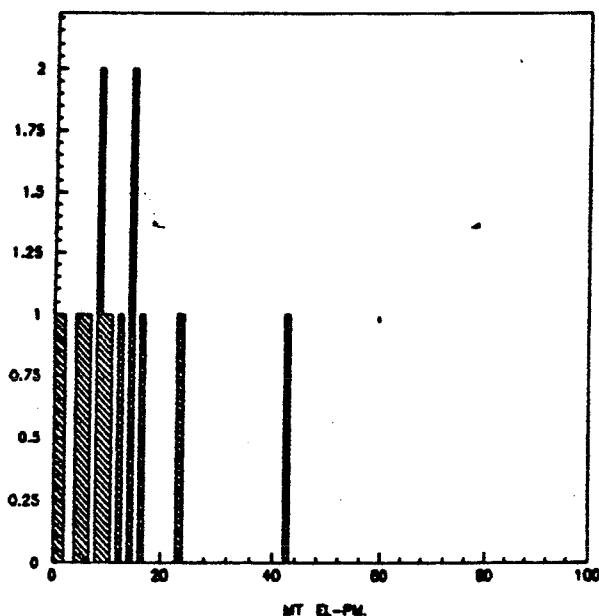


Fig. 6.3 Distribuzione di $M_t(e\nu)$ determinata sul campione C (vedi testo).

In fig.6.4 sono infine mostrate le distribuzioni di $M(e, \nu, J_1, J_2)$ in funzione di $M(e, \nu, J_1)$ e di $M(e, \nu, J_2)$.

6.2) Generazione di eventi top mediante EUROJET

Al fine di determinare le distribuzioni delle osservabili descritte nel cap.2 e di stabilire un limite superiore dell'efficienza dell'analisi effettuata sui dati sperimentali per la ricerca di un segnale "top", sono stati generati mediante EUROJET degli eventi con produzione di un quark top. Sono stati considerati tre processi:

$$\begin{aligned}
 p\bar{p} &\rightarrow W + X \rightarrow t\bar{b} \quad t \rightarrow e\nu_e b \\
 p\bar{p} &\rightarrow Wg + X \rightarrow t\bar{b}g \quad t \rightarrow e\nu_e b \\
 p\bar{p} &\rightarrow t\bar{t} + X \quad t \rightarrow e\nu_e b
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

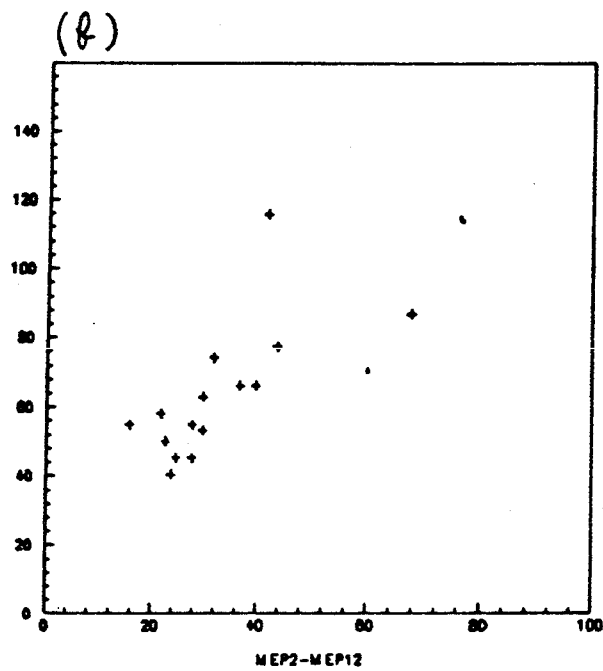
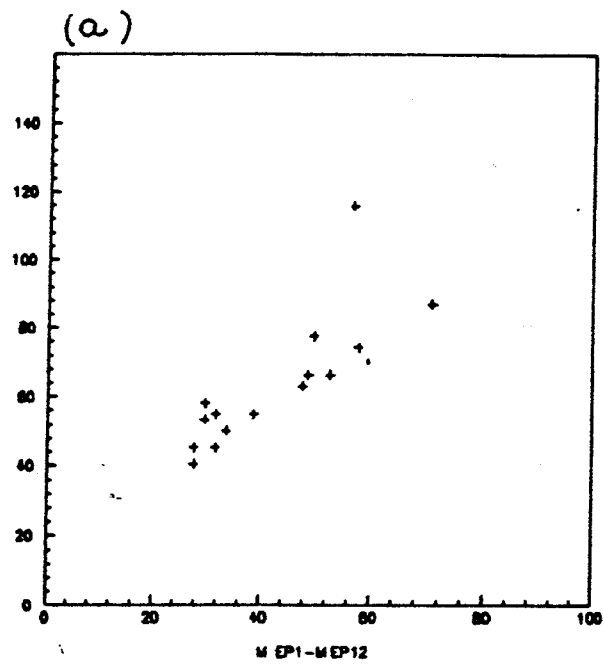


Fig. 6.4 distribuzioni determinate sul campione C (vedi testo) di $M(e, \nu, J_1, J_2)$ in funzione di $M(e, \nu, J_1)$ (fig. a) e di $M(e, \nu, J_2)$ (fig. b).

Le sezioni d'urto di produzione per i primi due processi all'energia nel centro di massa di 630 GeV sono conosciute con buona approssimazione ($\pm 15\%$) poiché sono disponibili i dati sperimentali relativi al processo $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu_e$:

$$\begin{aligned}\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu_e) &= 600 \pm 50 \pm 90 \text{ pb} \quad (UA1) \\ \sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu_e) &= 610 \pm 50 \pm 70 \text{ pb} \quad (UA2)\end{aligned}\tag{6.2}$$

Se si ipotizza la massa del quark top piccola rispetto alla massa del bosone W , allora il rapporto di decadimento attraverso il processo $W \rightarrow t\bar{b}$ dovrebbe essere ca. 3 volte più grande di quello per il decadimento nel canale leptonic $W \rightarrow e\nu_e$ (a causa del fattore di colore).

Al contrario per la produzione $t\bar{t}$, le predizioni teoriche sono meno precise perché i valori ottenibili per la sezione d'urto variano significativamente con la scelta della scala di energia della reazione (Q^2), di Λ_{QCD} , dell'espressione di α_s e delle funzioni di struttura.

Le caratteristiche dei campioni generati per simulazione sono esposte in tab. 6.3

Tab. 6.3

| n. | Processo | M(t) (GeV) | n. eventi | $\sigma * BR$ (nb) | n |
|----|------------|------------|-----------|--------------------|---|
| 1 | $t\bar{b}$ | 60 | 2000 | .30*.11 | 2 |
| 2 | $t\bar{b}$ | 40 | 2000 | .74*.11 | 2 |
| 3 | $t\bar{b}$ | 60 | 1000 | .15*.11 | 3 |
| 4 | $t\bar{b}$ | 40 | 1000 | .40*.11 | 3 |
| 5 | $t\bar{t}$ | 60 | 2000 | .077*.11 | 2 |

dove $BR = 0.11$ è il rapporto di decadimento nel canale semileptonico e n è la potenza di α_s per i processi simulati.

In tabella 6.4 è mostrato il numero di eventi che sopravvivono ai tagli a, b, d, e , (vedi tab. 4.1) per i diversi campioni analizzati.

Dalle tabelle 6.3 e 6.4 è possibile determinare le efficienze dei criteri di selezione a, b, d, e , sui diversi campioni di eventi Monte-Carlo. Per ottenere un'efficienza globale dell'analisi occorre infine moltiplicare i valori ottenuti per l'efficienza dei rivelatori di vertice ($80^{+14}_{-20}\%$).

In fig.6.5 sono mostrate le distribuzioni di $M(e\nu J_1 J_2)$ in funzione di $M(e\nu J_1)$ e di $M(e\nu J_2)$ determinate su campioni di eventi top con massa 60 e 40 GeV/c². Per

Tab. 6.4

| processo | Tagli effettuati | n. eventi sopravvissuti |
|----------|------------------|-------------------------|
| 1 | $a + b$ | 490 |
| 1 | $a + b + d$ | 414 |
| 1 | $a + b + d + e$ | 355 |
| 2 | a | 660 |
| 2 | $a + b$ | 501 |
| 3 | $a + b + d + e$ | 241 |
| 4 | $a + b + d + e$ | 249 |
| 5 | $a + b$ | 1154 |

confronto é mostrata anche la distribuzione ottenuta utilizzando il campione di eventi $b\bar{b}$ (con energia massima disponibile per l'elettrone $> 20 \text{ GeV}$ (vedi par.5.10)).

Si noti da queste distribuzioni che, mentre per un quark top di massa $60 \text{ GeV}/c^2$ la distribuzione che fornisce un chiaro segnale della massa del quark é quella in funzione di $M(e\nu J_1)$, per un quark top con massa $40 \text{ GeV}/c^2$, per osservare lo stesso segnale occorre considerare la distribuzione in funzione di $M(e\nu J_2)$. Ciò é dovuto al fatto che al crescere della massa del quark top questi trasporterá una frazione sempre maggiore della quantità di moto del bosone W di cui é un prodotto di decadimento e quindi, di contro, il quark b prodotto insieme al t trasporterá una quantità di moto sempre minore. Considerando masse del quark top superiori a circa la metà della massa del bosone W la ricostruzione della sua massa avverrá perciò considerando il piú energetico dei due jets.

In fig.6.6 sono mostrate le distribuzioni della massa trasversa del sistema elettrone neutrino determinate sui precedenti campioni di eventi. É possibile notare come la distribuzione $M_t(e\nu_e)$ ottenuta dal decadimento semileptonico del quark bottom sia sostanzialmente al di sotto di $20 \text{ GeV}/c^2$ mentre, quelle ottenute dal decadimento del quark top presentino il loro massimo al di sopra di tale valore.

In fig.6.7 sono mostrate le distribuzioni della variabile "cluster mass", costruita considerando sia il jet piú energetico che quello meno energetico (vedi cap.2), determinate sempre sui tre precedenti campioni di eventi.

Lo spettro in energia per l'elettrone, il neutrino e i due jets (determinato sui tre

campioni di eventi) é mostrato in fig.6.8 , 6.9, 6.10. É possibile notare una significativa differenza tra lo spettro generato dai entrambi i leptoni emessi dal decadimento del quark bottom e quelli generati dal decadimento del quark top.

Il confronto delle distribuzioni relative ai dati sperimentali e quelle ottenute simulando il segnale top e $b\bar{b}$ con EUROJET non permette, data la bassa statistica dei dati sperimentali a disposizione, di trarre delle conclusioni, essendo le distribuzioni sperimentali dei 15 eventi selezionati compatibili sia con quelle di un segnale top sia con quelle di un segnale $b\bar{b}$.

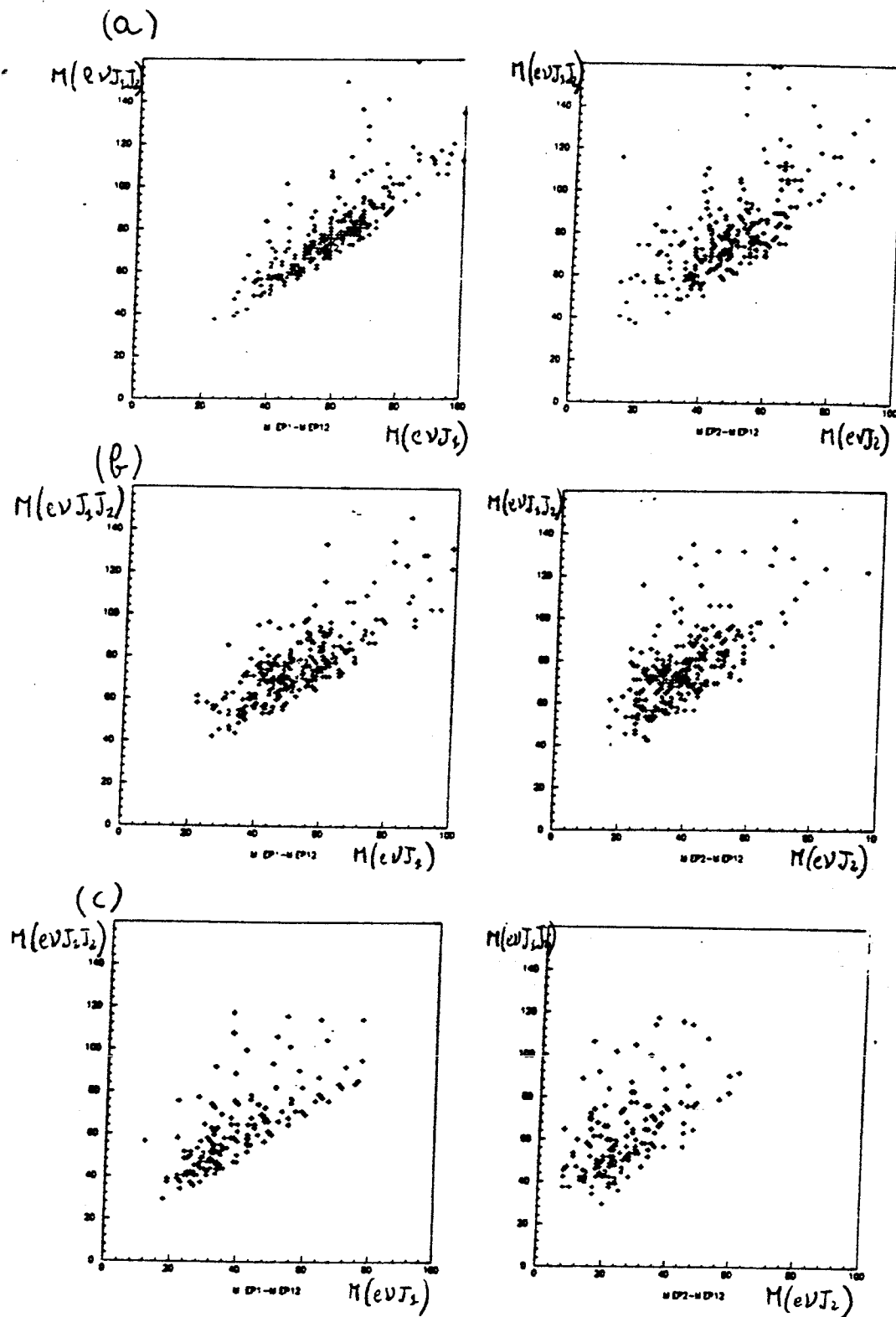


Fig. 6.5 Distribuzioni di $M(e\nu J_1 J_2)$ in funzione di $M(e\nu J_1)$ e di $M(e\nu J_2)$ determinate sul campione top con $m = 60 \text{ GeV}/c^2$ (fig. a) e con $m = 40 \text{ GeV}/c^2$ (fig. b) e sul campione di eventi $b\bar{b}$ (fig. c) con energia massima possibile per l'elettrone $> 20 \text{ GeV}$.

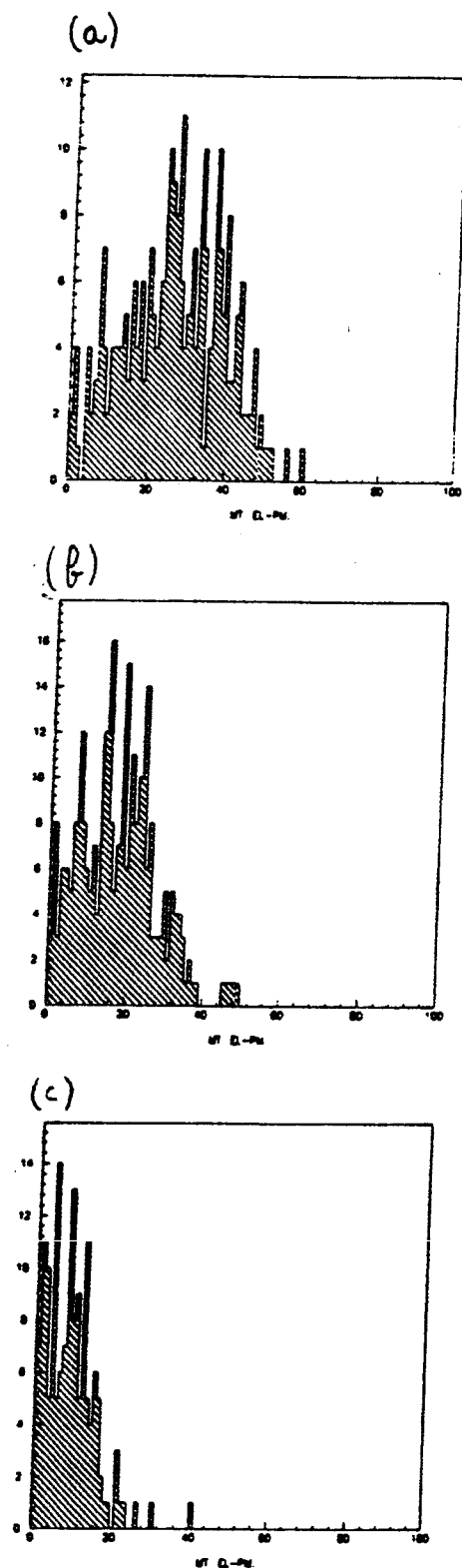


Fig. 6.6 Distribuzioni di $m_t(e, \nu)$ ottenute dal campione top da $60 \text{ GeV}/c^2$ (a), per un top da $40 \text{ GeV}/c^2$ (b) e per eventi $b\bar{b}$ (c).

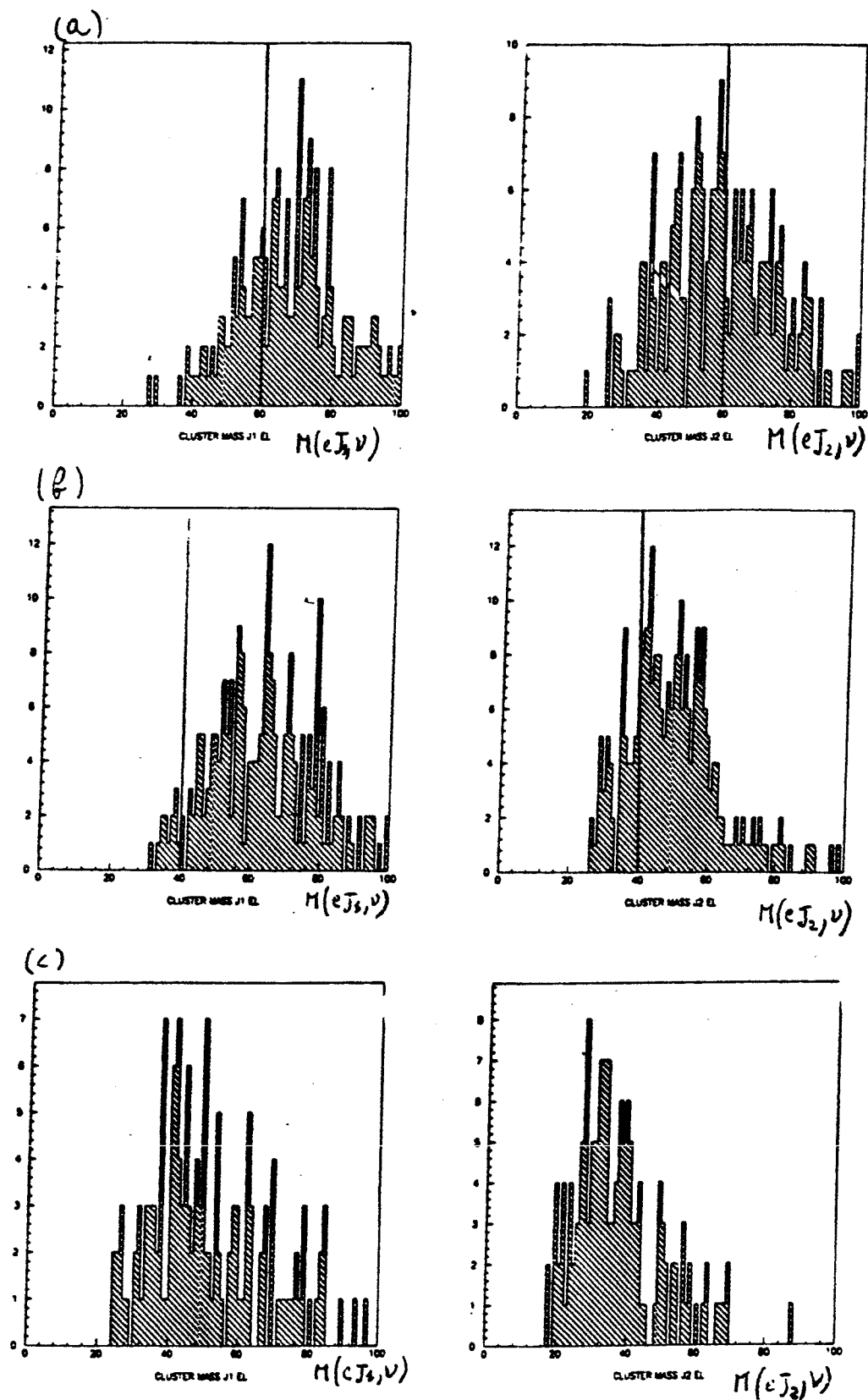


Fig. 6.7 Distribuzioni della variabile "cluster mass" $M(eJ, \nu)$ determinate su eventi top con massa 60 e 40 GeV (fig a, b) e su eventi $b\bar{b}$ (c)

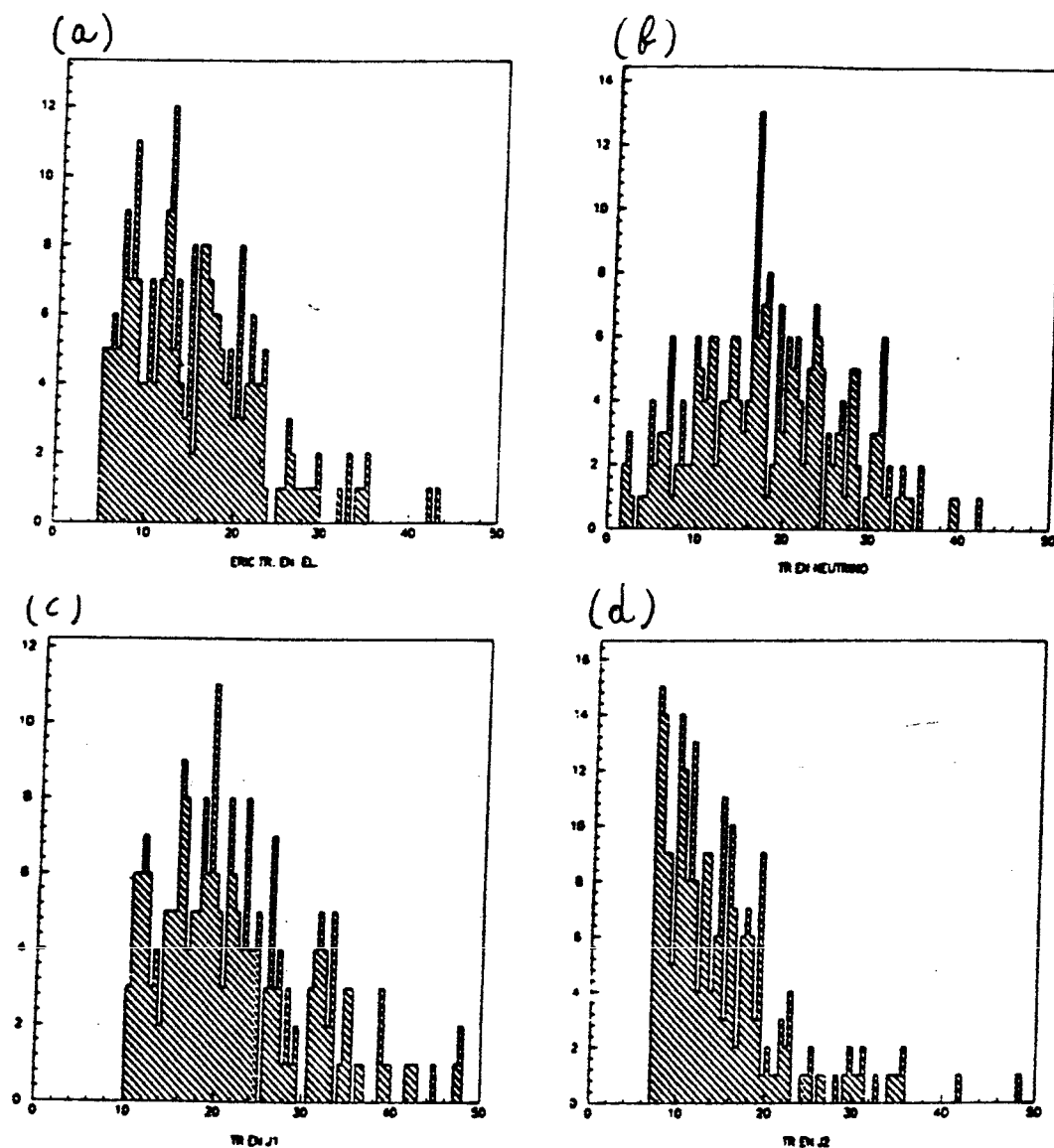


Fig. 6.8 Spettro in energia trasversa dell'elettrone (a), il neutrino (b), il JET1 (c) e il JET2 (d) determinato sul campione top con massa di $60 \text{ GeV}/c^2$.

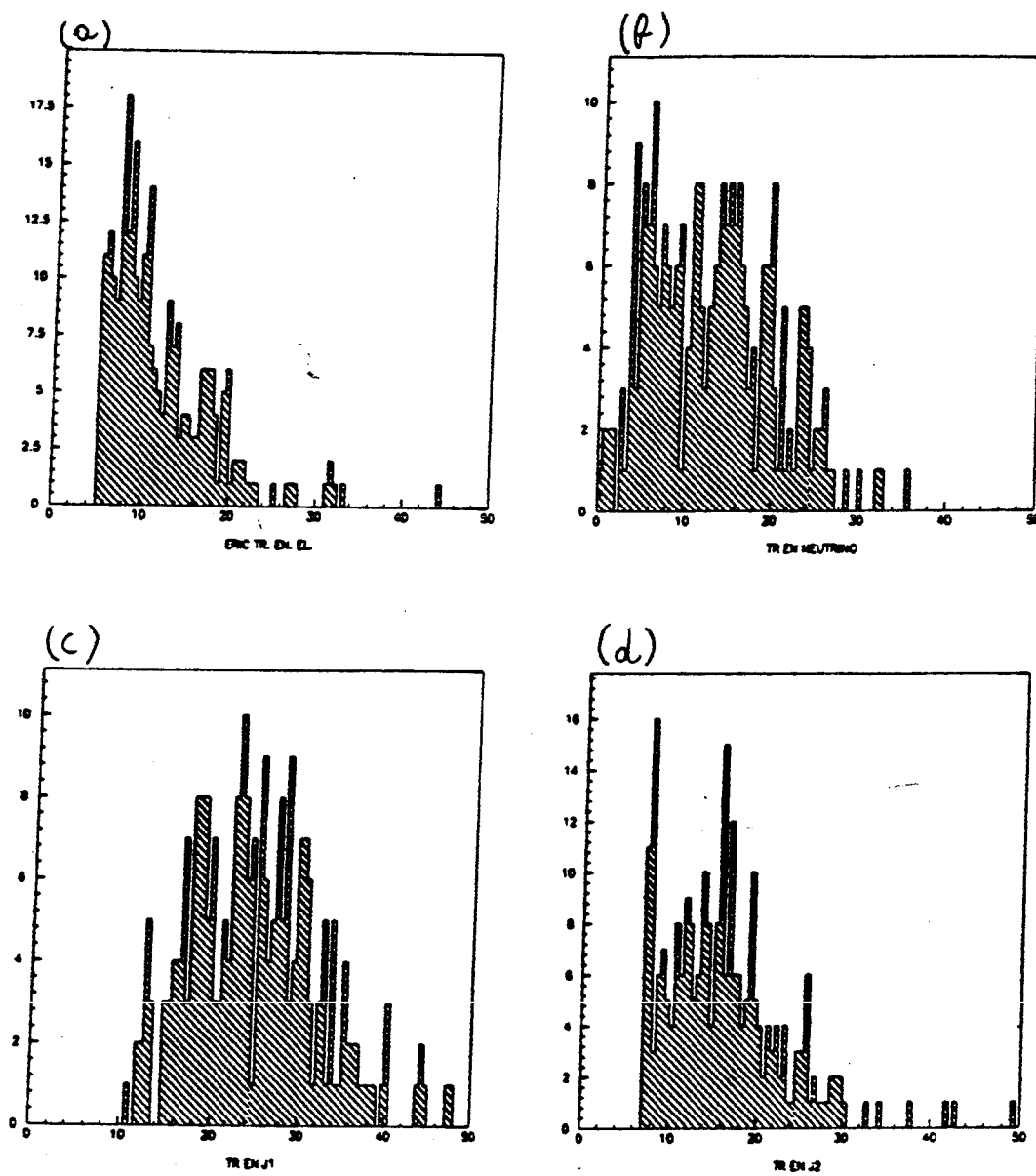


Fig. 6.9 Spettro in energia trasversa dell'elettrone (a), il neutrino (b), il JET1 (c) e il JET2 (d) determinato sul campione top con massa di $40 \text{ GeV}/c^2$.

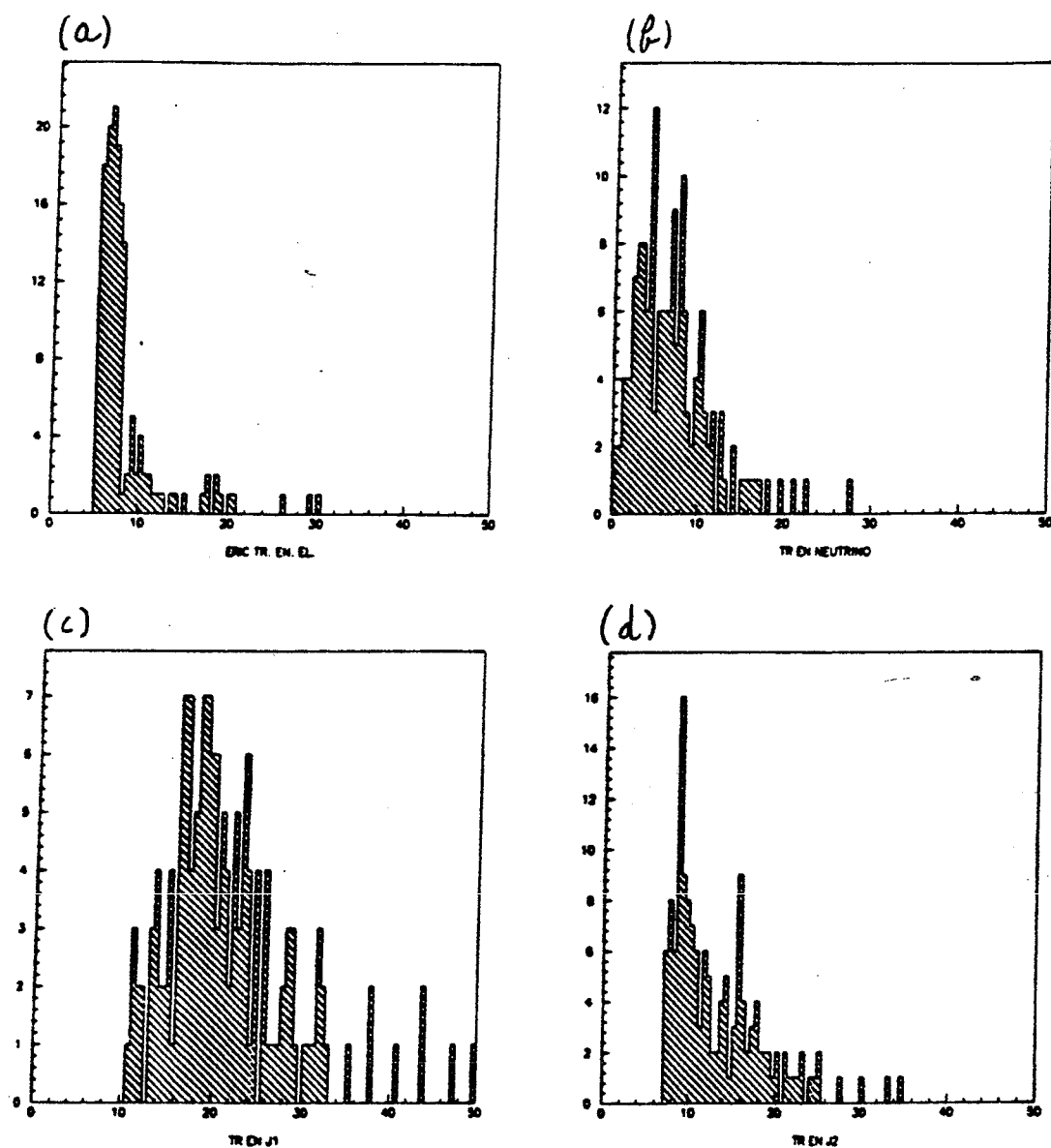


Fig. 6.10 Spettro in energia trasversa dell'elettrone (a), il neutrino (b), il JET1 (c) e il JET2 (d) determinato sul campione di eventi $b\bar{b}$.

6.3) Accettanza dell'analisi sperimentale

Onde determinare l'accettanza dell'analisi sperimentale sono stati generati con EUROJET, oltre a quelli già usati nel paragrafo 6.2, degli eventi $W \rightarrow tb, t \rightarrow e\nu_e b$ facendo variare la massa del quark top tra $15 \text{ GeV}/c^2$ e $70 \text{ GeV}/c^2$. Sono stati considerati i contributi di ordine α_s^2 e α_s^3 . Gli eventi prodotti sono stati poi simulati nel calorimetro di UA2' e sottoposti ai criteri di selezione a, b, d, e . I risultati dell'analisi sono mostrati in tab.6.5

In fig.6.11 e 6.12 é mostrata l'efficienza dell'analisi in funzione della massa del quark top. Sono stati considerati i casi $E_t^e > 5 \text{ GeV}$ e $E_t^e > 10 \text{ GeV}$. Il contributo dei processi di ordine α_s^2 e α_s^3 é stato analizzato separatamente.

6.4) Calcolo del numero di eventi top atteso nell'analisi sperimentale in base alla simulazione.

In base alle sezione d'urto fornite da EUROJET e all'efficienza dell'analisi determinate precedentemente é possibile calcolare il numero di eventi top atteso nella nostra analisi. La fig.6.13 mostra in funzione della massa del quark top, il numero di eventi $W \rightarrow tb, t \rightarrow e\nu_e c$ con $P_t^e > 5 \text{ GeV}/c$ e $P_t^e > 10 \text{ GeV}/c$ atteso in base ai nostri criteri di analisi per una luminosità integrata di 46 nb^{-1} e di 1 pb^{-1} (é stata assunta come efficienza del rivelatore centrale il valore ottenuto in base all'analisi del campione B (eventi W) che é dell' $80^{+14}_{-20}\%$).

Tab. 6.5

| M_{top} | ordine | $\sigma(EUR)$ | $n^\circ (P_t^e > 5)$ $L = 1 \text{ pb}^{-1}$ | $n^\circ (P_t^e > 10)$ $L = 1 \text{ pb}^{-1}$ |
|-----------|--------------|---------------|--|---|
| 15 | α_s^2 | 1.081 | 5.9 | 1.4 |
| 15 | α_s^3 | 0.517 | 3.3 | 0.7 |
| 20 | α_s^2 | 1.056 | 12.4 | 2.9 |
| 20 | α_s^3 | 0.502 | 7.3 | 2.3 |
| 25 | α_s^2 | 0.977 | 12.0 | 4.2 |
| 25 | α_s^3 | 0.468 | 8.3 | 2.4 |
| 30 | α_s^2 | 0.881 | 14.2 | 4.5 |
| 30 | α_s^3 | 0.437 | 9.0 | 4.1 |
| 35 | α_s^2 | 0.821 | 17.4 | 6.8 |
| 35 | α_s^3 | 0.393 | 8.9 | 4.5 |
| 40 | α_s^2 | 0.740 | 14.7 | 10.3 |
| 40 | α_s^3 | 0.370 | 10.2 | 5.3 |
| 45 | α_s^2 | 0.632 | 13.0 | 8.2 |
| 45 | α_s^3 | 0.308 | 8.9 | 5.4 |
| 50 | α_s^2 | 0.527 | 12.3 | 7.5 |
| 50 | α_s^3 | 0.249 | 6.7 | 4.3 |
| 60 | α_s^2 | 0.300 | 5.85 | 4.3 |
| 60 | α_s^3 | 0.150 | 4.0 | 2.9 |
| 70 | α_s^2 | 0.101 | 0.4 | 0.3 |
| 70 | α_s^3 | 0.046 | 0.6 | 0.5 |

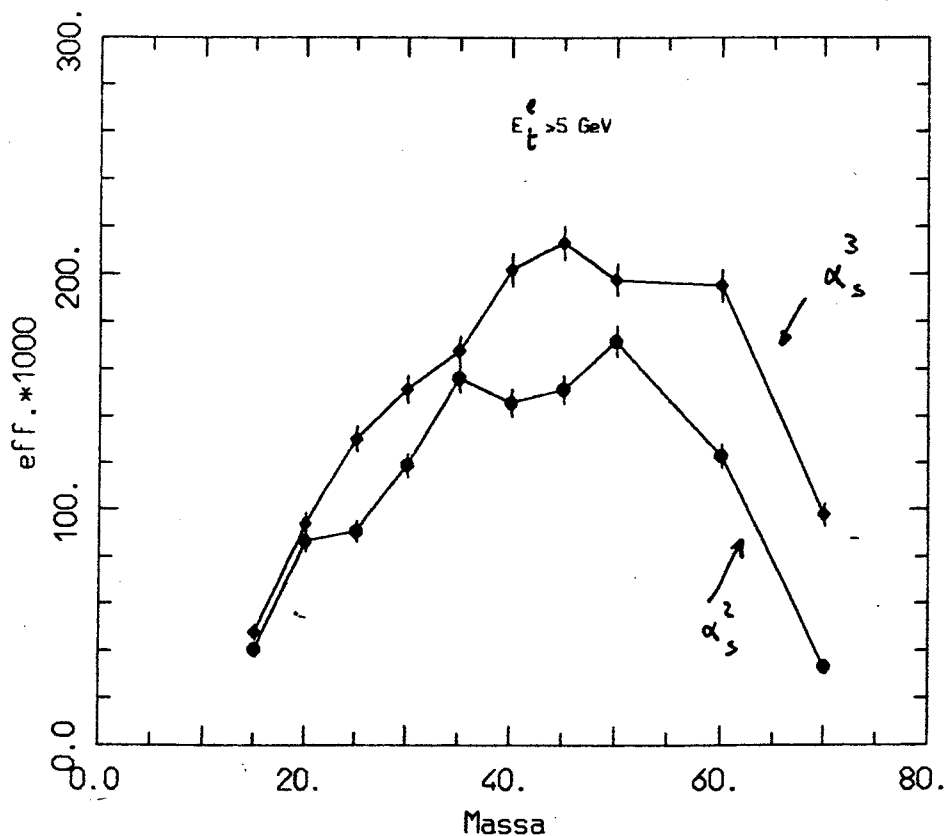


Fig. 6.11 Efficienza dell'analisi sperimentale con $E_t^e > 5 \text{ GeV}$ in funzione della massa del quark top. le due curve mostrano il contributo dei processi di ordine α_s^2 e α_s^3 .

6.5) Ricerca di un limite di massa del quark top

Il confronto tra il numero di eventi top prodotti per simulazione che sopravvive all'accettazione dell'analisi e il numero di eventi sperimentali dopo la sottrazione del fondo é il solo elemento che ci permette la ricerca di limite sulla massa del quark top. Nel tentativo di porre un limite di massa verranno utilizzati due metodi:

Metodo 1: si assume che le distribuzioni degli errori del segnale e del fondo calcolato siano entrambe gaussiane; avremo che il segnale sperimentale é di 15 ± 3.8 eventi e il contributo dovuto al fondo di 14.9 ± 4 ($b\bar{b}$ piú "overlap"). Il numero di eventi "sopra fondo" sarà allora di: 0.1 ± 5.5 .

Al 90% di livello di confidenza (1.64σ) potremo allora escludere tutte le masse del quark top tali da fornire piú di 9 eventi.

Metodo 2: il problema si enuncia nei seguenti termini:

sono stati osservati N eventi sperimentali su cui é stato stimato un fondo medio totale (elettroni mal identificati piú sorgenti classiche) di B eventi. Detto S il numero di eventi atteso dalla teoria per il processo studiato definiamo $P(N/S)$, $P(S/N)$ come le probabilità condizionali di N e S :

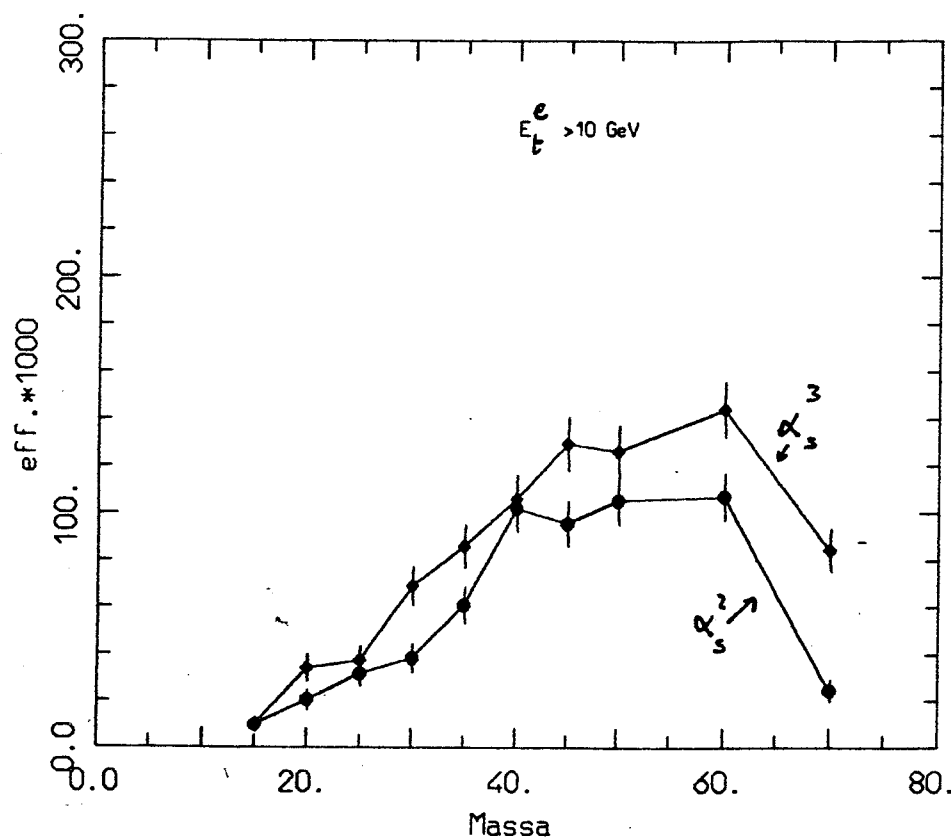


Fig. 6.12 Efficienza dell'analisi sperimentale con $E_e^e > 10 \text{ GeV}$ in funzione della massa del quark top. le due curve mostrano il contributo dei processi di ordine α_s^2 e α_s^3 .

$P(N/S)$ sarà allora la probabilità di misurare N eventi se il segnale medio atteso è S e $P(S/N)$ rappresenterà la probabilità che il segnale medio sia S sapendo che N è il numero di eventi rilevati. Si considerino ora le seguenti ipotesi:

- 1) è assente un nuovo processo ossia $S = 0$
- 2) esiste un nuovo processo che da un segnale $S \neq 0$.

Per scegliere quale delle due ipotesi è esatta bisogna trovare il valore massimale S_0 di S per il quale l'ipotesi $S = S_0$ ha una probabilità inferiore al 10% (l'ipotesi complementare $S = 0$ ha dunque una probabilità superiore al 90%).

Se $S = 0$, la probabilità di osservare N eventi è data dalla distribuzione di Poisson:

$$P\left(\frac{N}{S}\right) = P\left(\frac{N}{S=0}\right) = \frac{e^{-B} B^N}{N!} \quad (6.3)$$

dove B rappresenta la stima del valor medio del fondo.

Nell'ipotesi $S \neq 0$ questa stessa probabilità è data da:

$$P\left(\frac{N}{S}\right) = P\left(\frac{N}{S \neq 0}\right) = \frac{e^{-(B+S)} (B+S)^N}{N!} \quad (6.4)$$

La curva di fig.6.14 mostra l'evoluzione di questa probabilità con la somma di

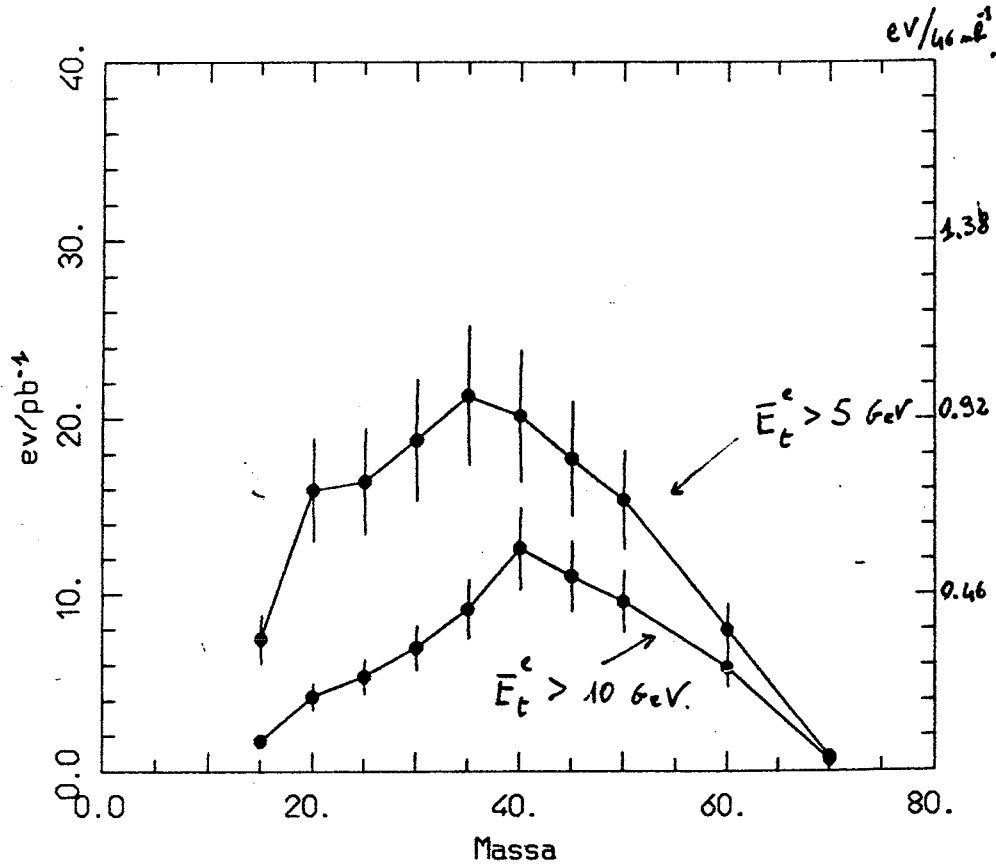


Fig. 6.13 Numero di eventi con $P_t^c > 5 \text{ GeV}$ in funzione della massa del quark top atteso nell'accettazione dell'analisi per una luminosità integrata di 46 nb^{-1} e di 1 pb^{-1} .

B+S per il numero di eventi osservati $N = 15$.

Consideriamo ora il rapporto delle probabilità sulle due ipotesi:

$$R = \frac{P(N/0)}{P(N/S)} \quad (6.5)$$

si dimostra che il valore S_0 per cui $R = 9$ (o 19) è il valore per il quale l'ipotesi $S = S_0$ è esclusa al 90% (o 95%). Infatti se $R = 9$ (o 19) l'ipotesi di un universo con $S = 0$ è 9 (o 19) volte più probabile che l'ipotesi di un universo con $S = S_0$ e cioè:

$$\frac{P(\text{ipotesi } S = 0)}{P(\text{ipotesi } S = S_0)} = 9 \text{ (o 19)} \quad (6.6)$$

Rammentando che:

$$P(\text{ipotesi } S = 0) + P(\text{ipotesi } S = S_0) = 1 \quad (6.7)$$

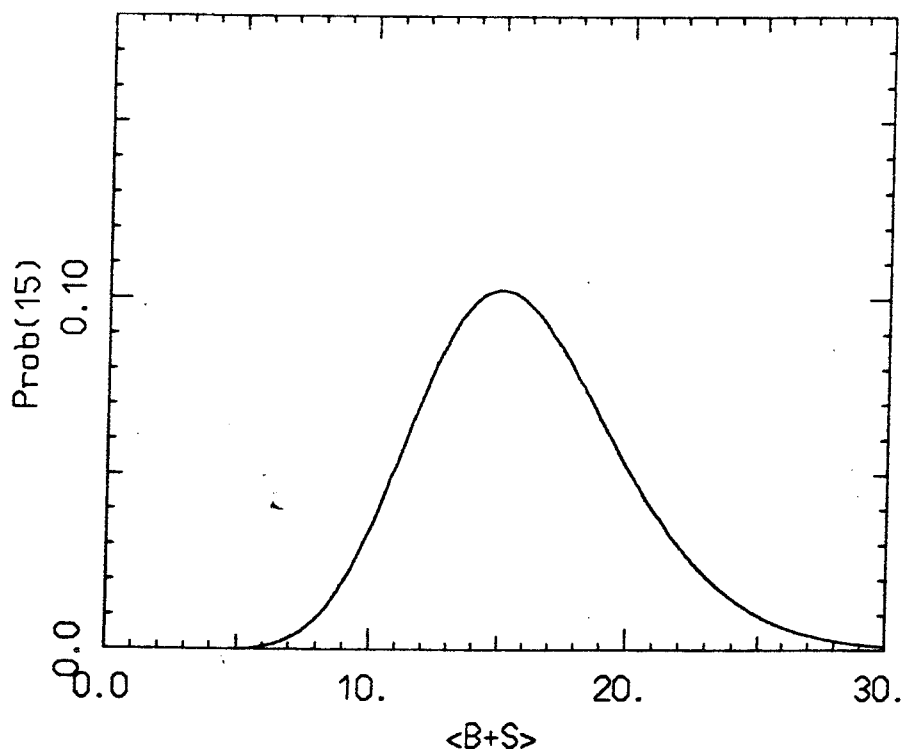


Fig. 6.14 Probabilità di ottenere 15 eventi dall'analisi sperimentale in funzione di $B + S$.

avremo che:

$$P(\text{ipotesi } S = 0) = \frac{9}{10} \text{ (o } \frac{19}{20}) = 90\% \text{ (o } 95\%) \quad (6.8)$$

Le curve di fig.6.15 mostrano la relazione esistente tra B e S_0 (segnale escluso al 90% o 95%) nel caso il segnale sperimentale sia di 15 eventi, vale a dire il valore S_0 che verifica:

$$R = \frac{e^{-B} B^N}{e^{-(B+S)} (B+S)^N} = 9 \text{ (o } 19) \quad (6.9)$$

In base a tali curve è possibile escludere al 90% (95%) di livello di confidenza tutte le masse del quark top che forniscono un segnale nell'accettazione dell'analisi maggiore di 9.9 (11.7) eventi.

I due metodi descritti danno pertanto risultati compatibili. Dalla fig.6.13 risulta evidente che nessuna massa del quark top fornisce un numero di eventi (per una luminosità integrata di 46 nb^{-1}) compatibile con il segnale escluso (calcolato con entrambi i metodi) e risulta perciò impossibile stabilire un limite di massa con la statistica analizzata.

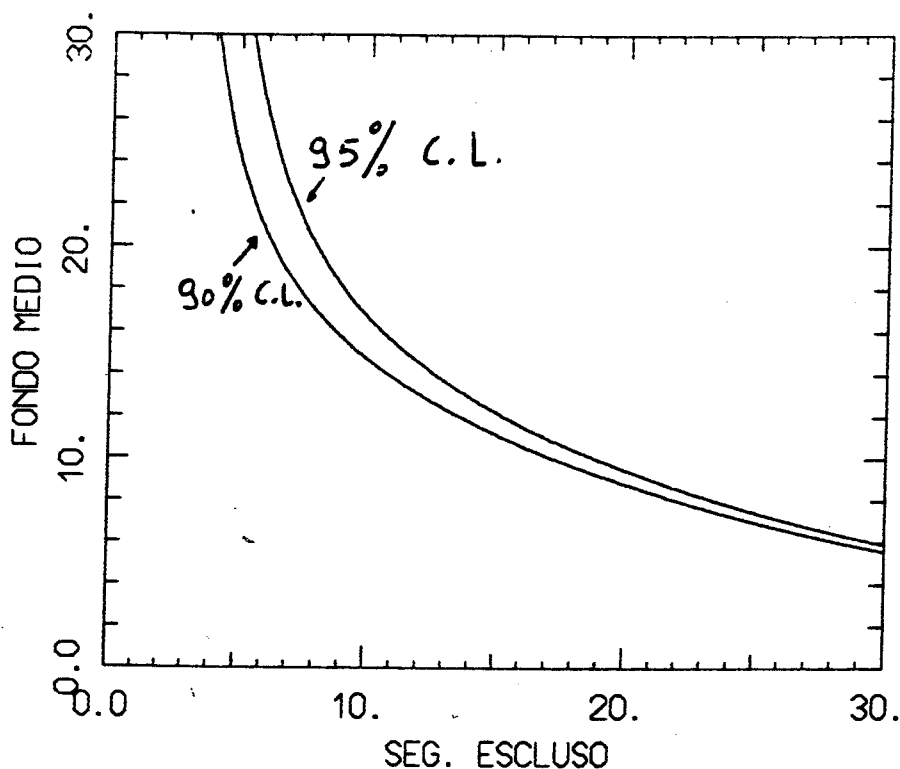


Fig. 6.15 Il fondo B in funzione del segnale escluso al 90% o 95% calcolato per i 15 eventi che sopravvivono all'analisi.

6.6 Analisi grafica di uno degli eventi 'candidati top'

Anche se non è possibile statisticamente stabilire un limite di massa per il quark top, a puro titolo indicativo nella fig.6.16 e successive è mostrata l'analisi grafica di un evento sopravvissuto a tutti i criteri di selezione dell'analisi.

In esso è presente uno sciame elettromagnetico con energia 5.7 GeV (posto in $\phi \simeq 65^\circ$ e $\theta \simeq 109^\circ$) nel calorimetro centrale e due jets .

La fig.6.18 mostra la vista longitudinale del rivelatore UA2' in $\phi = 65^\circ$ (posizione dello sciame elettromagnetico) ed è possibile osservare la traccia globale ricostruita dal rivelatore di vertice, associata con lo sciame elettromagnetico nel calorimetro. Dalla figura è possibile notare, come sia le traccia che il segnale nel rivelatore di presciame risultino isolati.

In fig.6.19 si può osservare in dettaglio la traccia dell'elettrone ricostruita dal rivelatore SFD in base ai segnali delle varie fibre. Il triangolo nella parte alta della figura indica la ricostruzione di un segnale nel presciame.

La fig.6.20 mostra infine la distribuzione temporale del segnale rilasciato nelle due camere XTR. La distribuzione di tali segnali, in cui é presente una elevata componente ad elevato t (vedi par.3.5.1) é compatibile con il tipo di segnale che viene rilasciato da un elettrone.

UA2' r:2299 t: 148867

Date: 871216 Job date: 890113 Evt: 1
Bits: 24 W4 2JL4 EtC4 Ip24 IpW4

SumEt (tot) = 81.6 , (CC) = 60.6 , (FD) = 18.2 , (BD) = 2.8

10.00 GeV

Bottom : EM

Top : HD

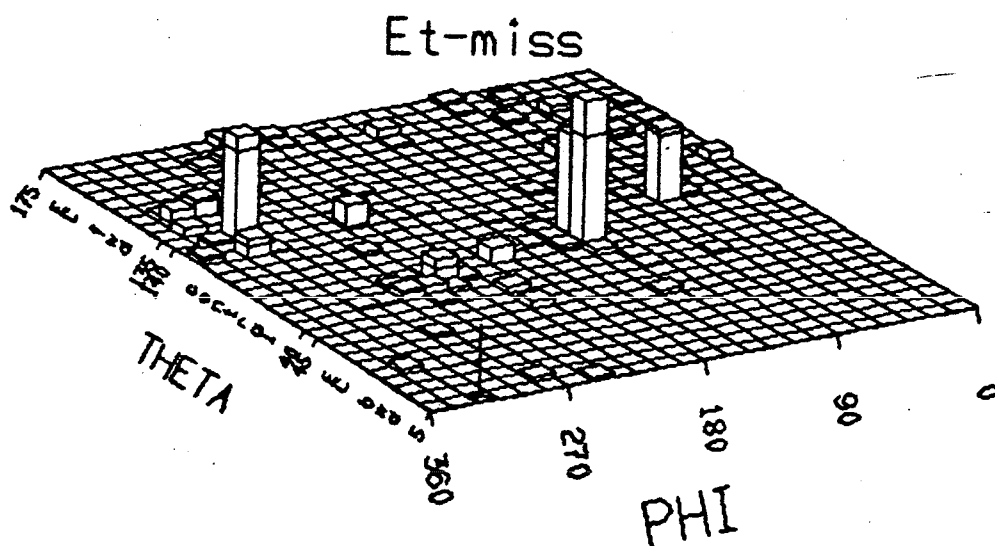


Fig. 6.16 Distribuzione dell'energia nel calorimetro per l'evento 2299. L'altezza dei parallelepipedi è proporzionale all'energia depositata nella cella definita dalle coordinate θ e ϕ . Si osserva il segnale rilasciato da un elettrone in $\phi \simeq 65^\circ$, $\theta \simeq 109^\circ$ e due altri agglomerati di celle (cluster) attribuibili a due jets. Nella cella di coordinate $\phi \simeq 322^\circ$ e $\theta \simeq 5^\circ$ è rappresentata l'energia trasversa mancante.

UA2' r:2299 t: 148867

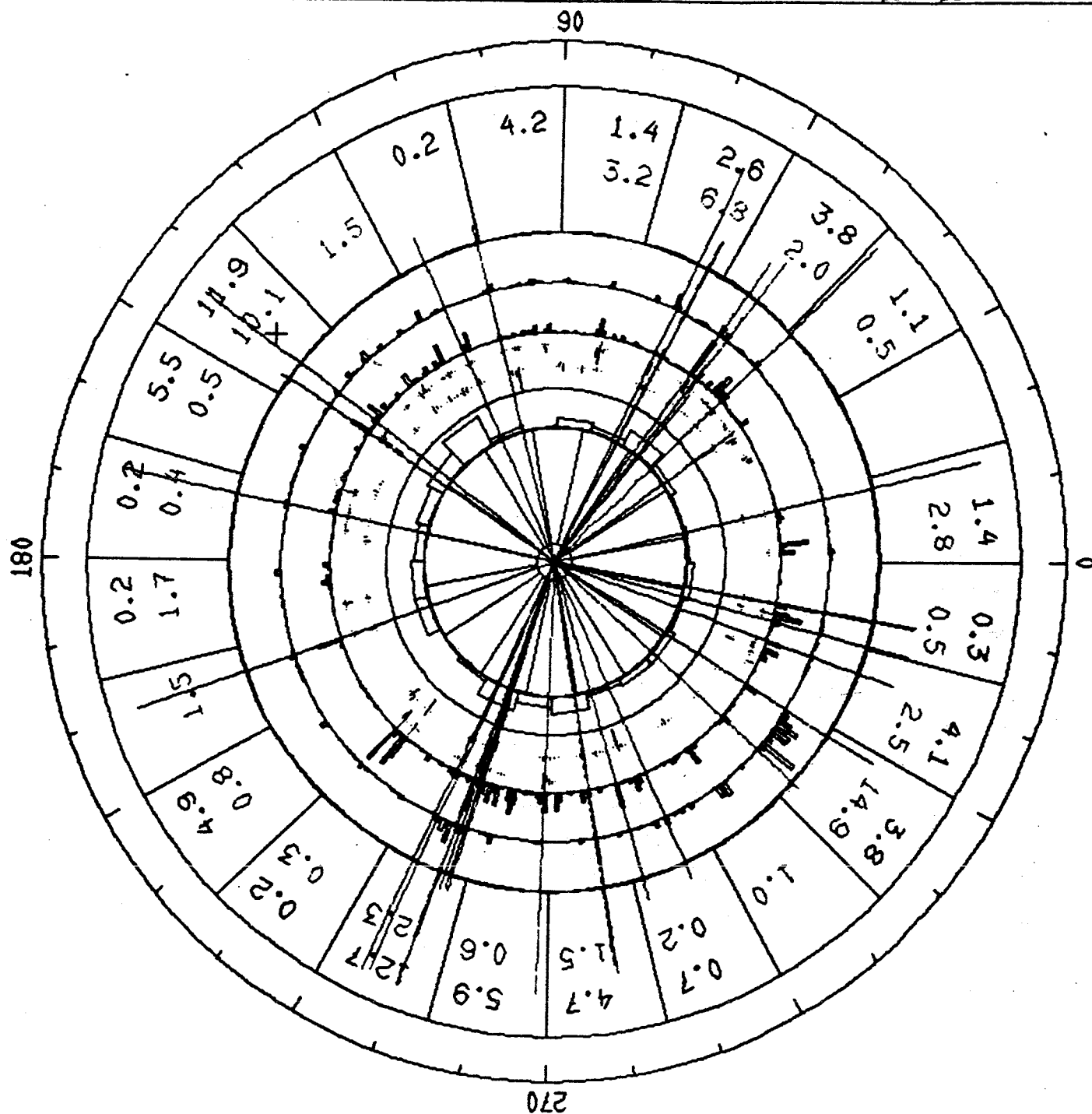
Date: 871216 Job date: 890115 Evt: 1
Bits: 24 W4 23L4 EtC4 Tp24 TpW4

Fig. 6.17 Vista radiale dell'evento 2299. Le linee uscenti dal centro indicano tracce di particelle cariche ricostruite dai rivelatori di vertice. Sono visibili anche i segnali rilasciati nei vari rivelatori (la vista è integrata in θ).

JA2' r: 2299 t: 148867

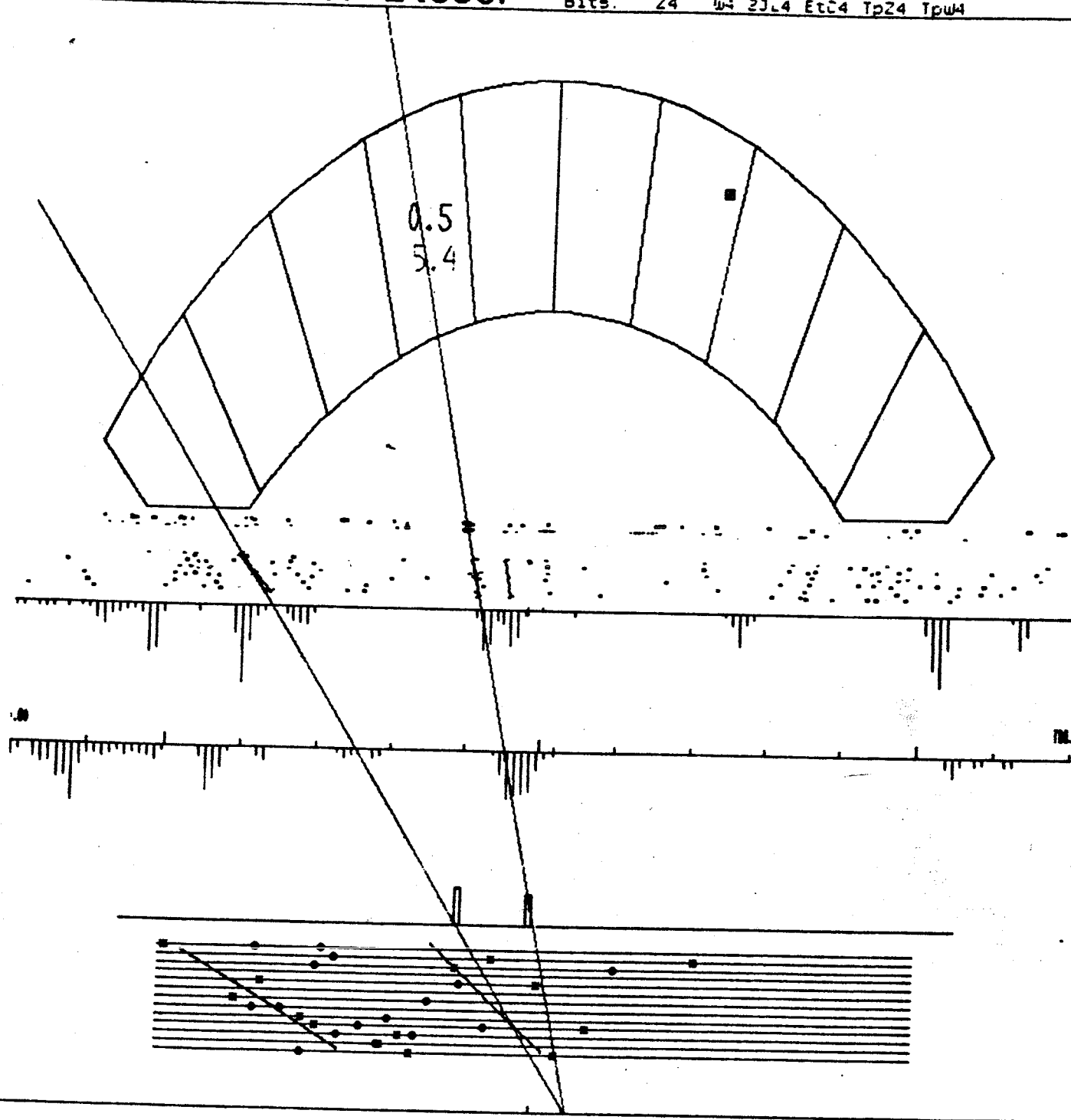
Date: 07/10/10 08:05:15
Bits: 24 04 23L4 EtC4 Ip24 IpW4

Fig. 6.18 Vista longitudinale del rivelatore UA2' in corrispondenza della posizione dell'elettrone ($\phi = 65 \pm 2.5^\circ$).

JA2' r:2299 t: 148867

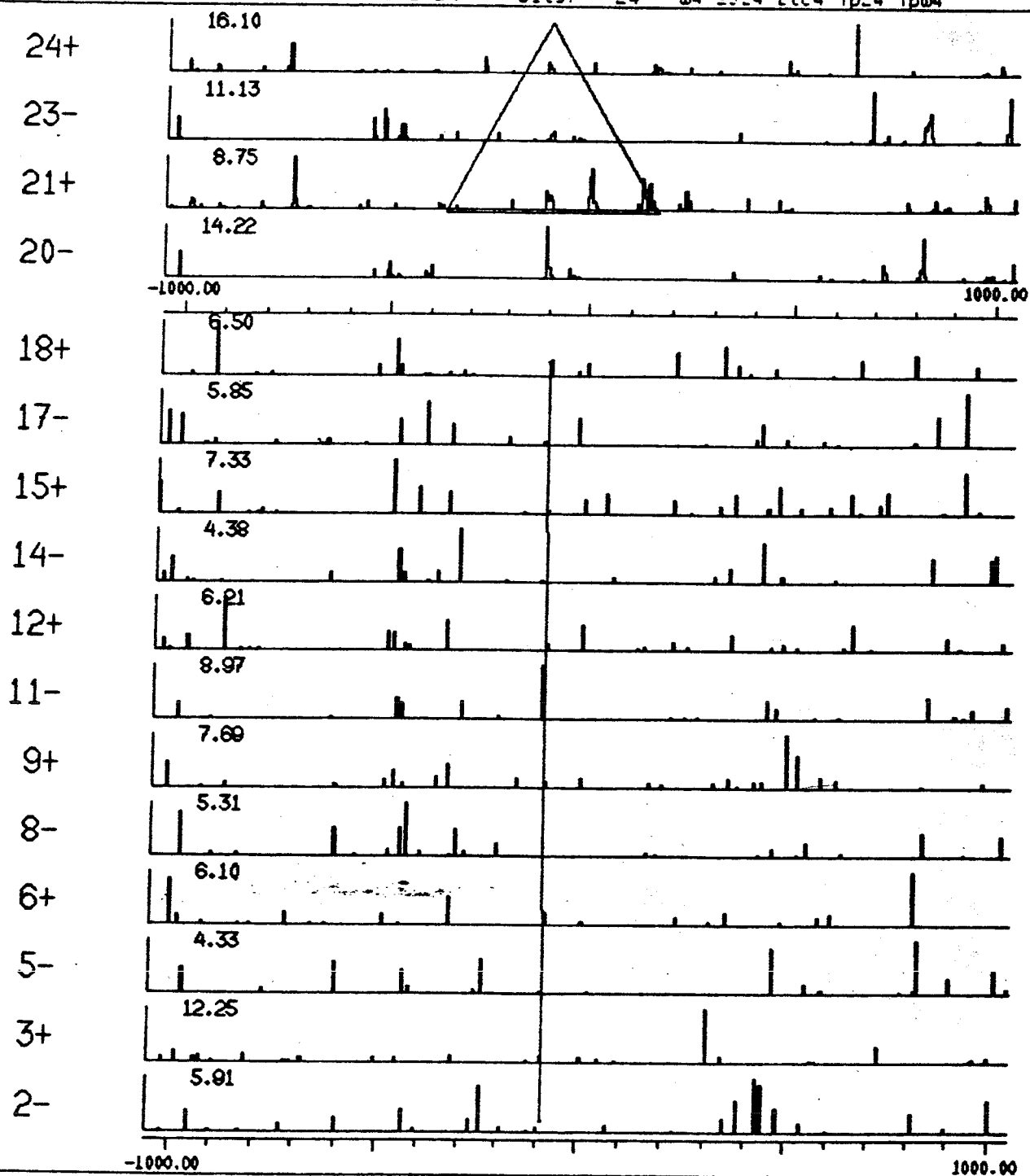
DATE: 07/12/00 10:10:00
6its: Z4 W4 2024 EtC4 Tp24 TpW4

Fig. 6.19 La traccia dell'elettrone ricostruita dal rivelatore SFD.

JA2' r:2299 t: 148867

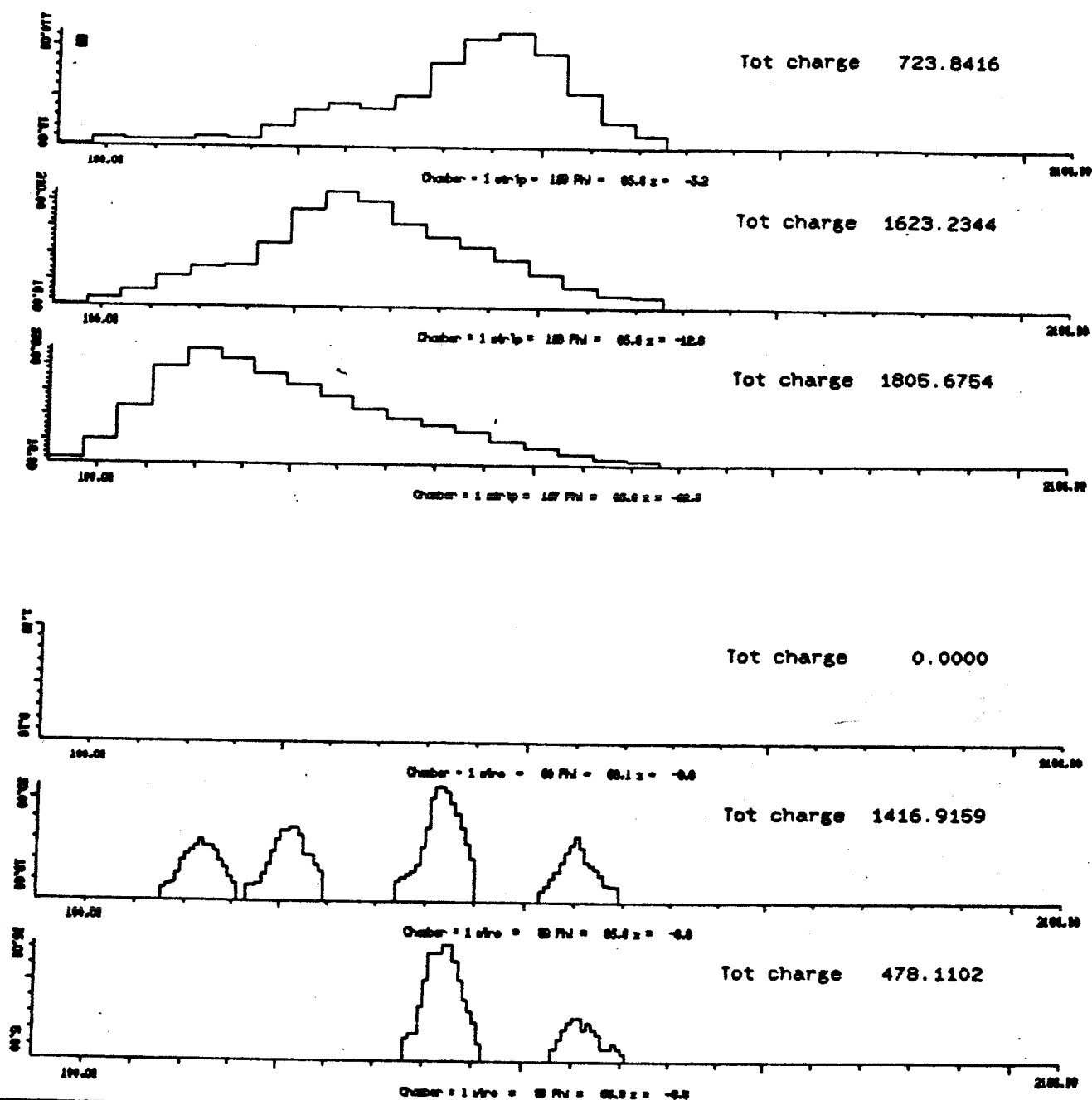
Date 7/12/10 19:00:15
Bits: 24 W: 2324 EtC4 Ip24 Tplw

Fig. 6.20 Distribuzione temporale del segnale prodotto dall'elettrone nella camera 1 del rivelatore di radiazione di transizione.

UA2' r:2299 t: 148867

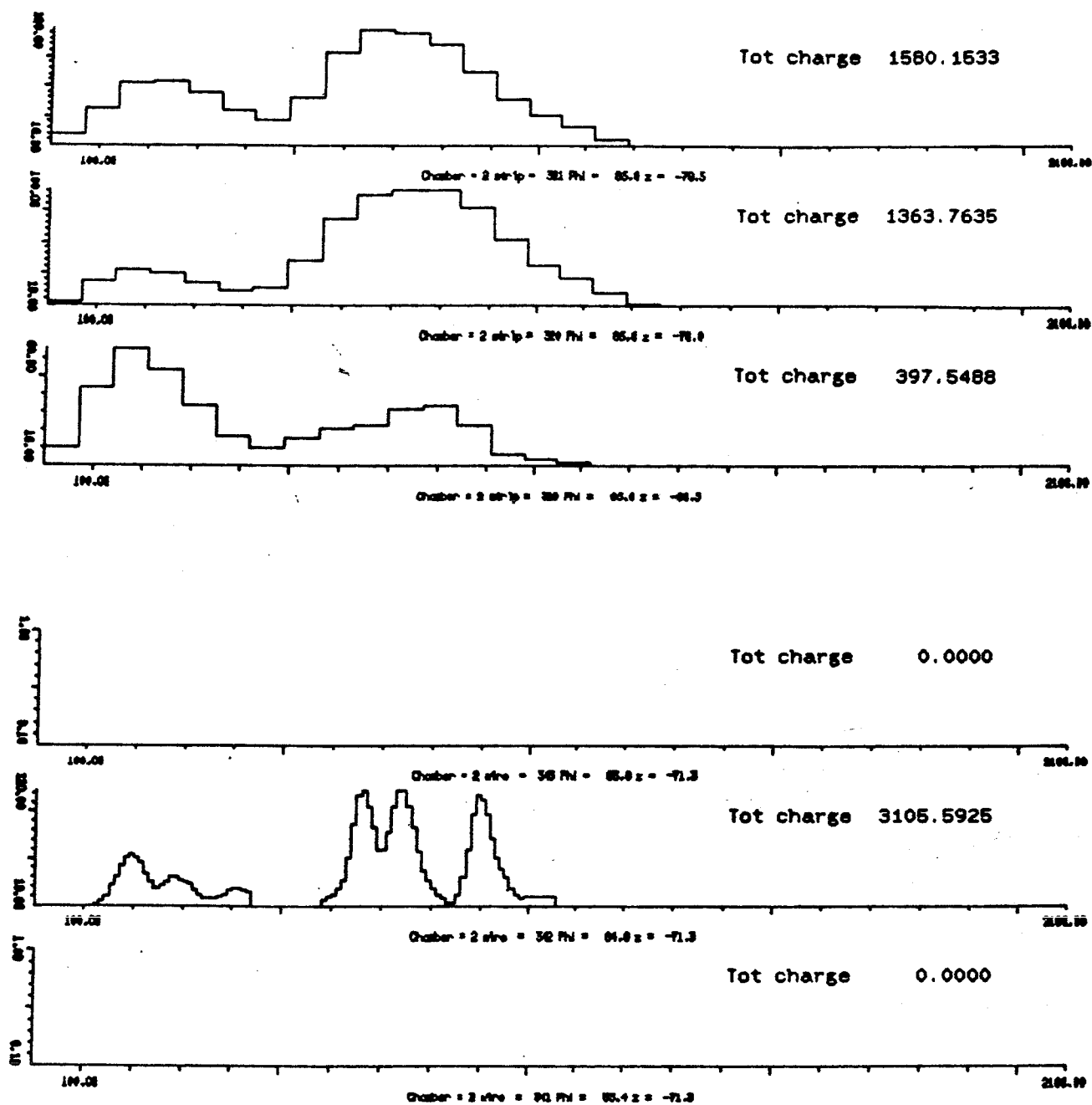
Date: 871216 Jon date 890115 Lvt. 1
Bits: 24 W4 23L4 EtC4 Ip24 IpW4

Fig. 6.21 Distribuzione temporale del segnale prodotto dall'elettrone nella camera 2 del rivelatore di radiazione di transizione.