

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

**Lo studio del quark *top* a CDF
nello stato finale puramente adronico**

Dott. Patrizia Azzi

**TESI DI DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA
VIII CICLO (Novembre 1. 1992 - Ottobre 31. 1995)**

A Rosanna, Palmiro e Nicola

Indice

1	Il quark top nel Modello Standard	7
1.1	Introduzione	7
1.2	Il Modello Standard	7
1.3	Evidenze indirette dell'esistenza del top	11
1.4	Anticipazioni sulla massa del <i>top</i>	14
1.4.1	Oscillazioni $B^0 \bar{B}^0$	14
1.4.2	Fit ai parametri elettrodeboli	15
1.5	Produzione e decadimento di coppie $t\bar{t}$ al Tevatron	17
1.5.1	Modi di produzione	18
1.5.2	Modi di decadimento	20
1.6	La scoperta del quark top a <i>CDF</i> e <i>D0</i>	20
1.6.1	L'osservazione di <i>CDF</i>	20
1.6.2	L'osservazione di <i>D0</i>	24
2	Apparato sperimentale	27
2.1	Il Tevatron	27
2.2	Il rivelatore <i>CDF</i>	30
2.2.1	I dispositivi di tracciatura	32
2.2.2	La calorimetria	39
3	Metodologie di ricostruzione degli eventi a <i>CDF</i>	45
3.1	Introduzione	45
3.2	La ricostruzione delle tracce	45
3.2.1	Algoritmo di ricostruzione delle tracce in <i>SVX</i>	46
3.2.2	Efficienza di ricostruzione	47
3.2.3	Risoluzione spaziale e sul parametro d'impatto	48

3.2.4	Ricostruzione del vertice primario	49
3.3	Risoluzione sul p_T e determinazione della scala dei momenti	49
3.4	La ricostruzione dei jet a CDF	52
3.4.1	Cosa è un jet	52
3.4.2	L'algoritmo di ricostruzione	53
3.5	Correzioni all'energia dei jet	54
3.5.1	Correzioni relative	55
3.5.2	Correzioni assolute	57
3.5.3	<i>Underlying event</i> e correzioni <i>out - of - cone</i>	57
3.5.4	Controllo della scala di energia: bilanciamento γ +jet, Z +jet	58
3.5.5	Controllo della scala di energia: calorimetro elettromagnetico	60
4	La selezione cinematica	63
4.1	Introduzione	63
4.2	Il trigger <i>multi - jet</i>	63
4.3	La selezione cinematica	65
4.3.1	La topologia	66
4.3.2	Le variabili cinematiche globali	66
4.3.3	Efficienza per eventi $t\bar{t}$	70
4.3.4	Sistematiche della selezione cinematica	72
5	L'identificazione dei jet con <i>beauty</i>	75
5.1	Introduzione	75
5.2	La ricostruzione del vertice secondario	76
5.3	Efficienza dell'algoritmo	80
5.3.1	Efficienza nell'identificazione di jet con <i>beauty</i>	80
5.3.2	Il fattore di scala	85
5.3.3	Efficienza nell'identificazione di jet con <i>charm</i>	86
5.3.4	Efficienza in eventi $t\bar{t}$	87
5.4	Comportamento sui fondi	88
5.4.1	Il fondo di QCD	89
5.4.2	Sistematiche sulla previsione del fondo	94
5.4.3	Contributo al fondo dai processi con bosoni W e Z più jet	99

6	Misura della sezione d'urto	109
6.1	Introduzione	109
6.2	Risultati sui dati	109
6.3	Misura della sezione d'urto di produzione	111
7	Determinazione della massa del <i>top</i>	117
7.1	Introduzione	117
7.2	Metodo di fit	117
7.3	Correzioni specifiche all'energia dei jet	118
7.4	Modifica alla selezione cinematica	121
7.5	Test del metodo su Monte Carlo	122
7.6	Applicazione del fit ai dati	125
7.7	Misura della massa	127
7.8	Significanza del segnale di massa	131
7.9	Errori sistematici	131

Prefazione

Questa tesi descrive l'analisi per la ricerca del quark *top* (t) nello stato finale puramente adronico utilizzando $(110 \pm 8) \text{ pb}^{-1}$ di dati raccolti dall'esperimento CDF (Capitolo 2) in collisioni $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ al Tevatron di Fermilab.

All'energia del Tevatron collider domina la produzione associata $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$. All'interno del Modello Standard Minimale il quark t decade (quasi sempre) in un bosone W ed un quark b (Capitolo 1). Dato che la massa del *top* è superiore alla somma $M(W) + m(b)$ (Ref.[1]) il bosone W prodotto non è virtuale e i diversi stati finali possibili per gli eventi di t si possono suddividere in categorie a seconda dei decadimenti delle W . I canali privilegiati per la scoperta sono quelli in cui si richiede il decadimento leptonico di almeno una W , Ref.[2, 3, 4]. In tali casi infatti, o si ha una piccola contaminazione di fondo (*canale dileptonico*), eliminabile quasi completamente con richieste topologiche e cinematiche, oppure (*canale di leptone singolo più jet*) il fondo può essere fortemente soppresso richiedendo la presenza di un jet proveniente da un quark b fra i prodotti del decadimento. Nella maggior parte dei casi però, il 44%, entrambe le W decadono in coppie $q\bar{q}'$:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+b W^-\bar{b} \rightarrow (q\bar{q}')b (q\bar{q}')\bar{b}$$

dando luogo ad uno stato finale nominalmente con 6 jet. Questo canale è purtroppo affetto da un enorme fondo di processi di QCD con radiazione che rendono l'isolamento del segnale molto complicato al punto che l'analisi di questo canale è stata considerata per diverso tempo improponibile.

Trovandosi con un rapporto *segnale/fondo* iniziale di circa 10^{-3} bisogna studiare una selezione che riduca il più possibile il numero di eventi osservati, che sono essenzialmente fondo, mantenendo un'efficienza accettabile sul segnale. Per una migliore comprensione degli strumenti che sono utilizzati nell'analisi, il Capitolo

3 è stato dedicato alla descrizione degli algoritmi di ricostruzione di tracce e jet a CDF, e delle risoluzioni ottenibili, sia spaziali che energetiche.

Gli eventi di segnale che si cercano sono caratterizzati dalla presenza di 6 quark nello stato finale, che idealmente danno luogo a 6 jet identificati nel calorimetro: in realtà poichè i jet possono fondersi fra loro, perdersi lungo il fascio o non superare la soglia in energia imposta, la minima molteplicità di jet richiesta è 5. Viene quindi effettuata una selezione stringente di questi eventi in base alle loro caratteristiche cinematiche (Capitolo 4).

In questo modo si riesce ad ottenere un rapporto *segnale/fondo* di circa 1/20, che pur essendo un enorme miglioramento non è ancora sufficiente ad isolare la presenza di un segnale. Questa prima selezione rende di fatto il campione di dati sperimentali cinematicamente indistinguibile dal segnale e quindi è necessario ricorrere ad un approccio di tipo completamente diverso per migliorare ulteriormente la purezza del campione. Dato che un evento $t\bar{t}$ ha sempre due quark b nello stato finale, il metodo è quello di richiedere negli eventi la presenza di almeno un jet proveniente dalla frammentazione di un b (Capitolo 5). Grazie al rivelatore di vertice a microstrip di silicio (SVX) di cui è dotato l'esperimento CDF, si è in grado di ricostruire, all'interno dei jet, i vertici secondari dovuti al decadimento di un adrone con *beauty*. È però necessario dedicare particolare cura alla stima del fondo residuo dopo la richiesta di identificazione del jet da b . Infatti il metodo sviluppato utilizza principalmente l'informazione dei dati stessi, parametrizzando la probabilità di identificare un jet da b in un campione di eventi di QCD con radiazione. La selezione cinematica unita alla richiesta della presenza di almeno un b nell'evento consente di raggiungere un rapporto *segnale/fondo* $\sim 1/3$ e di evidenziare un eccesso statisticamente significativo di eventi osservati rispetto al numero previsto per il fondo. Assumendo che questo eccesso sia dovuto a produzione di eventi $t\bar{t}$ si determina la sezione d'urto di produzione in funzione della massa del *top* (Capitolo 6). Gli eventi con almeno 6 jet possono essere quindi cinematicamente ricostruiti nell'ipotesi che corrispondano ai sei partoni dello stato finale di un evento $t\bar{t}$ (Capitolo 7) e negli eventi selezionati cinematicamente che possiedono almeno un jet identificato come b , si può evidenziare un segnale nella distribuzione di massa ricostruita. La stima della massa del *top* si ottiene per mezzo di un fit di massima verosimiglianza dello spettro osservato con distribuzioni ottenute mescolando fondo e segnale (Monte Carlo) di diverse masse.

Capitolo 1

Il quark top nel Modello Standard

1.1 Introduzione

L'analisi descritta in questa tesi riguarda la ricerca del quark *top* all'interno del Modello Standard. In questo Capitolo vengono descritti brevemente il contesto, le motivazioni teoriche e le evidenze sperimentali indirette che giustificano l'esistenza del quark *top* e come si ottengono anticipazioni sul valore della sua massa. Vengono esposti inoltre i meccanismi di produzione e decadimento del *top* ad un collider adronico.

1.2 Il Modello Standard

La teoria che fornisce la descrizione più accurata dei fenomeni fisici finora osservati è il Modello Standard, nel quale la descrizione unificata delle interazione elettromagnetica e debole è basata sul gruppo di simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, e la descrizione delle interazioni di tipo forte sul gruppo di simmetria $SU(3)_C$ ¹.

Il settore elettrodebole

Il Modello Standard Elettrodebole [5, 6, 7] organizza i leptoni e i quark in famiglie di doppietti. I quark partecipano a tutte e tre le interazioni, mentre i leptoni interagiscono solo in modo elettrodebole. Il gruppo di trasformazione su cui è costruita la teoria di gauge è $SU(2)_L \times U(1)_Y$: i fermioni elementari sono caratterizzati

¹Nel seguito di questa tesi con il termine Modello Standard ci si riferisce a questa definizione estesa.

dai numeri quantici di isospin debole, T_L , e ipercarica, $Y = 2(Q - T_L)$. La simmetria di gauge locale coinvolge un tripletto di campi di gauge A_μ per $SU(2)$ con carica g e un campo B_μ per $U(1)_Y$ con costante di accoppiamento $g'/2$.

Tutti i fermioni levogiri sono doppietti rispetto al gruppo di trasformazioni di isospin debole, $T_L = 1/2$, mentre i fermioni destrogiri sono invece singoletti per la stessa trasformazione, $T_R = 0$. In Tabella 1.1 e 1.2 sono riassunte le proprietà delle particelle descritte all'interno del Modello Standard.

Famiglia	1	2	3	T_L	T_{3L}	Q
Leptoni	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$1/2$	$1/2$	0
	e_R	μ_R	τ_R	$1/2$	$-1/2$	-1
Quarks				0	0	-1
	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$1/2$	$1/2$	$+2/3$
	u_R	c_R	t_R	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$
	d_R	s_R	b_R	0	0	$+2/3$
Higgs				0	0	$-1/3$
	$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			$1/2$	$1/2$	1
				$1/2$	$-1/2$	0

Tabella 1.1: I fermioni e il bosone scalare di Higgs dello SM.

Bosoni di Gauge	Spin	Q	Colore	Massa (GeV/c^2)
γ	1	0	no	0
W^\pm	1	± 1	no	80.410 ± 0.18 [8]
Z^0	1	0	no	91.187 ± 0.007 [9]
$g_i (i = 1, \dots, 8)$	1	0	si	0

Tabella 1.2: I bosoni vettori di gauge dello SM.

La simmetria di gauge di $SU(2) \times U(1)$ vieta esplicitamente di scrivere qualsiasi termine di massa sia per i bosoni che per i fermioni. Nel settore elettrodebole i bosoni vettori W^\pm e Z^0 acquistano massa per mezzo del meccanismo di rottura spontanea di simmetria. Per fare in modo che uno solo dei bosoni di gauge (il fotone) rimanga privo di massa si introduce un unico doppietto scalare complesso (di Higgs). La simmetria di $SU(2) \times U(1)_Y$ viene rotta in modo spontaneo assegnando allo scalare di Higgs un valore di aspettazione non nullo sul vuoto, facendo in modo di preservare la simmetria di $U(1)_{EM}$. La rottura spontanea e lo shift del campo di Higgs non solo rendono massivi i bosoni vettori ma consentono anche ai quark di acquistare massa tramite accoppiamenti tipo Yukawa. Il termine di Yukawa più generale che possiamo scrivere in funzione degli autostati della simmetria elettrodebole, è:

$$U_L^i \equiv \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad u_{iR}, \quad d_{iR} \quad (i \equiv 1, 2, 3)$$

$$\mathcal{L}_{mass} = \sum_{i=1,3} \sum_{j=1,3} [\lambda_{ij}^D \bar{U}_L^i \phi d_R^j + \lambda_{ij}^U \bar{U}_L^i \tilde{\phi} u_R^j] + C.C.$$

dove sono permessi accoppiamenti fra le diverse generazioni. In seguito alla rottura di simmetria si ha:

$$\phi(x) \xrightarrow{SSB} \phi'(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \rho(x) \end{pmatrix}$$

$$\overline{(u_1, u_2, u_3)_L} \mathcal{M}^U \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}_R + C.C.$$

$$\overline{(d_1, d_2, d_3)_L} \mathcal{M}^D \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}_R + C.C.$$

ove $\mathcal{M}_{ij}^U = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_{ij}^U$ e $\mathcal{M}_{ij}^D = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_{ij}^D$ sono le matrici di massa dei quark.

\mathcal{M} sono matrici complesse generiche e possono essere diagonalizzate: $\mathcal{U}_R^{-1} \mathcal{M}^U \mathcal{U}_L$ e $\mathcal{D}_R^{-1} \mathcal{M}^D \mathcal{D}_L$. Le matrici unitarie $\mathcal{U}_{L,R}$ e $\mathcal{D}_{L,R}$ legano quindi gli autostati di massa a quelli di carica:

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}_{L,R} = \mathcal{U}_{L,R} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} \quad \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}_{L,R} = \mathcal{D}_{L,R} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R}$$

La corrente carica può essere riscritta:

$$\overline{(u_1, u_2, u_3)_L} \gamma^\mu \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}_L = \overline{(u, c, t)_L} \mathcal{U}_L^\dagger \mathcal{D}_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L$$

e il mescolamento delle generazioni è descritto dalla matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM):

$$V_{CKM} \equiv \mathcal{U}_L^\dagger \mathcal{D}_L \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} V_{us} V_{ub} \\ V_{cd} V_{cs} V_{cb} \\ V_{td} V_{ts} V_{tb} \end{pmatrix}$$

Il settore delle interazioni forti (QCD)

Analogamente al settore elettrodebole anche la descrizione delle interazioni forti è basata su un gruppo di simmetria di gauge non abeliano, $SU(3)_C$ [10, 11]. I bosoni vettori di gauge mediatori delle interazioni sono otto gluoni, elettricamente neutri e privi di massa, accoppiati alla carica conservata detta *colore*.

L'ampiezza per un processo forte ad una scala di momento trasferito Q^2 è parametrizzabile in termini di una costante di accoppiamento *running*, $\alpha_s(Q^2)$:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \log(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

ove $b_0 = \frac{33-2n_f}{12\pi}$ e n_f è il numero di sapori di quark. La scala di momento Λ è chiamata comunemente "il parametro di scala di QCD" ed è il solo parametro libero di QCD oltre alle masse dei quark e si determina dal confronto fra le previsioni teoriche e i dati sperimentali. Dalla dipendenza di $\alpha_s(Q^2)$ si vede come la costante di accoppiamento decresce all'aumentare del Q^2 dell'interazione. In particolare, per Q^2 molto grandi i quark e i gluoni interagiscono fra loro molto debolmente (regime

di *libertà asintotica*) ed in tale regime è possibile utilizzare un approccio di tipo perturbativo per il calcolo delle previsioni.

1.3 Evidenze indirette dell'esistenza del top

Cancellazione delle anomalie nel Modello Standard Elettrodebole

Da quando nel 1977 a Fermilab [12] è stata scoperta la risonanza Y e quindi il quark b è cominciata la ricerca del suo compagno di isospin debole. Stabilito che la carica del b fosse $Q_b = -1/3$ era naturale aspettarsi che dovesse esistere il partner di isospin debole, la componente superiore della terza famiglia di carica $Q_t = +2/3$. Oltre al vantaggio estetico di completare la simmetria delle tre famiglie di leptoni e quark, il completamento del doppietto di isospin garantisce l'assenza di correnti neutre con cambiamento di sapore (GIM). Come "bonus" la sua presenza rimuove le anomalie presenti nella teoria.

Infatti, se si considerano solamente singoletti e doppietti di isospin debole, l'unica anomalia non nulla che corrisponde a diagrammi di tipo triangolare è proporzionale a^2 :

$$\sum_{\text{fermions}} \text{tr}(T^a T^a Y) \propto \sum_{\text{doublets}} Y$$

Se consideriamo solo i 3 doppietti leptonici abbiamo un contributo non nullo all'anomalia:

$$\sum_{\text{leptonic doublets}} Y = 3 \times Y = 3 \times (-1)$$

²Si assuma che i fermioni siano accoppiati ai campi di gauge per mezzo di una corrente assiale. Le anomalie possono presentarsi qualora si cerchi di conservare (o quasi-conservare) tale corrente, e derivano dall'impossibilità di regolarizzare la teoria preservando la simmetria chirale. La presenza di tali anomalie è estremamente dannosa perchè distrugge l'invarianza di gauge della teoria e quindi la sua rinormalizzabilità. Il teorema di Adler-Bardeen dice che una teoria può essere priva di anomalie solo se non possiede grafici triangolari. Nel Modello Standard Elettrodebole i bosoni di $SU(2)$ contribuiscono a correnti di tipo levogiro, mentre quelli di $U(1)$ contribuiscono a correnti levogire e destrorgire:

$$SU(2) \rightarrow j_{L\mu}^a = \frac{1}{2} \sum_i \bar{\psi}_L \gamma_\mu \tau^a \psi_L$$

$$U(1) \rightarrow j_\mu^Y = \frac{1}{2} \sum_i (\bar{\psi}_{Li} \gamma_\mu Y \psi_{Li} + \bar{\psi}_{Ri} \gamma_\mu Y \psi_{Ri})$$

Il contributo dei diagrammi triangolari di ciascuna è $A(SU(2)) \propto \frac{1}{2} \sum_i Q_i$ e $A(U(1)) \propto \sum_i Q_i$. Globalmente questo significa che per avere la cancellazione delle anomalie la somma delle cariche elettriche totali di tutti i fermioni deve essere nulla.

ma se si incorpora la parte adronica:

$$\sum_{\text{hadronic doublets}} Y = 3 \times Y \times C_f = 3 \times \left(\frac{1}{3}\right) \times C_f$$

ove $C_f = 3$ è il fattore di colore, i contributi leptonici ed adronici all'anomalia si cancellano reciprocamente come desiderato³.

Soppressione delle correnti neutre con cambiamento di sapore (FCNC) nei decadimenti dei mesoni B

Il meccanismo GIM [13] provoca la soppressione delle correnti neutre con cambiamento di sapore (FCNC) se ogni famiglia possiede la stessa struttura di doppietto di isospin sinistrorso e singoletto destrorso. La teoria prevede i seguenti limiti sulla probabilità del decadimento dei mesoni B in due leptoni [14]:

$$BR(B \rightarrow \mu^+ \mu^-) \leq 1.9 \times 10^{-15} \quad e \quad BR(B \rightarrow e^+ e^-) \leq 8. \times 10^{-11}$$

Se il b costituisse un singoletto, la teoria favorirebbe il valore di [15]:

$BR(B \rightarrow l^+ l^-) \geq 1.3 \times 10^{-2}$. I limiti sperimentali sono[9]:

$$BR(B \rightarrow l^+ l^-) \leq 5.9 \times 10^{-6} \quad @90\% C.L.$$

in accordo con la presenza di un sesto quark massivo che completa il doppietto.

Asimmetrie nei decadimenti delle coppie $b\bar{b}$

Dai processi di corrente neutra di tipo $\gamma, Z \rightarrow b\bar{b}$ è possibile misurare l'isospin debole del quark b . Si consideri una generalizzazione della teoria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ in cui il quark b può possedere un isospin debole sia levogiro che destrorso. Gli accoppiamenti chirali di corrente neutra si possono scrivere:

$$L^b = T_{L3}^b - Q^b \sin^2 \theta_W$$

$$R^b = T_{R3}^b - Q^b \sin^2 \theta_W$$

³È importante notare come la presenza del numero quantico di colore sia fondamentale per la rinormalizzabilità del settore elettrodebole della teoria dimostrando la sua profonda connessione con il modello per le interazioni forti (QCD).

che differiscono da quelli del Modello Standard per la presenza di T_{R3}^b . Le caratteristiche della reazione $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ ci permettono di determinare i valori T_{L3}^b e T_{R3}^b direttamente dall'esperimento.

Al picco della Z^0 , l'asimmetria avanti-indietro $A_{FB}(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ misura la combinazione $(L_b^2 - R_b^2)/(L_b^2 + R_b^2)$. Molto al di sotto della risonanza l'asimmetria è dominata dall'interferenza $\gamma - Z$, e $A_{FB}(e^+e^- \rightarrow b\bar{b})$ misura la combinazione $L_b - R_b$. Una delle prime misure sensibile di A_{FB}^b è stata quella effettuata dalla collaborazione JADE a PETRA, in collisioni e^+e^- all'energia di $\sqrt{s} = 34.6 \text{ GeV}$ [16]. Il valore misurato, $A_{FB}^b = -22.8 \pm 6.5\%$ è in completo accordo con il valore calcolato supponendo $T_{3L}^b = -1/2$, $(A_{FB}^b)_{th.} = -25.2\%$. Le più recenti e precise misure di LEP [17] di A_{FB}^b forniscono $T_{3L}^b = -0.504^{+0.18}_{-0.11}$.

La larghezza parziale della Z in $b\bar{b}$ è stata misurata con grande precisione a LEP [9]:

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = 385 \pm 6 \text{ MeV}$$

Dall'accoppiamento del bosone Z con i fermioni:

$$\frac{g\gamma^\mu}{\cos\theta_W} \left[T_{L3}^f \frac{(1 - \gamma^5)}{2} - Q^f \sin^2\theta_W \right]$$

si ottiene:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) = 24\Gamma_0[(T_{L3}^b - Q^b \sin^2\theta_W)^2 + (Q^b \sin^2\theta_W)^2]$$

ove $\sin^2\theta_W$ è l'angolo di Weinberg e $\Gamma_0 = \frac{G_\mu M_Z^2}{24\pi\sqrt{2}} = 82.9 \text{ MeV}$. Grazie al piccolo valore di $\sin^2\theta_W$, e nota Q^b , il valore della larghezza dipende in modo cruciale dal valore di isospin del b . Si ottiene, infatti [18]:

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = 381 \text{ MeV} \quad (24 \text{ MeV}) \quad \text{per} \quad T_{L3}^b = -\frac{1}{2} \quad (0)$$

Confrontando queste predizioni con la larghezza sperimentalmente misurata si deduce l'esistenza del quark top come partner di isospin del b .

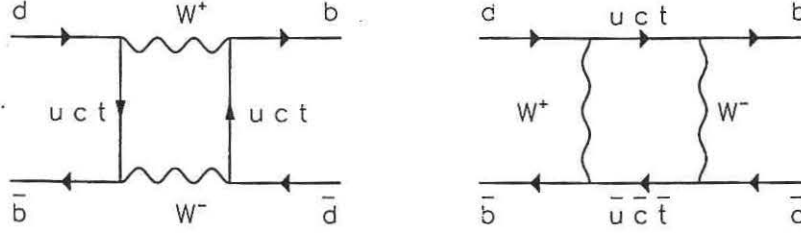


Figura 1.1: Diagrammi responsabili delle oscillazioni nel sistema $B^0\bar{B}^0$

1.4 Anticipazioni sulla massa del *top*

1.4.1 Oscillazioni $B^0\bar{B}^0$

La misura delle oscillazioni nel sistema $B^0\bar{B}^0$ [19] è in grado di fornire informazioni sulla massa del *top*. Queste oscillazioni sono dovute ai processi di interazione debole mostrate nei diagrammi in Fig. 1.1. Il coefficiente di mixing dipende dal rapporto fra la differenza di massa ΔM fra gli autostati della lagrangiana elettrodebole e la loro larghezza:

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma} = \frac{\tau_B G_F^2 m_B}{6\pi^2} B_B f_B^2 |V_{td} V_{tb}^*|^2 m_t^2 F\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right) \eta_{QCD}$$

I parametri τ_B , m_B ed η_{QCD} sono noti. Con buona approssimazione si può assumere $V_{tb} \sim 1$. La costante di decadimento f_B e il cosiddetto *bag-parameter* B_B non possono essere calcolati, ma sono ottenuti dall'esperimento e $F(\frac{m_t^2}{m_W^2})$ è una funzione nota di $(\frac{m_t^2}{m_W^2})$. La misura di x fornisce quindi informazioni sull'elemento V_{td} della matrice CKM, modulo il valore di $F(\frac{m_t^2}{m_W^2})$ [20]. Il mixing è spesso espresso in termini del rapporto $\chi = \frac{x^2}{2+2x^2}$ che rappresenta il numero di volte in cui una particella oscilla nella relativa antiparticella rispetto al totale. Il valore misurato da CDF [21] per il mixing inclusivo per B_d e B_s è:

$$\chi = 0.118 \pm 0.008(stat.) \pm 0.020(syst.)$$

e quello di ALEPH [22] è:

$$\chi = 0.119 \pm 0.012$$

In passato, i valori di χ_d e χ_s misurati da ARGUS [20], CLEO [23] e UA1 [24] sono stati utilizzati [25] per estrarre un limite inferiore alla massa del quark top: $m_t > 60 \text{ GeV}/c^2$ al 90% di C.L..

1.4.2 Fit ai parametri elettrodeboli

Un limite superiore alla massa del top, $m_t < 200 \text{ GeV}$, proviene dalle correzioni radiative alle masse della W e della Z [26, 27, 28, 29].

La misura precisa dell'ammontare delle correzioni radiative a LEP ha recentemente affinato questo limite al punto da ottenere una stima indiretta di m_t [30]. La massa della W può essere calcolata al *tree level* dal diagramma di decadimento del μ , e la massa della Z si ottiene dalla relazione:

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

Per l'angolo di mixing si usa la stima proveniente dagli esperimenti di scattering di neutrini:

$$\sin^2 \theta_W = 0.226 \pm 0.005$$

Infine la costante di accoppiamento elettromagnetica alla scala appropriata è:

$$\alpha(M_Z^2) = \alpha(m_e^2)[1 + \Delta r] \simeq 1/128$$

che corrisponde ad una correzione radiativa EM di $\Delta r \simeq 0.07$.⁴

Dalle relazioni ora viste e dalla stima di G_F dal rate osservato per il decadimento del μ :

$$G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2} = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

si ottiene:

$$M_W = 81.2 \pm 0.8 \text{ GeV}, \quad M_Z = 92.2 \pm 0.9 \text{ GeV}$$

⁴Per essere più precisi $\alpha(M_Z^2) \simeq 1/128.8$, che corrisponde ad una correzione radiativa EM di circa il 6%. Ma bisogna considerare anche il piccolo contributo delle correzioni radiative elettrodeboli, $\sim 1\%$, dovute a processi che non riguardano il top, e quindi non esclusi dal termine $\Delta r'$ che verrà discusso nel seguito.

che va confrontato con il risultato sperimentale⁵

L'errore dell'1% nella predizione al primo ordine di M_W e M_Z riflettono semplicemente l'errore del 2% sul parametro di input $\sin^2 \theta_W$. Le predizioni sono più alte dei corrispondenti valori sperimentali di circa 1σ . Consideriamo ora le correzioni deboli alla M_W e M_Z . Per una grande massa m_t , le correzioni dominanti vengono dai contributi del loop $t\bar{b}$ al propagatore della W e l'analogo contributo $t\bar{t}$ al propagatore della Z. Questo perchè l'accoppiamento di Yukawa fra le componenti longitudinali di W e Z e del top è proporzionale a m_t . La correzione radiativa è proporzionale a m_t^2 , cioè ha la forma:

$$M_W^2 = \frac{\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2}\sin^2\theta_W G_F}(1 + \Delta r')$$

$$\Delta r' \simeq \frac{-3\sqrt{2}}{16\pi^2} G_F \cot^2\theta_W m_t^2 \simeq -1.07 \times 10^{-6} m_t^2$$

Perciò per $m_t > 200 \text{ GeV}/c^2$ si ottiene:

$$\Delta r' < -0.43 \implies M_W < 79.5 \pm 0.8 \text{ GeV}, \quad M_Z < 90.2 \pm 0.9 \text{ GeV}$$

quindi una larga correzione negativa che porta la predizione ad abbassare M_Z almeno di 1σ al di sotto del valore sperimentale misurato. Di conseguenza si ottiene il limite superiore su m_t . In Fig.1.2 viene mostrato il risultato della stima delle correzioni radiative in funzione di m_t per due valori estremi della massa dell'Higgs. La dipendenza della correzione da m_{Higgs} è solamente logaritmica.

Il valore favorito è $\Delta r' \simeq -0.03$ che corrisponde a $m_t \simeq 170 \text{ GeV}/c^2$, ma la barra di errore (dovuta all'incertezza su $\sin^2 \theta_W$) è troppo grande per consentire una determinazione di m_t .

Una stima molto precisa si può ottenere facendo un fit globale ai parametri della Z, misurati con grande precisione a LEP. Il risultato è:

$$m_t = 173_{-13}^{+12} \text{ }_{-20}^{+18} \text{ GeV}/c^2$$

o equivalentemente:

$$\sin^2 \theta_W = .2249 \pm .0013_{-.0002}^{+.0003}$$

⁵Viene citato il valore di M_W usato in questo fit, per la misura più recente vedi pag.5.

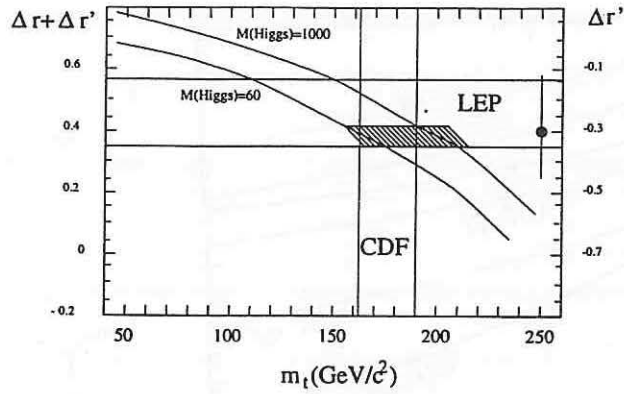


Figura 1.2: Correzioni radiative in funzione di m_t per $m_{Higgs} = 60$ e 1000 GeV. Sono mostrate le bande a 1σ di M_Z e $\sin^2 \theta_W$ per tre diverse stime di $\sin^2 \theta_W$: da M_W/M_Z (banda orizzontale), dallo scattering νN (punto) e dalla misura di precisione dei parametri della Z a LEP (area tratteggiata). Per confronto è stata aggiunta la stima diretta di CDF.

dove il secondo errore si ottiene facendo variare m_{Higgs} da 60 GeV a 1000 GeV.

1.5 Produzione e decadimento di coppie $t\bar{t}$ al Tevatron

Nelle collisioni all'energia del Tevatron i protoni (e gli antiprotoni) non si comportano come particelle puntiformi, ma piuttosto (modello a partoni di QCD) come se fossero composte di tre quark di *valenza* e da coppie virtuali di quark e gluoni. La maggior parte delle interazioni sono a basso momento trasferito, e solo occasionalmente si può avere una interazione a grande Q^2 e la produzione di stati energetici nella direzione trasversa rispetto a quella dei fasci. In tali casi la sezione d'urto adronica si può esprimere come una convoluzione delle funzioni di distribuzione dei partoni con le relative sezioni d'urto partoniche, e si può calcolare in modo perturbativo in funzione della costante di accoppiamento forte α_s . La sezione d'urto per la produzione di top ad un collider $p\bar{p}$ si scrive:

$$\sigma(s) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i^A(x_1, \mu) f_j^B(x_2, \mu) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_t^2, \mu)$$

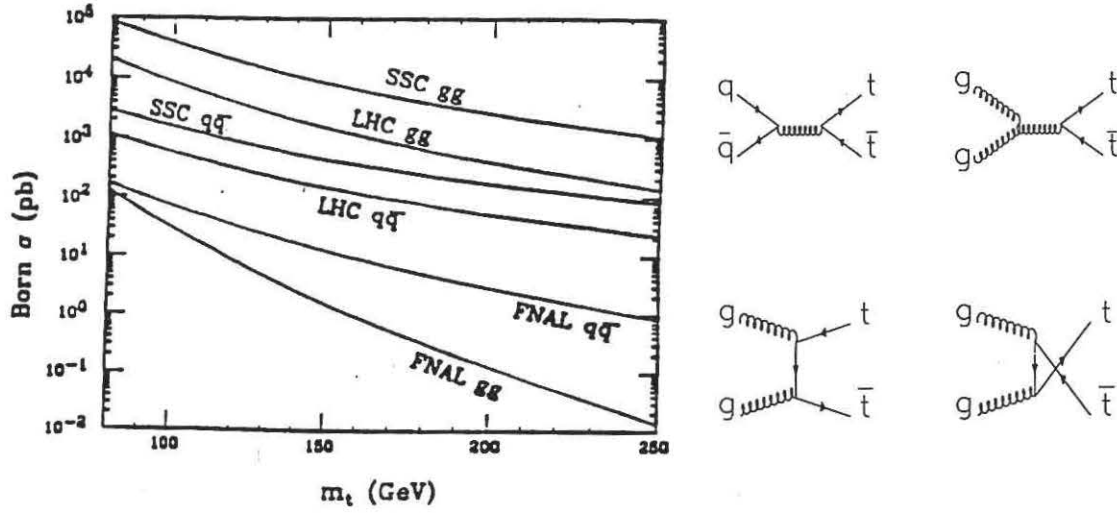


Figura 1.3: Sezione d'urto per la produzione di coppie $t\bar{t}$ al Tevatron, LHC e SSC e relativi diagrammi di Feynman

ove $f_i(f_j)$ sono le funzioni di distribuzione dei partoni nel $p(\bar{p})$, $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{s x_1 x_2}$ è l'energia disponibile nel centro di massa del processo duro, e μ è la scala di energia caratteristica dell'interazione forte.

1.5.1 Modi di produzione

In Fig.1.3 sono mostrate la sezione d'urto al variare di m_t e i relativi diagrammi di Feynman dei tre processi all'ordine più basso nella costante di accoppiamento forte ($O(\alpha_s^2)$) mediante i quali può avvenire la produzione di coppie $t\bar{t}$ alle energie del Tevatron e di LHC. All'ordine più basso (α_s^2) i contributi dominanti alla produzione di coppie $t\bar{t}$ sono l'annichilazione $q\bar{q}$ e la fusione di gluoni, mentre la produzione aperta indotta da gluoni risente di una soppressione (1/3) dovuta al fattore di colore[31][32]. Le sezioni d'urto partoniche corrispondenti sono:

$$\hat{\sigma}^{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}} = \frac{\pi \alpha_s^2 \beta \rho}{27 m_t^2} (2 + \rho)$$

$$\hat{\sigma}^{gg \rightarrow t\bar{t}} = \frac{\pi \alpha_s^2 \beta \rho}{192 m_t^2} \left[\frac{1}{\beta} (\rho^2 + 16\rho + 16) \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 28 - 31\rho \right]$$

ove $\rho = 4m_t^2/\hat{s}$ e $\beta = \sqrt{1-\rho}$ [33].

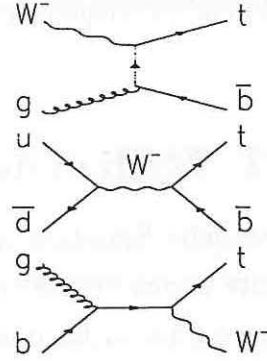
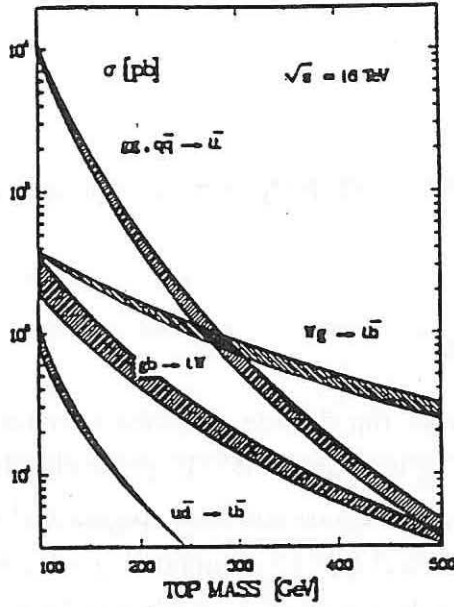


Figura 1.4: Sezione d'urto per la produzione di top singolo ad un collider adronico e relativi diagrammi di Feynman

In Fig.1.5 è riportata la sezione d'urto totale di produzione di coppie $t\bar{t}$ calcolata da Laenen-Smith-Van Neerven[34] ($NNLO$) per l'energia del Tevatron.

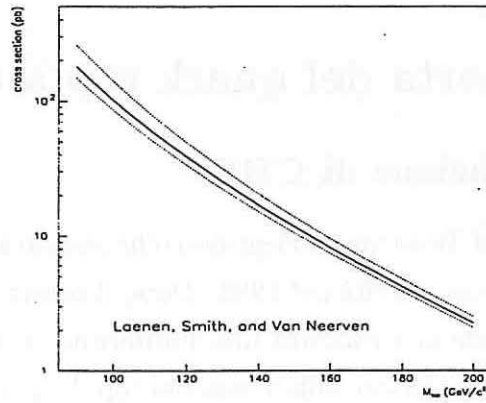


Figura 1.5: Sezione d'urto di produzione di coppie $t\bar{t}$.

In Fig.1.4 sono mostrati invece i diagrammi per i processi che danno luogo alla produzione di top singolo, e la sezione d'urto in funzione di m_t per i vari processi alle energie di LHC. Bisogna tenere presente che il processo mediato dalla corrente debole carica $u\bar{d} \rightarrow t\bar{b}$ è soppresso rispetto ai processi forti di Fig.1.3 dal fattore α_W^2/α_s^2 . I processi in cui compaiono entrambe le interazioni sono all'ordine più basso quelli del tipo $gb \rightarrow tW^-$ e $gW^- \rightarrow t\bar{b}$: quest'ultimo, che viene detto "fusione

W-gluone", diviene competitivo con i processi di Fig.1.3 per una massa elevata del top⁶.

1.5.2 Modi di decadimento

Nel Modello Standard minimale il quark *top* decade per mezzo di un processo di corrente carica debole con l'emissione di un bosone *W*. Il quark che decade si trasforma quindi in un quark di sapore più leggero con B.R. regolato dagli elementi della matrice *CKM*. Per quanto riguarda il *top*, gli elementi V_{td} e V_{ts} sono praticamente nulli. Il decadimento largamente dominante è $t \rightarrow Wb$ e la *W* emessa è reale se $m_t > M_W + m_b$. Come si è visto, ad un collider adronico il processo dominante di produzione è $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X$. I due quark *top* decadono prima di avere il tempo di adronizzare⁷, dando luogo ad uno stato finale che comprende due *W* e due quark *b*. Anche le *W* decadono rapidamente ($\tau_W \approx 10^{-25}$) ciascuna in due leptoni $W \rightarrow l\nu_l$ oppure in due quark $W \rightarrow q\bar{q}'$. Si hanno in tutto nove possibili modi equiprobabili⁸ di decadimento per ciascuna *W*, vedi Fig.1.6.

1.6 La scoperta del quark top a CDF e D0

1.6.1 L'osservazione di CDF

L'esperimento CDF al Tevatron di Fermilab (che sarà descritto in dettaglio nel Capitolo 2) ha iniziato la sua attività nel 1988. Dopo il primo periodo di presa dati, detto *Run 0* (1988-89), in cui si è raccolta una luminosità integrata pari a $\mathcal{L} = 4.1 \text{ pb}^{-1}$, CDF ha posto il limite inferiore alla massa del top $M_{top} > 91 \text{ GeV}/c^2$ @90% C.L.[36]. Nel 1992 è cominciato il *Run 1*, tuttora in corso, che dovrebbe accumulare un totale di circa $\mathcal{L} = 150 \text{ pb}^{-1}$ di dati. Utilizzando la luminosità integrata di $\mathcal{L} = 19.7 \text{ pb}^{-1}$ raccolta nella prima fase di questa presa dati, CDF è stato in grado di presentare un

⁶Per collider ad energie nel c.m. come LHC e per $m_t > 300 \text{ GeV}/c^2$ questo processo prevale sulla produzione di coppie. Il motivo deriva dal fatto che i processi forti scalano con $1/\hat{s}$, mentre il processo di fusione W-gluone risente del propagatore $(Q^2 + m_W^2)^{-1}$. La sezione d'urto di quest'ultimo è quindi dominata dalla regione di spazio delle fasi $Q^2 \ll m_W^2$. Inoltre, i processi di produzione di singolo top hanno una soglia energetica più bassa.

⁷La vita media del top è funzione di m_t^3 [35] ed è circa 10^{-25} secondi.

⁸In generale lo spazio delle fasi di un decadimento, e quindi la frequenza relativa, dipende dalla massa degli stati finali. In questo caso l'effetto è trascurabile al primo ordine dato che $M_W \gg m_{prodotti}$.

Modo di decadimento	Branching Ratio
$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q} b q\bar{q} \bar{b}$	36/81
$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q} b e\nu \bar{b}$	12/81
$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q} b \mu\nu \bar{b}$	12/81
$t\bar{t} \rightarrow q\bar{q} b \tau\nu \bar{b}$	12/81
$t\bar{t} \rightarrow e\nu b \mu\nu \bar{b}$	2/81
$t\bar{t} \rightarrow e\nu b \tau\nu \bar{b}$	2/81
$t\bar{t} \rightarrow \mu\nu b \tau\nu \bar{b}$	2/81
$t\bar{t} \rightarrow e\nu b e\nu \bar{b}$	1/81
$t\bar{t} \rightarrow \mu\nu b \mu\nu \bar{b}$	1/81
$t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b \tau\nu \bar{b}$	1/81

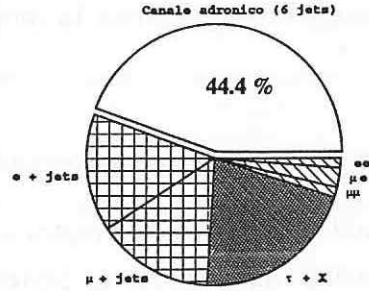


Figura 1.6: Canali di decadimento della coppia $t\bar{t}$ nello SM minimale con i rispettivi branching ratio assumendo decadimenti di corrente carica. Il simbolo q indica un quark leggero: u, d, c o s .

evidenza, seppure statisticamente limitata, della produzione di eventi $t\bar{t}$, vedi Ref.[2]. Grazie ad una maggiore statistica accumulata durante il 1994, CDF ha annunciato l'osservazione statisticamente significativa della produzione di top , descritto in Ref.[3], nel Marzo 1995.

I canali di decadimento utilizzati nella scoperta del quark top sono quelli in cui una o entrambe le W decadono in modo leptonico, ove i leptoni sono e o μ ⁹.

Canale dileptonico

Il segnale in questo canale è caratterizzato dalla presenza di due leptoni isolati di alto $p_T(E_T(e) > 20 \text{ GeV}$ e $p_T(\mu) > 20 \text{ GeV}/c$) e di segno opposto nella regione centrale ($|\eta| < 1.0$), dalla presenza di energia mancante a causa dei neutrini ($\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$), e di quella di due jet dovuti all'adronizzazione dei quark b ($E_T(jet) > 10 \text{ GeV}$, $|\eta(jet)| < 2.0$). Sono scartati gli eventi in cui i leptoni sono dello stesso tipo, con carica opposta e massa invariante fra 75 e 105 GeV/c^2 . Questo canale ha lo svantaggio di avere un B.R. molto basso (5%), ma gioca a suo favore il fatto che la contaminazione da parte del fondo è piccola. I pochi processi che possono mimare un evento di questo tipo sono, in ordine di importanza: produzione Drell-Yan di

⁹L'analisi con i leptoni τ è tuttora in corso.

coppie di leptoni, $Z \rightarrow \tau\tau$ ¹⁰, falsi leptoni, WW , bb . Dopo la selezione si osservano 8 eventi nei vari canali, da confrontare con 1.92 ± 0.4 attesi dal fondo. La probabilità che il fondo da solo fluttui in modo poissoniano al numero di eventi osservato¹¹ è: $\mathcal{P} = 10^{-3}$.

Canale di leptone singolo+jet

Per l'analisi nel canale di leptone singolo viene selezionato un campione di dati di W inclusivo richiedendo: un leptone isolato di alto momento trasverso nella regione centrale con $|\eta| < 1.0$ ($E_T(e) > 20 \text{ GeV}$, $p_T(\mu) > 20 \text{ GeV}/c$), e l'energia trasversa mancante dovuta al neutrino, $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$. Inoltre si richiede che vi siano ≥ 3 jet nell'evento ($E_T(\text{jet}) > 15 \text{ GeV}$ e $|\eta(\text{jet})| < 2.0$).

Il fondo principale è dovuto a eventi di $W + \text{jets}$ e la principale differenza è che gli eventi $t\bar{t}$ contengono *sempre* una coppia $b\bar{b}$, mentre la W è prodotta in associazione ad una coppia di $b\bar{b}$ solo se avviene uno splitting di gluone. L'identificazione della presenza di un jet da un quark b è quindi un modo molto efficace per la riduzione del fondo in questo canale. CDF utilizza due diversi metodi: a) la ricerca di un vertice secondario dovuto al decadimento dell'adrone con b , sfruttando l'ottima risoluzione spaziale del rivelatore di vertice; b) la ricerca di un leptone non isolato ed a basso p_T ($2 < p_T(e, \mu) < 20 \text{ GeV}/c$) all'interno di un jet, proveniente dal decadimento semileptonico del b o del c sequenziale.

Il fondo viene stimato calcolando la frazione di eventi $W + \text{jet}$ (MonteCarlo HERWIG) che contengono un quark b o c e normalizzando ai dati il numero trovato. I risultati sono riassunti in Tab.1.3. La probabilità che l'eccesso osservato combinando i due metodi sia dovuto ad una fluttuazione del fondo è $\mathcal{P} = 4 \times 10^{-9}$, ed è $\mathcal{P} = 2 \times 10^{-6}$ per il solo metodo del vertice secondario.

Sezione d'urto di produzione e determinazione della massa

La determinazione della sezione d'urto di produzione è stata ottenuta combinando l'informazione del canale con due leptoni e delle due ricerche ("vertice secondario" e "leptone soffice") del canale di leptone singolo, ed è pari a $\sigma_{t\bar{t}}(\mathcal{L} = 67 \text{ pb}^{-1}) =$

¹⁰Per ridurre il fondo $Z \rightarrow \tau\tau$ e i jet male misurati, vi è un taglio addizionale: se $\cancel{E}_T < 50 \text{ GeV}$, si richiede una separazione angolare fra la \cancel{E}_T e il leptone o jet più vicino $\Delta\phi > 20^\circ$

¹¹Un evento $\mu\mu$ con un γ di alta E_T , consistente con il processo $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ è stato rimosso dal calcolo della significanza.

	Eventi con ≥ 1 tag	Tags	Fondo
≥ 3 jet(SVX)	32	40	9.87 ± 2.8
≥ 3 jet(SLT)	36	40	23.8 ± 3.6

Tabella 1.3: Riassunto dei risultati di CDF nel canale leptone+jets ($\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$)

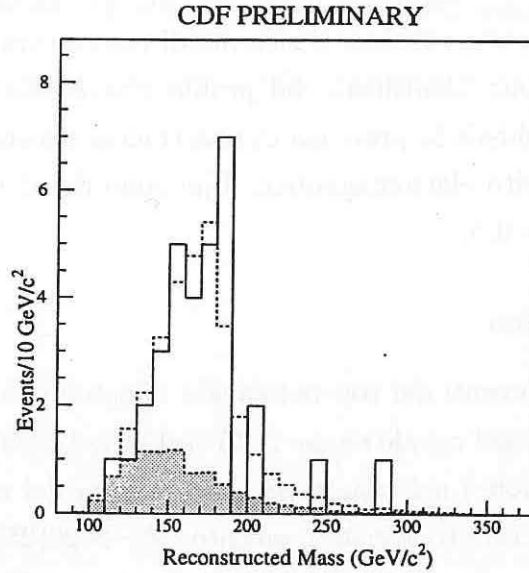


Figura 1.7: Distribuzione di massa ricostruita per gli eventi di $l + 4\text{jet}$ con almeno un b identificato dell'esperimento CDF. L'istogramma grigio indica il contributo del fondo. L'istogramma tratteggiato rappresenta l'attesa del fondo più il contributo di eventi $t\bar{t}$ (HERWIG, $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$).

$7.6^{+2.4}_{-2.0} \text{ pb}$. Utilizzando il numero di tag osservati nel canale dileptonico e di leptone singolo più jet CDF ha misurato il *branching ratio*: $(t \rightarrow Wb)/(t \rightarrow Wq) = 0.94 \pm 0.27(\text{stat.}) \pm 0.13(\text{syst.})^{12}$.

Gli eventi di leptone+jet che hanno un quarto jet¹³ ed almeno un tag sono stati cinematicamente ricostruiti nell'ipotesi $t\bar{t}$ ed il valore della massa misurato è $m_{top} = 176 \pm 8(\text{stat.}) \pm 10(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$, vedi Fig.1.7.

¹²Dalla misura del B.R. si può anche estrarre un limite inferiore sull'elemento della matrice CKM: $|V_{tb}| > 0.022(95\%C.L.)$

¹³Per aumentare la statistica si rilasciano le soglie per il quarto jet: $E_T(4th \text{ jet}) > 8 \text{ GeV}$ e $|\eta(4th \text{ jet})| < 2.4$.

1.6.2 L'osservazione di D0

In contemporanea a CDF, D0, l'altro esperimento operante al Tevatron dal 1992, ha a sua volta confermato l'osservazione del quark *top* in Ref.[4]. Il rivelatore è descritto in dettaglio in Ref.[37]; riassumiamo qui le caratteristiche più rilevanti per la scoperta del *top*. La rivelazione e misura del momento dei muoni è effettuata con uno spettrometro toroidale posto attorno al calorimetro ad Argon liquido e Uranio, che a sua volta contiene il sistema di tracciatura centrale (non magnetico). Gli elettroni vengono identificati dal profilo trasversale dello sciame rilasciato nel calorimetro e si richiede la presenza di una traccia ricostruita nella camera centrale che punta al deposito elettromagnetico. I jet sono ricostruiti usando un algoritmo a cono di raggio $R = 0.5$.

Canale dileptonico

La selezione degli eventi del *top* nel canale dileptonico richiede entrambi i leptoni con $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ nel canale ee , $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ nel canale $\mu\mu$ e $p_T > 15(12) \text{ GeV}/c$ per l'elettrone (muone) nel canale $e\mu$. La presenza dei neutrini viene dedotta dall'ammontare di energia trasversa mancante: $\cancel{E}_T > 20(25) \text{ GeV}$ per il caso $ee(e\mu)$ ¹⁴. Infine gli eventi ee ed $e\mu$ ($\mu\mu$) devono avere $\mathcal{H}_T > 120(100) \text{ GeV}$ ¹⁵. Rimangono 3 eventi candidati nel canale dileptonico su un fondo di 0.65 ± 0.15 eventi, che corrisponde ad una significanza di 3×10^{-2} .

Canale di leptone singolo+jet

Gli approcci scelti da D0 per ridurre il fondo dovuto agli eventi $W + \text{jet}$ sono due: a) selezione cinematica stringente, con l'utilizzo delle variabili \mathcal{H}_T e Aplanarità (\mathcal{A}); b) identificazione di un b nell'evento dalla ricerca di un muone di basso p_T proveniente dal decadimento semileptonico del b (in maniera analoga a CDF). Le richieste sugli eventi di leptone singolo più jet sono riassunte in Tab.1.4.

Il fondo per il canale di leptone singolo con selezione cinematica viene stimato estrapolando la sezione d'urto di produzione misurata in eventi a bassa molteplicità di jet, ad eventi con ≥ 3 jet, assumendo una dipendenza esponenziale dal numero di

¹⁴Non c'è taglio in \cancel{E}_T per gli eventi $\mu\mu + \text{jet}$.

¹⁵La quantità \mathcal{H}_T è definita come la somma delle $E_T(\text{jet})$ dei jet (per il caso di leptone+jet e $\mu\mu + \text{jet}$) e come la somma di $E_T(\text{jet})$ più l' E_T dell'elettrone più energetico (per gli eventi $e\mu + \text{jet}$ ed $ee + \text{jet}$).

Canale	$E_T(e)$ o $p_T(\mu)$	N_{jet}	$E_T jet$	\cancel{E}_T	Muon tag p_T	\mathcal{H}_T	\mathcal{A}
$e + jet$	20 GeV	4	15 GeV	–	–	200 GeV	0.05
$\mu + jet$	15 GeV/c	4	15 GeV	20 GeV	–	200 GeV	0.05
$e + jet$	20 GeV	3	20 GeV	–	4 GeV/c	140 GeV	–
$\mu + jet$	15 GeV/c	3	20 GeV	20 GeV	4 GeV/c	140 GeV	–

Tabella 1.4: Selezione degli eventi per l'analisi nel canale di leptone singolo +jet di $D0$.

jet¹⁶. Nel caso degli eventi con il tag di "muone soffice" il fondo viene calcolato dalla convoluzione della distribuzione di molteplicità di jet degli eventi con la probabilità di tag, che dipende dalla molteplicità dell'evento e dall' E_T del jet. Nel canale di leptone+jet con taglio "cinematico" si osservano 8 eventi su un fondo di 0.93 ± 0.50 , mentre nel caso di "tag muonico" si osservano 6 eventi su un fondo stimato di 1.21 ± 0.26 .

Sezione d'urto di produzione e determinazione della massa

Riassumendo i risultati ottenuti su tutti i 7 canali descritti $D0$ osserva 17 eventi da confrontare con 3.8 ± 0.6 eventi attesi dalla stima dei fondi. La probabilità che il fondo fluttui al numero di eventi osservati è pari a $\mathcal{P} = 2 \times 10^{-6}$. La sezione d'urto per la produzione di top determinata utilizzando l'informazione di tutti i 7 canali è pari a $\sigma_{t\bar{t}} = 6.2 \pm 2.2$ pb per $m_t = 200$ GeV/c^2 ed è circa il doppio per $m_t = 160$ GeV/c^2 .

Anche $D0$ ha selezionato un campione di eventi con un leptone+ ≥ 4 jet ($E_T(jet) > 15$ GeV e $|\eta(jet)| < 2.4$) che possono essere ricostruiti cinematicamente nell'ipotesi $t\bar{t}$. La distribuzione di massa che si ottiene evidenzia un ammassamento attorno a 200 GeV/c^2 . Dal fit alla distribuzione della massa ricostruita $D0$ ottiene $m_{top} = 199^{+19}_{-21}(stat.) \pm 22(syst.)$ GeV/c^2 .

¹⁶Come previsto dalla QCD[38] e misurato sperimentalmente

Capitolo 2

Apparato sperimentale

Questo Capitolo è dedicato alla descrizione dei componenti del rivelatore CDF rilevanti per l'analisi oggetto di questa tesi. Nella prima parte è riportata una breve descrizione delle caratteristiche principali del collider $p\bar{p}$ detto Tevatron di Fermilab, dove opera CDF.

2.1 Il Tevatron

L'attuale sincrotrone utilizza lo stesso alloggiamento del precedente acceleratore a magneti convenzionali (*Main Ring*), che può fornire fasci con energia fino a 400 GeV e che ora viene utilizzato nella fase di pre-accelerazione delle particelle. I fasci di protoni ed antiprotoni sono portati a collidere dopo diverse fasi successive schematizzate in figura 2.1 e riportate di seguito.

La produzione dei protoni

La ionizzazione di idrogeno gassoso fornisce ioni H^- che vengono accelerati elettrostaticamente (*Cockroft-Walton*) fino ad una energia di 700 keV, e tramite un *Linac* (*drift tubes*) fino a 200 MeV. Il fascio così ottenuto viene quindi focalizzato e fatto incidere su un sottile foglio di grafite facendo perdere agli ioni i due elettroni, rendendoli carichi positivamente, e pronti per essere iniettati in un sincrotrone di raggio 75 m (*Booster*), che li accelera fino a 8 GeV. L'utilizzo di radio-frequenze durante questa fase di accelerazione "segmenta" il fascio in pacchetti (*bunches*) di

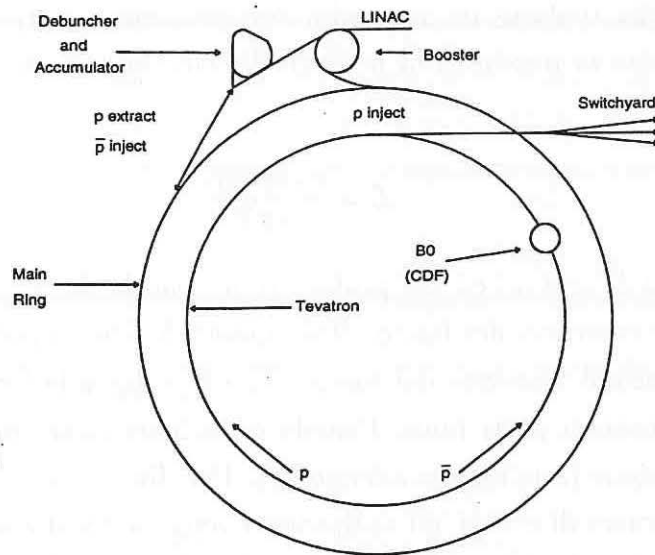


Figura 2.1: Schema della accelerazione di particelle al Tevatron.

circa 10^{10} protoni che possono essere iniettati nel *Main Ring* ed accelerati fino a 150 GeV prima di passare nel Tevatron.

La produzione degli antiprotoni

Una frazione dei protoni che circolano nel *Main Ring*, raggiunta l'energia di 120 GeV , viene estratta e fatta incidere su un bersaglio di Tungsteno per produrre antiprotoni. Questa fase è particolarmente importante poichè si deve cercare di ottenere un grande numero di antiprotoni con minima dispersione angolare e di impulso (cioè bassa emittanza¹): solo in questa maniera essi potranno venire accelerati con successo sotto forma di pacchetti con piccola sezione trasversa, elemento essenziale per ottenere un'alta luminosità nelle collisioni. La luminosità è il parametro fondamentale per la presa dati, oltre all'energia. Infatti la luminosità integrata è correlata al numero di eventi N prodotti in un certo canale di sezione d'urto σ tramite la semplice relazione:

$$N = \int \mathcal{L}_{inst} dt \cdot \sigma$$

¹L'emittanza ϵ di un fascio di particelle è definita come il volume dello spazio delle fasi da esse occupato, $\epsilon = \int dx dp$.

Per particelle che ruotano in un anello con frequenza f_o (per il Tevatron $f_o \approx 50 \text{ kHz}$), e riunite in pacchetti di n particelle ciascuno, la luminosità istantanea è definita come:

$$\mathcal{L} = \frac{n_p n_{\bar{p}} n_b f_o}{4\pi \Sigma} \quad (2.1)$$

con $n_{p,\bar{p}}$ numero di protoni ed antiprotoni in un pacchetto, n_b numero di pacchetti e Σ dimensione trasversa del fascio. Tale quantità (che in generale sarà prodotto delle due dimensioni trasverse del fascio, $\Sigma_x \cdot \Sigma_y$) dipende fortemente dalla focalizzazione dei magneti posti lungo l'anello ed in particolare di quelli più vicini al punto di interazione (*low beta quadrupoles*). Per diminuire la sezione trasversa ed aumentare il numero di eventi, gli antiprotoni vengono focalizzati tramite una lente magnetica di Litio e indirizzati verso un anello chiamato *debuncher* all'interno del quale una opportuna rotazione nello spazio delle fasi disperde la struttura temporale del fascio, migliorando nel contempo la monocromaticità del momento longitudinale degli antiprotoni. Essi vengono quindi trasferiti in un anello di accumulazione (*accumulator*) nel quale, tramite raffreddamento stocastico, vengono immagazzinati fino a raggiungere il numero di circa $8 \cdot 10^{11}$ con una ulteriore diminuzione nella dispersione angolare e del momento (tridimensionale) delle particelle.

A questo punto gli antiprotoni sono pronti per l'immissione, sotto forma di 6 pacchetti, nel *Main Ring* dove raggiungono l'energia di 150 GeV prima di essere iniettati nel Tevatron dove già stanno circolando i 6 pacchetti di protoni.

Interazioni $p\bar{p}$

Iniettati nel Tevatron, i sei pacchetti di protoni e di antiprotoni, ruotanti in verso opposto, vengono accelerati da 150 a 900 GeV e portati su orbite di collisione. Le collisioni avvengono ogni $3.5 \mu\text{s}$ in due regioni di interazione lungo l'anello ($B0$ e $D0$) dove sono situati i due rivelatori attivi: CDF (in presa dati dal giugno 1988, dopo due *run* a bassa luminosità nel 1985 e 1987 serviti come test di funzionamento) e D0 (dal maggio 1992). Il Tevatron è un sincrotrone a funzioni separate nel quale la curvatura dell'orbita delle particelle viene fornita solamente da magneti dipolari (con indice di campo $n = -\frac{dB/B}{dr/r} \approx 0$) mentre la focalizzazione proviene da coppie di quadrupoli ruotati di 90° tra loro. In tale maniera è possibile avvicinare il più possibile i magneti focalizzanti al punto di interazione diminuendo le dimensioni

Energia nel centro di massa	1.8 TeV
Circonferenza	6.2831 km
Tempo impiegato per un singolo giro	20.9586 μs
Numero di cavità a RF	1113
Periodo delle RF	18.831 ns
Frequenza delle RF	53.105 MHz
Luminosità di picco	$2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Luminosità media (<i>run 1993</i>)	$7 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Intervallo tra i <i>beam crossing</i>	3.5 μs
Numero di pacchetti di <i>p</i> e \bar{p}	6
Numero (medio) di protoni per <i>bunch</i>	23.2×10^{10}
Numero (medio) di antiprotoni per <i>bunch</i>	5.5×10^{10}
Emittanza dei protoni, ϵ_p	$23\pi \text{ mm} \cdot \text{mr}$
Emittanza degli antiprotoni, $\epsilon_{\bar{p}}$	$13\pi \text{ mm} \cdot \text{mr}$

Tabella 2.1: Parametri di funzionamento del Tevatron.

trasverse dei pacchetti ed aumentando così la densità di particelle.

La luminosità di picco ottenuta per il *run* del 1993-94 è di $2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, con un valore medio di $7 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La durata di uno *store*, cioè il tempo in cui si hanno fasci in collisione, è tipicamente di 15-20 ore; durante questo tempo il valore della luminosità diminuisce abbastanza rapidamente nelle prime 4-5 ore a causa delle interazioni fascio-gas, e si stabilizza successivamente, fino a raggiungere un valore di $2 - 3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, al di sotto del quale i fasci vengono espulsi.

In Tab.2.1 sono riassunti i parametri tipici di funzionamento del Tevatron.

2.2 Il rivelatore CDF

Il *Collider Detector at Fermilab* (CDF) [39] è stato il primo rivelatore costruito lungo l'anello del Tevatron. È un rivelatore magnetico a grande angolo solido progettato con l'obiettivo di misurare con precisione energia e momento di elettroni, muoni, *jet* e l'energia mancante attribuibile ai neutrini. Particolare cura è stata portata nell'assicurare la copertura più completa in angolo solido per la calorimetria, e la massima risoluzione nei dispositivi di tracciamento.

È opportuno, per semplicità nella descrizione, introdurre il sistema di riferimento del rivelatore sia in coordinate cartesiane che polari (vedi Fig.2.2):

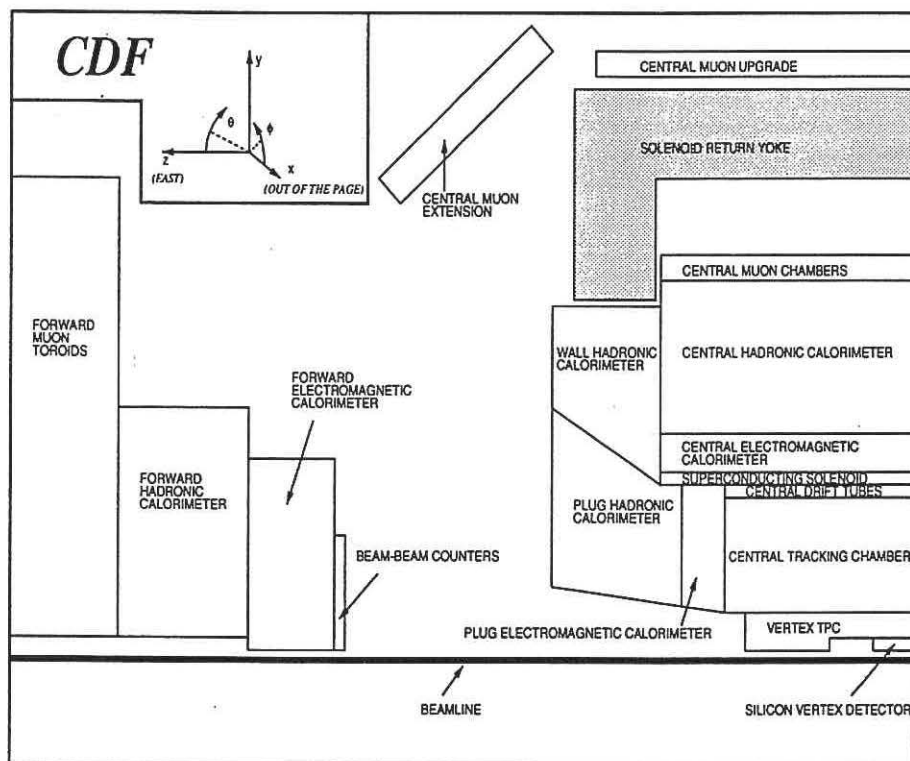


Figura 2.2: Sezione del rivelatore CDF: sono evidenziati i sottosistemi che lo compongono, il rivelatore è simmetrico rispetto a $\eta = 0$. Il sistema di coordinate è schematizzato nell'angolo in alto a sinistra.

- coordinate cartesiane:

asse z : disposto lungo la direzione del fascio con verso positivo dato dalla direzione dei protoni ;

piano x,y : piano ortogonale all'asse z e contenente il punto di interazione nominale. L'asse x è diretto in direzione radiale con verso uscente verso l'esterno del anello, y è determinato dalla richiesta di avere una terna destrorsa.

- coordinate polari:

ϕ : angolo azimutale misurato sul piano x,y in senso antiorario a partire dall'asse x ;

θ : angolo polare rispetto all'asse z (orientato);

r : distanza dall'asse z sul piano x, y .

Nelle Fig.2.2 e 2.3, dove sono riportate la vista prospettica ed in sezione di CDF, sono evidenti i dispositivi principali che lo compongono sia nella parte *centrale* ($10^\circ < \theta < 170^\circ$), sia in quelle *forward* ($2^\circ < \theta < 10^\circ$) e *backward* ($170^\circ < \theta < 178^\circ$). La scelta è caduta su una configurazione cilindrica con segmentazione uniforme sia in angolo ϕ che in pseudorapidità :

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

variabile che trasforma linearmente per *boost* di Lorentz lungo l'asse z . A partire dal punto di interazione e procedendo verso l'esterno, una particella incontra diversi strati di rivelatori atti a determinarne momento, energia e specie. All'esterno del tubo a vuoto (di diametro 5.08 cm e spessore 500 μm di berillio in modo da ridurre la quantità di materiale attraversato) è posizionato, il più vicino possibile al punto di interazione, il rivelatore di vertice al silicio seguito da due sistemi di camere a fili che costituiscono il sistema di tracciamento per CDF. All'esterno si trova il solenoide superconduttore raffreddato ad elio liquido, che fornisce un campo magnetico di 1.5 T con asse lungo il fascio, utilizzato per la determinazione del momento trasverso p_t delle particelle tramite la relazione:

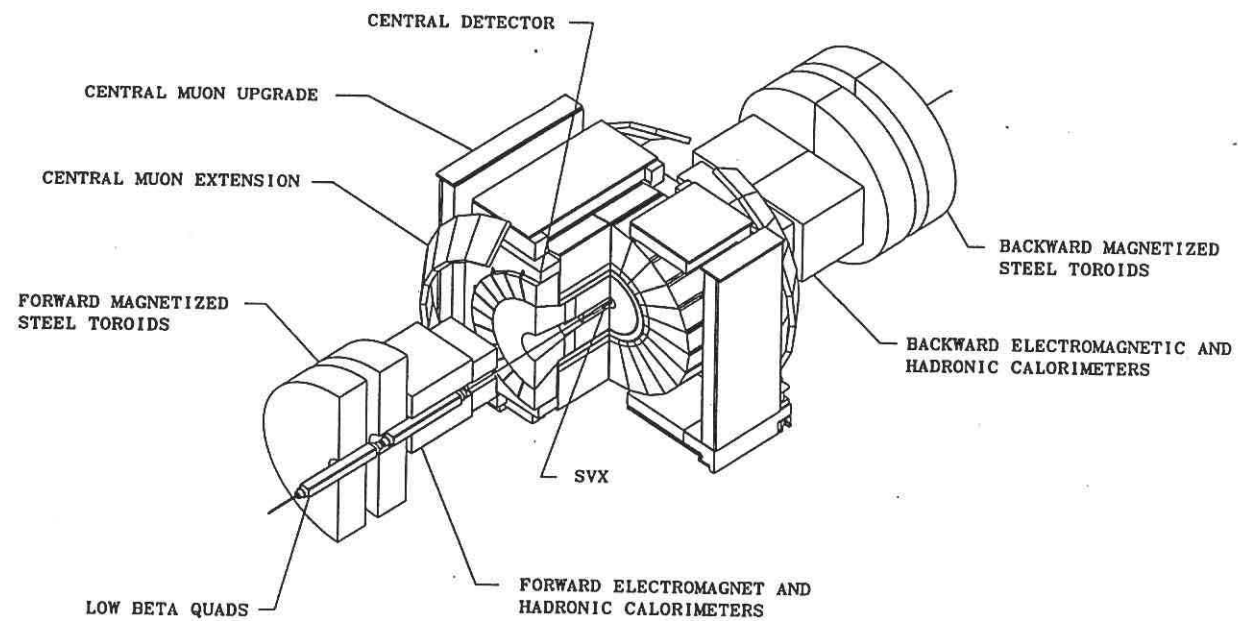
$$p_t(GeV) = 0.3 \cdot B(T) \cdot r(m)$$

I calorimetri elettromagnetico [40] ed adronico [41], che forniscono l'informazione sulla energia delle particelle, e il sistema di rivelazione per muoni [42] sono posti ad un raggio ancora maggiore. L'ermeticità nella calorimetria e rivelazione dei μ è garantita dalla presenza in avanti ed indietro di sezioni dette *endplug* e *forward* [43, 44].

2.2.1 I dispositivi di tracciatura

L'identificazione delle tracce all'interno di CDF avviene tramite tre diversi dispositivi: il rivelatore di vertice a silici *SVX* (Silicon Vertex detector); la camera a fili *VTX* (VerTeX Time Projection Chamber) utilizzata per la misura della coordinata

Figura 2.3: Prospettiva del rivelatore CDF.



z del vertice; e la camera a fili *CTC* (Central Tracking Chamber) che occupa gran parte del volume delimitato dal magnete.

Il rivelatore di vertice

Il rivelatore di vertice al silicio *SVX*[45, 46] è presente in CDF a partire dall'inizio del *run 1* nel 1992. Si trova immediatamente al di fuori della camera a vuoto che contiene i fasci e, lungo in totale 51 cm, è composto da due *moduli* cilindrici affiancati che si incontrano a $z = 0$ ².

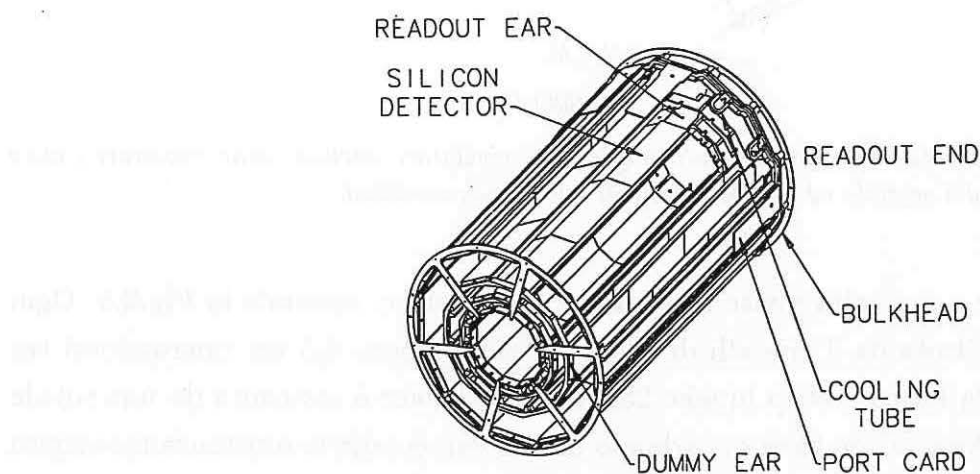


Figura 2.4: Struttura di uno dei due moduli che costituiscono il rivelatore di vertice, è mostrata la disposizione delle ladders all'interno.

Ogni *modulo*, schematizzato in Fig.2.4, è costituito da 4 strati coassiali di rivelatori a microstrip su silicio a singola faccia con asse coincidente con l'asse z nominale di CDF. Lo strato più interno e più esterno sono posti rispettivamente a 2.8612 cm e a 7.8658 cm dalla linea del fascio, in modo da sfruttare al massimo tutto il volume a disposizione, in particolare nelle vicinanze del punto di interazione.

²A causa della dimensione longitudinale dei pacchetti di protoni e antiprotoni dei fasci, il vertice di interazione si distribuisce sull'asse z attorno al centro del rivelatore con una distribuzione gaussiana di $\sigma = 30\text{cm}$.

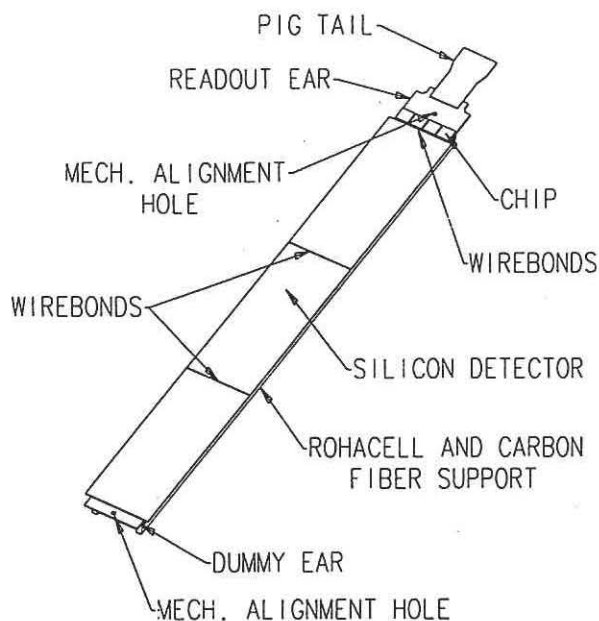


Figura 2.5: Struttura di una singola ladder del rivelatore vertice, sono mostrati i chip per la lettura del segnale ed i tre cristalli di silicio microsaldati.

Ogni strato è a sua volta diviso in 12 unità dette *ladder*, mostrate in Fig.2.5. Ogni *ladder* è costituita da 3 cristalli di silicio lunghi ciascuno 8.5 cm microsaldati tra di loro così da formare strip lunghe 25.5 cm. La *ladder* è sostenuta da una sottile struttura rinforzata con fibre di carbonio che ne aumentano la resistenza meccanica ed è equipaggiata da una parte da un *board* in *AlN* su cui poggia l'elettronica di *front - end* e dall'altra da una simile *board* utilizzata per il posizionamento meccanico della *ladder* all'interno della struttura di sostegno di *SVX*. I cristalli di silicio di cui è formata la *ladder* sono preparati impiantando una serie di *microstrip* di tipo p^+ , larghe $\sim 10 \mu m$, su di un substrato di silicio leggermente drogato di tipo n e di spessore $\sim 300 \mu m$. Sopra alla strip p^+ corre una strip in *Al* e fra le due è stato posto un sottile (200 nm) strato di SiO_2 così che l'elettronica di read-out risulta accoppiata in AC rispetto alla strip stessa. Ciò permette di non integrare la componente costante della corrente di fuga generata nel substrato di silicio ma solo quella prodotta dal possibile passaggio di una particella. Dato l'alto livello di radiazione presente nella zona in prossimità dei fasci che per lo strato più interno è di circa 800 rad/pb^{-1} , l'attuale rivelatore di vertice *SVX* (detto *SVX'*) è stato dotato di elettronica di *front - end* costruita con tecnologia resistente alle radiazioni fino a 2 MRad , di molto superiore ai circa 100 kRad previsti per la fine della presa dati

del *Run 1*. Questa nuova versione è stata installata nell'autunno del 1993 ed ha fino a oggi raccolto una luminosità integrata pari a 90 pb^{-1} , che corrispondono al periodo di presa dati detto *Run 1B*³. In Tab.2.2.1 sono riportate le caratteristiche tecniche delle due versioni del rivelatore di vertice.

Caratteristica	SVX	SVX'
Numero di canali	46080	
Copertura in z	51.1 cm	
Gap a $z = 0$	2.15 cm	
Raggio layer 1	3.0049 cm	2.8612 cm
Raggio layer 2	4.2560 cm	
Raggio layer 3	5.6872 cm	
Raggio layer 4	7.8658 cm	
Accoppiamento all'elettronica	diretto	capacitivo
Tipo di <i>chip</i>	SVX rev. D	SVX rev. H3
Integrazione	doppia	singola
Segnale/Rumore	11	16
Resistenza alla radiazione	limite $\sim 20 \text{ kRad}$	$> 2 \text{ MRad}$

Tabella 2.2: Caratteristiche del rivelatore di vertice SVX (due versioni).

Vertex Time Projection Chamber

Poichè il rivelatore di vertice è in grado di fornire informazione solo nel piano trasverso, per la determinazione della coordinata z del vertice è stata utilizzata una camera a fili a proiezione temporale, *VTX*, posta subito all'esterno di SVX.

Tale camera (nelle Fig.2.6 ne mostriamo il *display* e nella Tab.2.3 ne riassumiamo le caratteristiche) opera in una miscela di Argon/ Etano/ Etanolo. Il numero dei moduli assicura una copertura completa in ϕ e per $|\eta| \leq 3.5$. La risoluzione sulla determinazione della traccia è $\sim 200 \mu\text{m}$ mentre la determinazione della posizione lungo z del vertice della interazione, dominata dalla diffusione multipla all'interno di SVX, è $\approx 2\text{mm}$.

³La versione precedente, detta SVX, era stata installata per il periodo di presa dati 1992-1993 (detta *run 1A*) durante la quale sono stati raccolti circa 20 pb^{-1} . SVX era dotato di elettronica non resistente alle radiazioni e, come previsto[47], le sue prestazioni si sono degradate al punto da rendere necessaria la sua sostituzione in vista del nuovo periodo di presa dati.

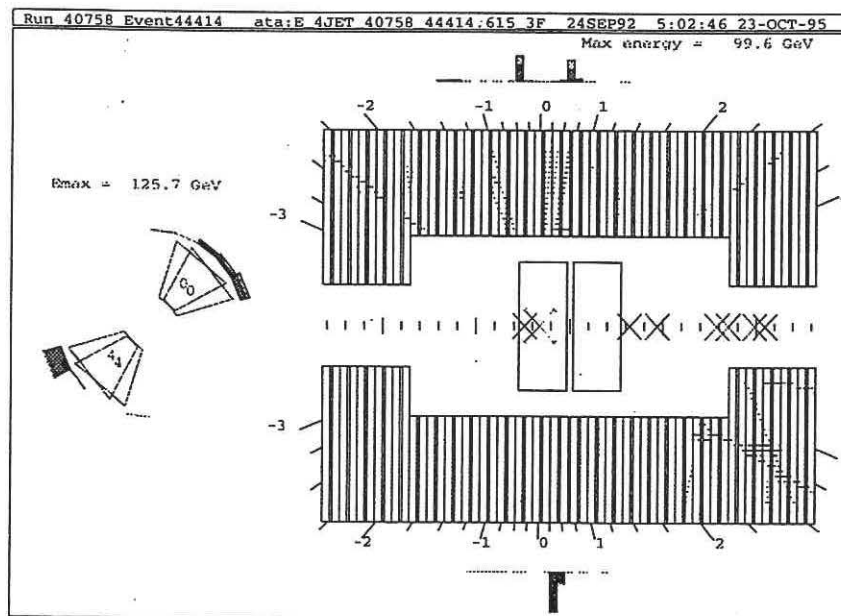


Figura 2.6: Display di un evento per la VTX

Lunghezza	3.2 m
Diametro	50 cm
Copertura in pseudorapidità	$ \eta \leq 3.5$
Numero di moduli	28
Numero di fili sensibili	8412
Distanza di <i>deriva</i> massima	4 cm
Campo elettrico	1.6 kV/cm
Guadagno elettronica di lettura	5×10^3
Gas	Argon/Etano/Etano (49.6%:49.6%:0.8%)
Risoluzione spaziale in z	200 μ m
Risoluzione in z estrapolata al vertice	1 mm

Tabella 2.3: Caratteristiche della VTX.

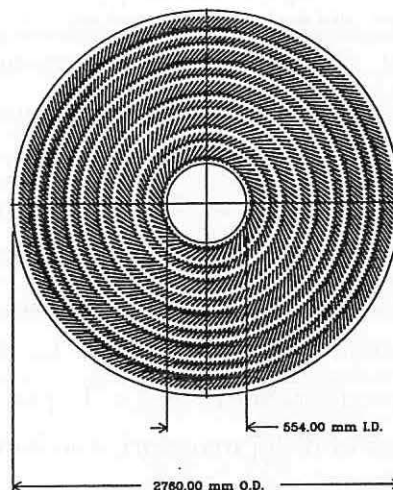


Figura 2.7: Vista in sezione della CTC.

Una rotazione di 11.3° in ϕ tra due moduli contigui consente di avere una lettura stereo delle tracce ad alto η in modo da migliorare l'accordo con le tracce individuate dalla CTC.

Central Tracking Chamber

La CTC [48] (Fig.2.7) è una camera a deriva di forma cilindrica lunga 320 cm con raggio interno 22.7 cm ed esterno 138 cm. Essa sfrutta, per la rivelazione delle tracce, 84 strati di fili sensibili di Tungsteno ($40\ \mu\text{m}$) raggruppati in 9 *superlayer*, immersi in una miscela di Argon/Etano/Etano ed in un campo elettrico di deriva di 1350 V/cm. I *superlayer* sono a loro volta divisi in celle all'interno delle quali la distanza di deriva massima ($r\Delta\phi$) è inferiore a 4 cm (800 ns): ogni cella è inclinata rispetto alla direzione radiale di un angolo pari a 45° per compensare l'effetto del campo magnetico. In questa maniera è inoltre assicurata una completa copertura dell'angolo ϕ , cosicchè ogni particella passa in prossimità di almeno un filo sensibile per ogni *superlayer*. La lettura combinata nelle tre dimensioni è assicurata dalla particolare disposizione dei fili all'interno della camera: dei 9 *superlayers* 4 hanno i 6 fili inclinati di 3° rispetto alla direzione assiale (*stereo layer*), permettendo la determinazione della coordinata z del segnale rilasciato. Gli altri 5 (*axial layer*)

hanno 12 fili disposti parallelamente all'asse z e forniscono la posizione nel piano perpendicolare ($r-\phi$). La risoluzione in posizione è pari a $220 \mu m$ in $r-\phi$ per tracce con momento maggiore di $800 MeV$, mentre aumenta a $250 \mu m$ se si considera l'intero spettro di momento. Si deve comunque tenere presente che a causa del campo magnetico solo le tracce con $p_t > 250 MeV$ attraversano tutti e nove i *superlayers*, mentre le altre spiraleggiano all'interno. Per quanto riguarda la coordinata z la risoluzione è pari a $0.2 mm / \sin 3^\circ = 4 mm$ comparabile con quanto è possibile ottenere sfruttando le indicazioni stereo della VTX. La risoluzione in momento trasverso p_t è, nella regione di pseudorapidità $|\eta| < 1$, pari a $\delta p_t / p_t^2 \leq 0.002$, e diminuisce a $\delta p_t / p_t^2 \approx 0.004$ per valori di $|\eta|$ maggiori. Ciò è dovuto al fatto che in questa regione angolare la particella non attraversa tutti i *superlayer* e quindi la determinazione della curvatura della traccia peggiora sensibilmente. La buona efficienza della camera di tracciamento centrale di CDF nella rivelazione delle tracce ($\epsilon \simeq 93\%$), ne ha permesso l'utilizzo anche come dispositivo di *trigger* (CFT - Central Fast Tracker): il segnale in uscita è infatti molto rapido e in combinazione con i segnali sui calorimetri permette di selezionare facilmente gli eventi ad alto p_t e tra di essi quelli maggiormente interessanti (per es. muoni e elettroni).

In Tab.2.4 sono riportate caratteristiche e prestazioni della CTC.

La misura di perdita di energia (dE/dx), con una risoluzione $\sim 15\%$, migliora inoltre la separazione tra elettroni e pioni carichi fino a $p_t < 4 GeV$, e di quest'ultimi da K^\pm fino a $p_t \sim 700 MeV$ [49]. Per concludere, utilizzando gli elettroni di conversione si può ottenere una "radiografia" della parte centrale del rivelatore CDF che è mostrata in Fig.2.8, in cui si possono osservare i diversi componenti finora descritti.

2.2.2 La calorimetria

Al di fuori del magnete sono posizionati i calorimetri per la misura della energia di particelle e *jet* prodotti nell'interazione. Il sistema di calorimetria è composto da una parte elettromagnetica seguita da una parte adronica divise in celle proiettive rispetto al centro geometrico del rivelatore. I calorimetri di CDF sono divisi in tre zone, centrale, intermedia e in avanti, definite secondo la zona di pseudorapidità da essi coperta. La zona centrale, a pseudorapidità $|\eta| \leq 1.1$, comprende i calorimetri *Central* e *EndWall*, che sono segmentati in celle di estensione $\Delta\eta = 0.1$ e $\Delta\phi = 15^\circ$.

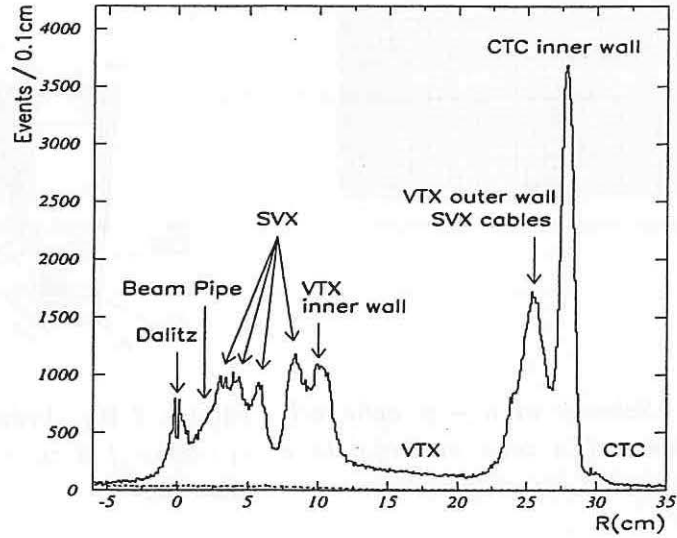


Figura 2.8: Distribuzione radiale delle conversioni $\gamma \rightarrow e^+e^-$

Diametro interno	55.4 cm
Diametro esterno	276 cm
Lunghezza	3214 cm
Numero totale di fili	30504
Numero di strati di fili sensibili	84
Numero di <i>superlayer</i>	9
Spaziatura tra i fili sensibili	10 mm nel piano dei fili
Angolo stereo dei fili sensibili	$0^\circ + 3^\circ 0^\circ - 3^\circ 0^\circ + 3^\circ 0^\circ - 3^\circ 0^\circ$
Inclinazione delle celle	45°
Diametro fili sensibili	40 μm Tungsteno dorato
Diametro fili di potenziale	140 μm acciaio inossidabile
Gas	Argon/Etano/Etano (49.6%:49.6%:0.8%)
Uniformità del campo elettrico	$dE_o/E_o \sim 1.5\%$ (rms)
Risoluzione spaziale in $r-\phi$	200 μm
Risoluzione spaziale in z	4 mm
Risoluzione sul p_t	$\delta p_t/p_t^2 \leq 0.002 (\text{GeV})^{-1}$ (no beam-constraint)

Tabella 2.4: Caratteristiche della CTC.

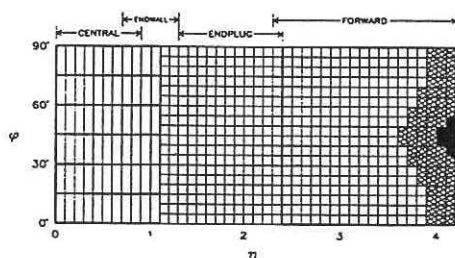


Figura 2.9: Schema in $\eta - \phi$ delle celle del calorimetro (La zona ombreggiata è parzialmente coperta dai quadrupoli).

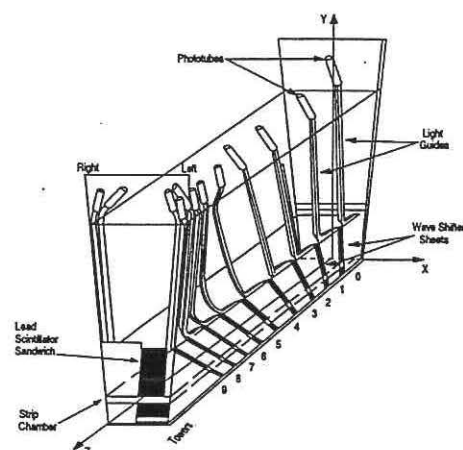


Figura 2.10: Veduta di uno dei 24 settori (wedges) di cui è composto il calorimetro centrale.

Le celle sono formate da lastre di piombo inframmezzate da scintillatori plastici nella parte elettromagnetica ⁴, per un totale di circa 20 lunghezze di radiazione X_0 , e da lastre di ferro e scintillatore nella parte adronica, per un totale di circa 5 lunghezze di interazione, λ . In Fig.2.10 è illustrata la struttura di uno dei 48 blocchi di celle che costituiscono il calorimetro centrale: si notano il sistema di *wavelength shifters* e di guide di luce che trasportano la luce ai fotomoltiplicatori, e le camere a fili proporzionali, che permettono una misura della sezione trasversale degli sciame elettromagnetici. Tali camere sono situate a una profondità di $6 X_0$ nella sezione elettromagnetica, cioè all'incirca nella regione di massimo sviluppo di uno sciame prodotto da elettroni di energia fra 10 e 50 GeV: i fili forniscono una lettura $R-\phi$ della posizione della cascata.

I calorimetri *End Plug* si inseriscono ai lati della CTC, fornendo una copertura fino a $\eta = 2.4$. Sono anch'essi divisi in celle a segmentazione uniforme in pseudorapidità, con una parte a campionamento elettromagnetico, con lastre di piombo come assorbitore, e una parte a campionamento adronico, ove l'assorbitore è ferro. Il mezzo attivo in questo caso è costituito dal gas dei tubi proporzionali, una miscela di Argon ed Etano al 50 %.

Infine i calorimetri in avanti (*Forward*) formano due strutture separate dalla parte centrale del rivelatore, a una distanza di 6.5 m dal vertice di interazione. Essi

⁴Il calorimetro *End Wall* integra la parte a campionamento adronico del calorimetro centrale.

coprono la zona di pseudorapidità fino a $\eta = \pm 4.2$, con assorbitori e mezzo attivo eguali a quelli dei calorimetri *End Plug*. A causa dell'ingombro dovuto ai quadrupoli di focalizzazione dei fasci, per $|\eta| \geq 3.6$ alcune zone del piano η - ϕ sono però cieche⁵.

Le caratteristiche tecniche sono riassunte in Tab.2.5.

La risoluzione in energia per il calorimetro adronico centrale (CHA) è stata misurata durante il *test - beam* con fasci di π carichi:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{75\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\%$$

invece la risoluzione per il calorimetro elettromagnetico centrale è stata misurata con fasci di elettroni da 10 e 50 GeV:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{13.5\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 2\%$$

⁵Questo implica che nel computo della *missing E_t* si consideri la risposta dei calorimetri solo nell'intervallo $|\eta| \leq 3.6$.

Calorimetri Elettromagnetici			
	Central	End Plug	Forward
<i>Copertura in η</i>	0 – 1.1	1.1 – 2.4	2.2 – 4.2
<i>Dimensione torri $\Delta\eta \times \Delta\phi$</i>	$\sim 0.1 \times 15^\circ$	$0.09 \times 5^\circ$	$0.1 \times 5^\circ$
<i>Mezzo attivo</i>	<i>Scintillatore</i>	<i>Tubi proporzionali</i>	
<i>Dimensioni del mezzo attivo</i>	0.5 cm	$0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$	$1.0 \times 0.7 \text{ cm}^2$
<i>Assorbitore</i>	Pb	Pb	94%Pb, 6%Sb
<i>Spessore dell'assorbitore</i>	0.32 cm	0.27 cm	0.48 cm
<i>Risoluzione in energia a 50 GeV(σ/E)</i>	2%	4%	4%

Calorimetri Adronici				
	Central	End Wall	End Plug	Forward
<i>Copertura in η</i>	0 – 0.9	0.7 – 1.3	1.3 – 2.4	2.3 – 4.2
<i>Dim. Torri $\Delta\eta \times \Delta\phi$</i>	$\sim 0.1 \times 15^\circ$	$\sim 0.1 \times 15^\circ$	$0.09 \times 5^\circ$	$0.1 \times 5^\circ$
<i>Mezzo attivo</i>	<i>Scintillatore</i>		<i>Tubi proporzionali</i>	
<i>Dimensioni</i>	1.0 cm	1.0 cm	$1.4 \times 0.8 \text{ cm}^2$	$1.5 \times 1.0 \text{ cm}^2$
<i>Assorbitore</i>	Fe	Fe	Fe	Fe
<i>Spessore</i>	2.5 cm	5.1 cm	5.1 cm	5.1 cm
<i>Ris. in energia a 50 GeV(σ/E)</i>	11%	14%	20%	20%

Tabella 2.5:

Caratteristiche dei calorimetri elettromagnetici e adronici di CDF.

Capitolo 3

Metodologie di ricostruzione degli eventi a CDF

3.1 Introduzione

In questo Capitolo si descrive come viene fatta a CDF la ricostruzione delle tracce e dei jet e quanto bene si conoscono la scala di energia e dei momenti. Inoltre vengono descritti i metodi impiegati per ricavare le correzioni all'energia dei jet ricostruiti nel calorimetro con l'utilizzo sia di dati sperimentali che di simulazioni.

3.2 La ricostruzione delle tracce

Ricordiamo che il momento di una particella carica viene determinato dalla sua traiettoria nella CTC. La CTC opera all'interno di un campo magnetico assiale (uniforme al livello dell'1%), diretto verso $z < 0$. In un campo magnetico uniforme le particelle cariche seguono una traiettoria elicoidale che viene così parametrizzata:

$$\vec{\alpha} = (\cot \theta, C, z_0, D, \phi_0)$$

$\cot \theta$: cotangente dell'angolo polare nel punto di minimo approccio all'asse z ;

Curvatura (C): reciproco del diametro del cerchio in $r - \phi$, ha lo stesso segno della carica elettrica;

z_0 : coordinata z nel punto di minimo approccio;

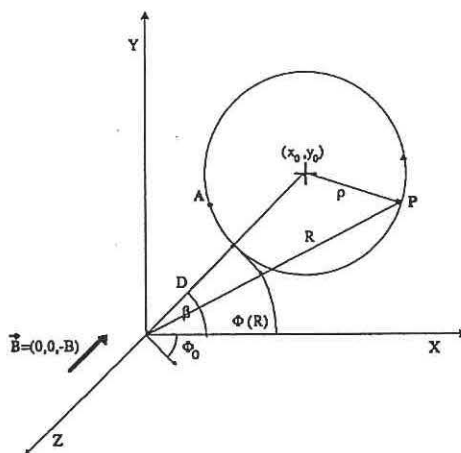


Figura 3.1: Traccia di una particella di carica Q .

Parametro d'impatto (D_0): distanza di minimo approccio;

ϕ_0 : direzione azimutale nel punto di minimo approccio.

I parametri dell'elica vengono determinati tenendo conto delle non uniformità del campo magnetico. Se (x_0, y_0) è il centro della traiettoria proiettata sul piano trasverso, il parametro d'impatto è definito come:

$$D_0 = Q \cdot \left(\sqrt{x_0^2 + y_0^2} - \rho \right)$$

ove $\rho = \frac{1}{|2C|} = \frac{1}{2QC}$ è il raggio del cerchio. Nella parametrizzazione sopra descritta la traiettoria delle particelle in funzione della distanza dall'asse z è così definita:

$$\phi(R, \vec{\alpha}) = \phi_0 + \sin^{-1} \left(\frac{CR + (1 + CD)D/R}{1 + 2CD} \right)$$

$$Z((R, \vec{\alpha})) = z_0 + \frac{\cot \theta}{C} \sin^{-1} \left(C \sqrt{\frac{R^2 - D^2}{1 + 2CD}} \right)$$

3.2.1 Algoritmo di ricostruzione delle tracce in SVX

L'algoritmo che viene usato è detto *metodo progressivo*[50]: esso combina i fit delle tracce provenienti da diversi rivelatori, includendo l'effetto della diffusione multipla coulombiana. Il punto di partenza è il fit della traccia nella CTC, che si

trova all'esterno di SVX. Attorno alla sua direzione viene creata una *strada*, la cui dimensione deriva dalla matrice di covarianza, all'interno della quale si prolunga la traccia per ricercare un corrispondente deposito di carica (*hit*) nello strato più esterno di SVX. Se è presente un deposito di carica, viene rieseguito il fit della traccia includendo la nuova misura di posizione. Questa procedura viene così iterata per gli strati più interni di SVX.

3.2.2 Efficienza di ricostruzione

L'efficienza di rivelazione di un dato strato di SVX, cioè $\epsilon_{hit}(N_{layer})$, si misura selezionando tracce con $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$, completamente contenute nell'accettanza di una sola *wedge*¹ e con almeno 3 hit, si calcola quindi il rapporto del numero di tracce che hanno un hit mancante su un particolare strato rispetto al numero totale di tracce. I valori misurati sono²:

- $\epsilon_{hit}(N_{layer} = 1) = 94.4 \pm 0.2\%$
- $\epsilon_{hit}(N_{layer} = 2) = 96.4 \pm 0.2\%$
- $\epsilon_{hit}(N_{layer} = 3) = 96.5 \pm 0.2\%$
- $\epsilon_{hit}(N_{layer} = 4) = 94.6 \pm 0.2\%$

Invece, l'efficienza di ricostruzione di una traccia in SVX, $\epsilon_{track}(N_{hit})$, in funzione del numero di hit, N_{hit} , si ottiene selezionando tracce ricostruite con buona qualità nella CTC, che hanno $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ e sono contenute nel volume fiduciale di SVX. Si calcola quindi il rapporto fra il numero di tracce con N_{hit} hit ricostruite anche in SVX, rispetto al numero totale di tracce della CTC di partenza:

- $\epsilon_{track}(N_{hit} = 4) = 76.1\%$
- $\epsilon_{track}(N_{hit} \geq 3) = 90.5\%$
- $\epsilon_{track}(N_{hit} \geq 2) = 94.8\%$

¹Una *wedge* è uno spicchio del rivelatore di 30° in ϕ .

²Le principali fonti di inefficienza sono la presenza di *strip morte* (1.5%) e delle zone di saldatura fra i tre cristalli che formano una *ladder* (3%). Il resto è dovuto a problemi dell'algoritmo di *clustering* o alla non perfetta ottimizzazione delle soglie in fase di presa dati.

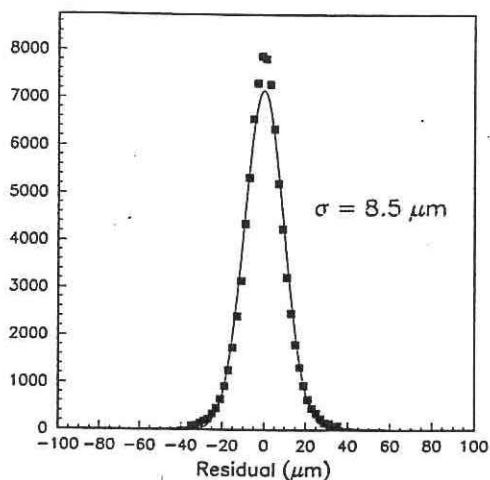


Figura 3.2: Risoluzione nel piano trasverso sul singolo punto per tracce ricostruite in SVX

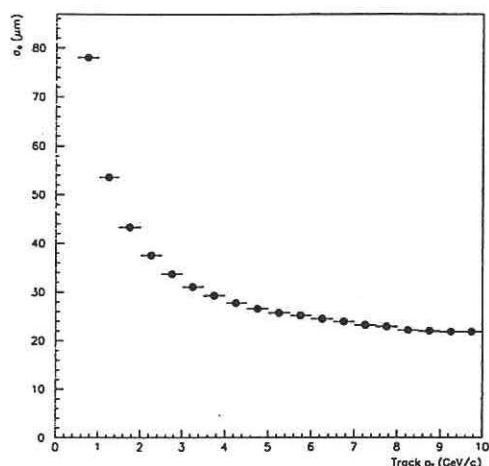


Figura 3.3: Risoluzione sul parametro d'impatto (σ_d) in funzione del p_T della traccia.

3.2.3 Risoluzione spaziale e sul parametro d'impatto

La risoluzione nel piano trasverso ($r - \phi$) di SVX' è pari a $8.5 \mu m$ per tracce con $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$, Fig.3.2 (per SVX $\sigma = 10.6 \mu m$). La misura della risoluzione sul parametro d'impatto di SVX, $\sigma_D(p_T)$, è di estrema importanza per l'identificazione di vertici secondari dal decadimento di quark b . La sezione trasversale dei fasci che collidono è bene descritta da una distribuzione gaussiana con una larghezza (σ_{beam}) di $36 \mu m$, che è trascurabile rispetto alla risoluzione sul parametro d'impatto per tracce di basso momento trasverso ($p_T < 1 \text{ GeV}/c$).

Assumendo che la maggior parte delle tracce provengano dal vertice primario di interazione, la larghezza della distribuzione è data dalla somma in quadratura di $\sigma_D(p_T)$ e σ_{beam} . L'andamento della risoluzione sul parametro d'impatto in funzione del p_T della traccia è mostrata in Fig.3.3: si vede come la diffusione multiple peggiora la risoluzione a basso p_T . Per $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ si ha un valore $\sigma_D \simeq 20 \mu m$, da confrontare con il valore corrispondente dato dalla CTC $\sigma_D(CTC) \simeq 250 \mu m$.

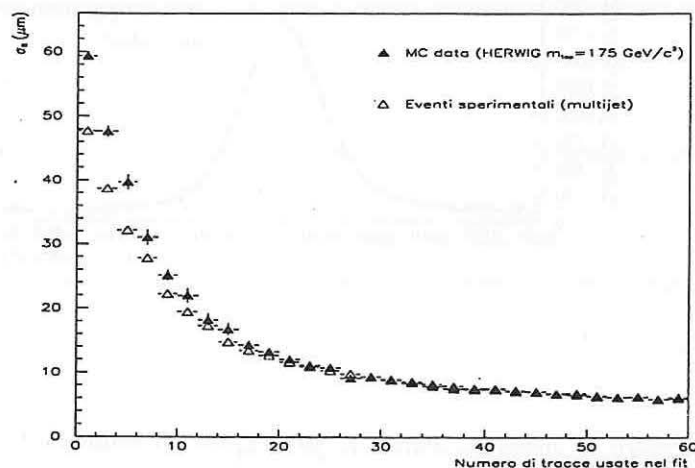


Figura 3.4: Risoluzione sul piano trasverso per il vertice primario ricostruito in funzione del numero di tracce usate per il fit in eventi $t\bar{t}$ e in un campione di dati sperimentali.

3.2.4 Ricostruzione del vertice primario

Il vertice primario di ogni evento viene identificato con un fit che utilizza come punto di partenza la posizione media dei fasci, misurata ad ogni *run*³, e la coordinata z fornita dalla VTX, e le combina evento per evento con l'informazione delle tracce ricostruite in SVX. In Fig.3.4 mostriamo come la risoluzione nel piano trasverso dell'algoritmo di ricostruzione del vertice primario dipende dal numero di tracce usate nel fit. Nel caso di eventi molto densi come quelli di *top* dove il numero medio di tracce usate per il fit è ~ 40 , si può arrivare ad una risoluzione di $6 \mu\text{m}$.

3.3 Risoluzione sul p_T e determinazione della scala dei momenti

La migliore risoluzione sul p_T di una traccia ricostruita con l'informazione della CTC (e di SVX se disponibile) si ottiene costringendo le tracce ad essere originate nel punto di interazione nel piano $r - \phi$ (*beam constraint*). La coordinata z del punto di interazione (il vertice dell'evento) viene determinata dalla VTX evento

³La posizione media dei fasci può variare durante uno *store*, $\Delta x_0 \sim 5 \mu\text{m}$, $\Delta y_0 \sim 11 \mu\text{m}$, ma durante un singolo *run* si ha $\Delta x_0, \Delta y_0 < 4 \mu\text{m}$ che è trascurabile rispetto ai $36 \mu\text{m}$ di larghezza del fascio.

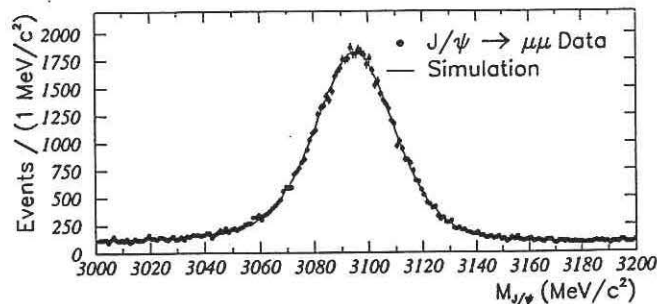


Figura 3.5: Spettro di massa invariante per coppie di muoni. Il Monte Carlo include l'effetto dei decadimenti radiativi.

per evento con una precisione di 1 mm. Per tracce di alto p_T si ha una risoluzione pari a:

$$\delta p_T / p_T^2 = 0.00081 \pm 0.00009 \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

da confrontare con il valore $\delta p_T / p_T^2 = 0.002 \text{ (GeV/c)}^{-1}$ che si ottiene senza *beam - constraint*.

La determinazione della scala del momento si ottiene normalizzando il picco osservato della $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ alla sua media mondiale⁴ (Ref.[51]). Lo spettro di massa invariante mostrato in Fig.3.5 è stato ottenuto con 60,000 coppie di muoni.

Il valore misurato per la massa della J/ψ , applicando le correzioni per la perdita di energia ed effetti radiativi, è $3097.3 \pm 1.6 \text{ MeV/c}^2$. La scala dei momenti è quindi conosciuta al meglio di un fattore:

$$0.99984 \pm 0.00058$$

che normalizza la misura di CDF alla media mondiale di $3096.88 \pm 0.04 \text{ MeV/c}^2$.

Come ulteriore verifica della conoscenza della scala dei momenti per angoli di apertura fra i muoni maggiore che nel decadimento $J/\psi \rightarrow \mu\mu$, si misurano i picchi di massa delle risonanze Y , vedi Fig.3.6. Nella Tab.3.1 sono riportati i valori misurati

⁴I momenti misurati dei muoni del decadimento $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ sono corretti per la perdita di energia (dE/dx) nell'attraversare lo $(8.9 \pm 0.9)\%$ di lunghezza di radiazione (X_0) dei materiali fra il punto di interazione e il volume della CTC. Questa correzione è pari a $3.7 \pm 1.2 \text{ MeV/c}^2$ sulla massa della J/ψ . Inoltre, bisogna aggiungere una correzione di $0.56 \pm 0.20 \text{ MeV/c}^2$ per l'effetto dei decadimenti radiativi della J/ψ .

Risonanza	Massa Corretta (MeV/c^2)	Media Mondiale (MeV/c^2)
$Y(1S) \rightarrow \mu\mu$	$9460 \pm 2 \pm 6$	9460.4 ± 0.2
$Y(2S) \rightarrow \mu\mu$	$10029 \pm 5 \pm 6$	10023.3 ± 0.3
$Y(3S) \rightarrow \mu\mu$	$10334 \pm 8 \pm 6$	10355.3 ± 0.5
$Z \rightarrow \mu\mu$	$91020 \pm 210 \pm 55$	91187 ± 7

Tabella 3.1: Masse misurate delle risonanze $Y \rightarrow \mu\mu$ e $Z \rightarrow \mu\mu$ confrontate con i valori pubblicati

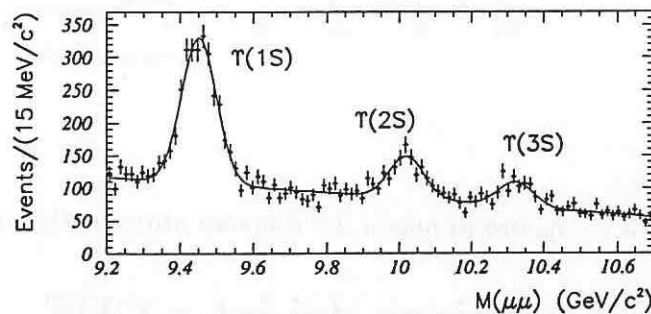


Figura 3.6: Spettro di massa dei dimuoni attorno alla massa della Y . Fit gaussiani con fondo quadratico.

delle masse, corretti per la determinazione della scala assoluta dei momenti e gli effetti dei decadimenti radiativi ($+3 \pm 1 \text{ MeV}/c^2$). L'accordo è buono per le masse di $Y(1s)$ e $Y(2s)$, mentre il picco $Y(3s)$ mostra una discrepanza marginale.

Infine la massa del bosone Z misurata nei decadimenti $Z \rightarrow \mu\mu$ verifica la scala dei momenti per tracce con curvatura molto piccola. La misura è limitata dalla statistica nel picco⁵. Il valore misurato, $M_Z = 91.02 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.07(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$, è consistente con il valore di LEP, $M_Z = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}/c^2$ (Ref.[9]).

⁵In questo caso l'effetto dei decadimenti radiativi è di spostare la massa di $310 \text{ MeV}/c^2$

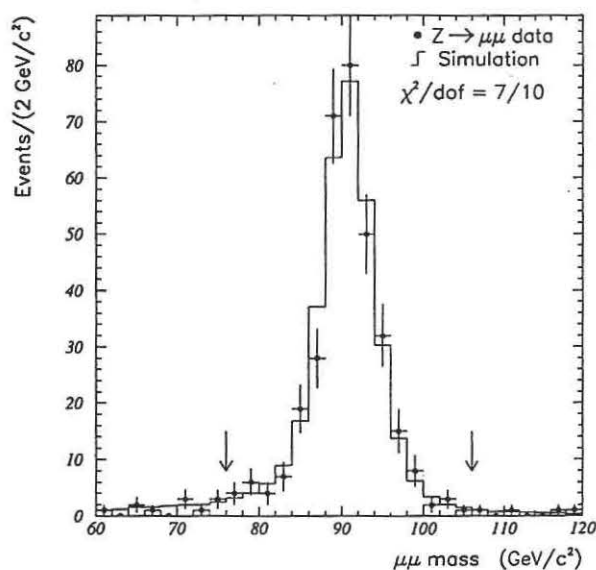


Figura 3.7: Spettro di massa dei dimuoni attorno alla massa della Z .

3.4 La ricostruzione dei jet a CDF

3.4.1 Cosa è un jet ...

Nel contesto della QCD perturbativa, le interazioni $p\bar{p}$ di alta energia sono descritte come interazioni fra due partoni, quark o gluoni. I partoni emessi nello stato finale, che hanno un grande impulso trasverso rispetto al fascio (p_T), allontanandosi dal punto di interazione risentono del campo di colore degli altri quark e gluoni presenti. Il potenziale del campo di colore aumenta linearmente con la distanza frenando i partoni uscenti. Essi cedono energia e impulso creando nuovi stati adronici a carica netta di colore nulla. Al termine di questo processo, che viene detto *frammentazione* rimane un fiotto collimato di particelle adroniche, detto *jet*, che conserva memoria dell'impulso del partone progenitore. Durante il suo allontanamento dalla zona di interazione il partone può emettere radiazione di colore. A seconda della frazione di energia posseduta il gluone emesso può dare luogo ad un altro *jet* indipendente, oppure contribuire a quello del partone originario. Il partone finisce di irradiare quando il Q^2 rimasto raggiunge un valore minimo Q_0^2 (che è il cutoff che si impone

per evitare le divergenze infrarosse). La radiazione emessa soddisfa anche un criterio di ordinamento angolare per cui l'angolo rispetto alla direzione del partone decresce per ogni emissione successiva. Al di fuori di questa regione di ordinamento angolare si ha che gli effetti di interferenza fra tutti i possibili diagrammi di emissione risultano distruttivi se ci si limita all'ordine del logaritmo principale. Questo effetto che limita angularmente lo sviluppo delle particelle all'interno di una linea di colore viene detto "coerenza di colore"⁶.

3.4.2 L'algoritmo di ricostruzione

I jet vengono caratterizzati in base all'energia che depositano nei calorimetri e all'impulso delle tracce che li compongono. In CDF per il riconoscimento dei jet vengono utilizzati i depositi di energia nelle torri calorimetriche. L'algoritmo di clustering usato è di tipo a cono di raggio fisso.

L'algoritmo associa ad ogni cella calorimetrica un vettore tridimensionale nello spazio (R, η, ϕ) , avente origine nel vertice di interazione, con la direzione del baricentro energetico della cella e modulo pari alla componente trasversa dell'energia contenuta⁷. Una cella è costituita da una parte elettromagnetica ed una adronica. Per calcolare il baricentro della deposizione di energia si assume che l'energia elettromagnetica venga depositata in una profondità pari a 6 lunghezze di radiazione (X_0) e quella adronica pari a 1.5 lunghezze di interazione (λ) (valori medi calcolati per i calorimetri di CDF). Le torri con una energia superiore a 1 GeV vengono ordinate in energia decrescente e usate come origine per i cluster veri e propri. Il criterio per raggruppare assieme i vettori è il seguente (preclustering):

- Nello spazio delle coordinate (R, η, ϕ) viene tracciato un cono di raggio prefissato avente come asse il vettore ad energia più alta;
- Vengono associati ad esso, e rimossi dalla lista, tutti i restanti vettori contenuti in tale cono;
- Viene ricalcolato l'asse del nuovo insieme di vettori e si costruisce un nuovo cono dello stesso raggio attorno ad esso;

⁶Questo effetto è stato osservato da tempo ai collider e^+e^- [52] e recentemente è stato confermato anche ad un collider adronico dall'esperimento CDF[53].

⁷Si definisce *energia trasversa* l'energia totale misurata nella torre moltiplicata per $\sin \theta$ calcolato rispetto al vertice dell'interazione.

- Si ripete la procedura fino a che tutti i vettori sono stati associati ad un cono.

A questo punto ad ogni cono vengono associati tutti i restanti vettori in esso contenuti che hanno modulo superiore a 0.1 GeV e viene calcolato il baricentro energetico. I coni vengono spostati fino a far coincidere gli assi con i relativi baricentri, che vengono ricalcolati per ogni vettore che si aggiunge all'interno del cono. Se due coni si sovrappongono in modo tale da avere in comune più del 75% di energia trasversa di uno dei due, l'algoritmo deve decidere se fonderli in un nuovo cono con il baricentro comune, o se assegnare i vettori in comune al cono con il baricentro ad essi più vicino. Questa fase viene iterata fino a che non si ottiene una configurazione stabile. L'algoritmo usato a CDF è conforme alle direttive proposte alla conferenza di Snowmass del 1990, che suggeriva una descrizione operativa comune di un jet nelle collisioni $p\bar{p}$ al fine di poter confrontare facilmente fra loro risultati di esperimenti diversi e verificare le previsioni della teoria.

3.5 Correzioni all'energia dei jet

Diversi sono gli effetti che possono portare ad una cattiva misura dell'energia di un jet. Questi effetti includono:

- (i) non linearità nel calorimetro;
- (ii) la perdita delle particelle a basso p_T a causa della curvatura nel campo magnetico di CDF;
- (iii) la risposta peggiore del calorimetro nelle regione di bordo;
- (iv) contributi dall'*underlying event*;
- (v) perdita di energia al di fuori del cono (out-of-cone);
- (vi) energia mancante perchè dovuta a neutrini o muoni.

Il fattore di correzione dipende dall' E_T e dall' η del jet, ed è stimato in modo tale da fornire, in media, la corretta E_T del jet, e non a ridurre le fluttuazioni attorno a questo valore medio. Tipicamente le correzioni relative aumentano l'energia del jet ricostruito con $R = 0.4$ di circa il 30%. La stima dell'incertezza nella conoscenza della energia ricostruita di un jet va dal 5% per jet con energia corretta di 20 GeV

fino al 3% a 300 GeV. Infine vi sono incertezze di tipo teorico sull'energia del jet, dovute al modello che viene utilizzato nel Monte Carlo per descrivere l'emissione di gluoni.

3.5.1 Correzioni relative

Per determinare la scala di energia delle correzioni relative all'energie dei jet misurate in regioni differenti del calorimetro di CDF è stata usata una tecnica che sfrutta il bilanciamento in energia trasversa di eventi con due soli jet. Questi fattori di correzione sono applicati alle energie dei jet misurati in zone non centrali del calorimetro, al fine di convertirli nei valori di E_T corrispondenti ai quelli dei jet misurati nella regione fra $0.2 \leq |\eta_d| \leq 0.7$. La risposta del calorimetro nella regione fra $0.2 \leq |\eta_d| \leq 0.7$ è conosciuta molto bene ed è stata parametrizzata nella forma di un insieme di funzioni di risposta, che sono date dalla somma di una gaussiana più due code esponenziali. La funzione di risposta rappresenta la probabilità che un jet con l'energia trasversa reale, E_T^{true} , abbia una energia trasversa misurata E_T^{meas} . Quindi gli effetti del rivelatore su una data misura che riguarda jet nella regione $0.2 \leq |\eta_d| \leq 0.7$ si ottengono facilmente dalla convoluzione delle predizioni teoriche per quella misura con le funzioni di risposta. I jet misurati in regioni non centrali, una volta determinate le correzioni di scala relative, possono venire trattati come i jet centrali, per quanto riguarda gli spostamenti di energia. Tuttavia per simulare gli effetti dovuti alla risoluzione in energia è necessario misurare la risoluzione sull'energia dei jet in tutta la regione di pseudorapidità ricoperta dal calorimetro. La risoluzione è data dalle larghezze delle distribuzioni di sbilanciamento in p_T . Gli eventi con due jet sono selezionati richiedendo che almeno uno dei jet sia nella regione centrale, ben conosciuta. Questo jet viene chiamato "trigger" jet. Il secondo jet, detto "sonda", può essere in una regione qualsiasi del rivelatore. I jet in questo campione dovrebbero, in linea di principio, bilanciarsi in p_T . Uno sbilancio sistematico in p_T nel calorimetro indica una differenza nella scala di energia fra la regione centrale e quella del jet sonda. In un evento, il sistema dei due jet può avere un piccolo *boost* trasversale, come risultato dell'emissione di gluoni soffici, che viene bilanciato dalla energia trasversa non clusterizzata. Tale *boost* tenderà ad allargare la distribuzione del bilanciamento in p_T dei due jet. Per migliorare la risoluzione nel bilanciamento, si utilizza l'energia trasversa mancante (\vec{E}_T), che tiene conto anche

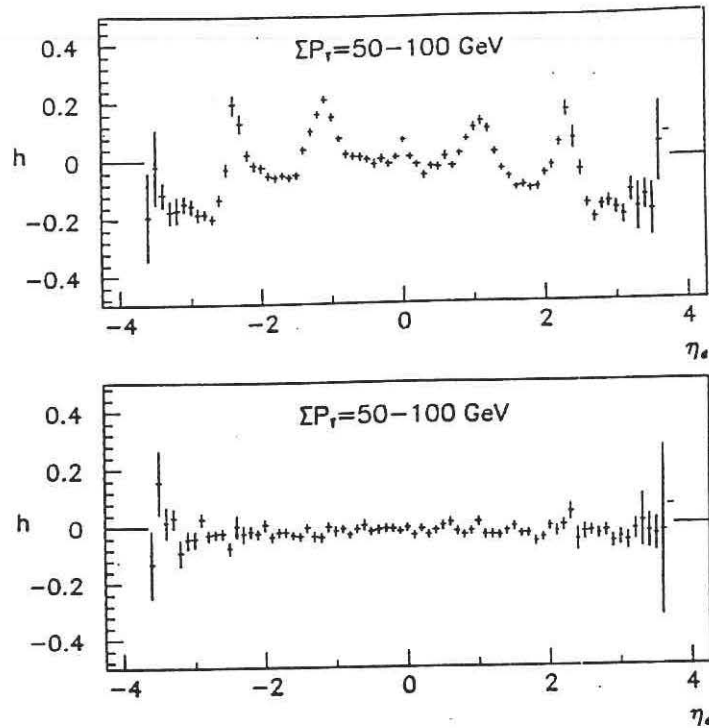


Figura 3.8: Distribuzione della quantità h in funzione della pseudorapidità η_d , per jet di E_T compresa tra 50 e 100 GeV prima e dopo la correzione.

dell'energia non clusterizzata⁸ e si costruisce quindi la variabile h , che è la frazione di \vec{E}_T proiettata nella direzione del jet sonda:

$$h = \frac{2 \cdot \vec{E}_T \cdot \hat{p}_T^{\text{probe}}}{p_T^{\text{trigger}} + p_T^{\text{probe}}}$$

ove p_T^{trigger} e p_T^{probe} sono i momenti trasversi scalari rispettivamente del jet trigger e sonda, e \hat{p}_T^{probe} è un vettore unitario nel piano trasverso definito dalla direzione del jet sonda. La Fig.3.8 mostra h in funzione di η_d per il campione di eventi a due jet nel range $50 < \sum p_T < 100 \text{ GeV}/c$. Dal valore $\langle h \rangle$ in ogni bin in η_d si ottiene il fattore di correzione $\beta_R = \langle p_T^{\text{trigger}} / p_T^{\text{probe}} \rangle$ (l'effetto del *boost* si cancella nella media). Il risultato dopo le correzioni è mostrato sempre in Fig.3.8. La distribuzione di h è piatta in funzione di η_d a livello di pochi percento.

⁸La \vec{E}_T è calcolata su tutte le celle calorimetriche con $E_T > 100 \text{ MeV}$:

$$\vec{E}_T = - \sum_i E_T^i \hat{n}_i$$

ove \hat{n}_i è un vettore unitario perpendicolare all'asse del fascio che punta all' i -esima torre. La somma è su tutte le celle con $|\eta_d| < 3.6$.

3.5.2 Correzioni assolute

Lo scopo delle correzioni *assolute* all'energia dei jet è quello di correggere effetti come la non linearità della funzione di risposta del calorimetro adronico. L'algoritmo di correzione è stato derivato con l'uso di simulazioni Monte Carlo. I jet sono stati generati nella regione centrale del rivelatore con uno spettro in p_T piatto. Dopo la frammentazione le particelle risultanti sono state fatte passare attraverso la simulazione del rivelatore. Nella simulazione sono stati incorporati la risposta del calorimetro adronico centrale misurata durante un *test – beam* e l'effetto dell'*underlying event* (vedi Paragrafo 3.5.3). Infine i jet sono stati ricostruiti con l'algoritmo standard di CDF. Il p_T del cluster viene confrontato con p_T^{cor} , che è il modulo della somma vettoriale di tutte le particelle la cui direzione iniziale è contenuta nel cono del jet stesso. Nella regione di p_T rilevante per questa analisi ($25 < p_T^{cor} < 150 \text{ GeV}/c$), i risultati sono descritti bene dalla relazione:

$$p_T^{cor}(\text{GeV}/c) = 1.4 + 1.2 \cdot p_T^{cluster} - 0.0008 \cdot (p_T^{cluster})^2$$

ove $p_T^{cluster}$ si riferisce al p_T di un jet misurato nella regione centrale del calorimetro e ricostruito con un cono di $R = 0.4$. Questa funzione definisce la correzione assoluta al p_T del jet. L'incertezza sulla scala assoluta di p_T nella regione centrale è circa $\pm 5\%$ per p_T corretti fra 25 e 150 GeV/c .

3.5.3 Underlying event e correzioni out – of – cone

Il termine *underlying event* si riferisce a quell'insieme di particelle di p_T relativamente basso che derivano dalle interazioni fra i partoni spettatori. Queste particelle contribuiscono con un piccolo deposito di energia supplementare all'interno del cono del jet. Da uno studio compiuto su un campioni di dati di "minimum bias"⁹, è stato misurato che il contributo dell'*underlying event* in termini di energia corretta è di circa 1 GeV per jet ricostruiti con il cono $R = 0.4$ (*Run 1B*). In Tab.3.2 sono riportate le correzioni calcolate per diversi periodi di presa dati.

In generale, per la natura del processo di frammentazione alcuni dei prodotti finiscono per cadere al di fuori del cono ricostruito. Usando la stessa simulazione Monte

⁹Sono così chiamati gli eventi che fanno scattare i contatori fascio-fascio caratterizzati da attività a grande angolo e a basso momento.

Dimensione del cono	Run 0 (GeV)	Run 1A (GeV)	Run 1B (GeV)
0.4	0.37 (0.23)	0.72 (0.45)	1.08 (0.68)
0.7	1.13 (0.71)	2.21 (1.38)	3.29 (2.06)
1.0	2.31 (1.44)	4.51 (2.82)	6.72 (4.20)

Tabella 3.2: Contributo all'energia del jet dovuto all'underlying event per i diversi periodi di presa dati. I valori in parentesi sono quelli corrispondenti all' E_T non corretta.

Carlo descritta prima, si determina il valore del p_T delle particelle al di fuori di un cono di raggio fissato. Questa quantità è chiamata *out-of-cone*, p_T^{out} . Per decidere se le particelle appartengano o meno al cono viene usata la loro direzione iniziale, prima della propagazione nel campo magnetico. Il comportamento si parametrizza poi con la seguente formula:

$$p_t^{out} = \alpha(1 - \beta e^{-\gamma p_T^{cor}})$$

Per un cono di $R=0.4$ si ha: $\alpha = 23.0 \text{ GeV}/c$, $\beta = 0.92$, e $\gamma = 0.0074 \text{ (GeV}/c)^{-1}$.

3.5.4 Controllo della scala di energia: bilanciamento γ +jet, Z +jet

È possibile controllare la scala di energia imposta dalle correzioni ai jet usando un campione di eventi $\gamma + jet$ [54, 55]. Questi sono eventi con due jet, ove la frammentazione di uno dei due jet è tale che la maggior parte dell'energia viene portata da un singolo γ , π^0 o η . L'energia elettromagnetica del γ , π^0 o η è molto ben misurata dal calorimetro e fornisce una scala di energia precisa. Questa situazione ideale è complicata sia dagli effetti di frammentazione, sia dalla radiazione di stato iniziale e finale. Tuttavia ulteriori tagli garantiscono che non ci sia altra attività calorimetrica nell'evento. Per controllare il comportamento delle funzioni di correzione si bilancia il momento trasverso del "fotone" con l'energia corretta del jet. In Fig.3.9 è riportato $\Delta = [E_T(\gamma) - E_T(jet_{rec})]/E_T(\gamma)$ con $16 \text{ GeV} \leq E_T(\gamma) \leq 30 \text{ GeV}$. Lo sbilanciamento medio misurato è 2.7%, che potrebbe essere usato come stima dell'incertezza sulla scala di energia del jet. Tuttavia la tecnica del bilanciamento in questo particolare tipo di eventi può essere affetta dalla presenza di radiazione di

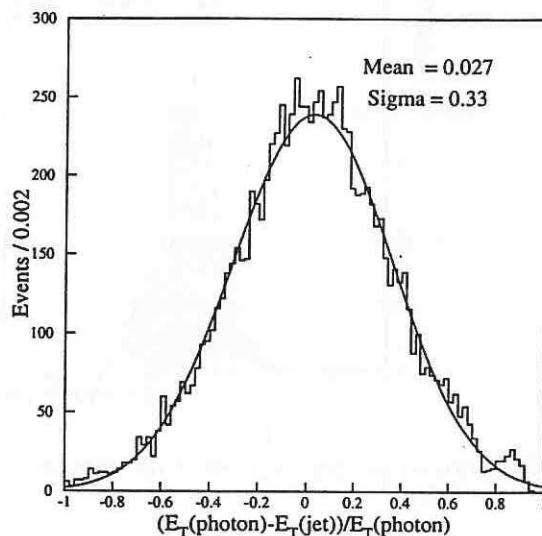


Figura 3.9: $\Delta = [E_T(\text{fotone}) - E_T(\text{jet})]/E_T(\text{fotone})$. L'energia trasversa del jet è corretta.

gluoni soffici (cioè che non sono in grado di dare luogo a jet addizionali rivelabili) o da una cattiva misura dell'energia del "fotone", quando questo è in realtà un π^0 .

Queste difficoltà non sono presenti nel campione di $Z + \text{jet}$, in cui si richiedono due leptoni (elettroni o muoni) dalla Z che bilanciano un singolo jet[56]. Inoltre, il p_T della Z si misura sufficientemente bene a partire dal p_T dei due leptoni. Lo studio è stato fatto per una regione in $p_T(Z) = 10 - 50 \text{ GeV}/c$. Il campione consiste di 2123 Z dal Run 1A (19 pb^{-1}), e 8235 dal Run 1B (81 pb^{-1}). Per studiare il bilanciamento l'energia del jet viene corretta con le correzioni relative, assolute, underlying event e *out-of-cone*. Inoltre, è stato tenuto in considerazione il cambiamento di scala del calorimetro EM (vedi Paragrafo 3.5.5). Per avere un buon bilanciamento del jet con la Z , si richiede la presenza di un unico jet con $E_T > 10 \text{ GeV}$. Questa richiesta porta però a selezionare eventi in cui il jet ha sempre una E_T minore della Z . Poiché la risoluzione sulla E_T di una Z è migliore di quella su un jet di $E_T > 20 \text{ GeV}$, l'effetto è molto minore se si impone un taglio più alto sulla E_T della Z , $E_T(Z) < 25 \text{ GeV}$. Negli eventi si calcola la differenza percentuale dei p_T relativa a $\bar{p}_T(Z)$, vedi Fig.3.10.

Dal fit gaussiano si ottiene $1.5 \pm 1.7\%$ per $R = 0.4$, $5.2 \pm 1.6\%$ per $R = 0.7$, e

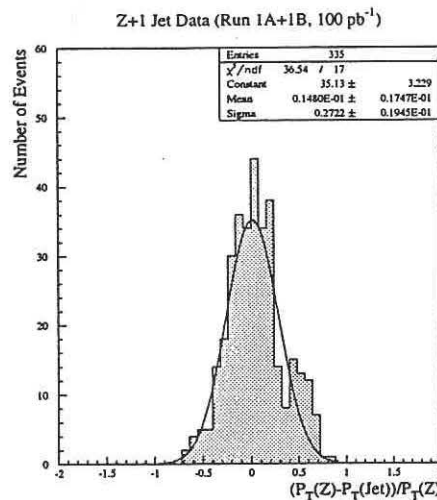


Figura 3.10: Bilanciamento in p_T fra la Z ed il jet opposto (cono $R = 0.4$) in eventi di $Z + 1$ jet

$2.9 \pm 1.6\%$ per $R=1$.

Quindi lo studio del bilanciamento Z +jet mostra che l'energia di un jet in questi eventi è nota meglio del 5%¹⁰.

3.5.5 Controllo della scala di energia: calorimetro elettromagnetico

La massa della Z offre la possibilità di verificare la conoscenza della scala di energia del calorimetro elettromagnetico[57]. Se si ricostruisce la massa della Z usando le energie degli elettroni senza correggerle, uno spostamento della media è legato ad un cambiamento nella risposta del calorimetro. Con questo metodo è stato misurato uno spostamento del 4.5% per il Run 1A ('92-'93) e del 3% per il Run 1B ('94), rispetto al Run 0 ('88-'89). Questo corrisponde ad uno spostamento nella scala dei jet fra 2.4 e 2.7% rispetto al Run 0, come mostrato in Fig.3.11.

¹⁰Questo studio è tuttora in corso e i risultati riportati sono preliminari.

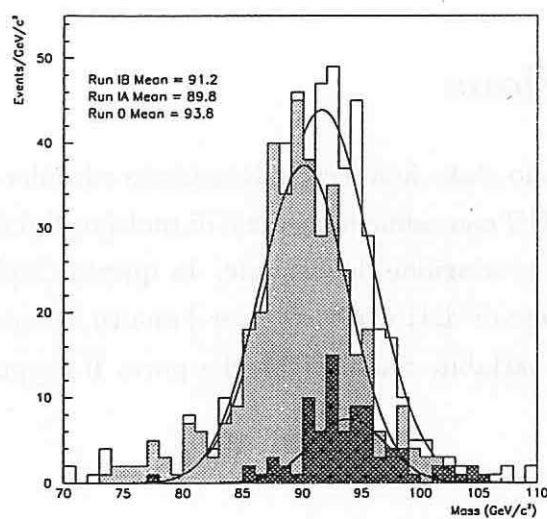


Figura 3.11: Spettro di massa invariante degli elettroni: Run 0 (rigato); Run 1A (ombreggiato); run 1B (bianco)

Capitolo 4

La selezione cinematica

4.1 Introduzione

La ricerca del *top* nel suo stato finale completamente adronico è difficile a causa del fondo da processi di QCD con radiazione che è di molti ordini di grandezza maggiore della sezione d'urto di produzione del segnale. In questo Capitolo, dopo una breve descrizione del campione di dati utilizzato per l'analisi, viene descritto un metodo di selezione basato su variabili cinematiche che porta il rapporto segnale/fondo da $\frac{1}{1000}$ a circa $\frac{1}{20}$.

4.2 Il trigger *multi - jet*

Il campione di dati utilizzati per questa analisi proviene da un trigger *multi - jet* ed ammonta a $(110 \pm 8) \text{ pb}^{-1}$ (di cui 19.7 pb^{-1} raccolti nel Run 1A e 90.5 pb^{-1} raccolti nel Run 1B¹).

Il sistema di trigger di CDF è suddiviso in tre Livelli. Nel caso del trigger multijet un evento deve soddisfare i seguenti requisiti:

Trigger di Livello 1 A causa del piccolo intervallo di tempo disponibile ($\sim 300 \text{ ns}$) i moduli che compongono questo trigger sono solo in grado di confrontare i

¹I trigger usati nei due periodi di presa dati sono diversi. Poichè quello usato nel Run 1B, che corrisponde alla maggior parte della statistica, è più severo rispetto a quello usato nel Run 1A, i dati di quest'ultimo sono stati riselezionati con il trigger del Run 1B.

segnali sulla singola torre² con delle soglie prefissate, che hanno valori tipici di $\sim 20 \text{ GeV}$ (sommando sui depositi elettromagnetico e adronico). Il trigger accetta l'evento se almeno una tra tutte le torri supera la soglia richiesta;

Trigger di Livello 2 Al secondo livello di trigger il tempo a disposizione per la decisione è di $10 \mu s$ sufficiente all'elettronica per operare una prima identificazione di insiemi di torri di trigger ($cluster_{L2}$) al di sopra di una certa soglia segnalando la presenza di jet nell'evento³. Esso richiede:

- $E_T(cluster_{L2}) \geq 15 \text{ GeV}$
- $N(cluster_{L2}) \geq 4$
- $\sum E_T(cluster_{L2}) \geq 125 \text{ GeV}$

La sezione d'urto è pari a: $\sigma^{Livello2} = 4 \text{ nb}$.

Trigger di Livello 3 Esso usa l'informazione sui jet completamente ricostruiti⁴.

In particolare si richiede:

- $E_T(jet) \geq 15 \text{ GeV}$ (ricostruiti con cono $R = 0.4$ oppure $R = 0.7$)
- $N(jet) \geq 4$
- $\sum E_T(jet) \geq 125 \text{ GeV}$

L'efficienza complessiva del trigger su eventi $t\bar{t}$ dipende da m_{top} (vedi Tab.4.2) e per $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$ è pari al $62.4 \pm 1.1\%$ se si considerano tutti i possibili decadimenti

²Le torri di trigger, di dimensione $\Delta\phi = 15^\circ \times \Delta\eta = 0.2$, sono costituite da un insieme di più torri fisiche, raggruppate sfruttando la geometria proiettiva del rivelatore.

³Descriviamo in breve l'algoritmo veloce ma efficace che utilizza i segnali analogici per il riconoscimento di $cluster$. L'algoritmo inizia imponendo una soglia molto alta (ad esempio di 100 GeV) alla E_T delle singole torri di trigger e la abbassa gradualmente fino a che vengono trovate una o più torri che la soddisfano (dette "semi"). Per ogni torre "seme" vengono cercate le quattro torri adiacenti in azimuth o pseudorapidità (non in direzione diagonale), che vengono incluse nel $cluster$, se hanno una $E_T \geq 1 \text{ GeV}$. Poi si considerano le torri adiacenti a queste ultime e così via fino a che non vi sono più torri adiacenti al di sopra della soglia. A questo punto si ripete la ricerca delle torri contigue a partire da una nuova torre "seme" non inclusa in alcun $cluster$, abbassando la soglia più alta. Alla fine di questa procedura si dispone di una lista di $cluster$ che viene usata per la selezione degli eventi.

⁴Bisogna notare però che al momento di effettuare la ricostruzione dei jet non è ancora a disposizione la coordinata z del vertice primario d'interazione. Questo causa un errore sistematico nella determinazione delle E_T dei jet. In sede di analisi dati, dopo la determinazione del vertice primario, la ricostruzione dei jet viene effettuata nuovamente.

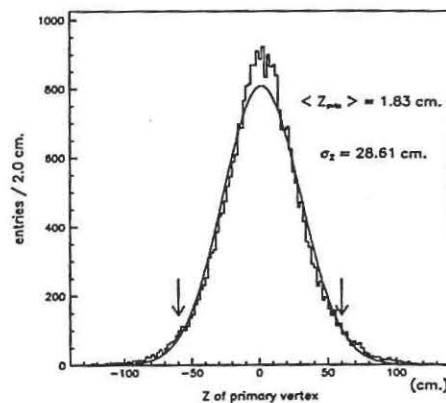


Figura 4.1: Distribuzione della coordinata z del vertice primario dell'evento.

delle W , e sale al $91.5 \pm 1.1\%$ per quelli puramente adronici. Gli eventi selezionati dal trigger hanno bisogno di essere ulteriormente ripuliti per eliminare ad esempio gli eventi dovuti ai cosiddetti "main ring splash"⁵. Infine si richiede che il vertice primario dell'evento abbia la coordinata z entro 60 cm dall'origine geometrica del rivelatore (vedi Fig.4.1). Questo filtro non ha praticamente influenza sull'efficienza del segnale: $\epsilon_{\text{filtro}} = 96.2 \pm 1.8\%$.

4.3 La selezione cinematica

Lo scopo della selezione cinematica è di ridurre drasticamente il campione di dati, che consiste principalmente di eventi di fondo mantenendo più alta possibile l'efficienza per la rivelazione di eventi $t\bar{t}$.

La nostra definizione di jet utilizza:

- ricostruzione con il cono $R = 0.4$;
- $E_T \geq 15 \text{ GeV}$;

⁵Come già visto nel Capitolo 2 la camera a vuoto del Tevatron corre al di sotto di quella dell'acceleratore chiamato Main Ring. In corrispondenza del punto di interazione il Main Ring passa solo pochi metri al di sopra del rivelatore CDF e poichè anche durante le operazioni del Tevatron ci possono essere fasci di protoni circolanti, si hanno talvolta delle "perdite" che vanno a colpire la parte esterna del calorimetro centrale. L'energia totale depositata dai Main Ring splash è tale da far superare a questi "eventi" i tagli del trigger.

$$- |\eta^{detector}| \leq 2.$$

4.3.1 La topologia

Il primo passo è quello di richiedere la topologia⁶ consistente con il processo: $t\bar{t} \rightarrow b\bar{q}q'\bar{b}q\bar{q}'$. In linea di principio ad ogni partone dello stato finale dovrebbe corrispondere un jet osservato, nella realtà non è sempre così: i jet possono fondersi, possono venire persi lungo la linea del fascio, o possono non superare la soglia in energia. Inoltre a causa della radiazione si possono avere jet addizionali nello stato finale. Per questi motivi la selezione richiede:

$$5 \leq N_{jet} \leq 8$$

Il contributo dai vari canali di decadimento varia in funzione del numero di jet nell'evento (Fig.4.2), in particolare con il taglio scelto sulla molteplicità di jet si ha una efficienza pari a $39.8 \pm 0.7\%$ inclusiva e $66.7 \pm 1.3\%$ per il canale puramente adronico ($m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$).

Inoltre a questo livello richiediamo anche che la distanza minima fra due jet sia $\Delta R_{min} \geq 0.5$ per evitare eventi troppo densi e mal ricostruiti, dove le prestazioni dell'algoritmo di ricostruzione dei jet divengono meno affidabili; l'efficienza di questo taglio è comunque molto alta: $\epsilon(\Delta R_{min} \geq 0.5) = 97.9 \pm 0.3\%$.

4.3.2 Le variabili cinematiche globali

Passiamo ora a considerare le variabili cinematiche globali dell'evento che sono costruite a partire dai jet, dopo averne corretto in modo relativo e assoluto le energie⁷. È stato studiato il comportamento di molte variabili cinematiche sia sui dati che sul campione di eventi $t\bar{t}$ MonteCarlo, dopo avere fatto la richiesta in molteplicità. Le variabili più discriminanti per la selezione del top sono risultate essere le seguenti:

$$- \sum E_T = \sum_{i=1}^{N_{jet}} E_T^i, \text{ la somma scalare delle energie trasverse dei jet;}$$

⁶È importante notare che in questa analisi gli elettroni non vengono ricostruiti come oggetti fisici ma sono considerati semplicemente dei jet, quindi nel campione multi-jet si ha una contaminazione da parte di eventi $t\bar{t}$ con stato finale leptonic. Le efficienze che saranno usate nel seguito sono sempre calcolate nel caso *inclusivo* cioè considerando tutti i possibili decadimenti della W: i valori per il canale puramente adronico saranno riportati per confronto.

⁷Si rimanda al Capitolo 3 per la descrizione delle correzioni all'energia dei jet.

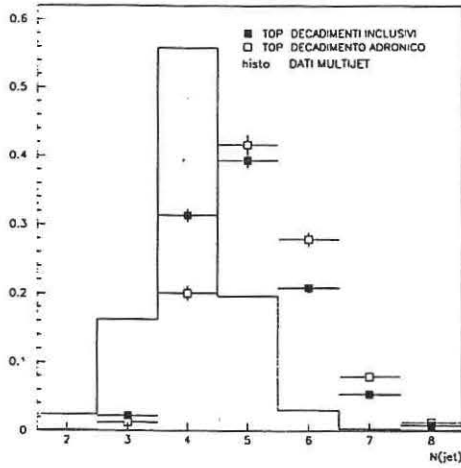


Figura 4.2: Distribuzione in molteplicità di jet per eventi $t\bar{t}$ (HERWIG $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$) e per i dati, dopo il trigger (normalizzazione arbitraria).

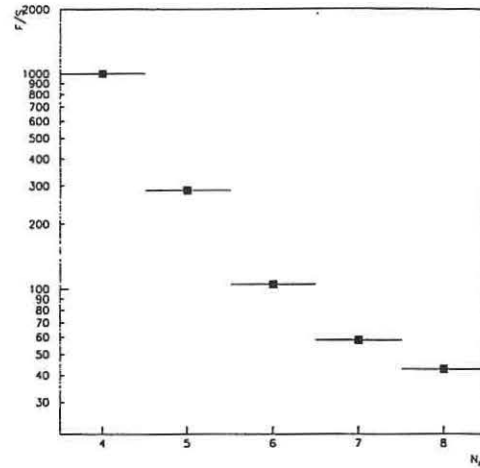


Figura 4.3: Rapporto Fondo/Segnale in funzione di $N(\text{jet})$ dopo il trigger ($m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$, $\sigma_{t\bar{t}}^{\text{Laenen}}$).

- $\sum E_T/\sqrt{\hat{s}}$, che caratterizza la centralità del flusso di energia, ove $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$, $x_{1,2} = (\sum E \pm \sum p_z)/\sqrt{s}$ e $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$;
- Aplanarità: $\mathcal{A} = \frac{3}{2}Q_1$, calcolata nel centro di massa degli N jet⁸;

La prima grandezza che consideriamo è la $\sum E_T$: in Fig.4.4 sono riportati gli spettri normalizzati del suo andamento nel campione $t\bar{t}$ ($m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$) e nei dati. È evidente l'alto potere discriminante di questa variabile: gli eventi di top si addensano ad un valore che è poco meno di $2 \cdot m_{top}$, mentre lo spettro degli eventi di QCD ha una distribuzione che scende rapidamente. Il valore del taglio scelto è quello che

⁸ Q_1 è il più piccolo degli autovalori del tensore normalizzato

$$M_{ab} = \frac{\sum_{j=1}^N P_{j,a} P_{j,b}}{\sum_{j=1}^N P_j}$$

ove $P_{j,a}$ è il quadrimomento del jet j -esimo e a, b sono due delle tre direzioni degli assi spaziali x, y, z . A partire dallo stesso tensore si possono definire diverse variabili che caratterizzano la distribuzione dei jet nell'evento. Riportiamo qui la definizione della Sfericità (S):

$$S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2)$$

che sarà usata più avanti in questo Capitolo.

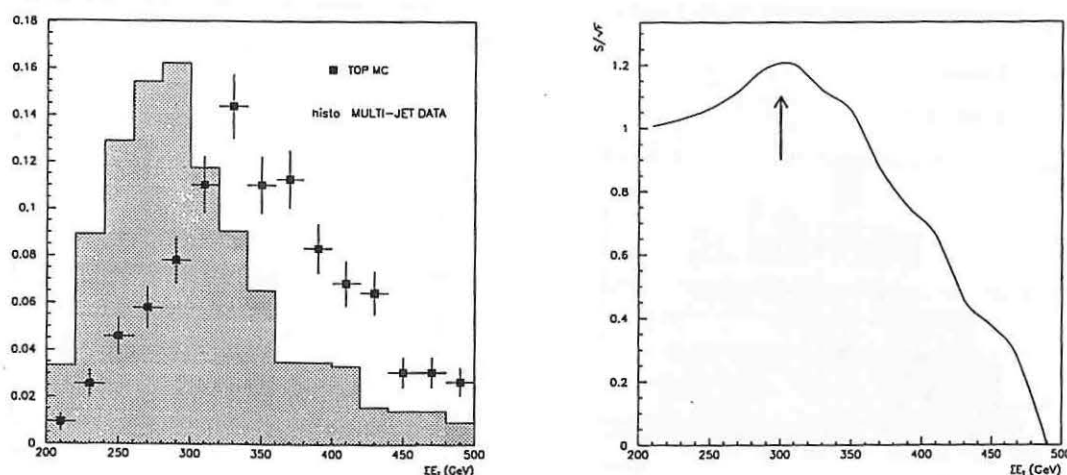


Figura 4.4: Spettro in $\sum E_T$ per eventi $t\bar{t}$ e dati multijet normalizzati ad area unitaria e rapporto S/\sqrt{F} in funzione di $\sum E_T$.

massimizza la significanza statistica del segnale, ossia il rapporto $\frac{SEGNALE}{\sqrt{FONDO}} = \frac{S}{\sqrt{F}}$. Esso è riportato in Fig.4.4 e corrisponde a:

$$\sum E_T \geq 300 \text{ GeV}$$

Un'altra caratteristica dei decadimenti $t\bar{t}$ è la centralità del flusso di energia: i jet prodotti dalla coppia di quark *top* sono emessi preferibilmente in direzione ortogonale a quella dei fasci. Questo comportamento si può dedurre dalla distribuzione della variabile $\sum E_T/\sqrt{\hat{s}}$, detta frazione di energia trasversa, che discrimina bene i due comportamenti. Gli eventi di segnale si accumulano nella regione vicino ad 1, mentre gli eventi di QCD popolano la regione in avanti con $\sum E_T/\sqrt{\hat{s}} \ll 1$. Gli spettri in funzione di questa variabile, dopo avere tagliato in $\sum E_T$, e la massimizzazione del S/\sqrt{F} sono mostrati in Fig.4.5. Il taglio scelto è:

$$\sum E_T/\sqrt{\hat{s}} \geq 0.75$$

A questo livello di selezione gli eventi di fondo cominciano già ad essere molto simili a quelli provenienti da eventi $t\bar{t}$. Una proprietà che non è stata ancora sfruttata completamente è la particolare distribuzione degli N jet nello spazio. Fra le diverse

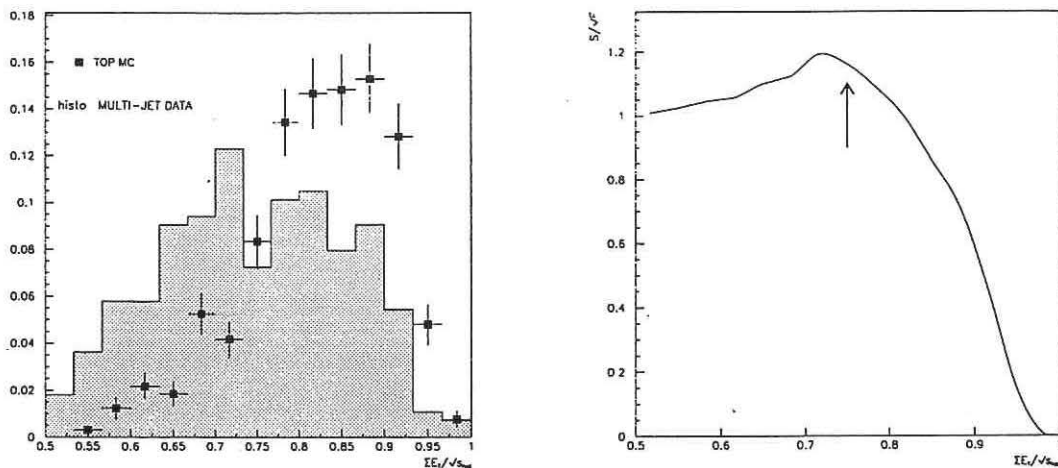


Figura 4.5: Spettro in $\sum E_T/\sqrt{s}$ e rapporto S/\sqrt{F} in funzione di $\sum E_T/\sqrt{s}$.

variabili che caratterizzano la distribuzione spaziale dei prodotti di un determinato processo, abbiamo scelto di usare l'Aplanarità. I processi di QCD (se si trascura la radiazione di stato iniziale) sono descrivibili come processi di scattering $2 \rightarrow 2$, in cui i partoni dello stato finale emettono radiazione di colore che dà luogo ad altri jet indipendenti. È il contributo della radiazione che rende l'Aplanarità dell'evento diversa da zero; se essa non fosse presente l'evento avrebbe due soli jet opposti l'uno all'altro. Per gli eventi $t\bar{t}$, principalmente a causa dell'alta massa del top , si stimano invece grandi valori di Aplanarità e Sfericità. In base alle stesse considerazioni si trova un'altra variabile che consente di distinguere fra processi con topologia prevalentemente a due jet dal caso $t\bar{t} \rightarrow 6 \text{ jet}$: essa è la somma scalare delle energie sui jet esclusi i due ad energia più alta, $\sum_3^N E_T$. In Fig.4.6 sono mostrate le distribuzioni di $t\bar{t}$ Monte Carlo e dati (dopo la selezione fin qui determinata) ed è evidente il diverso comportamento nei due casi: gli eventi di QCD popolano soprattutto la regione a bassa Aplanarità e bassa $\sum_3^N E_T$, mentre gli eventi di top si distribuiscono su valori medio-alti in entrambe le variabili. Il modo più efficace per selezionare i dati è di non usare queste due variabili singolarmente ma sfruttarne la correlazione. Il taglio scelto è quindi una combinazione lineare delle due, vedi Fig.4.6:

$$A \geq (-0.0025 \times \sum_3^N E_T + 0.54)$$

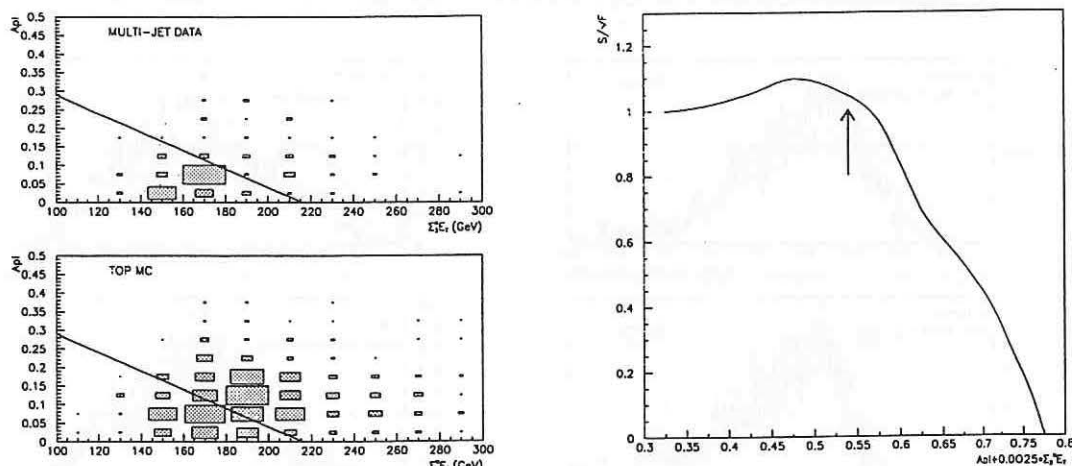


Figura 4.6: Spettro in $A + 0.0025 * \sum_3^N E_T$ e rapporto S/\sqrt{F} in funzione di $A + 0.0025 * \sum_3^N E_T$.

Dopo questa ultima richiesta a livello cinematico apparentemente non ci sono più a disposizione variabili sufficientemente discriminanti per migliorare il rapporto S/F . Per convincersi di questo fatto basta confrontare gli spettri per i dati e per gli eventi $t\bar{t}$ in variabili che non sono state usate nella selezione cinematica, come ad esempio la massa invariante dei primi sei jet (Fig.4.7) o la Sfericità (Fig.4.8).

Risulta evidente come la selezione rende gli eventi sperimentali cinematicamente quasi identici a quelli di top , ed è quindi necessario trovare una arma di tipo completamente diverso se si vuole migliorare ulteriormente la purezza del campione: il metodo sarà quello di ricercare negli eventi la presenza del quark *beauty*, che è il soggetto del prossimo Capitolo.

4.3.3 Efficienza per eventi $t\bar{t}$

In Tab.4.1 sono riportate le efficienze per i singoli tagli cinematici in funzione della molteplicità di jet, e totali per $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$, mentre in Tab.4.2 è riportato l'effetto dei tagli cinematici sugli eventi sperimentali e quindi sul rapporto S/F . Infine in Tab.4.3 è riportata l'efficienza totale inclusiva della selezione cinematica (incluso il trigger) per eventi con $5 \leq N_{jet} \leq 8$ in funzione della m_{top} . Il numero di eventi $t\bar{t}$ atteso è stato ottenuto usando il valore più recente della sezione d'urto di produzione teorica calcolato da Laenen *et al.*[34] (vedi Fig.1.5 nel Capitolo 1).

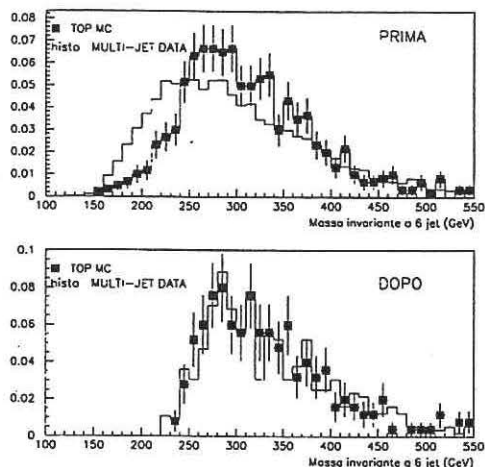


Figura 4.7: Spettro di massa invariante dei primi 6 jet per eventi di top e dati multijet normalizzati ad area unitaria prima e dopo la selezione cinematica.

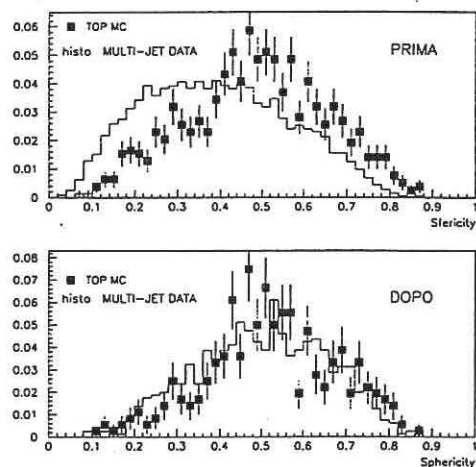


Figura 4.8: Spettro di Sfericità per eventi di top e dati multijet normalizzati ad area unitaria prima e dopo la selezione cinematica.

N_{jet}	5	6	≥ 7	$5 \leq N_{jet} \leq 8$
$\epsilon(N_{jet})\%$	23.6 ± 0.6	12.5 ± 0.5	3.7 ± 0.3	39.8 ± 0.7
$\epsilon(\Delta R_{min} \geq 0.5)\%$	98.6 ± 0.3	98.1 ± 0.6	93.6 ± 1.8	97.9 ± 0.3
$\epsilon(\sum E_T \geq 300 \text{ GeV})\%$	52.2 ± 1.5	76.9 ± 1.7	92.0 ± 2.1	63.5 ± 1.1
$\epsilon(\sum E_T/\sqrt{s} \geq 0.75)\%$	87.8 ± 1.3	84.3 ± 1.7	74.5 ± 3.4	84.1 ± 1.0
$\epsilon(\mathcal{A} + 0.0025 * \sum_3^N E_T \geq 0.54)\%$	25.4 ± 1.9	65.5 ± 2.4	89.2 ± 2.8	47.7 ± 1.5

Tabella 4.1: Efficienza relativa dei singoli tagli applicati in cascata, suddivisa per molteplicità di jet. Le efficienze si riferiscono a $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$.

Taglio	$\epsilon^{kin}(\%)$	Eventi sperimentali	S/F
$\sum E_T \geq 300 \text{ GeV}$	24.7 ± 0.6	18701	1/140
$\sum E_T \geq 300 \text{ GeV} \ \& \ \sum E_T/\sqrt{s} \geq 0.75$	20.8 ± 0.6	9873	1/86
$\sum E_T \geq 300 \text{ GeV} \ \& \ \sum E_T/\sqrt{s} \geq 0.75$ $\& \ \mathcal{A} + 0.0025 * \sum_3^N E_T \geq 0.54$	9.9 ± 0.4	1630	1/30

Tabella 4.2: Effetto dei tagli cinematici sul rapporto S/F. Il campione iniziale ha $5 \leq N_{jet} \leq 8$ e $\Delta R_{min} \geq 0.5$. Le efficienze Monte Carlo si riferiscono a $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$.

$m_{top}(GeV/c^2)$	160	170	175	180	190	200
$\epsilon(trigger)\%$	57.5 ± 1.1	61.1 ± 1.1	62.4 ± 1.1	64.1 ± 1.1	65.7 ± 1.1	66.8 ± 1.2
$\epsilon(selezione)\%$	6.6 ± 0.4	8.9 ± 0.4	9.9 ± 0.4	11.8 ± 0.5	13.2 ± 0.5	14.5 ± 0.5
$N_{t\bar{t}}^{Laenen}$	59.2 ± 5.6	57.1 ± 4.9	54.7 ± 4.6	54.6 ± 4.6	44.4 ± 3.6	36.0 ± 2.9

Tabella 4.3: Efficienza del trigger e della selezione cinematica (trigger incluso) in funzione di m_{top} . Il numero di eventi $t\bar{t}$ atteso è stato ottenuto con la sezione d'urto di produzione teorica.

La selezione cinematica è stata intesa per isolare eventi $t\bar{t}$ con stato finale puramente adronico. Tuttavia non essendo presente una rimozione esplicita degli eventi con leptoni nello stato finale, anche dopo la selezione rimangono dei contributi residui da parte degli altri canali di decadimento. Essi sono riassunti in Tab.4.4 suddivisi per categoria ($m_{top} = 175 \text{ geV}/c^2$).

Topologia	Frazione del totale (%)
$W_1 \rightarrow q\bar{q}', W_2 \rightarrow q\bar{q}'$	87.1 ± 4.2
$W_1 \rightarrow e\nu, W_2 \rightarrow q\bar{q}'$	7.7 ± 1.2
$W_1 \rightarrow \tau\nu, W_2 \rightarrow q\bar{q}'$	3.4 ± 0.8
altro	1.8 ± 0.6

Tabella 4.4: Contributi dai diversi canali di decadimento dopo la selezione cinematica

4.3.4 Sistematiche della selezione cinematica

Il Monte Carlo usato nella determinazione della selezione cinematica e delle efficienze è HERWIG. Gli errori statistici sull'efficienza della selezione derivano dal numero di eventi generati (5000 per ogni valore di massa). Gli errori sistematici sono dovuti principalmente alla dipendenza dal modello di frammentazione e di emissione della radiazione di gluone associata al contributo dovuto all'incertezza sulla scala di energia dei jet.

Per stimare l'errore sistematico connesso ai diversi modelli di frammentazione è stata valutata l'efficienza della selezione cinematica per eventi $t\bar{t}$, generati a varie m_{top} , con diversi Monte Carli. Si sono usati in particolare i Monte Carli ISAJET e

PYTHIA, confrontati con i valori centrali corrispondenti ad HERWIG. In Fig.4.9b è mostrato l'andamento in funzione di m_{top} della differenza fra l'efficienza media ottenuta sugli eventi generati con ISAJET e PYTHIA e quella ottenuta con HERWIG. Questo contributo dipende dalla massa del top e varia da 36% a 11% nell'intervallo $m_{top} = 160 - 200 \text{ GeV}/c^2$.

La non perfetta comprensione dei meccanismi di radiazione porta i diversi generatori Monte Carlo a produrre eventi con molteplicità di jet diverse da quelle reali. Un modo per valutare questo contributo all'errore sistematico è valutare l'efficienza cinematica su eventi $t\bar{t}$ prodotti senza la presenza di radiazione di QCD⁹. L'andamento della differenza fra l'efficienza di HERWIG e quella di ISAJET senza radiazione è pressochè costante con m_{top} (vedi Fig.4.9c); come contributo all'errore sistematico si è quindi utilizzata la media pesata di questa differenza sull'intervallo di m_{top} considerate, che è pari a -35%.

Come descritto nel Capitolo 3, è necessario correggere l'energia misurata dei jet sia in modo relativo, per compensare le disuniformità di risposta nelle diverse regioni del calorimetro, sia in modo assoluto, per tenere conto dell'energia che viene persa al di fuori del cono o di quella che si aggiunge per la presenza dell'*underlying event*. Per valutare il contributo all'errore sistematico di queste procedure si è fatta variare la correzione all'energia dei jet entro il suo errore e si calcola la semidifferenza delle efficienze che si misurano nei due casi. Il contributo dovuto alle correzioni relative è trascurabile, mentre il contributo da parte delle correzioni assolute varia da 19% a 9% all'aumentare di $m_{top} = 160 - 200 \text{ GeV}/c^2$, vedi Fig.4.9a.

In Tab.4.5 sono riassunti tutti i contributi sopra descritti in funzione della massa del top . L'errore sistematico complessivo sull'efficienza risulta asimmetrico (Tab.4.6): il valore superiore si ottiene sommando in quadratura i contributi dovuti alla scala di energia e alla scelta del generatore, mentre il valore inferiore si ottiene combinando i contributi dovuti alla scala di energia e all'effetto della radiazione.

⁹L'unico generatore Monte Carlo disponibile a CDF fornito dell'opzione di inibire la radiazione di stato iniziale e finale è ISAJET.

m_t (GeV/c ²)	160	170	175	180	190	200
Energia rel.	$0 \pm 4\%$					
Energia ass.	$19 \pm 4\%$	$14 \pm 4\%$	$12 \pm 3\%$	$12 \pm 3\%$	$10 \pm 3\%$	$9 \pm 3\%$
Generatore	$+36 \pm 10\%$	$+28 \pm 10\%$	$+36 \pm 10\%$	$+15 \pm 8\%$	$+7 \pm 7\%$	$+11 \pm 3\%$
Radiazione	$-36 \pm 6\%$	$-30 \pm 10\%$	$-40 \pm 8\%$	$-30 \pm 8\%$	$-32 \pm 7\%$	$-32 \pm 7\%$

Tabella 4.5: Contributi all'errore sistematico dell'efficienza della selezione cinematica.

m_t (GeV/c ²)	160	170	175	180	190	200
Totale +	39%	31%	28%	25%	19%	13%
Totale -	37%	36%	36%	35%	35%	34%

Tabella 4.6: Errore sistematico totale dell'efficienza della selezione cinematica.

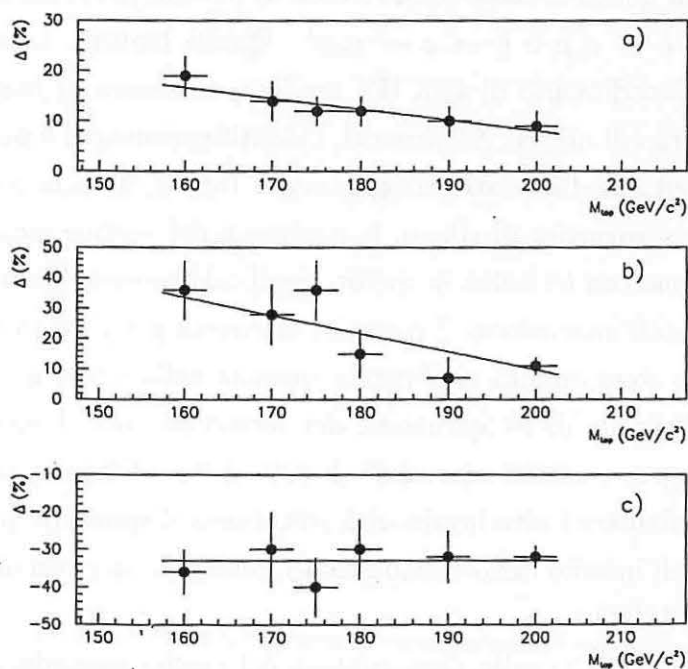


Figura 4.9: Contributi all'errore sistematico dell'efficienza cinematica in funzione di m_{top} : a) scala di energia assoluta; b) diversi modelli di frammentazione; c) inibizione della radiazione di stato iniziale.

Capitolo 5

L'identificazione dei jet con *beauty*

5.1 Introduzione

I metodi di identificazione dei jet provenienti dal decadimento di adroni con b si dividono in due categorie a seconda delle caratteristiche del decadimento del b che sfruttano. Uno di questi si basa sulla ricerca di leptoni provenienti dal decadimento semileptonico $b \rightarrow e, \mu$ o $b \rightarrow c \rightarrow e, \mu$ ¹. Questi leptoni, a differenza di quelli provenienti dal decadimento di una W , tendono ad essere di basso momento trasverso ed all'interno di un jet. Altrimenti, l'identificazione del b può essere ottenuta sfruttandone la vita media relativamente lunga. Infatti, data la risoluzione spaziale dei rivelatori a microvertice di silicio, la posizione del vertice secondario di decadimento di un adrone con b risulta in media significativamente distanziata rispetto al vertice primario dell'interazione. I requisiti essenziali per il buon funzionamento di un tale approccio sono un'alta risoluzione spaziale nella ricostruzione delle tracce e lo sviluppo di algoritmi di ricostruzione dei vertici (sia per il vertice primario dell'interazione, sia per i vertici secondari dovuti ai decadimenti) che siano precisi e affidabili. In particolare l'alta luminosità istantanea disponibile può produrre interazioni multiple all'interno dello stesso evento, rendendo la ricostruzione delle tracce e del vertice più difficile.

I metodi che si basano sulla ricostruzione del vertice secondario di decadimento hanno una maggiore capacità di reiezione del fondo rispetto a quelli che si basano sulla ricerca di leptoni di basso p_T : per questo motivo nella analisi per la ricerca del

¹Questo metodo è stato usato sia da CDF che da D0 per la scoperta del top , vedi Capitolo 1, paragrafo 1.6

top nel canale adronico si è scelto di usare un algoritmo che appartiene alla prima categoria.

In questo Capitolo viene descritto l'algoritmo scelto per la ricostruzione del vertice secondario dovuto al decadimento di un adrone con *b* e ne viene caratterizzato il suo comportamento. In particolare sono poi trattate le prestazioni dell'algoritmo su campioni di eventi che costituiscono i principali fondi per l'analisi qui considerata e valutata l'efficienza su eventi di *top*. Infine viene descritto il metodo usato per la valutazione del fondo dopo l'applicazione dell'algoritmo di tag e le sistematiche connesse a tale stima.

5.2 La ricostruzione del vertice secondario

L'identificazione dei jet con *beauty* è possibile a causa di due caratteristiche particolari del decadimento degli adroni che sono creati a seguito della frammentazione del quark *b*: la vita media dell'ordine del picosecondo², che corrisponde ad un $c\tau \sim 420\mu m$ e quindi consente all'adrone di percorrere distanze fino a qualche *mm* per $p_T \simeq 40 \text{ GeV}/c$ come nel caso dei *b* dal decadimento del *top*, e la discreta molteplicità di particelle cariche prodotte, vedi Fig.5.1³

Il metodo usato si basa sulla ricerca, all'interno di un jet, di tracce⁴ che siano incompatibili con la provenienza dal vertice primario di interazione.

Prima di essere utilizzate dall'algoritmo, le tracce vengono classificate in base alle seguenti caratteristiche:

- la qualità con cui la traccia è stata ricostruita in SVX (dipende dal numero di punti nella CTC e in SVX usati per il fit e dalla qualità dei depositi di carica rilasciati sui vari strati di SVX associati alla traccia⁵);

² $\tau = 1.46 \pm 0.006(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.}) \text{ ps}$ [58]

³Il numero di particelle cariche prodotte varia a seconda del tipo di decadimento dell'adrone e tale molteplicità è in media 5. Un basso p_T dell'adrone e di conseguenza delle tracce prodotte ne influenza però il numero che si osserva sperimentalmente. Per la generazione Monte Carlo sono state usate le nuove tabelle di decadimento aggiornate (1995).

⁴Le tracce vengono associate ad un jet se si trovano entro un cono $R = 0.4$ attorno alla direzione del jet, direzione che viene calcolata per mezzo delle grandezze calorimetriche.

⁵Si richiedono come criteri di qualità della traccia: 1) ≥ 2 superlayer assiali della CTC con almeno 4 hit; 2) ≥ 2 superlayer stereo della CTC con almeno 2 hit; 3) Tagli sul numero di hit buoni in SVX che varia a seconda del numero totale di hit usati per la traccia, ove con la definizione *buono* si intende: che è associato ad un'unica traccia e non condiviso con nessun'altra traccia vicina, che non ha strip rumorose ed ha una molteplicità di strip ≤ 3 .

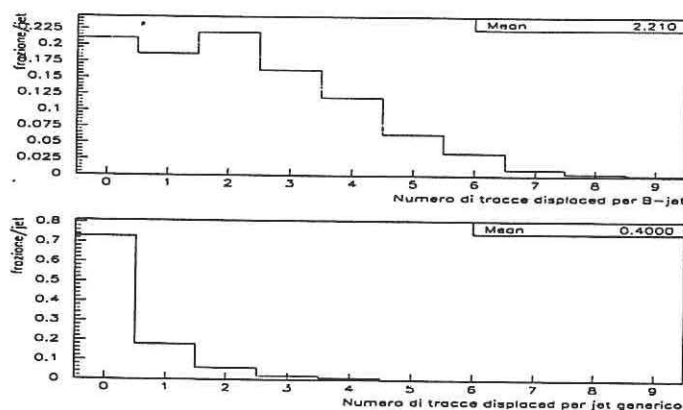


Figura 5.1: Numero di tracce distaccate dal vertice primario per jet nell'accettazione di SVX: (sopra) b -jet in eventi di top (HERWIG, $m_{top} = 160 \text{ GeV}/c^2$); (sotto) jet generici (\equiv non arricchiti in quark b o c).

- il p_T della traccia;
- il parametro d'impatto d rispetto al vertice primario dell'interazione e il suo errore σ_d , ovvero la significanza $\frac{d}{\sigma_d}$;

Selezione delle tracce

Prima iterazione				
Definizione	N(hit)	N(good hit)	$p_T \text{ (GeV/c)}$	$ \frac{d}{\sigma_d} $
Tight	4	≥ 1	≥ 1.5	≥ 4.0
Tight	3	≥ 2	≥ 1.5	≥ 4.0
Loose	4	≥ 1	≥ 0.5	≥ 2.5
Loose	3	≥ 1	≥ 0.5	≥ 2.5
Loose	2	2	≥ 1.5	≥ 2.5
Seconda iterazione				
Definizione	N(hit)	N(good hit)	$p_T \text{ (GeV/c)}$	$ \frac{d}{\sigma_d} $
Tighter	4	≥ 1	≥ 1.5	$> 3.$
Tighter	3	≥ 2	≥ 1.5	$> 3.$

Tabella 5.1: Tagli di qualità e p_T applicati alle tracce usate nella ricostruzione del vertice secondario.

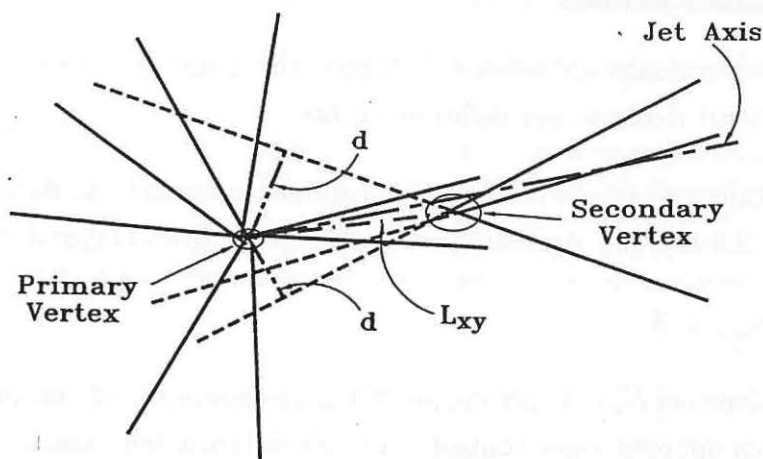


Figura 5.2: Ricostruzione nel piano trasverso del vertice primario e secondario.

Vengono utilizzate le tracce ricostruite con almeno 3 hit in SVX e quelle ricostruite con soli 2 hit se questi sono il massimo numero possibile permesso dall'accettanza geometrica⁶. In Tab.5.1 sono riassunti i criteri di selezione delle tracce. Le tracce, che passano i tagli, vengono ordinate in base al numero di hit, al p_T e alla significanza del parametro d'impatto, $\frac{d}{\sigma_d}$. Cominciando dalle tracce migliori si cerca di eseguire un fit di vertice usando due tracce, una delle quali deve avere $p_T > 2 \text{ GeV}/c$. Se il vertice fornito da tale coppia ha $\chi^2 < 50$, questo viene usato come "seme" per cercare fra le tracce rimanenti quante puntano verso lo stesso all'interno di $3\sigma_{SV}$. Se si trovano almeno tre tracce che puntano allo stesso vertice si ha un potenziale *tag*. In caso contrario si riprova con un'altra coppia. Se non si trova nessun insieme di almeno tre tracce consistente con un vertice secondario, queste vengono riselectate con tagli di qualità più stringenti (vedi la seconda parte di Tab.5.1) e si cerca un vertice secondario formato da sole due tracce, ove almeno una abbia $p_T > 2 \text{ GeV}/c$.

A questo punto diamo delle definizioni che saranno molto usate nel seguito:

traccia taggabile, una traccia che soddisfa tutti i criteri di qualità richiesta nella Prima Iterazione di Tab.5.1, tranne il taglio in significanza del parametro d'impatto;

jet taggabile, un jet che abbia almeno due tracce *taggabili* all'interno di un cono di $R = 0.4$ centrato attorno al suo asse.

⁶Si decide in base alla disposizione degli hit stessi, i casi accettati sono quelli in cui gli hit sono su due layer più esterni/interni contigui.

Determinazione del tag

Una volta determinato un'insieme di tracce che puntano ad uno stesso vertice si fanno le seguenti richieste per definirlo un *tag*:

- La distanza trasversa fra il vertice primario e secondario deve essere:
 $L_{xy}^{SV} < 2.5 \text{ cm}$, per rigettare le conversioni nel primo layer di SVX;
- $|L_{xy}/\sigma_{L_{xy}}| > 3$;
- Rimozione dei K_s e Λ : per coppie di tracce provenienti da un vertice secondario di carica opposta viene controllata la consistenza della massa invariante con le masse note di K ($\Delta m < 0.01 \text{ GeV}$) o Λ ($\Delta m < 0.006 \text{ GeV}$). Infine, il vertice secondario deve essere almeno a 10σ di distanza dal vertice primario lungo la direzione del momento della "V".
- $pseudo - c\tau(^7) = L_{xy}^{SV} * (M^{SV}/p_T^{SV}) < 1 \text{ cm}$ consistenti con l'ipotesi di provenienza da un adrone con b ;

I vertici secondari che passano tutti i tagli fino a qui elencati sono dichiarati *tag*, e vengono poi divisi in due insiemi a seconda del segno del prodotto scalare fra la direzione di L_{xy} e l'asse del jet. I jet contenenti quark pesanti (b o c) danno luogo a vertici secondari con L_{xy} predominantemente positiva anche se è presente una contaminazione che ammonta a circa il 6% (Ref.[59]) nella regione di L_{xy} negativa per effetto della risoluzione nella ricostruzione del vertice (ad esempio, a causa del basso momento dell'adrone che decade, oppure per la presenza nel vertice secondario ricostruito di tracce da decadimenti sequenziali). Invece i jet da quark leggeri che contengono diverse tracce male ricostruite hanno uguale probabilità di avere la L_{xy} del vertice secondario positiva o negativa, e sono definiti *mis-tags*. Si è stimato, in

⁷Poichè non tutti i prodotti dell'adrone vengono identificati come tracce appartenenti al vertice secondario, si chiama *pseudo - cτ* la vita media che viene calcolata a partire dal momento e dalla massa delle tracce nel vertice secondario. Per ottenere il *cτ* vero dell'adrone bisogna applicare un fattore correttivo che si determina da Monte Carlo:

$$F_{corr} = \frac{M^B}{M^{SV}} \times \frac{p_T^{SV}}{p_T^B}$$

ove M^{SV} è la massa invariante delle tracce appartenenti al vertice secondario ricostruito assumendo che esse siano π , e p_T^{SV} è il loro momento trasverso totale. F_{corr} dipende debolmente dal p_T del jet e si può considerare piatto per $p_T > 15 \text{ GeV}/c$.

un campione di jet inclusivo⁸, che l'eccesso positivo $N(L_{xy} > 0) - N(L_{xy} < 0)$ è compatibile con il provenire al 100% da quark pesanti (Ref.[2]).

5.3 Efficienza dell'algoritmo

L'efficienza di questo algoritmo nell'identificare jet con *beauty* è stata determinata su un campione misto di eventi veri e simulati. Dal campione di eventi sperimentali (descritto nel paragrafo seguente) si misura l'efficienza per l'identificazione dei B decaduti in modo semileptonico. Per estrapolare l'efficienza misurata nei decadimenti semileptonici a quella di identificazione di un B in un suo generico decadimento adronico, bisogna ricorrere agli eventi simulati. Confrontando le efficienze per l'identificazione dei jet da B nel caso di decadimento semileptonico, si vede che è necessario introdurre un fattore di scala che renda l'efficienza misurata nel Monte Carlo uguale a quella ottenuta sui dati sperimentali. Il fattore di scala così determinato viene quindi applicato in tutti i casi in cui l'efficienza di identificazione di jet da *b* è misurata su eventi generati con il Monte Carlo ($t\bar{t}$, bosoni più jet, o QCD).

5.3.1 Efficienza nell'identificazione di jet con *beauty*.

Il campione di dati usato per la misura dell'efficienza di identificazione dei *b* è quello degli elettroni inclusivi, selezionato richiedendo un elettrone con $|\eta| < 1$ e $p_T > 10$ GeV. La sorgente dominante di elettroni in questo campione[60] è infatti dovuta ai decadimenti semileptonici del quark *b*, poichè l'efficienza di identificazione dei leptoni favorisce gli elettroni ad alta E_T dai quark *beauty* rispetto a quelli da *charm*.

Metodi indipendenti utilizzati per estrarre la frazione di *charm* in questo campione ne hanno confermato la ricchezza in *b*[60].

Per ogni evento si definisce:

- jet dell'elettrone (*e-jet*), cioè il jet più vicino alla direzione dell'elettrone fra i jet con $E_T^{ejet} > 10$ GeV, $|\eta^{ejet}| < 2$ e

$$\Delta R_{ele-ejet} = \sqrt{\Delta\eta_{ele-ejet}^2 + \Delta\phi_{ele-jet}^2} < 0.4;$$
- jet opposto (*away-jet*), cioè il jet opposto all'elettrone che soddisfa:

⁸Il campione di jet inclusivo è costituito da eventi selezionati richiedendo almeno un jet con E_T al di sopra di una certa soglia (20, 50, 70 e 100 GeV).

$\Delta R_{ele-ajet} > 2.5$, $E_T^{ajet} > 15 \text{ GeV}$ e $|\eta^{ajet}| < 2.4$. Inoltre deve possedere almeno 2 tracce *taggabili*.

Sono stati utilizzati due metodi indipendenti per determinare l'efficienza di identificazione dei B in questo campione: il metodo di *singolo tag* e il metodo di *doppio tag*.

Il primo metodo impiegato è detto *singolo tag* perchè considera solamente eventi con il tag associato al jet dell'elettrone senza alcuna richiesta su cosa accada al jet *opposto*. L'espressione usata è:

$$\epsilon_{B\text{-tag}}^{\text{metodo 1}} = \left(\frac{P_{ejet} - N_{ejet}}{T_{ejet}} \right) \times \left(\frac{1}{F_B} \right) = XS_{ejet} \times \left(\frac{1}{F_B} \right)$$

ove:

P_{ejet} = numero di tag positivi associati al jet dell'elettrone;

N_{ejet} = numero di tag negativi associati al jet dell'elettrone;

T_{ejet} = numero di jet associati all'elettrone, che sono anche taggabili;

F_B = Frazione di jet dell'elettrone associati a reali decadimenti semileptonici del B;

$XS_{ejet} = (P_{ejet} - N_{ejet})/T_{ejet}$ = probabilità di tag dell'eccesso positivo nel jet dell'elettrone.

La probabilità di tag per l'eccesso positivo è $XS_{ejet} = 12.0 \pm 0.1\%$. Il fattore di correzione F_B è necessario per tenere conto della purezza dei jet associati all'elettrone prima dell'applicazione del tag: per determinarlo si va a cercare attorno al jet dell'elettrone la presenza di un μ di basso p_T ($\Delta R(\mu - ejet) < 0.4$ e $p_T^\mu > 2 \text{ GeV}/c$) proveniente dal decadimento semileptonico sequenziale di un adrone con *charm*, $B \rightarrow eDX \rightarrow e^\pm \mu^\mp X$. La distribuzione di massa invariante della coppia $e - \mu$ per tutti gli elettroni che hanno anche un tag nel jet *opposto*, vedi Fig.5.3, è consistente con quella derivata da eventi di MonteCarlo $B \rightarrow eDX \rightarrow e^\pm \mu^\mp X$.

Per tutti gli elettroni con $E_T^{ejet} > 10 \text{ GeV}$ si misura:

$$F_B = 39 \pm 5\%$$

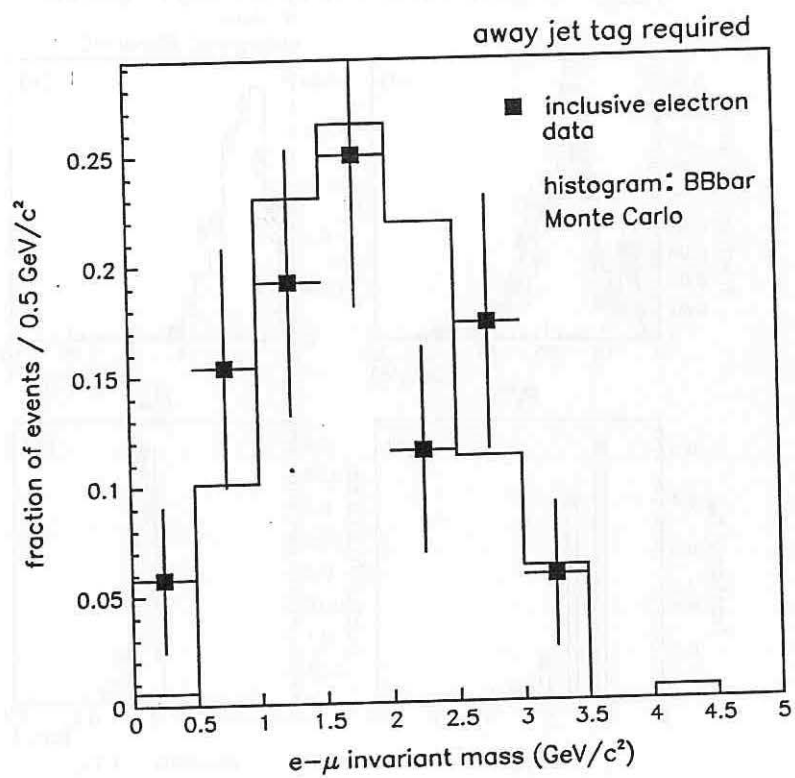


Figura 5.3: Distribuzione di massa invariante $e\text{-}\mu$ per tutti i jet associati all'elettrone che hanno un tag nel jet opposto.

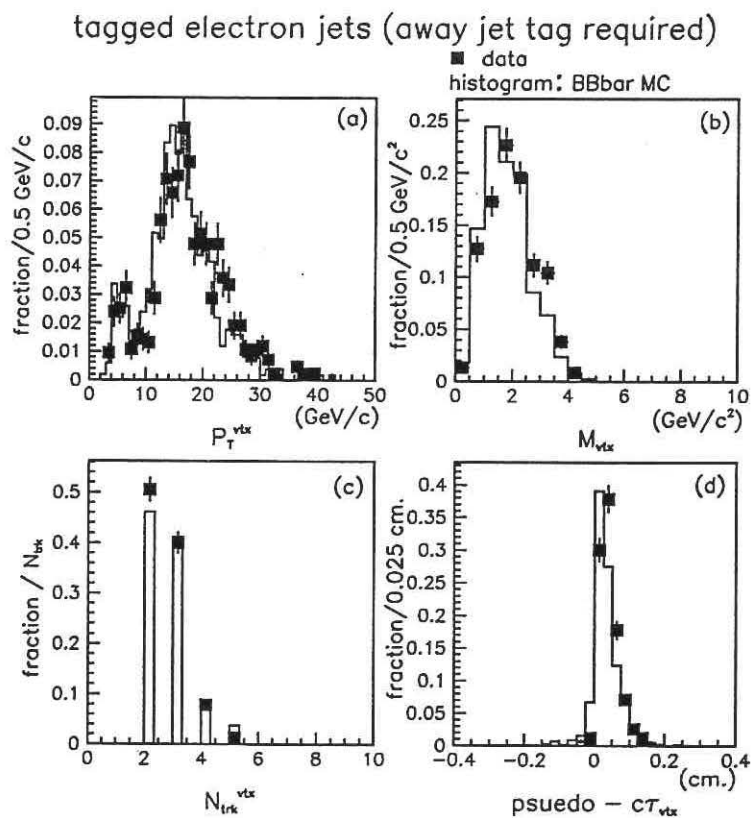


Figura 5.4: Confronto fra tag nel jet dell'elettrone quando il jet opposto ha un tag (simboli) e Monte Carlo $b\bar{b}$ (istogramma) per variabili legate al vertice secondario

$$\epsilon_{B-tag}^{Metodo\ 1} = 31 \pm 4\%$$

ove il contributo maggiore all'errore è dovuto all'errore statistico sulla determinazione dell'efficienza di identificazione del μ nel decadimento sequenziale.

Il secondo metodo è detto *doppio tag* perchè considera eventi in cui si richiede che sia il jet dell'elettrone che il jet opposto possiedano un tag. L'espressione usata è:

$$\epsilon_{B-tag}^{Metodo\ 2} = \left(\frac{P_{ejet}^{tag}}{T_{ejet}^{tag}} \right) \times \left(\frac{P_{ajet}}{P_{ajet} - N_{ajet} \cdot (1 - F_B)} \right) = R \times \left(\frac{1}{1 - F_{non\ B}} \right)$$

ove:

P_{ejet}^{tag} = numero di tag positivi associati al jet dell'elettrone con la richiesta che il jet opposto abbia un tag (questo aumenta la purezza dalla parte del jet dell'elettrone);

T_{ejet}^{tag} = numero di jet *taggabili* associati all'elettrone, con la richiesta che il jet opposto abbia un tag;

P_{ajet} = numero di tag positivi nel jet opposto;

N_{ajet} = numero di tag positivi nel jet opposto previsti facendo uso di una parametrizzazione della probabilità di tag in un campione di jet inclusivi, ove $(42.1 \pm 3.0)\%$ tag sono da *b* e $(37.7 \pm 3.4)\%$ da *c* (Ref.[61]);

R = probabilità di tag dell'elettrone;

F_B = frazione di jet dell'elettrone associati a reali decadimenti semileptonici del B;

$F_{non\ B}$ = stima della frazione di jet dell'elettrone non provenienti da decadimenti semileptonici del B che hanno un tag nel jet opposto.

Mediando sull'energia del jet associato all'elettroni si misura $R = 29 \pm 1\%$ e

$$\epsilon_{B-tag}^{Metodo\ 2} = 34 \pm 2\%$$

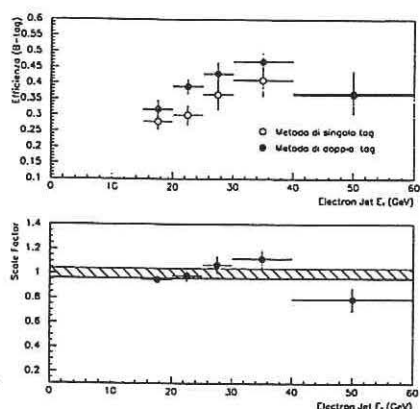


Figura 5.5: Andamento dell'efficienza di tag misurata con i due metodi (sopra) e del fattore di scala (sotto) in funzione della E_T del jet dell'elettrone.

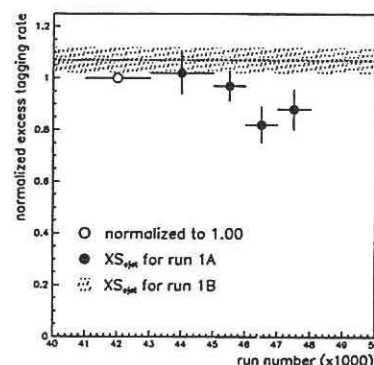


Figura 5.6: Andamento della probabilità di tag per l'eccesso positivo in funzione della luminosità integrata durante il Run 1A (1992-1993)

Il fattore $F_{non\ B}$ è richiesto per la sottrazione del contributo ai tag positivi da parte di *charm* e *mistag* ed è pari a 15%.

In Fig.5.5-a sono riportate le efficienze di *B*-tag calcolate con i due metodi in funzione dell'energia trasversa del jet associato all'elettrone.

In Fig.5.4 sono mostrate le distribuzioni di alcune variabili rilevanti per il tag (somma dei p_T , massa invariante, numero di tracce associate, e pseudo- $c\tau$ del vertice secondario) per i casi in cui si ha un tag nel jet associato all'elettrone con la richiesta di tag nel jet opposto, confrontate con le stesse distribuzioni ottenute sui jet da *B* nel Monte Carlo $b\bar{b}$: l'accordo fra le due distribuzioni è molto buono ed evidenzia la purezza del campione che si seleziona con l'algoritmo.

5.3.2 Il fattore di scala

L'efficienza di tag misurata nei dati di elettrone inclusivo raccolti durante il Run 1B è stata confrontata con quella misurata in eventi Montecarlo di produzione diretta $b\bar{b}$: il rapporto fra le due, mediando sui jet con $E_T > 10\text{ GeV}$, è il *Fattore di scala* = 0.98 ± 0.04 . In Fig.5.5-b è riportato l'andamento del fattore di scala in funzione dell' E_T del jet dell'elettrone.

Per trasportare questo fattore al caso dell'efficienza per il top si determina l'errore

sistematico che si commette nell'utilizzare il valore misurato. Si fa un fit del fattore di scala in funzione dell' E_T del jet con una retta che viene poi convoluta con lo spettro in E_T dei b jet provenienti dal decadimento del top. Come errore sistematico si prende la metà della differenza fra questo risultato e quello ottenuto nell'ipotesi che il fattore fosse indipendente dall' E_T . Tale errore è pari a $\sigma_{F.S.}^{syst} = 0.14$ ed è indipendente dalla massa del top.

Poichè il rivelatore di vertice usato nel Run 1A (SVX) possedeva un'elettronica non resistente alle radiazioni, ci si può aspettare che le prestazioni dell'algoritmo di tag siano mediamente peggiori a causa del progressivo danneggiamento da radiazione (vedi Capitolo 2). Per accertare questa situazione si studia l'andamento dell'eccesso di tag positivi nel campione di elettroni inclusivi in funzione del tempo, e si vede senza dubbio una dipendenza, vedi Fig.5.6. Il valore medio pesato con la luminosità integrata che si misura per il fattore di scala nel Run 1A è: $\epsilon_{B-tag}^{Run\ 1A} = (0.8555 \pm 0.044) \cdot \epsilon_{B-tag}^{Run\ 1B}$. Il fattore che viene quindi usato per correggere l'efficienza di tag è la media pesata di questi due valori sulla luminosità integrata dei rispettivi periodi di presa dati, e cioè:

$$F.S. = 0.971 \pm 0.009(stat.) \pm 0.14(syst)$$

5.3.3 Efficienza nell'identificazione di jet con *charm*

L'algoritmo sopra descritto, ottimizzato per l'identificazione dei jet con *beauty*, possiede, come già accennato, un'efficienza non trascurabile anche nell'identificazione dei jet con *charm*, nonostante questi ultimi abbiano una vita media più breve e una minore molteplicità di tracce. Non essendo disponibile un campione di eventi sperimentali arricchito in *charm*, l'efficienza di tag è stata misurata in eventi $c\bar{c}$ Monte Carlo. L'efficienza per avere almeno un tag in un evento $c\bar{c}$ è pari a $(11.0 \pm 2.0)\%$ se entrambi i jet dal *charm* sono nell'accettanza di SVX, e scende al $(5.0 \pm 1.0)\%$ se lo è solamente uno dei due.

È interessante notare che in un campione di eventi *multijet* Monte Carlo (HERWIG), analogo al campione di eventi sperimentali utilizzato in questa analisi, la frazione di eventi con $b\bar{b}$ a livello di generazione è di circa il 3%, mentre quella di eventi contenenti coppie $c\bar{c}$ è approssimativamente tre volte maggiore. Questo si-

Top Mass (GeV/c^2)	160	170	180	190	200
<i>Efficienze prima della selezione cinematica</i>					
$\epsilon_{b-jet}(jet)$	43.9 ± 1.0	44.3 ± 1.0	45.3 ± 0.9	46.5 ± 0.9	46.1 ± 0.9
$\epsilon_{total}(jet)$	19.9 ± 0.5	19.9 ± 0.5	20.8 ± 0.5	20.9 ± 0.5	20.9 ± 0.5
$\epsilon_{total}(event)$	43.3 ± 3.5	42.6 ± 3.3	44.2 ± 3.5	45.2 ± 3.6	44.3 ± 3.5
<i>Efficienze dopo la selezione cinematica</i>					
$\epsilon_{totale}(jet)$	19.2 ± 2.0	19.9 ± 1.0	19.8 ± 0.9	19.5 ± 0.8	19.8 ± 0.8
$\epsilon_{totale}(event)$	44.0 ± 8.7	41.3 ± 6.3	45.4 ± 6.0	43.7 ± 5.4	41.5 ± 5.2

Tabella 5.2: Efficienza di tag per eventi di top con $5 \leq N_{jet} \leq 8$ (il fattore di scala è incluso, solo errori statistici).

gnifica che tenendo conto delle diverse efficienze di tag ci si aspetta che l'eccesso positivo di tag, cioè il contributo dei veri quark pesanti, sia costituito per metà da b e per metà da c .

5.3.4 Efficienza in eventi $t\bar{t}$

L'efficienza dell'algoritmo di tag su eventi $t\bar{t}$ viene valutata su un campione Monte Carlo (HERWIG) per varie m_{top} , senza forzare il decadimento della W in alcun modo. L'efficienza dell'algoritmo su eventi di top è dovuta a vari contributi:

- ϵ_{b-jet} di tag per uno dei b jet da t ;
- ϵ_{c-jet} di tag per uno dei c jet da W ;
- ϵ_{mistag} di avere un tag non associato ad un quark pesante.

La frazione di tag associati⁹ ad uno dei partoni b del decadimento del top è pari al $(83 \pm 1)\%$, mentre la frazione di volte in cui si identifica uno dei jet associati ad un quark c dal decadimento adronico di una W è del $(13 \pm 1)\%$. Se invece dei tag si considerano gli eventi con un solo tag si ha che esso è associato ad un c nell' $(8 \pm 1)\%$ dei casi e questa frazione diventa il $(30 \pm 3)\%$ per il secondo in un evento con due tag¹⁰.

⁹Per associare il partone b del decadimento del top ad un jet si richiede che la direzione del partone sia contenuta in un cono di raggio $R = 0.4$ (lo stesso usato dall'algoritmo di ricostruzione dei jet) attorno all'asse del jet.

¹⁰Nel 60% dei casi di eventi con due tag essi sono entrambi assegnabili ai due b .

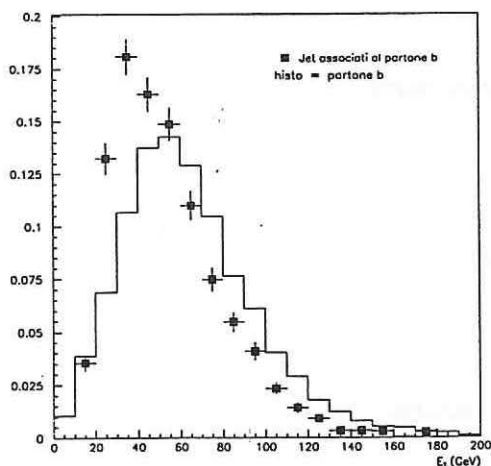


Figura 5.7: Spettro in E_T dei b -partoni e dei b -jet dal decadimento del top .

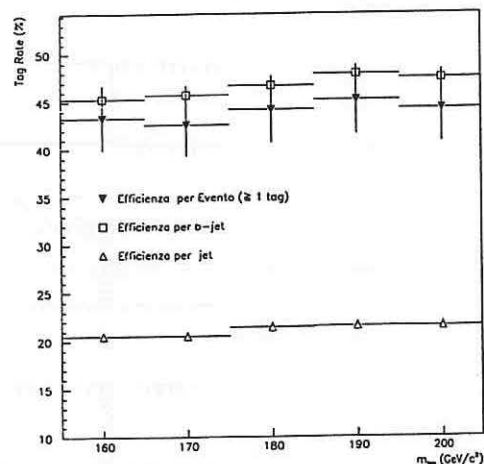


Figura 5.8: Efficienze di tag per evento (≥ 1 tag) e per jet nel campione di top

L'efficienza di tag totale per jet, dove con questa definizione si intende tenere conto di tutte le possibili sorgenti, è definita come:

$$\epsilon_{jet} = \frac{\text{Numero di tag positivi}}{\text{Numero di jet taggabili}} \times F.S.$$

La grandezza che interessa per la misura della sezione d'urto è però la probabilità totale di avere un evento di $t\bar{t}$ con almeno un tag, che viene calcolata secondo la formula:

$$\epsilon_{event} = \sum_{i=1}^n F_i \cdot [1 - (1 - \epsilon_{jet})^i]$$

ove F_i è la frazione di eventi $t\bar{t}$ con $5 \leq N_{jet} \leq 8$ che contengono i jet taggabili. In Tab.5.2 (ed in Fig.5.8) sono riportati gli andamenti delle varie efficienze in funzione di m_t . È stato anche verificato che la selezione cinematica non influisce sull'efficienza di tag, come si può vedere da Tab.5.2.

5.4 Comportamento sui fondi

Nel campione di eventi con almeno 5 jet ci aspettiamo la presenza di tag da una varietà di processi anche in assenza di produzione di eventi $t\bar{t}$.

Questi processi sono:

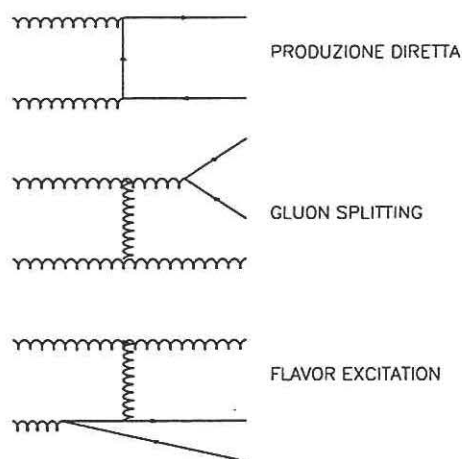


Figura 5.9: Diagrammi di Feynman per produzione di coppie di quark pesanti (b, c) in processi di QCD.

- produzione QCD di coppie di $b\bar{b}$ (o $c\bar{c}$) [62] per: produzione diretta, *gluon splitting* o *flavour excitation* (vedi Fig.5.9);
- produzione di bosoni W, Z accompagnati da radiazione che produce coppie $b\bar{b}$ o $c\bar{c}$ per *gluon splitting*;
- produzione di bosoni W o Z accompagnati da jet di radiazione, in cui il bosone stesso decade in modo adronico in quark pesanti;
- *mis-tag* dovuti a cattiva ricostruzione delle tracce.

Il contributo dominante al fondo è quello derivante dal primo processo e la tecnica che è stata sviluppata si basa sull'informazione proveniente dagli stessi dati sperimentali.

5.4.1 Il fondo di QCD

Il metodo per la stima di questa sorgente di fondo si basa sul fatto che il contributo relativo dei processi di QCD che danno luogo ai tag nel campione di eventi con $N_{jet} = 4$ (siano essi b, c , o *mistag*) rimanga lo stesso all'aumentare della molteplicità di jet. In tale ipotesi, una volta determinata la probabilità che un generico jet

taggabile di un evento del campione con $N_{jet} = 4$ dia luogo ad un tag, essa può essere utilizzata sui jet di eventi in altri campioni per stimare il numero di tag che ci si aspetta, se i processi di QCD elencati sopra sono l'unica sorgente di quark pesanti.

La tecnica della parametrizzazione della probabilità di tag su un campione di jet inclusivi è stata utilizzata per la prima volta nell'analisi per la ricerca del top nel canale di leptone singolo più jet. Il principale fondo in tale canale è costituito da eventi di produzione di un bosone W (che decade poi in modo leptonic) accompagnato da ≥ 3 jet. L'assunzione fatta in quel caso è che in un campione di jet inclusivo¹¹ sia presente una frazione di quark pesanti maggiore o uguale a quella presente nei jet che accompagnano la W . Sono stati eseguiti studi approfonditi per controllare la validità di questa ipotesi, documentati ad esempio nelle Ref.[2],[63]. Notiamo comunque come nel caso della analisi per il top adronico il fatto di utilizzare il campione di dati proveniente dallo stesso trigger multijet, sia per la stima del fondo, che per la ricerca del segnale, rende meno stringente la necessità di tale assunzione.

Caratteristiche del campione *multi - jet*

La distribuzione degli eventi dell'intero campione multijet, in funzione della molteplicità di jet, prima e dopo l'applicazione dell'algoritmo di tag, è riassunta in Tab.5.3. Come già accennato i tag con L_{xy} positiva sono costituiti dai veri quark pesanti più possibili *mis-tag*, mentre i tag con L_{xy} negativa sono prevalentemente *mis-tag*. Il vantaggio di derivare la probabilità di tag direttamente dai dati è che viene tenuto conto automaticamente di tutti i contributi di produzione di quark pesanti nei jet e del piccolo contributo residuo dei decadimenti di K_s e Λ .

Si vede come la probabilità di tag per jet taggabile rimane costante al variare della molteplicità di jet, vedi Fig.5.10, e che la probabilità di tag per evento invece scala all'aumentare del numero di jet. Per determinare l'insieme di variabili più adatte sulle quali parametrizzare la probabilità di tag per la stima del fondo, ne è stata studiata la sua dipendenza da:

¹¹I jet di questo campione vengono definiti "generici" in opposizione a jet ricchi in quark pesanti, come ad esempio quelli presenti nel campione di elettrone inclusivo. Per una descrizione del campione di jet inclusivo si veda la Nota 6 a pag.72.

N_{jet}	4	5	6	≥ 7
Eventi totali	159724	57193	11136	1779
Eventi con ≥ 1 tag	8105	3436	843	140
Tag con $L_{xy} > 0$	8722	3736	929	158
Tag con $L_{xy} < 0$	1862	875	219	35
$\epsilon(\frac{Eventi > 1 tag}{Eventi})$	5.07 ± 0.05	$6.01 \pm .10$	$7.57 \pm .25$	7.87 ± 0.64
$\epsilon(\frac{Tag(+L_{xy})}{Jet Taggabili})$	$2.75 \pm .03$	$2.67 \pm .04$	$2.86 \pm .09$	2.72 ± 0.21
$\epsilon(\frac{Tag(-L_{xy})}{Jet Taggabili})$	$0.59 \pm .01$	$0.62 \pm .02$	$0.67 \pm .05$	$0.60 \pm .10$

Tabella 5.3: Descrizione della composizione del campione multi-jet in funzione della molteplicità di jet, prima e dopo l'applicazione dell'algoritmo di tag.

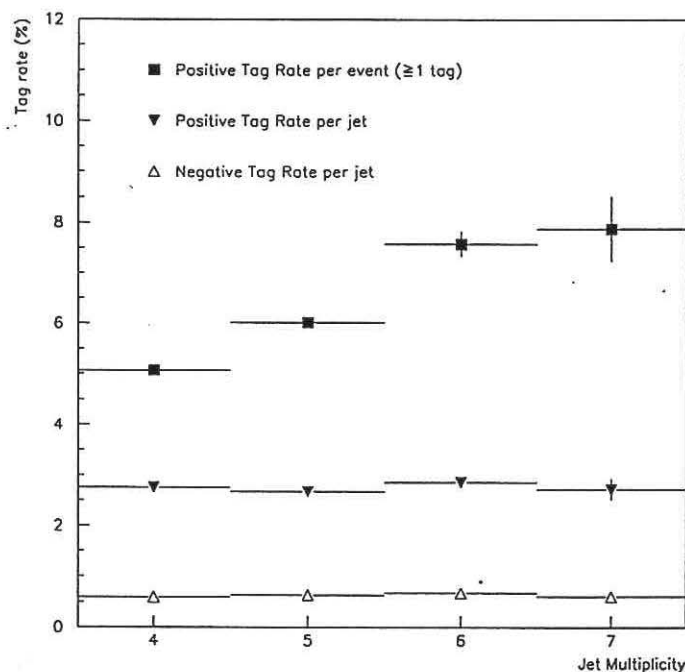


Figura 5.10: Probabilità di tag in funzione della molteplicità di jet nel campione multijet

- variabili specifiche del jet: E_T , η , ϕ e numero di tracce taggabili all'interno del cono del jet, vedi Fig.5.11;
- variabili legate alle condizioni di presa dati: luminosità integrata (cioè tempo), luminosità istantanea, numero di vertici primari dell'evento, vedi Fig.5.12;
- variabili globali dell'evento utilizzate nella selezione cinematica: numero di jet (vedi Fig.5.10), $\sum E_T$, $\sum E_T/\sqrt{s}$, Aplanarità (\mathcal{A}) e la combinazione di \mathcal{A} e $\sum_3^N E_T$ usata nella selezione cinematica, vedi Fig.5.13.

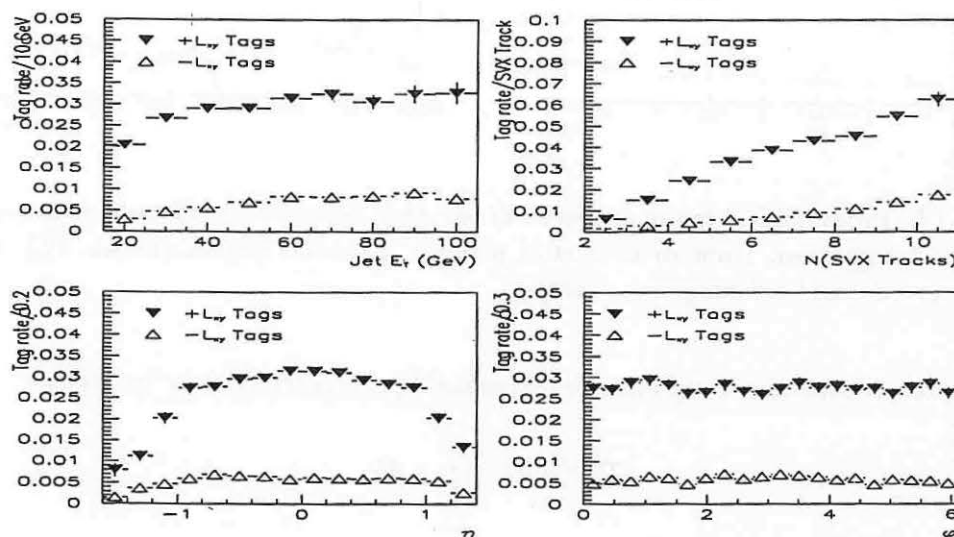


Figura 5.11: Probabilità di tag in funzione di variabili relative al jet: E_T (GeV), numero di tracce di buona qualità in SVX, η e ϕ

La parametrizzazione della probabilità di tag

Dopo aver osservato l'andamento della probabilità di tag nel campione con $N_{jet} = 4$ si è deciso di parametrizzarla sia in funzione di variabili del jet (E_T , η e numero di tracce taggabili) sia in funzione di una variabile globale dell'evento, l'Aplanarità. La scelta di questa variabile deriva dal fatto che oltre ad essere utilizzata nel taglio più discriminante della analisi cinematica, essa evidenzia una particolare dipendenza della probabilità di tag positiva, vedi Fig.5.13 ¹².

¹²Per verificare se la dipendenza della probabilità di tag dall'Aplanarità è correlata alla presenza di quark pesanti si è generato un campione di eventi Monte Carlo (HERWIG) di QCD ove si è

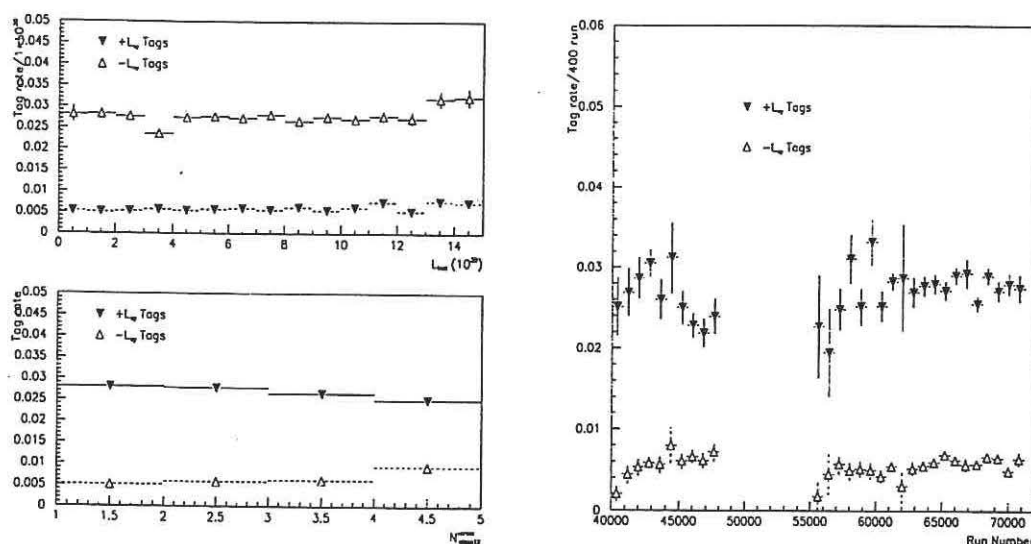


Figura 5.12: Probabilità di tag in funzione di variabili legate alla condizioni di presa dati: luminosità istantanea, Numero di vertici primari di buona qualità (classe 12), tempo (cioè numero di run) nel campione multijet

Le variabili continue vengono discretizzate¹³ per costruire una "matrice"

$$\mathcal{P}(E_T^j, \eta^j, N_{trk}^j, \mathcal{A})$$

Il contributo al numero di tag osservati da parte di un evento con n jet taggabili, si esprime:

$$N_{tag}^{exp} = \sum_{j=1}^n \mathcal{P}(E_T^j, \eta^j, N_{trk}^j, \mathcal{A})$$

Questa formula non è semplicemente modificabile per ottenere la probabilità per un evento di avere almeno un tag, a causa delle correlazioni che compaiono quando si considerano eventi che hanno ≥ 2 jet taggabili, correlazioni che sono difficili da esprimere in modo analitico. Si è scelto quindi di misurare queste correlazioni dai dati stessi, e determinare una seconda "matrice" di probabilità parametrizzata in modo

forzata la produzione di coppie $b\bar{b}$ per mezzo del meccanismo di *gluon splitting*. In Fig.5.14 è riportato l'andamento della probabilità di tag del campione di QCD con quattro jet in funzione dell'Aplanarità: nonostante la limitata statistica c'è l'indicazione di una dipendenza simile a quella osservata nei dati.

¹³Gli intervalli scelti sono: tre bin in \mathcal{A} (0.-0.02, 0.02-0.06, > 0.06), due bin in $|\eta|$ (0.-1. e 1.-2.) e 20 bin da 10 GeV per l' E_T del jet.

identico alla precedente, che viene calcolata utilizzando solamente l'informazione del tag ad E_T più alta, anziché di tutti.

5.4.2 Sistematiche sulla previsione del fondo

Poiché la parametrizzazione della probabilità di tag è stata ottenuta con un grande numero di jet, l'errore statistico sulla previsione è molto piccolo, pari all'1%. Ricordiamo che i processi di QCD con radiazione, con produzione di quark pesanti e non, sono di gran lunga il fondo dominante al segnale $t\bar{t}$ con stato finale completamente adronico e la stima di questo fondo si basa esclusivamente sulla capacità della "matrice" probabilità di tag di fornire stime affidabili che non dipendano da: molteplicità di jet, tagli cinematici e condizioni di presa dati. È fondamentale quindi la stima dell'errore sistematico associato a questo metodo di stima del fondo.

Stabilità della previsione in campioni diversi

Innanzitutto bisogna verificare la capacità della parametrizzazione di fornire una stima accurata del numero di tag che si osservano in campioni di eventi diversi da quello in cui è stata costruita. A questo scopo consideriamo i due casi seguenti:

- **Campione di eventi " $\sum E_T$ ":** è così detto il campione selezionato con un trigger che impone una soglia sulla somma scalare delle energie trasverse dei jet. Per eventi con molteplicità di jet minore di quattro esso è un campione completamente scorrelato con il campione *multi-jet* su cui è stata determinata la matrice di probabilità di tag. Applicando la parametrizzazione (consideriamo solo $N_{jet} = 3$) si ottiene:

	Osservati	Previsti	$\Delta(\%)$
<i>Tags</i>	867	852.9	$-1.7 \pm 3.4\%$
<i>Eventi $\geq 1 Tag$</i>	828	806.5	$-2.7 \pm 3.4\%$

In Fig.5.15 è mostrato lo spettro nella variabile $\sum E_T$ per questo campione, assieme alla previsione ottenuta per mezzo della parametrizzazione: si può osservare l'ottimo accordo su tutto l'intervallo di valori considerato.

- **Campione multi-jet per diverse molteplicità di jet:** in questo caso la parametrizzazione, che è stata costruita negli eventi di questo campione con

$N_{jet} = 4$, viene utilizzata per stimare il numero di tag ed eventi con almeno 1 tag che si osservano al variare della molteplicità di jet. I risultati di questa verifica sono riassunti in Tab.5.4 e Fig.5.16.

$N(jet)$	3	4	5	6	≥ 7
Tags osservati	1966	8722	3736	929	158
Tags previsti	2006.6	8881.7	3847.6	892.7	159.4
$\frac{Previsti-Osservati}{Previsti} \%$	$+2.0 \pm 2.3$	$+1.8 \pm 1.1$	$+2.9 \pm 1.6$	-4.1 ± 3.4	$+0.8 \pm 8.0$
Eventi osservati ≥ 1 tag	1851	8105	3436	843	140
Eventi previsti	1875.0	8207.9	3502.4	806.1	143.2
$\frac{Previsti-Osservati}{Previsti} \%$	$+1.3 \pm 2.3$	$+1.3 \pm 1.1$	$+1.9 \pm 1.7$	-4.6 ± 3.6	$+2.2 \pm 8.5$

Tabella 5.4: *Controllo della previsione su tag ed eventi osservati in funzione della molteplicità di jet nel campione multi-jet. (Per questa verifica è stata considerata anche la molteplicità $N_{jet} = 3$.)*

Bisogna sottolineare l'importanza fondamentale di questa verifica: la capacità della "matrice" di stimare bene il numero di tag/eventi osservati al variare della molteplicità di jet implica che la frazione relativa di eventi con quark pesanti nel campione non varia sensibilmente con la molteplicità, ma si mantiene minore o uguale a quello presente negli eventi con solo quattro jet¹⁴.

Da queste verifiche su campioni scorrelati rispetto a quello in cui è stata costruita la parametrizzazione si assegna un contributo del 3% all'errore sistematico sulla predizione del numero di tag/eventi, ottenuta con questo metodo.

Dipendenza dalle condizioni di presa dati

Anche se si è già verificato in modo qualitativo, vedi Fig.5.12, che non sembra esserci una dipendenza significativa della probabilità di tag dal tempo o dalla luminosità istantanea è importante cercare di quantificare l'influenza sulla stima del fondo da parte delle diverse condizioni in cui si è svolta la presa dati. Il metodo consiste

¹⁴La discrepanza del 1.3/1.8% che si osserva riapplicando la matrice di probabilità sullo stesso campione in cui è stata costruita deriva dalla procedura di approssimazione utilizzata nelle regioni a bassa statistica della matrice.

nell'effettuare un fit lineare al rapporto tag $\frac{Osservati}{Previsti}$ nel campione con $N_{jet} = 4$ in funzione delle variabili considerate (luminosità istantanea e numero di Run), vedi Fig.5.17a e Fig.5.18a. La sistematica si valuta quindi dalla convoluzione del fit lineare con la distribuzione degli eventi sperimentali nella stessa variabile.

La selezione cinematica, come già visto, riduce il numero di eventi del campione sperimentale a 1630 (prima dell'applicazione del tag) e quindi l'errore statistico ad essi associato risulta essere dello stesso ordine dell'effetto sistematico che vogliamo qui evidenziare. Per risolvere questo problema basta osservare come la selezione cinematica non modifichi la distribuzione degli eventi prima del tag nelle variabili considerate, vedi Fig.5.17 e Fig.5.18b, ed utilizzare il risultato della convoluzione ottenuto su questo campione più ampio, che corrisponde ad un errore statistico dello 0.2%. I risultati di questa procedura sono riassunti nelle prime due righe di Tab.5.5.

Il contributo totale all'errore sistematico dovuto alle condizioni di presa dati ammonta quindi alla somma in quadratura dei due valori ottenuti, per la luminosità istantanea ($1.7 \pm 0.2\%$) e il numero di Run ($1.6 \pm 0.2\%$), e cioè 2.3%.

	R'	R'	R'
Campione	$N_{jet} \geq 4$	$N_{jet} \geq 5$	Selezione cinematica
Dipendenza dalle condizioni di presa dati			
\mathcal{L} istantanea	0.983 ± 0.002	0.982 ± 0.004	0.984 ± 0.024
Run #	0.984 ± 0.002	0.984 ± 0.004	0.984 ± 0.02
Dipendenza dalla selezione cinematica			
$\sum E_T \geq 300 \text{ GeV}$	0.999 ± 0.005	0.999 ± 0.008	1.005 ± 0.025
$\sum E_T / \sqrt{s} \geq 0.75$	0.982 ± 0.003	0.983 ± 0.005	0.984 ± 0.023
$Apl + 0.0025 \times (\sum_3^N E_T) \geq 0.54$	1.046 ± 0.016	1.047 ± 0.020	1.048 ± 0.020

Tabella 5.5: Risultato della convoluzione del fit al rapporto $\frac{OBS}{EXP}$ con la distribuzione degli eventi pre-tag. La differenza dall'unità nella prima colonna corrisponde all'errore sistematico dovuto a ciascuna variabile.

Dipendenza dalla selezione cinematica

Una procedura analoga a quella appena utilizzata può essere applicata per cercare di quantificare l'influenza della selezione cinematica sulla capacità di previsione del

fondo. In questo caso ci sono tuttavia delle differenze: si vuole infatti determinare come cambia la capacità di stima del fondo dopo l'applicazione di ogni singolo taglio. Per ogni variabile viene calcolato il rapporto $\frac{OBS}{EXP} = \frac{Tag_{osservati}}{Tag_{previsti}}$ nel campione con $N_{jet} = 4$ e su di esso si effettua un fit lineare. A differenza del caso del paragrafo precedente (come si vede ad esempio in Fig.5.19) nel caso delle variabili cinematiche la distribuzione degli eventi con $N_{jet} \geq 4$ è completamente diversa da quella degli eventi che superano la selezione cinematica completa e pertanto la convoluzione ora viene determinata solamente sull'insieme di eventi che passano il taglio utilizzato nella selezione. La Tab.5.5 riassume questi risultati e dimostra che il valore del rapporto $\frac{OBS}{EXP}$ non viene modificato utilizzando il campione $N_{jet} \geq 4$, $N_{jet} \geq 5$ oppure il campione dopo la selezione cinematica, ma si ha solo un aumento dell'errore statistico su di esso.

In Fig.5.19, Fig.5.20 e Fig.5.21 sono mostrati gli andamenti del rapporto $\frac{OBS}{EXP}$ e le distribuzioni del campione con $N_{jet} \geq 4$ e di quello dopo la selezione cinematica nelle diverse variabili cinematiche considerate.

Il caso della variabile $Apl + 0.0025 \times \sum_3^N E_T$ richiede un trattamento diverso dagli altri poiché il campione a 4 jet è addensato in un regione di valori molto lontana dal taglio. Per avere una migliore statistica su un intervallo di valori più ampio per il rapporto $\frac{OBS}{EXP}$, esso viene calcolato utilizzando tutto il campione $N_{jet} \geq 4^{15}$. I risultati sono riassunti nella Tab.5.5.

Sommando quadraticamente i contributi del taglio in $\sum E_T$ ($0.1 \pm 0.2\%$), del taglio in $\sum E_T/\sqrt{\hat{s}}$ ($1.8 \pm 0.2\%$) e del taglio in $\sum E_T/\sqrt{\hat{s}}$ ($4.6 \pm 0.2\%$), si ottiene un errore sistematico complessivo del 5.0% dovuto all'effetto della selezione cinematica sulla stima del fondo.

Altri contributi all'errore sistematico

Vi sono altri due contributi che devono essere inseriti nel conteggio dell'errore sistematico totale sulla stima del fondo.

Uno di essi è il contributo al numero di tag totali osservati da parte degli eventi di fondo del tipo $W/Z + jet$ ove il bosone decade in modo adronico in due jet.

¹⁵Bisogna tuttavia notare che questa procedura è conservativa in quanto per alti valori di questa variabile il contributo di eventi $t\bar{t}$ è comparabile all'effetto sistematico che vogliamo misurare: per fare un esempio il numero di tag da eventi $t\bar{t}$ nel campione con $N_{jet} \geq 4$ per $A + 0.0025 \times \sum_3^N E_T \geq 0.54$ è circa il 4% del totale.

<i>SISTEMATICA</i>	$\Delta(\%)$
Consistenza del metodo	3
Condizioni presa dati	2.3
Selezione cinematica	5.0
Probabilità di 2° tag	1.3
Eventi $W, Z + jets$	1.0
<i>TOTALE</i>	6.5

Tabella 5.6: *Sommario degli errori sistematici sulla previsione del fondo dopo l'applicazione del b-tag.*

La valutazione di questo fondo è argomento del Paragrafo 5.4.3. Anticipandone le conclusioni, si vede che il numero di tag attesi da questa sorgente di fondo dopo la selezione cinematica è minore dell'1% dei tag totali osservati (al 95% di livello di confidenza). Il contributo da questa sorgente di fondo viene quindi espresso con l'aggiunta dell'1% all'errore sistematico sulla stima del fondo con il metodo della probabilità di tag.

Infine l'ultimo contributo proviene dall'incertezza sulla probabilità di avere un tag addizionale in un evento che ne ha già uno, ϵ_{2^o-tag} . Questa variabile viene usata, vedi Capitolo 6, per la stima della significanza dell'eccesso che si osserva nei dati dopo la selezione cinematica ed il tag. ϵ_{2^o-tag} è calcolata a partire dai dati stessi confrontando i tag osservati rispetto agli eventi con almeno un tag, per le diverse molteplicità di jet. Per valutare l'errore sistematico sul numero di tag di fondo attesi ottenuti utilizzando ϵ_{2^o-tag} , confrontiamo $N_{tag}(fondo) = N_{eventi \geq 1 \text{ tag}}(fondo) \times \epsilon_{2^o-tag}$ con $N_{tag}(fondo)$ che si ottiene utilizzando la parametrizzazione "per jet" anziché "per evento"¹⁶. La differenza è pari all'1.3% che viene quindi aggiunto all'errore sistematico totale sulla stima del fondo.

In Tab.5.6 sono riassunti tutti i contributi che sommati in quadratura ammon-
tano ad un errore sistematico totale del 6.5%.

¹⁶Si rimanda alla fine del Paragrafo 5.4.1 per una descrizione delle due diverse parametrizzazioni.

5.4.3 Contributo al fondo dai processi con bosoni W e Z più jet

Il campione di eventi a multi-jet ha un contributo da processi in cui i bosoni vettori elettrodeboli W e Z , accompagnati da jet addizionali di radiazione, decadono in modo adronico. In questo paragrafo vogliamo quantificare l'importanza di questo contributo, soprattutto in relazione all'influenza che può avere sulla correttezza del metodo di stima del fondo appena descritto. I casi che ci interessano in particolare sono quelli dei decadimenti dei bosoni in quark pesanti (b e c). I rispettivi B.R. sono[9]:

- $BR(Z \rightarrow b\bar{b}) = 15.5 \pm 0.21\%$
- $BR(Z \rightarrow c\bar{c}) = 11.9 \pm 1.4\%$
- $BR(W \rightarrow c\bar{s}) = 33.9 \pm 0.7\%$

L'efficienza di avere almeno un tag in un evento di bosone più ≥ 2 jet è¹⁷:

- $\epsilon(\geq \text{tag/event}, 2 \text{ } b \text{ jets}) = 0.40 \pm 0.04$
- $\epsilon(\geq \text{tag/event}, 2 \text{ } c \text{ jets}) = 0.15 \pm 0.01$
- $\epsilon(\geq \text{tag/event}, 1 \text{ } c \text{ jets}) = 0.062 \pm 0.003$

In Fig.5.22 e Fig.5.23 sono mostrate le probabilità di tag per jet e per evento nei processi considerati.

Come già detto la parametrizzazione del fondo viene calcolata normalizzando i tag osservati nel campione a quattro jet, ove il contributo di questi fondi, rispetto a quello dei fondi di QCD descritti prima è del 3.0% (prima del tag). Poichè la probabilità di tag per questi eventi è molto più alta che per i jet "generici", il metodo descritto per il fondo di QCD nel paragrafo precedente potrebbe sottostimare il contributo al numero di tag degli eventi di $W, Z + \text{jet}$ qualora la loro frazione relativa aumentasse con la molteplicità di jet.

¹⁷A causa della bassa statistica ad alta molteplicità di jet, l'efficienza di avere un evento con ≥ 1 tag è calcolata come il valore medio di questa per tutti gli eventi con $4 \leq N(\text{jet}) \leq 8$.

Per la stima del contributo di questi processi nel nostro campione ci si è basati su uno studio su dati Monte Carlo¹⁸ confrontando poi i risultati con le sezioni d'urto misurate sperimentalmente.

Il numero di eventi attesi da questi processi prima e dopo il b -tag, normalizzato alla luminosità di $\mathcal{L} = 110 \pm 8 \text{ pb}^{-1}$, è riassunto in Tab.5.4.3: si vede come dopo il tag il contributo relativo da questi processi diminuisce all'aumentare della molteplicità di jet.

<i>Eventi prima del b-tag</i>			
N_{jet}	4	5	≥ 6
$Z+jet, Z \rightarrow q\bar{q}$	$3535 \pm 175 \pm 450$	$527 \pm 79 \pm 115$	$40.8 \pm 23.7 \pm 12.5$
$Z+jet, Z \rightarrow c\bar{c}$	$580 \pm 75 \pm 72$	$70.6 \pm 49.4 \pm 17.0$	$< 16.8 \text{ 95\% C.L.}$
$Z+jet, Z \rightarrow b\bar{b}$	$536 \pm 70 \pm 66$	$75.0 \pm 28.5 \pm 14.5$	$15.4 \pm 15.4 \pm 5.5$
$W+jet, W \rightarrow q\bar{q}'$	$8147 \pm 489 \pm 571$	$521 \pm 125 \pm 46$	$122.7 \pm 61.4 \pm 10.8$
$W+jet, W \rightarrow c\bar{s}$	$3852 \pm 347 \pm 266$	$307 \pm 98 \pm 27$	$92.0 \pm 53.4 \pm 8.1$
<i>Dati multijet</i>	159724	57193	12915
<i>Eventi con ≥ 1 tag</i>			
N_{jet}	4	5	≥ 6
$Z+jet, Z \rightarrow c\bar{c}$	$81.2 \pm 12.0 \pm 11.6$	$9.9 \pm 7.0 \pm 2.5$	$< 2.4 \text{ 95\% C.L.}$
$Z+jet, Z \rightarrow b\bar{b}$	$214.4 \pm 35.3 \pm 34.0$	$30.0 \pm 11.8 \pm 6.5$	$6.2 \pm 6.2 \pm 2.3$
$W+jet, W \rightarrow c\bar{s}$	$238.8 \pm 24.4 \pm 20.1$	$19.0 \pm 6.1 \pm 1.9$	$5.7 \pm 3.3 \pm 0.6$
<i>Dati multijet(≥ 1 tag)</i>	8105	3436	983

Tabella 5.7: Numero di eventi $Z+jet$ e $W+jet$ attesi in $\mathcal{L} = 110 \text{ pb}^{-1}$ prima e dopo l'applicazione del b -tag. È riportato per confronto il numero di eventi sperimentali del campione multijet.

Contributo al fondo dopo la selezione cinematica ed il b -tag

La selezione cinematica ha un potere di reiezione molto alto nei confronti degli eventi di bosone+jet, che, pur essendo abbastanza centrali, possiedono uno spettro

¹⁸Notiamo che il processo $Z + jet$ ove la Z decade in $q\bar{q}$ non è presente in nessuno dei generatori disponibili nell'ambito di CDF. Poichè in HERWIG (versione 5.6) è presente il processo di produzione $p\bar{p} \rightarrow W + jet$, è stato implementato, in collaborazione con uno degli autori, il processo mancante. Il codice usato per questa analisi è ancora privato. L'affidabilità della generazione può essere verificata sia in modo relativo (confrontando gli spettri di quantità rilevanti) che assoluto, riscalandolo eventualmente la sezione d'urto con quella misurata.

in $\sum E_T$ e $\mathcal{A} + 0.0025 \times \sum_3^N E_T$ molto simile a quello degli eventi di QCD. In Fig.5.24 sono mostrate le distribuzioni delle variabili cinematiche usate durante le fasi della selezione.

In Tab.5.8 è riassunto il contributo da questo processo di fondo dopo la selezione cinematica ed il b -tag. Nel campione con ≥ 5 jet selezionati cinematicamente con almeno un b -tag ci si attende una piccola frazione di eventi da questi processi, meno dell'1% del fondo totale previsto con il metodo descritto nel paragrafo precedente. Bisogna inoltre sottolineare che tale metodo tiene conto almeno parzialmente anche di questo contributo dato che gli eventi con bosoni più jet sono già presenti nel campione a quattro jet in cui si determina la parametrizzazione. È tuttavia molto difficile separare i diversi contributi alla probabilità di tag e quindi il fondo residuo di bosoni più jet verrà considerato una addizionale fonte di errore sistematico e sommato in quadratura agli altri.

Per una descrizione approfondita dei risultati dopo l'applicazione ai dati sia della selezione cinematica che del b -tag con le sistematiche connesse alla misura della sezione d'urto di produzione si rimanda al prossimo Capitolo.

N_{jet}	5	≥ 6
$W + jet, W \rightarrow c\bar{s}$	< 0.1	< 0.4
$Z + jet, Z \rightarrow c\bar{c}$	< 0.1	< 0.2
$Z + jet, Z \rightarrow b\bar{b}$	< 0.1	< 0.6
$W/Z + jet, W/Z \rightarrow H.F.$	< 0.3	< 1.2

Tabella 5.8: *Eventi di $W/Z+jet$ attesi dopo la selezione cinematica ed il b -tag (95% C.L.)*

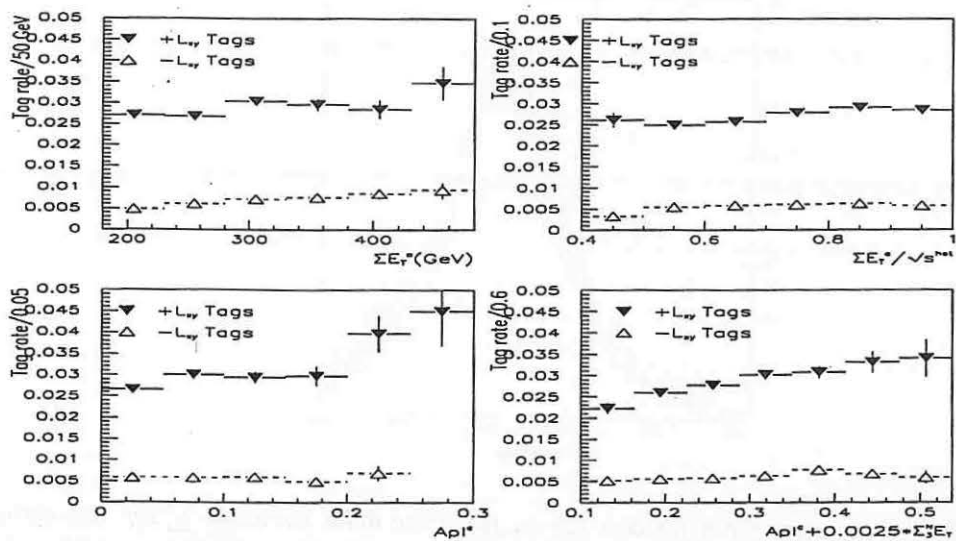


Figura 5.13: Probabilità di tag in funzione delle variabili globali dell'evento.

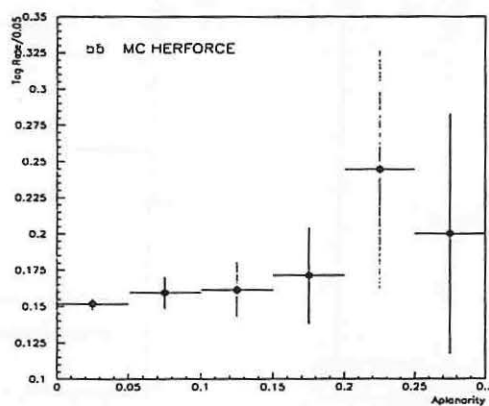


Figura 5.14: Probabilità di tag positiva in eventi $b\bar{b}$ Monte Carlo in funzione della Aplanarità.

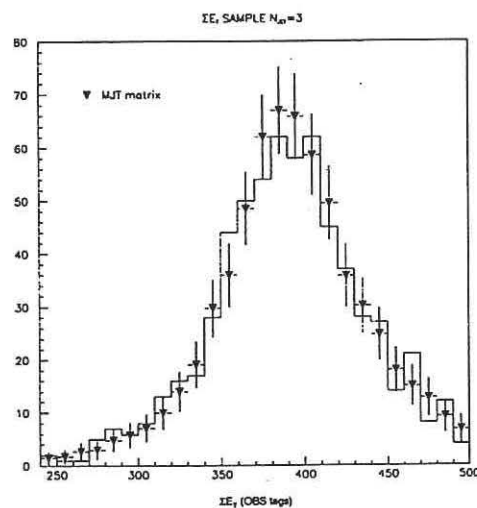


Figura 5.15: Distribuzione dei jet con tag in funzione della variabile $\sum E_T$ nel campione " $\sum E_T$ " con $N_{jet} = 3$. I triangoli rappresentano il risultato ottenuto applicando la parametrizzazione della probabilità di tag del campione multi-jet con $N_{jet} = 4$.

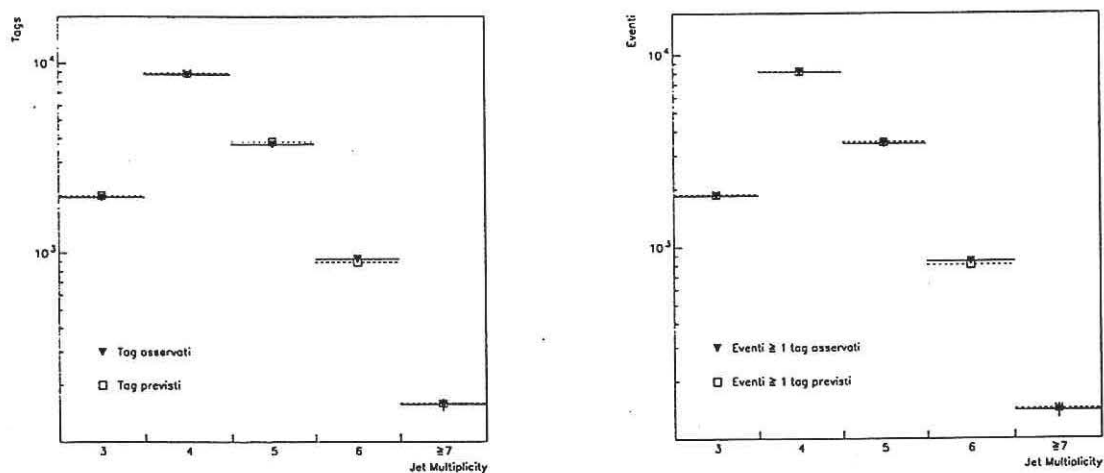


Figura 5.16: Tag ed eventi con ≥ 1 tag del campione multi-jet confrontati con la previsione della parametrizzazione della probabilità di tag in funzione della molteplicità di jet.

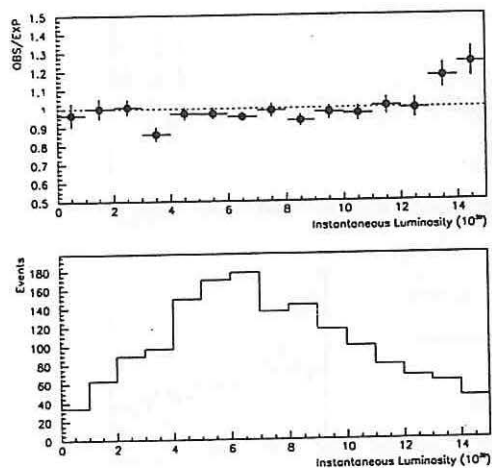


Figura 5.17: Luminosità istantanea:

a) Rapporto $\frac{OBS}{EXP}$; b) Distribuzione degli eventi con $N_{jet} \geq 4$ (istogramma) e dopo la selezione cinematica (triangoli).

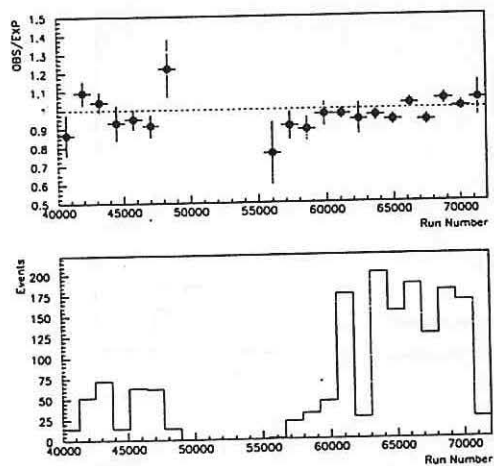


Figura 5.18: Numero di Run:

a) Rapporto $\frac{OBS}{EXP}$; b) Distribuzione degli eventi con $N_{jet} \geq 4$ (istogramma) e dopo la selezione cinematica (triangoli).

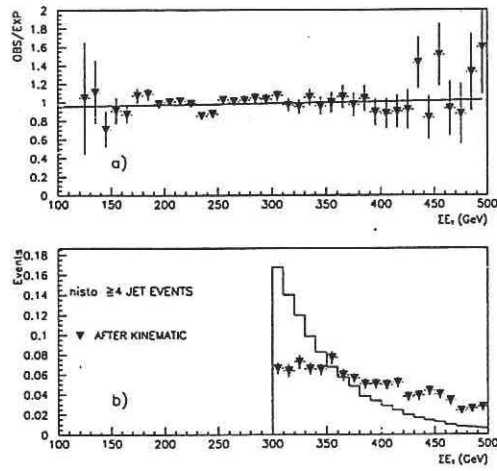


Figura 5.19: Taglio in $\sum E_T \geq 300 \text{ GeV}$:

a) Rapporto $\frac{OBS}{EXP}$; b) Distribuzione degli eventi con $N_{jet} \geq 4$ (istogramma) e dopo la selezione cinematica (triangoli).

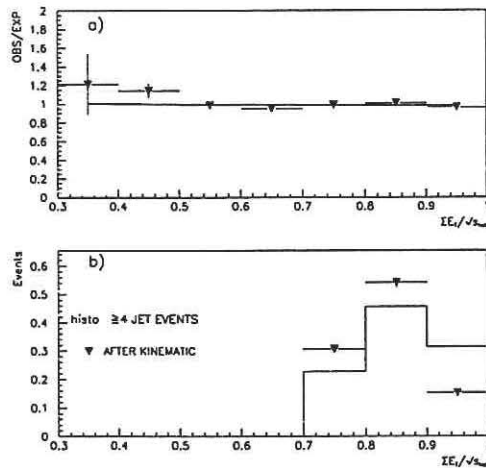


Figura 5.20: Taglio in $\sum E_T/\sqrt{\hat{s}} \geq 0.75$:

a) Rapporto $\frac{OBS}{EXP}$; b) Distribuzione degli eventi con $N_{jet} \geq 4$ (istogramma) e dopo la selezione cinematica (triangoli).

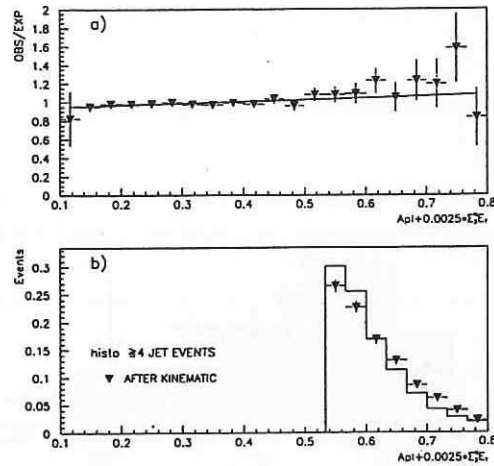


Figura 5.21: Taglio in $A + 0.0025 \times \sum_3^N E_T \geq 0.54$:
a) Rapporto $\frac{OBS}{EXP}$; b) Distribuzione degli eventi con $N_{jet} \geq 4$ (istogramma) e dopo la selezione cinematica (triangoli).

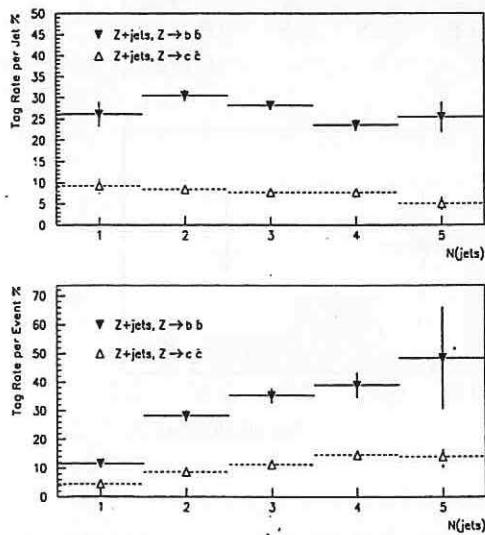


Figura 5.22: Probabilità di tag per jet e per evento (≥ 1 tag) nel campione di $Z+jet$ nei casi $Z \rightarrow b\bar{b}$ e $Z \rightarrow c\bar{c}$

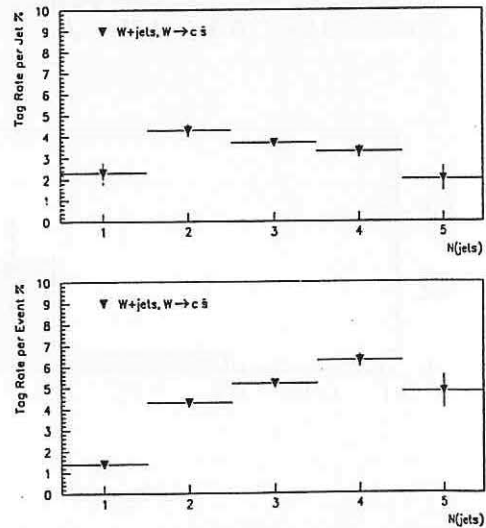


Figura 5.23: Probabilità di tag per jet e per evento (≥ 1 tag) nel campione di $W+jet$, ove $W \rightarrow c\bar{s}$.

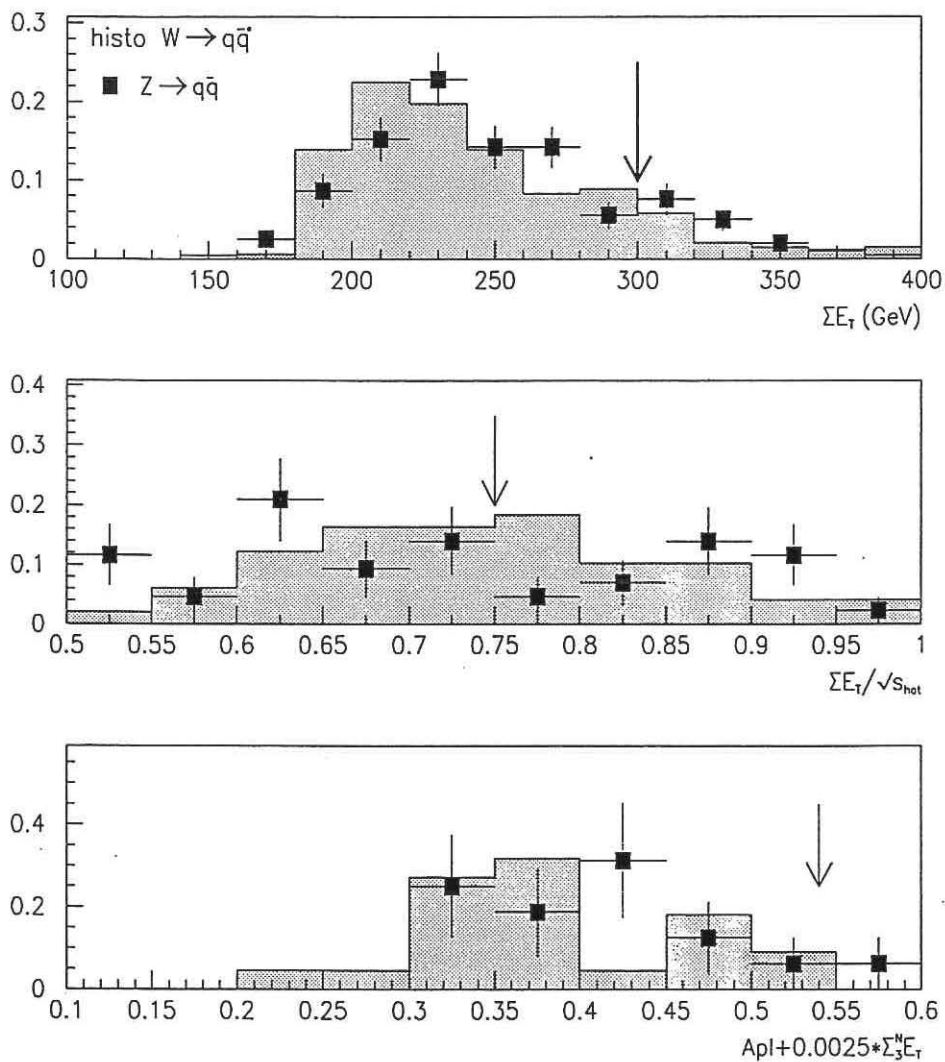


Figura 5.24: *Effetto della selezione cinematica per eventi $Z, W + \text{jet}$ con $N(\text{jet}) \geq 5$: i tagli (indicati dalle frecce) sono applicati in cascata. La normalizzazione è arbitraria.*

Capitolo 6

Misura della sezione d'urto

6.1 Introduzione

In questo Capitolo si riassumono i risultati ottenuti sugli eventi sperimentali dopo l'applicazione sia della selezione cinematica, sia della richiesta di identificazione di almeno un b -jet nell'evento. Poichè si osserva un eccesso del numero di tag osservati rispetto a quelli previsti dal fondo, ne viene valutata la significanza statistica. Nell'ipotesi che tale eccesso sia dovuto alla presenza di eventi $t\bar{t}$ viene misurata la sezione d'urto di produzione in funzione della massa del top .

6.2 Risultati sui dati

Nel Capitolo 4 e nel Capitolo 5 sono state descritte rispettivamente la selezione cinematica e l'algoritmo per l'identificazione dei b -jet. L'analisi si può così riassumere:

- $5 \leq N_{jet} \leq 8$ e con una distanza minima fra i jet $\Delta R_{min}(jet - jet) \geq 0.5$
- $\sum_1^N E_T \geq 300 \text{ GeV}$
- $\sum_1^N E_T / \sqrt{\hat{s}} \geq 0.75$
- $\mathcal{A} + 0.0025 \times \sum_3^N E_T \geq 0.54$
- Si richiede la presenza di ≥ 1 tag per evento

N_{jet}	5	6	≥ 7	$5 \leq N_{jet} \leq 8$
Tag	84	103	43	230
Tag attesi di fondo	59.8 ± 0.4	67.4 ± 0.4	33.3 ± 0.4	160.5 ± 1.2
Eccesso	24.2 ± 9.2	35.6 ± 10.2	9.7 ± 6.7	69.5 ± 15.2
Eventi ≥ 1 tag	72	85	35	192
Eventi attesi di fondo	55.5 ± 0.4	61.8 ± 0.4	30.3 ± 0.4	147.6 ± 1.2
Eccesso	16.5 ± 8.5	23.2 ± 9.2	4.7 ± 5.9	44.4 ± 13.9

Tabella 6.1: *Sommario dei tag ed eventi con ≥ 1 tag osservati dopo l'applicazione ai dati della selezione cinematica e dell'identificazione del b confrontati con il fondo previsto utilizzando il metodo della parametrizzazione della probabilità di tag (solo errori statistici).*

In Tab.6.1 sono riportati il numero di eventi e tag osservati: è presente un eccesso di tag e di eventi con almeno un tag rispetto al fondo stimato.

L'errore sul fondo atteso è solo statistico e non include l'errore sistematico del 6.5%.

Per determinare la significanza statistica dell'eccesso si fa l'ipotesi che il contributo di segnale sia nullo e si calcola la probabilità che il numero di tag osservato sia dovuto ad una pura fluttuazione del fondo. La scelta di utilizzare il numero di tag anziché il numero di eventi con almeno un tag per calcolare la significanza dell'eccesso deriva dal fatto che i tag sono una variabile più sensibile alla presenza di un eventuale segnale. Infatti, poichè in un evento $t\bar{t}$ vi sono sempre due jet da b che sono centrali e di alto p_T , la probabilità di avere un tag addizionale in un evento che ne ha già uno è del 40%, mentre per il fondo questa probabilità è solamente di circa il 10%. La grandezza indipendente distribuita secondo la statistica di Poisson è il numero di eventi con almeno un tag, legato al numero di tag dalla relazione: $N_{tag}(fondo) = N_{eventi}(fondo) \times (1 + \epsilon_{2^o-tag})$ dove $N_{eventi}(fondo)$ è il numero di eventi di fondo con almeno un tag, ed ϵ_{2^o-tag} è la probabilità di avere un tag addizionale in un evento di fondo che ne ha già uno. ϵ_{2^o-tag} è stata determinata sui dati del campione multi-jet prima dell'applicazione della selezione cinematica e, come si vede da Tab.6.2, dipende dalla molteplicità di jet considerata. Il numero totale di tag di fondo si esprime perciò come:

$$N_{tags}(fondo) = \sum_i N_{eventi}^i(fondo) \times (1 + \epsilon_{2^o-tag}^i) \quad i = 5, 6 \text{ e } \geq 7$$

N_{jet}	5	6	≥ 7
$\epsilon_{2^o-tag} \%$	8.7 ± 0.5	10.2 ± 1.2	12.9 ± 3.2

Tabella 6.2: Probabilità di avere un tag addizionale in un evento del campione multijet che ne ha già uno, in funzione della molteplicità di jet.

La procedura utilizzata per il calcolo della significanza statistica dell'eccesso è la seguente: per ogni molteplicità di jet, i , si fa fluttuare N_{eventi} in modo poissoniano convoluto con il suo errore statistico. Quindi si moltiplica il numero ottenuto, N'_{eventi} , per $(1 + \epsilon_{2^o-tag}^i)$ e si sommano le diverse molteplicità. Il numero totale viene poi fatto fluttuare con l'errore sistematico del 6.5% (vedi Capitolo 5). Con il metodo descritto, la probabilità, che il numero di $N_{tag}(fondo)$ risulti uguale o superiore ai 230 tag osservati, è:

$$\mathcal{P}^{tag} = 1.5 \times 10^{-4}$$

che per una distribuzione gaussiana è equivalente ad una deviazione di 3.6σ .

6.3 Misura della sezione d'urto di produzione

Nell'ipotesi che l'eccesso osservato sia dovuto alla produzione di eventi $t\bar{t}$ come prevista all'interno del Modello Standard ed usando le efficienze determinate nei Capitoli precedenti è possibile calcolare la sezione d'urto di produzione. La consistenza di questa ipotesi è evidente ad esempio in Fig.6.2 dove lo spettro in E_T dei 230 tag osservati è stato confrontato con la distribuzione ottenuta sommando il fondo atteso e il contributo da eventi $t\bar{t}$ normalizzato all'eccesso (HERWIG, $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$).

Prima di procedere con il calcolo della sezione d'urto bisogna notare che il numero di eventi di fondo stimati è stato calcolato supponendo che non vi fosse presenza di eventi $t\bar{t}$ nel campione prima del b -tag. Per effettuare la sottrazione del contributo al fondo da parte degli eventi di top si itera fino a convergenza la seguente espressione:

$$N'_{fondo} = N_{fondo} \cdot \frac{N_{pre-tag} - \frac{N_{oss} - N_{fondo}}{\epsilon_{b-tag}}}{N_{pre-tag}}$$

ove

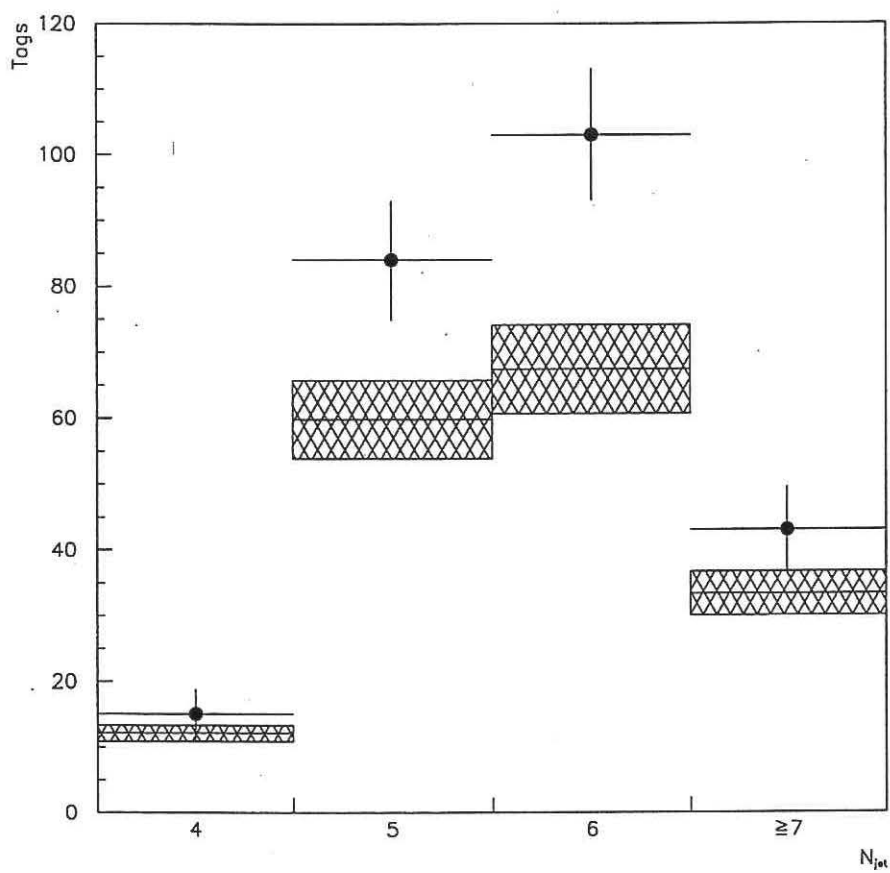


Figura 6.1: *Togs osservati in funzione della molteplicità di jet dopo la selezione cinematica. I rettangoli indicano il fondo atteso con il suo errore totale (6.6%).*

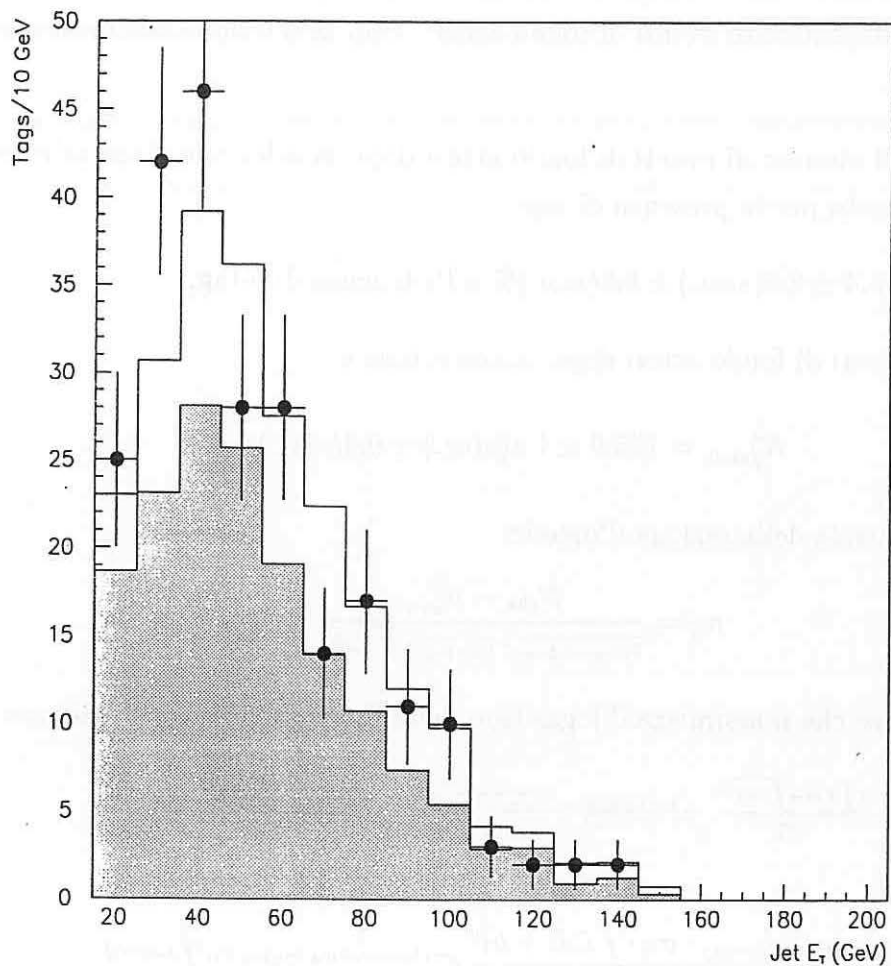


Figura 6.2:

•: Spettro in E_T dei tag dopo la selezione cinematica;

istogramma: spettro in E_T per i tag di fondo attesi (parametrizzazione della probabilità di tag) sommato al contributo di tag da eventi di top normalizzato all'eccesso (HERWIG, $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$).

- $N_{pre-tag}$ è il numero di eventi sperimentali dopo la selezione cinematica e prima dell'applicazione del b -tag;
- N_{oss} è il numero di eventi osservati dopo la selezione cinematica con ≥ 1 tag;
- N_{fondo} è il numero di eventi di fondo attesi dopo la selezione cinematica ed il b -tag;
- N'_{fondo} è il numero di eventi di fondo attesi dopo la selezione cinematica ed il b -tag corretto per la presenza di top ;
- $\epsilon_{b-tag} = 43.4 \pm 2.4(stat.) \pm 6.5(sist.)\%$ è l'efficienza di b -tag;

Il numero di eventi di fondo attesi dopo la correzione è²:

$$N'_{fondo} = 135.9 \pm 1.1(stat.) \pm 9.4(sist.)$$

Il valore centrale della sezione d'urto è:

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N_{obs} - N'_{exp}}{\epsilon_{cinematica} \cdot \epsilon_{b-tag} \cdot \int \mathcal{L} dt}$$

che è il valore che massimizza il logaritmo della funzione di verosimiglianza:

$$L = e^{-\frac{(\int \mathcal{L} dt - \int \mathcal{L} dt)^2}{2\sigma_{\mathcal{L}}^2}} e^{-\frac{(\epsilon_{cinematica} - \overline{\epsilon_{cinematica}})^2}{2\sigma_{\epsilon_{cinematica}}^2}} e^{-\frac{(\epsilon_{b-tag} - \overline{\epsilon_{b-tag}})^2}{2\sigma_{\epsilon_{b-tag}}^2}} e^{-\frac{(b - \bar{b})^2}{2\sigma_b^2}} \times$$

$$\frac{(\epsilon_{cinematica} \cdot \epsilon_{b-tag} \cdot \sigma_{t\bar{t}} \cdot \int \mathcal{L} dt + b)^n}{n!} e^{-(\epsilon_{cinematica} \cdot \epsilon_{b-tag} \cdot \sigma_{t\bar{t}} \cdot \int \mathcal{L} dt + b)}$$

ove

- $\overline{\epsilon_{cinematica}}$ è la frazione di eventi $t\bar{t}$ che superano la selezione cinematica (fortemente dipendente da m_{top});
- $\int \mathcal{L} dt = 110 \pm 8 \text{ pb}^{-1}$ è la luminosità integrata totale del campione di dati.
- $n = N_{oss}$;

²L'errore sistematico su N'_{fondo} deriva dall'errore del 6.5% su N_{fondo} più un contributo pari al 2% dovuto all'errore su ϵ_{b-tag} utilizzata nella procedura di correzione.

$$- \bar{b} = N'_{fondo}$$

L'errore sulla sezione d'urto è calcolato prendendo una variazione di $\Delta \log L = \frac{1}{2}$. Data la forte dipendenza dell'efficienza cinematica dalla massa del top , calcoliamo la sezione d'urto per diversi valori di massa. In Tab.6.3 sono riassunti i valori trovati in funzione di m_{top} .

N_{oss}	N'_{fondo}	$m_{top} (GeV/c^2)$	$\epsilon_{cinematica} (\%)$	$\sigma_{t\bar{t}} (pb)$
192.0 $\pm 13.9(stat.)$	135.9 $\pm 1.1(stat.)$ $\pm 9.4(sist.)$	160	$6.6 \pm 0.4(stat.)^{+2.6}_{-2.4}(sist.)$	$17.8^{+13.3}_{-7.1}$
		170	$8.9 \pm 0.4^{+2.8}_{-3.5}(sist.)$	$13.2^{+13.3}_{-7.1}$
		175	$9.9 \pm 0.4^{+2.8}_{-3.6}(sist.)$	$11.9^{+8.5}_{-4.3}$
		180	$11.8 \pm 0.4^{+3.0}_{-4.1}(sist.)$	$10.0^{+7.9}_{-3.5}$
		190	$13.2 \pm 0.5^{+2.5}_{-4.6}(sist.)$	$8.9^{+6.2}_{-3.0}$
		200	$14.5 \pm 0.6^{+1.9}_{-4.9}(sist.)$	$8.1^{+5.5}_{-2.7}$

Tabella 6.3: Valutazione della sezione d'urto in funzione di m_{top} .

In Fig.6.3 il valore misurato è sovrapposto alla curva teorica di produzione[34] ed alla misura più recente di CDF[3] ottenuta dai canali con leptoni nello stato finale. L'errore statistico è indipendente dalla massa del top ed è pari al 25%.

I contributi all'errore sistematico sulla misura della sezione d'urto derivano da:

<i>SISTEMATICA</i>	$\Delta(\%)$
Luminosità integrata	7.3
Stima del fondo (vedi Capitolo 5)	$1.0(stat.) \oplus 6.8(sist.)$
Efficienza di b -tag (vedi Capitolo 5)	$5.5(stat.) \oplus 15(sist.)$
Efficienza cinematica (vedi Capitolo 4)	da 6 a 4 ($stat.$) da +39(-37) a +13(-34) ($sist.$)

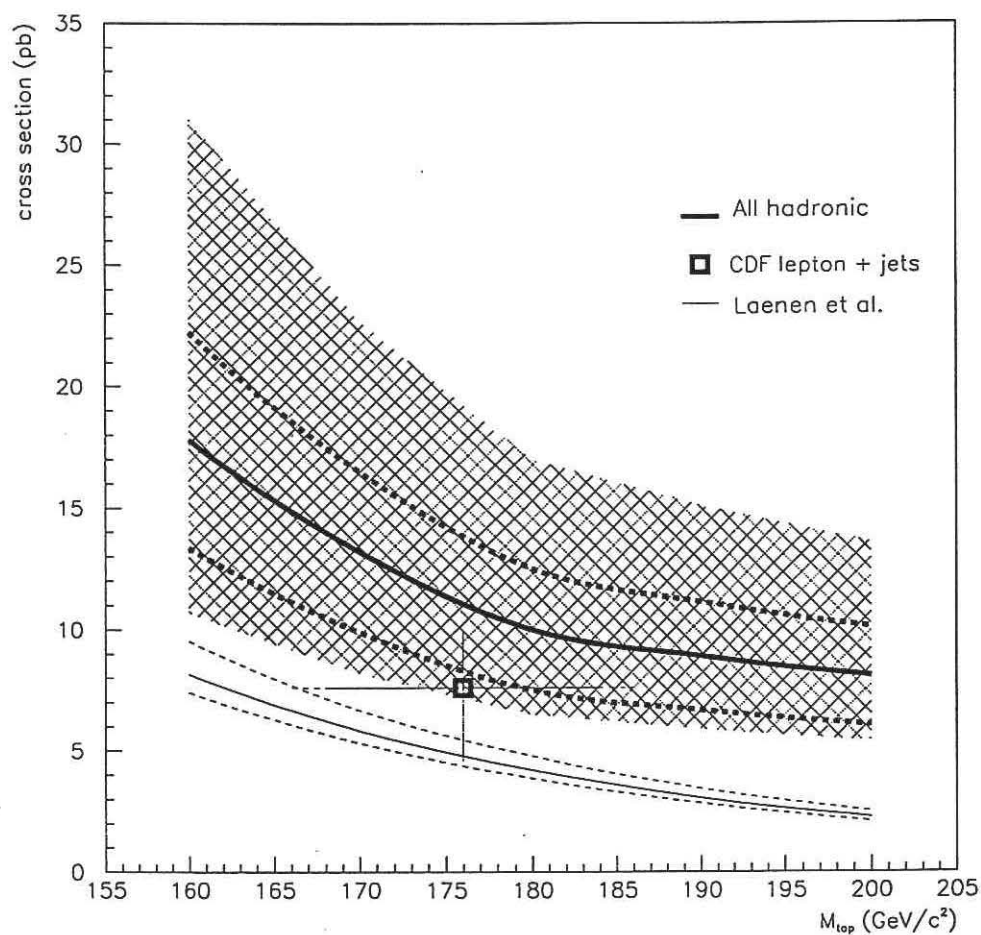


Figura 6.3: Sezione d'urto di produzione di eventi $t\bar{t}$:
 curve in grassetto: sezione d'urto misurata nel canale adronico. L'ombreggiatura indica
 l'errore totale, le bande indicano l'errore statistico;
 curve sottili: sezione d'urto teorica di Laenen;
 □: misura di CDF nei canali con leptoni+jet.

Capitolo 7

Determinazione della massa del *top*

7.1 Introduzione

Sugli eventi che soddisfano la selezione cinematica e con almeno un *b*-tag, si può ricostruire la massa del *top* nell'ipotesi del suo decadimento in sei jet utilizzando una tecnica di fit vincolato. In questo Capitolo, dopo aver descritto brevemente la tecnica di fit utilizzata, verrà discusso come si può ottimizzare la selezione cinematica per evidenziare un segnale anche nello spettro di massa ricostruita. Dopo un breve studio delle prestazioni del metodo di fit su eventi Monte Carlo, esso viene applicato ai dati per estrarre una misura di m_{top} nel canale puramente adronico. Infine è presentato lo studio delle sistematiche relative alla misura.

7.2 Metodo di fit

Per ricostruire la massa del *top* dal processo:

$$t\bar{t} \rightarrow bW^+ \bar{b}W^- \rightarrow bq_1\bar{q}_2\bar{b} q_3\bar{q}_4$$

si utilizza un fit a 4 vertici¹(Ref.[64]) sugli eventi con almeno 6 jet:

1. $t \rightarrow j_1 + j_2 + b$

2. $\bar{t} \rightarrow j_3 + j_4 + \bar{b}$

¹Gli indici dei jet non corrispondono a nessun tipo di ordinamento.

$$3. W^+ \rightarrow j_1 + j_2$$

$$4. W^- \rightarrow j_3 + j_4$$

Si impone inoltre:

$$- m(t) = m(\bar{t})$$

$$- m(W) = (80.4 \pm 1.) \text{ GeV}$$

Questo corrisponde a 16 equazioni di conservazione in (E, p) . Dato che le variabili incognite sono i quadrimomenti dei due t (meno la massa che è in comune) e i trimomenti dei due bosoni W , si rimane con un fit a $(16 - 13) = 3$ vincoli (3C fit). Per non avere una combinatoria troppo grande vengono considerati solamente i 6 jet ad energia più alta il che corrisponde a 90 possibili combinazioni per evento. Le combinazioni possibili si riducono a 30 nel caso in cui sia presente uno o più jet con b -tag poichè si forza almeno uno di essi ad essere associato al b o \bar{b}^2 . Se a causa delle diverse possibili assegnazioni dei jet ai tripletti vi è più di una soluzione si sceglie quella con il χ^2 migliore.

7.3 Correzioni specifiche all'energia dei jet

Come già visto nel Capitolo 3 è necessario correggere l'energia misurata dei jet per ritrovare l'energia del partone da cui sono stati originati. Il pacchetto di correzioni, che sono state applicate prima della selezione cinematica, deriva da studi di QCD basati su eventi a due jet, sia sperimentali che generati con Monte Carlo. Non è difficile rendersi conto che queste correzioni non riescono a riprodurre il giusto valore dell'energia del partone originario in un evento di $t\bar{t}$ dato che in tale caso i jet sono di *tipo* completamente diverso. Per questo motivo è stato determinato un nuovo insieme di correzioni specifiche per eventi di *top* ottenute confrontando l' E_T (già corretta) dei jet con il p_T dei partoni in eventi di $t\bar{t}$ Monte Carlo (HERWIG). Sono state determinate correzioni diverse a seconda delle varie tipologie di jet presenti in un evento di *top*: (1) jet da quark leggeri provenienti dal decadimento del W , (2) jet dovuti a un generico decadimento di un quark b , (3) jet che contengono

²Questo si giustifica ricordando che nel caso di un evento $t\bar{t}$ con due tag essi sono entrambi associabili ai due partoni b solo il 60% delle volte. Infatti, come si vede in Fig.7.1, la risoluzione in massa non migliora se si forza il fit ad associare solamente uno oppure entrambi i tag al b .

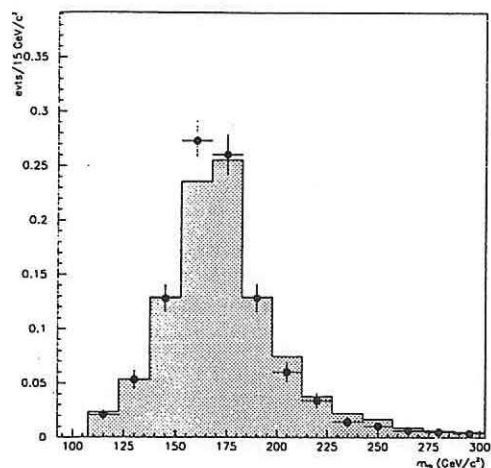


Figura 7.1: Distribuzione di m_{fit} (migliore χ^2) in eventi con doppio tag ove si è forzata l'assegnazione come b di almeno uno (istogramma) oppure entrambi (\bullet) (HERWIG, $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$).

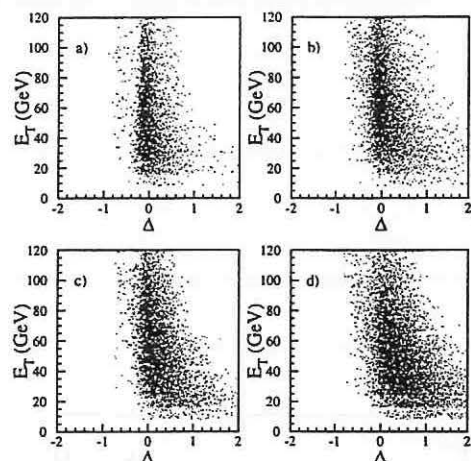


Figura 7.2: $\Delta(E_T)$ in funzione dell' $E_T(\text{jet})$ per i quattro tipi di jet: (a) quark leggeri, (b) b generici, (c) e (d) b con decadimento semileptonico (e, μ).

il decadimento semileptonico $b \rightarrow e\nu X$, e (4) jet che contengono il decadimento $b \rightarrow \mu\nu X$. In Fig.7.2 è mostrata la differenza relativa fra il p_T del partone e l' E_T del jet ricostruito, $\Delta(E_T) = [p_T(\text{parton}) - E_T(\text{jet})]/E_T(\text{jet})$, in funzione dell' $E_T(\text{jet})$ per i vari casi considerati. Per vedere l'effetto di queste correzioni consideriamo la massa invariante dei jet dal decadimento di un W in funzione del suo momento p_W , vedi Fig.7.3: non solo il valore medio della massa ottenuto dai jet corretti in modo specifico per eventi $t\bar{t}$ è migliore, ma viene anche descritta in modo più appropriato la sovrapposizione di energia fra i jet all'aumentare del momento della W . Poichè queste correzioni sono state ricavate da eventi $t\bar{t}$ con decadimento in leptone più jet, si è verificato che fossero adeguate anche al canale adronico, nonostante la maggiore densità di jet: a questo scopo si confrontino Fig.7.3 (canale leptone più jet) con Fig.7.4 (canale adronico).

7.4 Modifica alla selezione cinematica

Poichè lavoriamo con eventi selezionati cinematicamente, lo spettro di massa che si ottiene potrebbe essere influenzato dai tagli effettuati durante la selezione. Un

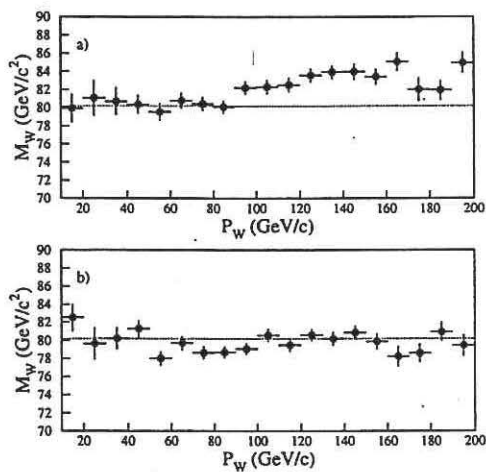


Figura 7.3: Massa invariante della W calcolata a partire dai 4-momenti dei jet, in funzione di p_W , in eventi $t\bar{t}$ con stato finale di leptone più jet. (sopra) Correzioni "standard"; (sotto) Correzioni specifiche per eventi $t\bar{t}$ (Monte Carlo HERWIG, $m_{top} = 170 \text{ GeV}/c^2$).

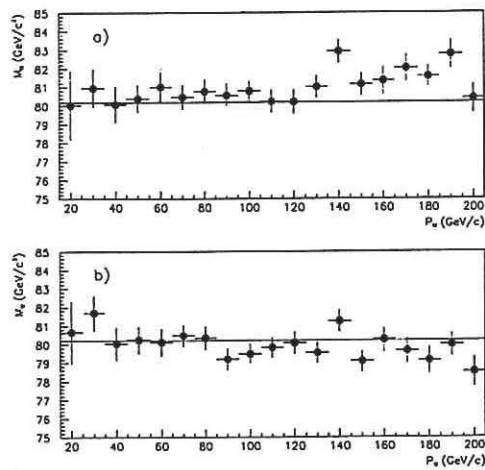


Figura 7.4: Massa invariante della W in funzione di p_W in eventi $t\bar{t}$ con stato finale completamente adronico: (sopra) Correzioni "standard"; (sotto) Correzioni specifiche per eventi $t\bar{t}$ (Monte Carlo HERWIG, $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$).

$m_{top}(GeV/c^2)$	160	170	175	180	190	200
$\epsilon(selezione)\%$	5.6 ± 0.3	7.5 ± 0.4	7.8 ± 0.4	9.2 ± 0.4	9.3 ± 0.4	10.0 ± 0.4

Tabella 7.1: *Efficienza della selezione cinematica modificata per l'analisi di massa (trigger incluso) in funzione di m_{top} .*

taglio più o meno severo in una particolare variabile potrebbe forzare a valori alti la media della distribuzione di massa ricostruita in eventi di fondo rendendo difficile la distinzione di un eventuale contributo di segnale. È stato quindi studiato l'effetto dei tagli cinematici sulla distribuzione di massa dei dati: in Fig.7.5 e Fig.7.6 mostriamo l'andamento del valore medio della massa ricostruita su eventi sperimentali con $N_{jet} \geq 6$ in funzione di $\sum E_T$, $\sum E_T/\sqrt{\hat{s}}$, e $(\mathcal{A} + 0.0025 \times \sum_3^N E_T)$. Come si vede in Fig.7.5 il taglio $\sum E_T \geq 300 \text{ GeV}$ ha l'effetto di forzare il valore medio della massa al di sopra di $165 \text{ GeV}/c^2$, mentre il taglio in $\sum E_T/\sqrt{\hat{s}}$ lo muove nella direzione di valori di massa minori. Infine, richiedere $\mathcal{A} + 0.0025 \times \sum_3^N E_T \geq 0.54$ aumenta il valore medio della massa solo del 10%. Per fare in modo che il valore medio della massa ricostruita rimanga ben al di sotto della regione di massa del *top* modifichiamo il taglio in $\sum E_T$ abbassandolo a:

$$\sum E_T \geq 200 \text{ GeV}$$

L'efficienza della selezione cinematica con questa modifica è riportata in Tab.7.1 in funzione di $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$.

Prima di procedere con la ricostruzione degli eventi controlliamo il contributo residuo da parte dei canali di decadimento con leptoni presente nel campione dopo la selezione cinematica "modificata": si vede che la richiesta di $N(jet) \geq 6$ aiuta a ridurre di poco, dal 13 al $(9 \pm 1)\%$, tale contaminazione.

7.5 Test del metodo su Monte Carlo

Per prima cosa si vuole controllare la consistenza del metodo di fit: si applica il fit ad eventi $t\bar{t}$ generati solo a livello partonico (Monte Carlo HERWIG, $m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$) in cui i "jet" sono dati dalle direzioni e momenti dei 6 partoni dal decadimento dei t , convoluti con l'effetto di dispersione in energia dovuto alla ri-

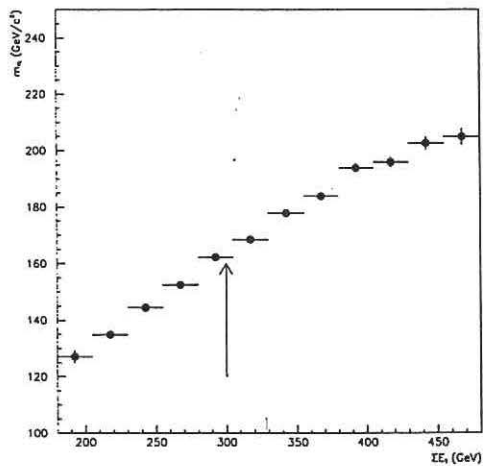


Figura 7.5: Valore medio di m_{fit} su eventi multijet con $N_{jet} \geq 6$ in funzione di $\sum E_T$.

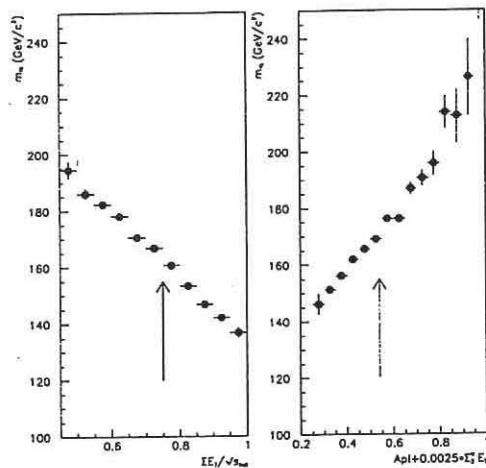


Figura 7.6: Valore medio di m_{fit} su eventi multijet con $N_{jet} \geq 6$ in funzione di $\sum E_T/\sqrt{s}$ e $A + 0.0025 \times \sum_3^N E_T$.

soluzione del calorimetro. In Fig.7.7 è mostrato il risultato del fit usando tutte le combinazioni: la larghezza della distribuzione è di circa $10 \text{ GeV}/c^2$. Confrontiamo tale risultato con quello che si ottiene dopo la simulazione completa del rivelatore, Fig.7.8, dove si è scelta la combinazione con il χ^2 migliore: la mediana è pari a $172 \text{ GeV}/c^2$ e la larghezza della distribuzione è $24 \text{ GeV}/c^2$. Dalla Fig.7.8 si vede anche come la richiesta di un tag non abbia grandi conseguenze, se non una leggera diminuzione della larghezza di $2 \text{ GeV}/c^2$.

Per controllare le prestazioni del fit su un più ampio intervallo di valori di massa del *top* mostriamo in Fig.7.10 l'andamento della mediana della distribuzione che si ottiene dal fit in funzione della massa di input. Per m_{top} da 160 a $210 \text{ GeV}/c^2$ il valore della mediana si mantiene entro il 7% del valore di input.

Nel caso del decadimento del *top* in 6 jet a causa della alta densità degli eventi e della presenza di radiazione è possibile avere una assegnazione univoca dei 6 jet ad energia più alta con i 6 partoni dello stato finale solo nel $(42 \pm 1)\%$ dei casi³. Questo implica che nel 58% dei casi uno dei primi sei jet è un "gluone duro", cioè un gluone irradiato con sufficiente energia da dare luogo ad un jet misurabile. In Fig.7.11 è mostrata la distribuzione in massa ricostruita per i casi di eventi senza

³L'assegnazione si ottiene richiedendo che l'asse del jet sia in cono di $R = 0.4$ attorno al partone, se il jet cade al di fuori di questo cono viene detto "gluone".

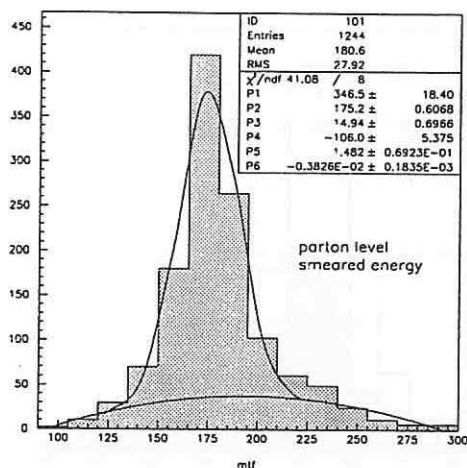


Figura 7.7: Spettro di m_{fit} per eventi $t\bar{t}$ ($m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$) ottenuto con le direzioni e i momenti dei partoni.

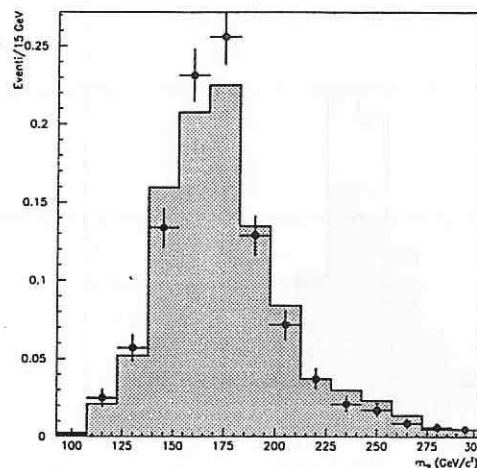


Figura 7.8: Spettro di m_{fit} (migliore χ^2) per eventi $t\bar{t}$ ($m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$) dopo la completa simulazione del rivelatore: 0 tag (istogramma) e ≥ 1 tag (\bullet).

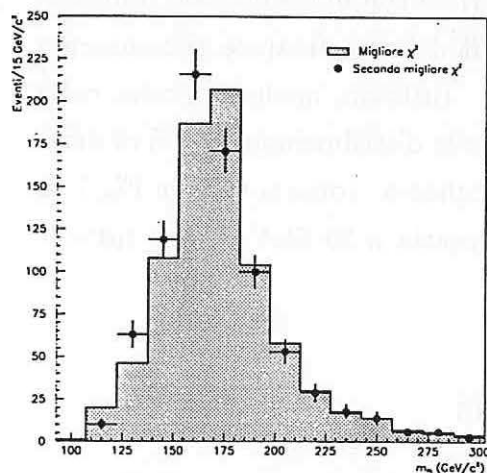


Figura 7.9: Distribuzione di m_{fit} per la combinazione con il migliore χ^2 (istogramma) e il secondo migliore χ^2 (\bullet).

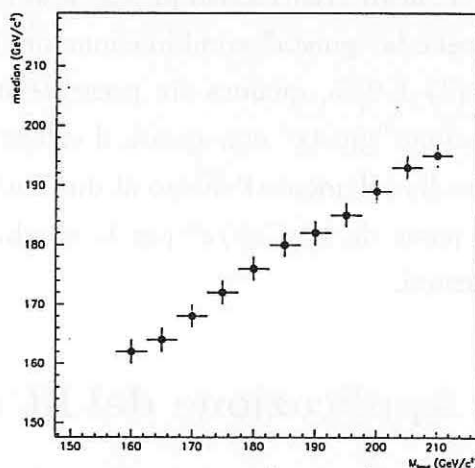


Figura 7.10: Andamento del valore della mediana della distribuzione di m_{fit} in funzione della massa di input.

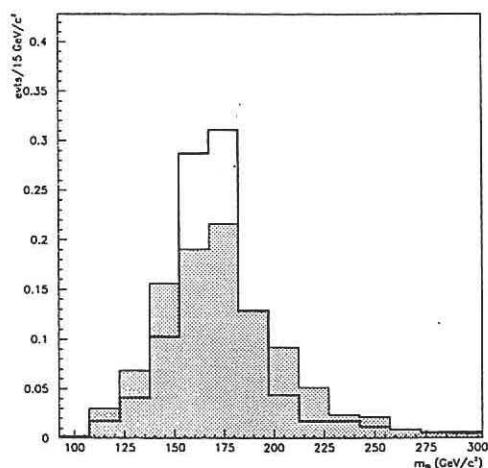


Figura 7.11: *Massa ricostruita (migliore χ^2) per eventi dopo la selezione cinematica. Istogramma bianco=eventi senza gluoni; istogramma grigio=eventi con almeno un gluone duro.*

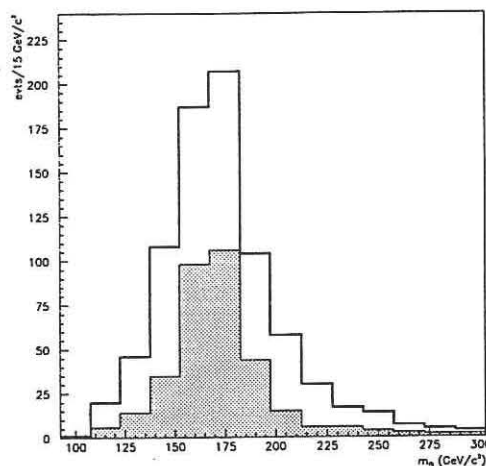


Figura 7.12: *Massa ricostruita per eventi senza gluoni dopo la selezione cinematica. Istogramma bianco= migliore χ^2 ; istogramma grigio= combinazione esatta.*

gluoni e con: si vede come la presenza di gluoni nell'evento allarghi la distribuzione, ma non ne sposti significativamente il picco.

Inoltre, negli eventi senza presenza di gluoni duri, la combinazione con il migliore χ^2 sceglie la "giusta" combinazione nel $(26 \pm 2)\%$ dei casi, frazione che aumenta un po', $(33 \pm 2)\%$, qualora sia presente un b -tag. Tuttavia, anche la scelta della combinazione "giusta" non sposta il valore medio della distribuzione ($\approx 1\%$ di differenza) ma ha solamente l'effetto di diminuirne la larghezza: come si vede in Fig.7.12 la RMS passa da $13 \text{ GeV}/c^2$ per la combinazione esatta a $30 \text{ GeV}/c^2$ per tutte le combinazioni.

7.6 Applicazione del fit ai dati

Prima di applicare il fit suddividiamo gli eventi sperimentali che soddisfano la selezione cinematica in due campioni:

- Campione a 0 tag (1153 eventi) che è impoverito in contenuto di top ($\simeq 3\%$);
- Campione con ≥ 1 tag (142 eventi) ove la presenza di top è di circa il 20%.

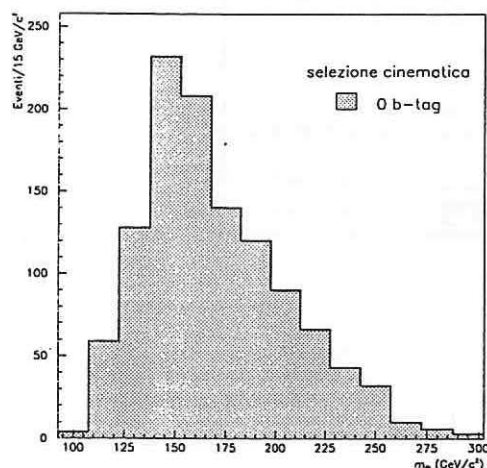


Figura 7.13: Distribuzione della spettro di m_{fit} per gli eventi sperimentali dopo la selezione cinematica con 0 tag.

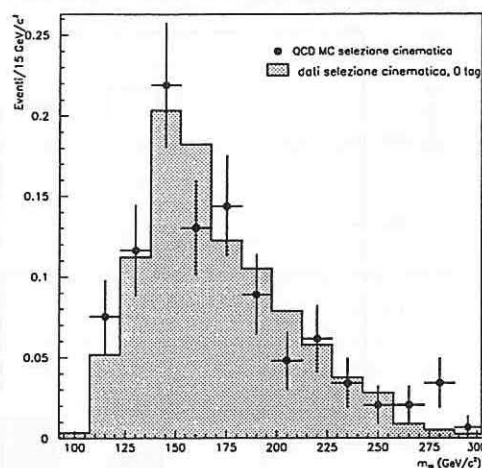


Figura 7.14: Distribuzione della spettro di m_{fit} per gli eventi di Monte Carlo QCD dopo la selezione cinematica (no tag applicato) confrontato con i dati dopo la selezione cinematica (0 tag).

Il campione a 0 tag, essendo impoverito in contenuto di top , viene usato come modello per la forma dello spettro del fondo. Per convincersi che tale ipotesi è ragionevole confrontiamo in Fig.7.14 lo spettro di massa ricostruita che si ottiene sugli eventi sperimentali con almeno 6 jet a 0 tag e su eventi di Monte Carlo QCD (generici processi $2 \rightarrow 2$ con radiazione) entrambi dopo la selezione cinematica⁴. Lo spettro che si ottiene applicando il fit al campione con almeno un b -tag è invece quello di Fig.7.15, ove è stata sovrapposta la distribuzione degli eventi con almeno 2 tag. Chiaramente gli spettri di Fig.7.13 e Fig.7.15 sono molto diversi: bisogna prima di tutto assicurarsi che le differenze non siano dovute ad un effetto sulla cinematica dell'evento dalla richiesta di un tag. Le verifiche che si possono fare sono le seguenti:

- si confrontano le distribuzioni con 0 tag e con ≥ 1 tag sugli eventi sperimentali prima della selezione cinematica, cioè richiedendo solo $N_{jet} \geq 6$, ove il contributo di top è molto piccolo (1% prima del tag e 5% con almeno un tag). Dalla Fig.7.16 non sono evidenti sostanziali differenze nei due spettri;

⁴Data la bassa statistica disponibile al momento non è stato applicato l'algoritmo di identificazione dei b sul campione di Monte Carlo QCD.

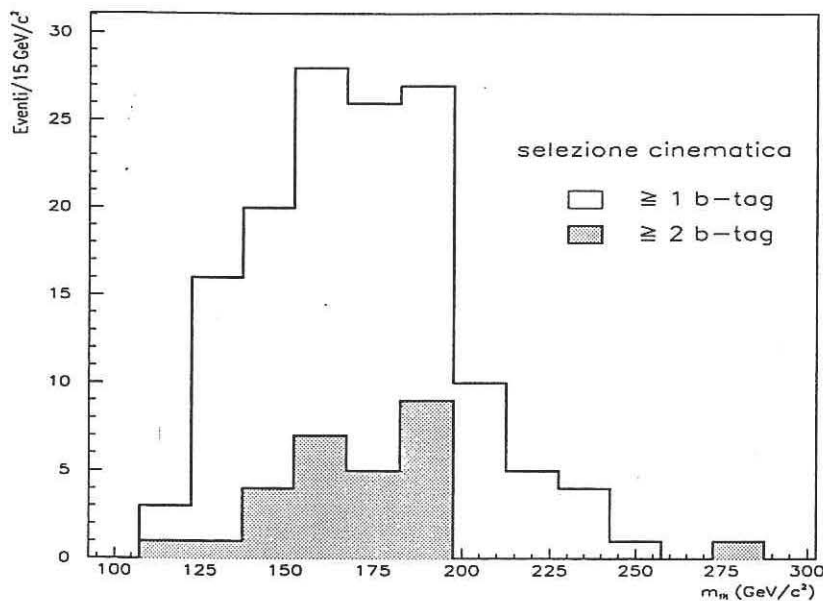


Figura 7.15: Distribuzione della spettro di m_{fit} per gli eventi sperimentali dopo la selezione cinematica con ≥ 1 tag.

- si confronta la distribuzione che si ottiene forzando un jet con tag a $L_{xy} < 0$ ad essere assegnato ad un b , con quella ottenuta usando i tag a $L_{xy} > 0$. In linea di principio le caratteristiche cinematiche dei jet con tag sono le stesse, a parte il fatto che per un jet con L_{xy} negativa la probabilità di provenire da un reale quark pesante è molto bassa. Dalla Fig.7.17 si vede che la distribuzione ottenuta utilizzando i tag negativi è compatibile con quella degli eventi con 0 tag, mentre quella dei tag positivi mostra un chiaro eccesso;
- il fit viene applicato al campione di eventi selezionati cinematicamente con ≥ 1 tag, senza forzare l'associazione del tag⁵ ad uno dei partoni b . Vi sono quindi 90 combinazioni possibili fra cui si sceglie quella con il migliore χ^2 . È evidente l'ottimo accordo con la distribuzione ottenuta forzando l'associazione del tag al b , Fig.7.18, ed invece la discrepanza rispetto allo spettro del campione a 0 tag di Fig.7.13;

⁵Questo significa in pratica non applicare al jet con tag le correzioni specifiche per un jet da b , descritte nel paragrafo 7.2.1.

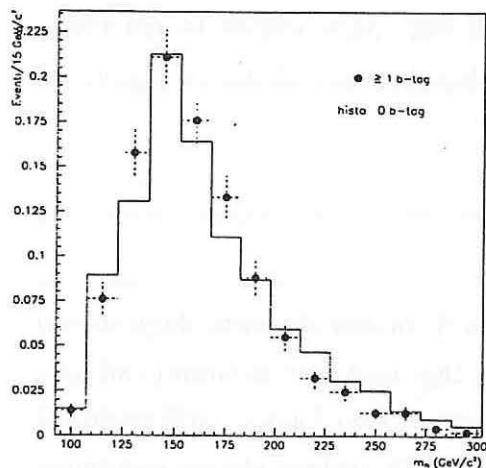


Figura 7.16: Distribuzione della spettro di m_{fit} per gli eventi sperimentali con $N_{jet} \geq 6$: 0 tag (istogramma); 1 tag (\bullet).

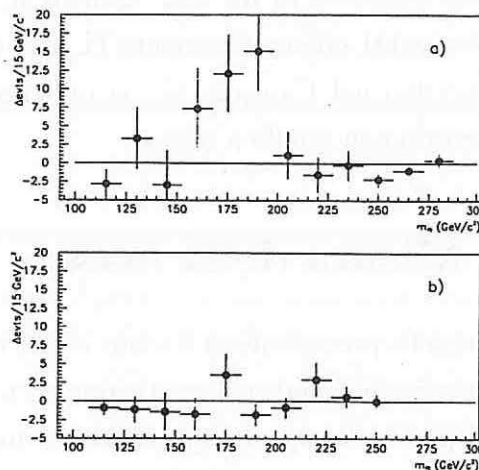


Figura 7.17: Differenza degli spettri in m_{fit} per:
a) Eventi(≥ 1 tag(+))-Eventi(0 tag);
b) Eventi(≥ 1 tag(-))-Eventi(0 tag).

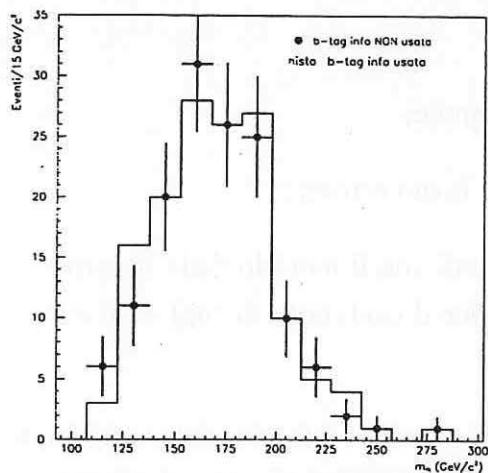


Figura 7.18: Spettro di m_{fit} ottenuto sugli eventi selezionati cinematicamente e con ≥ 1 tag senza forzare l'associazione del tag ad uno dei partoni b (\bullet).

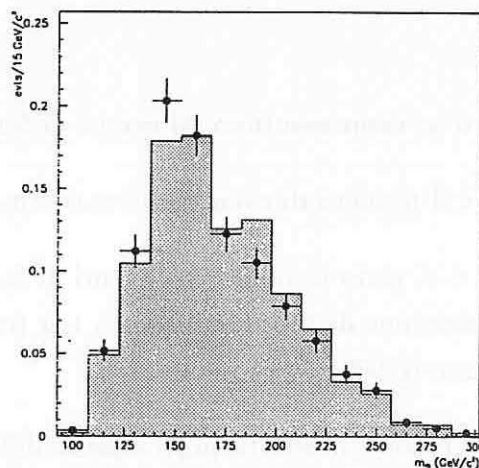


Figura 7.19: Spettro di m_{fit} ottenuto applicando la parametrizzazione della probabilità di tag sugli eventi selezionati cinematicamente (\bullet). L'istogramma è lo spettro degli eventi con 0 tag.

- l'ultima verifica è quella di vedere l'effetto sullo spettro del fondo della richiesta della presenza di un tag. Questo si può vedere applicando a tutti gli eventi selezionati cinematicamente la probabilità di tag (parametrizzata nel modo descritto nel Capitolo 5): si ottiene lo spettro di Fig.7.19, che è ancora in accordo con quello a 0 tag.

7.7 Misura della massa

Nel Paragrafo precedente si è visto come lo spettro di massa ottenuto dagli eventi sperimentali selezionati cinematicamente e con ≥ 1 tag mostri un accumulo ad alta massa rispetto allo spettro previsto per un campione di solo fondo. Utilizzando il metodo per la previsione del fondo descritto nel Capitolo 5, si trova che nel campione di 142 eventi con ≥ 1 tag vi sono 113 ± 8 eventi di fondo. Per estrarre il valore di m_{top} dalla distribuzione di massa ricostruita si esegue un fit di massima verosimiglianza interpretando gli eventi osservati come somma di fondo ed eventi $t\bar{t}$. La funzione è così definita:

$$L = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} e^{-(n_b - N_b)^2 / 2\sigma_b^2} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_N} e^{-(n_b + n_s - N)^2 / 2\sigma_N^2} \times \prod_{i=1}^N \frac{n_b f_b(m_i) + n_s f_s(m_i, M_{top})}{(n_b + n_s)}$$

ove:

- n_b e n_s rappresentano gli eventi di fondo e segnale;
- N è il numero di eventi osservati e $\sigma_N = \sqrt{N}$ il suo errore;
- N_b e σ_b sono il numero di eventi di fondo stimati con il metodo della parametrizzazione della probabilità di tag (corretto per il contenuto di top) ed il suo errore (6.9%)⁶;
- f_b e f_s sono gli spettri normalizzati delle distribuzioni per il fondo (dati+selezione cinematica+0 tag) e per il segnale (Monte Carlo HERWIG $t\bar{t}$, vedi ad esempio Fig.7.8);

Per determinare l'andamento della funzione di verosimiglianza al variare di m_{top} si sceglie un valore di m_{top} nell'intervallo $160 \leq m_{top} \leq 210 \text{ GeV}/c^2$ e si massimizza

⁶Vedi Capitolo 6, Paragrafo 3.

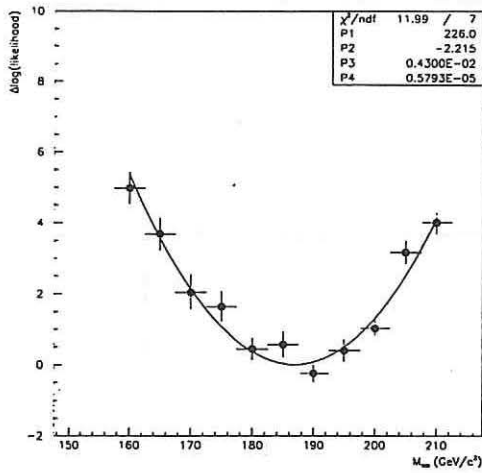


Figura 7.20: Fit di massima verosimiglianza della massa del top.

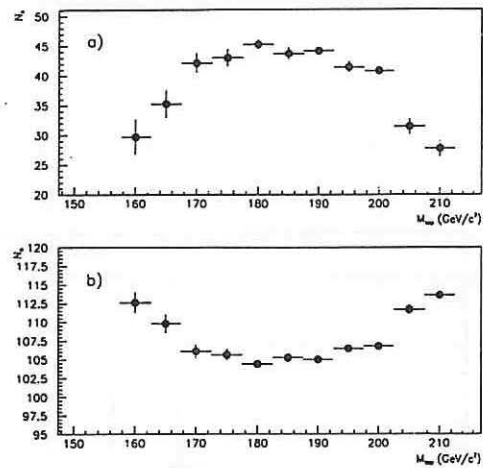


Figura 7.21: a) Numero di eventi di segnale; b) Numero di eventi di fondo.

la funzione rispetto ad n_b e n_s per quella particolare massa. Il valore di $-\ln L$ che risulta per ogni punto è mostrato in Fig.7.20; le barre di errore sono state ottenute facendo fluttuare ogni bin delle distribuzioni del Monte Carlo in modo gaussiano. Interpolando con un polinomio di terzo grado (per tenere conto degli errori asimmetrici) si trova che il minimo corrisponde al valore di⁷:

$$m_{top} = 187 \pm 8(stat.) \text{ GeV}/c^2$$

con $n_s = 41.5 \pm 11.4$ e $n_b = 108.4 \pm 6.9$, vedi Fig.7.21. Gli errori riportati sono solamente statistici e sono stati ottenuti facendo variare $-\ln L$ di 0.5 unità.

Per evidenziare la presenza di produzione di top nel nostro campione estraiamo la forma del fondo di Fig.7.13, la normalizziamo a n_b , ed aggiungiamo il contributo di n_s eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo ($m_{top} = 185 \text{ GeV}/c^2$): la Fig.7.22 mostra come la somma delle due distribuzioni rappresenti bene la distribuzione osservata nei dati.

⁷Lasciando la normalizzazione del fondo libera di variare si ottiene $m_{top} = 185 \text{ GeV}/c^2$ e $n_s \approx n_b \approx \frac{N}{2}$.

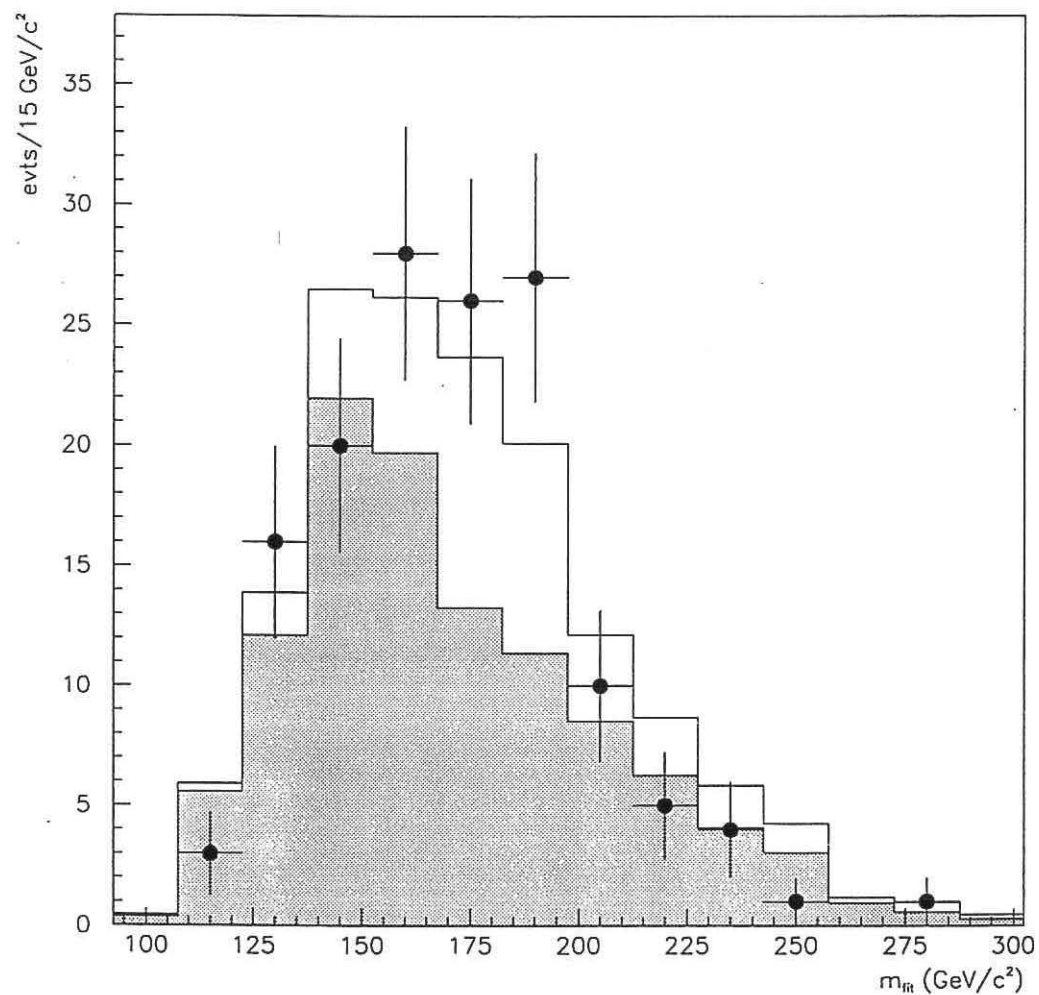


Figura 7.22:

•: miglior fit degli eventi selezionati cinematicamente con ≥ 1 tag;
 istogramma grigio: fondo normalizzato a $n_b = 108.4$;
 istogramma bianco: fondo + segnale ($m_{top} = 185 \text{ GeV/c}^2$).

7.8 Significanza del segnale di massa

Vista la differenza fra lo spettro di massa ricostruita in eventi con almeno un tag dopo la selezione cinematica e lo spettro del fondo se ne vuole valutare la significanza statistica per confortare l'ipotesi della presenza di *top* nel campione.

La significanza è definita come segue: è la probabilità che un certo numero di eventi estratti dallo spettro del fondo possano fluttuare fino a dare una distribuzione che ha una forma tale da *assomigliare* a quella del segnale, almeno tanto quanto gli assomiglia quella che si osserva nei dati. A questo scopo eseguiamo un grande numero di "esperimenti" (15,000) estraendo a caso ogni volta 142 eventi dallo spettro di massa del fondo. Per ogni esperimento si procede alla massimizzazione della funzione di verosimiglianza, e si determina il valore di L_{max} nelle seguenti due ipotesi:

- puro fondo
- fondo + segnale

La differenza $\Delta \ln L = \ln L^{segnale+fondo} - \ln L^{fondo}$ ci dice quanto la distribuzione assomiglia a quella di (*top*+fondo)⁸. La significanza è data dalla frazione di esperimenti in cui il valore $\Delta \ln L$ è più grande di quello osservato nei dati:

$$\Delta \ln L_{dati} = \ln L_{dati}^{segnale+fondo} - \ln L_{dati}^{fondo} = -301.7 - (-307.2) = 5.5$$

In Fig.7.23 è riportata la distribuzione di $\Delta \ln L$ data dai 15,000 esperimenti e si ottiene che la probabilità di avere una $\Delta \ln L$ maggiore o uguale a quella osservata è:

$$\mathcal{P}(\Delta \ln L \geq 5.5) = 5.5 \times 10^{-3}$$

che corrisponde a 3.1σ ⁹.

7.9 Errori sistematici

Molte sorgenti contribuiscono all'errore sistematico sulla determinazione di m_{top} [65].

Gli errori sistematici si possono classificare come segue:

⁸Per il contributo del segnale si è usata la distribuzione per $m_{top} = 185 \text{ GeV}/c^2$.

⁹Se si interpretasse la differenza di 5.5 come distribuzione normale usando $\Delta \ln L = (N\sigma)^2/2$, essa sarebbe pari a 3.3σ .

- 1) incertezza sull'energia assegnata al partone;
- 2) incertezza dovuta alla possibile influenza del b -tag sullo spettro del segnale;
- 3) incertezza sulla forma dello spettro del fondo;
- 4) incertezza dovuta al metodo di fit;
- 5) incertezza dovuta alla contaminazione da eventi di top con stato finale con leptoni.

La sistematica 1) si può dividere in due contributi:

- a) l'incertezza sulla scala di energia assoluta e su quella relativa delle altre componenti del calorimetro rispetto alla scala di energia del calorimetro centrale. Per tenere conto di questi effetti si varia l'energia dei jet entro il loro errore, sia nel caso relativo ($\pm 2\%$) che assoluto (varia da $\pm 10\%$ a 8 GeV , a $\pm 3\%$ a 100 GeV , vedi Capitolo 4) e si rigenerano le distribuzioni di massa per il Monte Carlo. Quindi, si ricalcola il valore migliore della massa per ognuno dei quattro casi e si prende come errore sistematico la semidifferenza fra i valori ottenuti variando l'energia di $+$ o $-$ il suo errore. L'effetto sul valore della massa dovuto alla variazione di scala di energia relativa è piccolo ($< 0.1\%$), mentre per la scala di energia assoluta ammonta al 2% , vedi Fig.7.24-a.
- b) a parte gli effetti del rivelatore vi è un'incertezza sull'energia del partone dovuta all'emissione di gluoni di radiazione "soffici", che non sono in grado di dare luogo ad un jet separato. Studi attualmente in corso (vedi Capitolo 3) indicano che questa incertezza è di circa il 5% , tuttavia, in attesa del loro completamento, per ottenere il contributo all'errore sistematico sulla massa si fa variare la scala di energia dei jet di un (conservativo) $\pm 10\%$. La semidifferenza dei valori di massa ottenuti dal fit nei due casi è pari al 7.6% , vedi Fig.7.24-b.

Il contributo 2) proviene dalla possibilità che la richiesta di avere un b -tag negli eventi $t\bar{t}$ Monte Carlo, a causa delle diverse correzioni che vengono applicate ai b -jet, ne modifichi la distribuzione in massa ricostruita. Per verificare l'entità di questo effetto sono stati generati gli spettri di massa ricostruita per ogni m_{top} utilizzando gli eventi con 0 tag. La differenza del valore ottenuto da questo fit rispetto a quello con le distribuzioni standard è molto piccola ($< 0.1\%$).

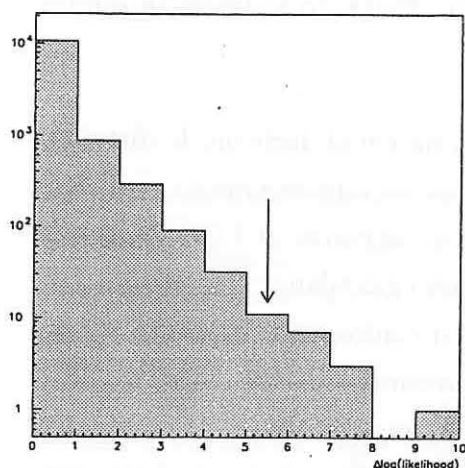


Figura 7.23: Spettro di $\Delta \ln L$. La freccia indica il valore a cui si trovano i nostri dati.

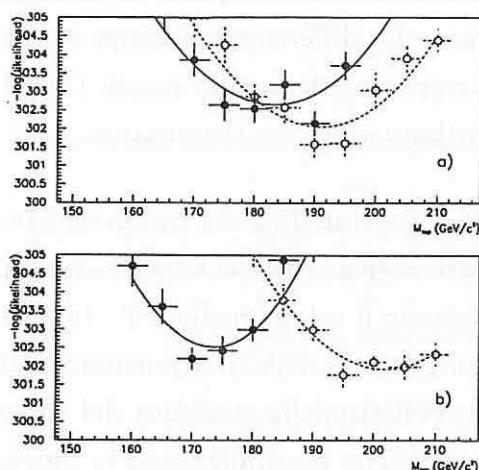


Figura 7.24: Ingrandimento di $-\log L$. Linea continua: scala di energia aumentata; Linea tratteggiata: scala di energia diminuita.
a) Scala di energia assoluta; b) Scala di energia variata del 10%.

Il contributo 3) dovuto all'incertezza sulla distribuzione del fondo si può valutare costruendo un nuovo spettro di massa del fondo, ottenuto applicando ai dati la probabilità di tag (vedi Fig.7.19). Si ripete quindi la massimizzazione e si trova che la differenza fra il miglior valore della massa ottenuta nei due casi è 1.5%¹⁰. Un'altra opzione è di utilizzare come spettro del fondo la distribuzione degli eventi con 0 tag dopo avere rimosso il contributo (piccolo) degli eventi di *top*. Questa distribuzione è mostrata in Fig.7.25 e il valore di massa che si ottiene dal fit è praticamente identico a prima (0.2% di differenza).

Infine, si sono individuate 5 sorgenti principali di incertezza legate al metodo di fit:

- 1) la capacità della procedura di ritrovare in eventi di $t\bar{t}$ Monte Carlo il valore della massa di input. Per questa verifica si costruiscono diversi campioni a varie m_{top} , costituiti da $n_s = 42$ eventi estratti dallo spettro del segnale, e $n_b = 109$ eventi estratti dallo spettro del fondo. Per ogni *pseudo-esperimento*

¹⁰Lo spettro di fondo ottenuto dagli eventi di Monte Carlo QCD non è stato usato a causa della bassa statistica disponibile che avrebbe portato ad errori troppo grandi.

si valuta la massa migliore calcolata dal fit, vedi Fig.7.26: l'accordo è molto buono. La differenza massima è minore del 2%, che è comunque inferiore all'errore statistico sulla massa ($\approx 10 \text{ GeV}/c^2$). Pertanto si trascura questo contributo all'errore sistematico.

- 2) la limitata statistica dei campioni Monte Carlo da cui si derivano le distribuzioni di segnale (da 500 a 2,000 eventi per massa). La migliore massa si ottiene calcolando il valore medio della funzione di verosimiglianza su 1,000 iterazioni in cui ogni bin della distribuzione fluttua in modo gaussiano. Per tenere conto dell'effetto della statistica del Monte Carlo si confronta il valore di massa che si ottiene massimizzando la funzione di verosimiglianza per ognuna delle 1,000 iterazioni con il valore medio. La Fig.7.27 mostra che la distribuzione della differenza di questi valori di massa con la media è una gaussiana con $\sigma = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ che corrisponde ad un effetto del 0.3%.
- 3) si può eseguire il fit dei punti che rappresentano il massimo della funzione di verosimiglianza con una funzione quadratica anzichè cubica: questo porta una differenza dello 0.3%, vedi Fig.7.28.
- 4) si può variare l'insieme dei punti di $-\log L$ (cioè valori di m_t) da utilizzare per il fit con il polinomio di terzo grado. Ad esempio in Fig.7.28 si confrontano il fit eseguito considerando tutti i punti nell'intervallo di massa fra $m_{top} = 160 - 210$ con quello eseguito limitandosi all'intervallo $m_{top} = 170 - 200$. La differenza è pari a 0.2%.
- 5) l'effetto della scelta della combinazione con il migliore χ^2 . Per valutarlo si ripete l'analisi scegliendo sempre la combinazione con il secondo migliore χ^2 per rigenerare gli spettri di massa dei dati, del fondo e del segnale. Il risultato è $m_{top} = 191 \pm 13 \text{ GeV}/c^2$ che corrisponde ad una differenza del 2.1%.

Infine, si vuole valutare l'effetto sulla misura della massa della contaminazione (10%) del campione selezionato cinematicamente con sei jet da parte di eventi $t\bar{t}$ con un leptone nello stato finale¹¹.

¹¹Ricordo che questo può accadere perchè gli elettroni sono considerati jet, e non vengono esplicitamente identificati e rimossi.

Si sono quindi prodotte distribuzioni di massa per il segnale utilizzando solamente eventi $t\bar{t}$ con decadimento completamente adronico e si è ricalcolata la massa migliore. La differenza è $\Delta m < 0.1\%$.

In Tab.7.2 sono riassunti tutti i contributi all'errore sistematico descritti che ammontano ad un errore totale di 8.0%. La misura della massa del top nel canale

<i>SISTEMATICA</i>	$\Delta(\%)$
Scala di energia relativa	< 0.1
Scala di energia assoluta	2.0
Gluoni "soffici" (10%)	7.6
Effetto del b tag sul segnale	< 0.1
Fondi diversi	1.5
Statistica Monte Carlo	0.3
Fit diversi(quadratica)	0.3
Intervallo di fit	0.2
Configurazione di fit	2.1
Decadimenti adronici	< 0.1
<i>TOTALE</i>	8.0

Tabella 7.2: Errori sistematici sulla misura della massa.

puramente adronico risulta quindi:

$$m_{top} = 187 \pm 8(stat.) \pm 15(sist.) \text{ GeV}/c^2$$

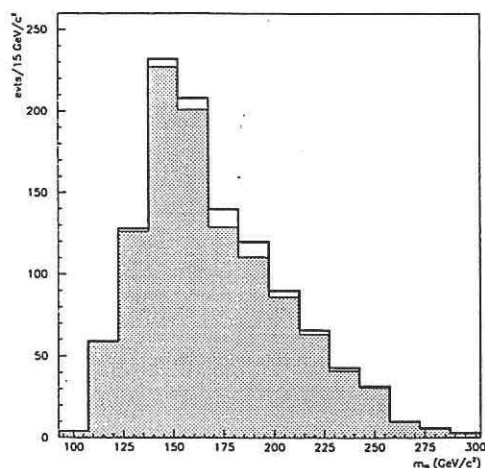


Figura 7.25: Distribuzione di massa ricostruita per il fondo. Istogramma chiaro=eventi con 0 tag; istogramma scuro=eventi con 0 tag con contributo di segnale sottratto.

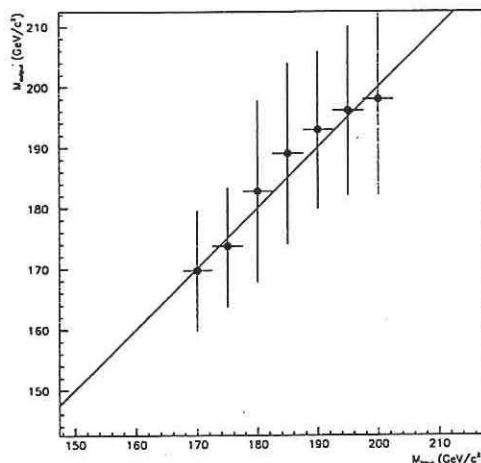


Figura 7.26: Migliore massa calcolata dal fit in funzione della massa di input. La linea corrisponde a $M_{out} = M_{inp}$.

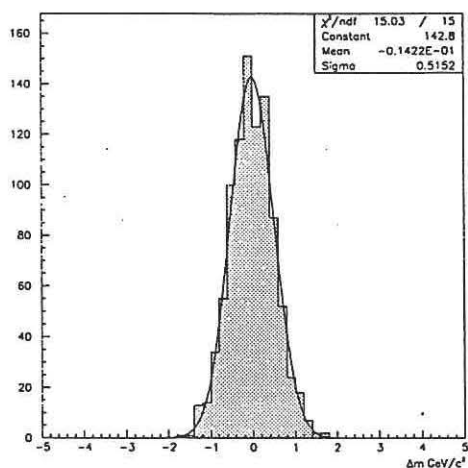


Figura 7.27: Differenza fra il valore di massa ottenuto massimizzando la funzione di verosimiglianza ad ogni iterazione ed il valore medio su 1,000 iterazioni.

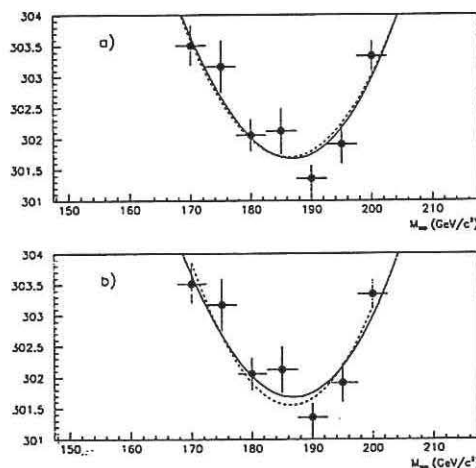


Figura 7.28: Ingrandimento della distribuzione dei punti di minima $-\log L$. Linea continua: migliore fit con polinomio di 3° grado; linea tratteggiata: a) miglior fit con polinomio di 2° grado; b) migliore fit con un polinomio di 3° grado limitato all'intervallo $m_{top} = 170 - 200 \text{ GeV}/c^2$.

Conclusioni

Dopo l'osservazione del quark *top* nei canali di decadimento con leptoni, è naturale cercare di evidenziarne un segnale anche nel canale adronico. Sebbene il decadimento $t\bar{t} \rightarrow 6 \text{ jet}$ sia il più probabile, la sua osservazione è resa molto difficoltosa a causa del fondo di processi di QCD con radiazione, che risultano di vari ordini di grandezza superiori al segnale stesso. In questo lavoro di tesi si è voluto dimostrare che per mezzo di una opportuna selezione basata sulle proprietà cinematiche degli eventi e la ricerca della presenza di jet con *b* si riesce a migliorare il rapporto *segnale/fondo* fino a raggiungere valori accettabili.

La ricerca dei jet da *b* avviene con un metodo che sfrutta l'ottima risoluzione spaziale del rivelatore di vertice a silici di CDF (SVX) attraverso l'identificazione di vertici secondari di decadimento, distanziati dal vertice primario dell'interazione. Per questo algoritmo di identificazione dei *b* è stato poi studiato un metodo di stima del fondo originale che sfrutta l'informazione di dati reali e non si basa su nessun tipo di Monte Carlo.

Utilizzando una luminosità integrata pari a 110 pb^{-1} , questa analisi evidenzia un eccesso di jet provenienti da adroni con *b* rispetto al fondo stimato, la cui probabilità di essere dovuto ad una fluttuazione di solo fondo è pari a $\mathcal{P} = 1.5 \times 10^{-4}$, che per una distribuzione gaussiana è pari ad una deviazione di 3.6σ .

Interpretando questo eccesso come risultato della produzione di eventi $t\bar{t}$ e utilizzando le efficienze calcolate per la selezione cinematica e l'identificazione dei *b*, si misura la sezione d'urto di produzione in funzione della massa del *top* che risulta essere consistente entro l'errore statistico con il valore misurato da CDF nei canali con leptoni.

Gli eventi con almeno 6 jet possono essere ricostruiti cinematicamente nell'ipotesi del processo $t\bar{t} \rightarrow W^+b W^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b q\bar{q}'\bar{b}$ con una tecnica di fit vincolato. La distribuzione di massa ricostruita degli eventi con almeno un jet identificato come

b e selezionata cinematicamente risulta diversa dalla distribuzione analoga ottenuta in un campione di eventi dominati dal fondo. Si può quindi estrarre il valore più probabile della massa del top per mezzo di un fit di massima verosimiglianza su campioni costituiti da una mescolanza di fondo e segnale (Monte Carlo) per diverse m_{top} . Il risultato è:

$$m_{top} = 187 \pm 8(stat.) \pm 15(sist.) \text{ GeV}/c^2$$

consistente entro gli errori con il valore di m_{top} misurato da CDF nel canale di leptone più jet (vedi Capitolo 1).

Risultati preliminari di questa analisi, ottenuti su campioni di dati a minore statistica, che indicavano la prima evidenza di un segnale di top nel canale di decadimento puramente adronico, sono stati già presentati in occasione di conferenze internazionali [66, 67, 68] nell'ambito delle presentazioni dei risultati di CDF sul top . I risultati descritti in questa tesi saranno parte del materiale riguardante il top che CDF presenterà alle prossime conferenze invernali (1996). Inoltre, si sta ora lavorando in vista di una loro prossima pubblicazione.

Ringraziamenti

Voglio ringraziare Dario Bisello e il gruppo CDF-Padova che mi hanno dato la possibilità di lavorare in un ambiente vivace e stimolante, sia dal punto di vista intellettuale che umano.

Un grazie di cuore ad Andrea, Giovanni, Luisa e Luca, per aver condiviso con me non solo le loro conoscenze di Fisica ma soprattutto la passione, l'entusiasmo e il grande impegno per il top adronico.

Grazie anche a Simonetta, perchè nei momenti difficili è stata sempre capace di ricordarmi quali sono le cose che contano veramente.

Infine un grazie a Maurizio, Tommaso, Alberto, Giuliano più tutto il resto del laboratorio per quell'insieme di piccole cose che fanno tutta la differenza quando l'ufficio diviene una seconda casa.

Quanto a Jeff, se non ci fosse bisognerebbe inventarlo.

Bibliografia

- [1] D0 Collaboration. *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994) 2138.
- [2] CDF Collaboration. *Phys. Rev. D* 50 (1994) 2966.
- [3] CDF Collaboration. *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 2626.
- [4] D0 Collaboration. *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 2632.
- [5] S. L. Glashow. *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
- [6] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett* 19 (1967) 1264.
- [7] A. Salam. in *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analicity* (Nobel Symposium No. 8), ed. N.Svartholm (Almqvist and Wiksell, Svezia 1968) 367.
- [8] CDF Collaboration. *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 11.
- [9] Review of Particle Properties. *Phys. Rev. D* 50 (1994) 1173-1826.
- [10] C.N. Yang and R.L. Mills. *Phys. Rev.* 96 (1954) 91.
- [11] T. Muta. *Foundations of Quantum Chromodynamics*, World Scientific (1987).
- [12] S.W. Herb et al. *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 252.
- [13] S. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani. *Phys. Rev. D* 2 (1970) 1285.
- [14] A. Ali, C. Greub and T. Mannel. *Proceedings of the ECFA Workshop on the Physics of a B Meson Factory*, Eds. Aleksan, A.Ali (1993).
- [15] G.L. Kane and M. Peskin. *Nucl. Phys. and Meth.* B195 (1982) 29.

- [16] W. Bartel et al. *Phys. Rev. Lett.* B146 (1984) 5701.
- [17] J. Carter. *Lepton-Photon Conference*, Geneva, 1991.
- [18] P. Fayard. *Search for Top, Constraints on the Top mass*. LAL 92-03, 1992.
- [19] B.W. Lee and M. K. Gaillard. *Phys. Rev D* 10 (1974) 897.
- [20] H. Albrecht et al. *Phys. Lett.* B192 (1987) 245.
- [21] F. Bedeschi. *p \bar{p} Workshop, FERMILAB, USA, May, 1995*.
- [22] F. Sefkov. in *Proceedings of the XXVIII Rencontre de Moriond*, Les Arcs, France, CERN-PPE/93-105, 1993.
- [23] A. Bean et al. *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 183.
- [24] A. Albajar et al. *Phys. Lett.* B262 (1991) 171.
- [25] P. Franzini. *Phys. Rep.* 173 (1989) 1.
- [26] U. Amaldi et al. *Phys. Rev.* D36 (1987) 1385.
- [27] G. Costa et al. *Nucl. Phys.* B297 (1988) 244.
- [28] G. Fogli and J. Ellis. *Phys. Lett.* 232B (1989) 139.
- [29] P. Langacker. *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 1920.
- [30] D. Schaile. *Proc. of 27th Intl. Conf. on High Energy Physics*, Glasgow, vol.1, pg. 27, (Inst. of Physics Publishing, Bristol), 1994.
- [31] S. Willenbrock and D. Dicus. *Phys. Rev.* D34 (1986) 155.
- [32] R. Ellis and S. Parke. *Phys. Rev.* D46 (1992) 3785.
- [33] W.J. Stirling. *Proceedings of the 1990 CERN School of Physics*, CERN 92-06, 1992.
- [34] J. Smith E. Laenen and W.L. Van Neerven. *Phys. Lett.* B321 (1994) 254.
- [35] T. Sjostrand and P. Zerwas. *On the Interplay between Top Decay and Top fragmentation*, CERN-Th. 6313/91, 1991.

- [36] CDF Collaboration. *Phys. Rev. D* 45 (1992) 3921.
- [37] D0 Collaboration. *Nucl. Inst. and Meth. A* 338 (1994) 185.
- [38] F.A. Berends et al. *Nucl. Phys. B* 357 (1991) 32.
- [39] CDF Collaboration. *Nucl. Inst. and Meth. A* 271 (1988).
- [40] L. Balka et al. *Nucl. Inst. and Meth. A* 267 (1988).
- [41] S. Bertolucci et al. *Nucl. Inst. and Meth. A* 267 (1988).
- [42] G. Ascoli et al. *Nucl. Inst. and Meth. A* 268 (1988).
- [43] Y. Fukui et al. *Nucl. Inst. and Meth. A* 267 (1988).
- [44] F. Abe et al. *Nota interna CDF* 1172 (1990) (non pubblicata).
- [45] D. Amidei et al. *Nucl. Inst. and Meth. A* 342 (1994) 240.
- [46] P. Azzi et al. *FERMILAB-CONF-94/205-E*.
- [47] N. Bacchetta et al. *Nucl. Inst. and Meth. A* 324 (1993).
- [48] F. Bedeschi et al. *Nucl. Inst. and Meth. A* 268 (1988).
- [49] M. Cobal. *Tesi Dottorato Univ. di Pisa* (1994).
- [50] H. Wenzel et al. *Nota interna CDF* 1790 (1992) (non pubblicato).
- [51] Review of Particle Properties. *Phys. Rev. D* 45 (1992).
- [52] P.D. Acton et al. *Z. Phys. C* 58 (1993) 207.
- [53] CDF Collaboration. *Phys. Rev. D* 50 (1994) 5562.
- [54] C. Campagnari et al. *Nota interna CDF* 1726 (1992) (non pubblicato).
- [55] A. Caner et al. *Nota interna CDF* 2460 (1994) (non pubblicato).
- [56] S.B. Kim et al. *Nota interna CDF* 3006 (1995) (non pubblicato).
- [57] P. Derwent et al. *Nota interna CDF* 2880 (1994) (non pubblicato).

- [58] CDF Collaboration. *Phys. Rev Lett.* 72 (1994) 3456.
- [59] R. Hughes et al. *Nota interna CDF 3158 (1995) (non pubblicato)*.
- [60] CDF Collaboration. *Phys. Rev. Lett* 71 (1993) 500.
- [61] P. Koehn et al. *Nota interna CDF 2894 (1994) (non pubblicato)*.
- [62] M.L. Mangano. *Nucl. Phys. B*405 (1993) 536.
- [63] G.Unal et al. *Nota interna CDF 3389 (1995) (non pubblicato)*.
- [64] O. Dahl et al. *Lawrence Berkeley Lab., Group A Programming Note P-126 (1968) (non pubblicato)*.
- [65] L. Galtieri et al. *Nota interna CDF 2485 (1994) (non pubblicata)*.
- [66] S. Leone per la Collaborazione CDF. *Proc. of 6th Int. Conf. on Hadron Spectroscopy (HADRON'95), University of Manchester, Manchester, UK, July 10-14, 1995.*
- [67] L. Demortier per la Collaborazione CDF. *Proc. Int. Europhysics Conf. on HEP, Brussels, Belgium, July 27-Aug 2, 1995.*
- [68] W.Yao per la Collaborazione CDF. *Proc. XVII Int. Symposium on Lepton-Photon Interactions, Beijing, China, Aug 10-15, 1995.*

