



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Facoltà di Scienze MM.FF.NN.

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

IDENTIFICAZIONE DEL PROCESSO $Z \rightarrow b\bar{b}$
ALL'ESPERIMENTO CDF DI FERMILAB

Relatore: Prof. Giovanni Busetto

Corelatore: Dott. Tommaso Dorigo

Laureando: Massimo Scardellato

Anno Accademico 1997 – 1998

Indice

Introduzione	3
1 Il bosone di Higgs nel Modello Standard	5
1.1 Introduzione	5
1.2 La massa del bosone di Higgs	7
1.3 Modi di decadimento	10
1.4 Modi di produzione	12
1.5 Profilo delle ricerche del bosone di Higgs	13
1.6 Motivi di studio del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$	13
2 Il rivelatore CDF al Tevatron	17
2.1 Il collider Tevatron	17
2.2 Modello interpretativo delle collisioni protone-antiprotone	19
2.3 Determinazione del vertice primario d'interazione	19
2.3.1 La ricostruzione delle tracce con il rivelatore SVX	22
2.3.2 Risoluzione sul parametro d'impatto	23
2.4 I jet	24
2.4.1 Il sistema di calorimetri	26
2.4.2 Identificazione e ricostruzione del jet	27
2.4.3 Sorgenti di errore nella misura dell'energia del jet	28
2.4.4 Correzioni dell'energia	30
2.4.5 La risoluzione energetica	32
2.4.6 Variabili relative ai jet	32
2.5 Identificazione dei muoni	33
2.6 L'energia trasversa mancante	36
2.7 Il sistema di trigger	38
3 L'identificazione di jet prodotti da quark b	41
3.1 Il decadimento semileptonico del quark b	41
3.2 Studio della capacità di selezione del trigger per muoni	44
3.3 Identificazione dei vertici secondari	46
3.4 Efficienza dell'algoritmo di ricerca dei vertici secondari	48
3.5 Composizione del campione con 1 tag	49

4	Il segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$	51
4.1	Il processo e il campione di dati sperimentali	51
4.1.1	Caratteristiche del campione di dati	53
4.2	Selezione degli eventi	54
4.2.1	Richieste iniziali	54
4.2.2	Eventi con 1 e 2 tag	55
4.2.3	I processi di fondo del campione a due tag	56
4.2.4	Condizioni cinematiche	57
4.3	Stima degli eventi di fondo attesi e del segnale in eccesso	62
4.3.1	Giustificazione della condizione su $\sum_3 E_T$	63
4.4	Caratteristiche dell'eccesso di segnale	64
5	Studio dello spettro di massa invariante	69
5.1	Introduzione	69
5.2	La simulazione $Z \rightarrow b\bar{b}$	70
5.2.1	Osservazioni sul campione di dati generati	72
5.3	Le altre generazioni	72
5.4	Metodo generale di correzione dell'impulso del jet	74
5.5	L'impulso del muone	75
5.5.1	Correzione della direzione del jet	75
5.5.2	Correzione dell'impulso del jet	78
5.6	L'energia trasversa mancante	83
5.7	La frazione di energia delle particelle cariche in un jet	88
5.8	Risultato delle correzioni sullo spettro di massa invariante	91
5.8.1	Risultati sul campione HERWIG $Z \rightarrow b\bar{b}$	91
5.8.2	Effetto delle correzioni su HERWIG $H \rightarrow b\bar{b}$	91
5.9	Effetto delle correzioni sui dati sperimentali	94
6	Prospettive nella ricerca del bosone di Higgs al Tevatron	99
6.1	Introduzione	99
6.2	La produzione associata	99
6.3	Studio della produzione diretta	101
	Conclusioni	103
	Elenco delle figure	107
	Elenco delle tabelle	109
	Bibliografia	111

Introduzione

I fenomeni fisici che caratterizzano le interazioni elettrodebole e forte hanno trovato fino ad oggi una descrizione molto accurata nel Modello Standard. Le previsioni fornite da questa teoria, infatti, sono in taluni casi in straordinario accordo con le osservazioni sperimentali e, per questo motivo, il Modello Standard viene considerato una rappresentazione valida almeno fino alla scala di energie delle interazioni elettrodeboli, corrispondente a circa un centinaio di GeV.

I successi più importanti ottenuti nel corso degli ultimi due decenni sono stati la scoperta dei bosoni vettori intermedi W^\pm e Z^0 , più di recente quella del quark *top* e le accurate verifiche sperimentali delle previsioni del Modello Standard. Questi importanti risultati sono stati ottenuti sfruttando le possibilità di studio offerte dalle collisioni $p\bar{p}$ e e^+e^- di alta energia, prodotte nei grandi acceleratori di particelle come il Tevatron Collider di Fermilab ed Sp̄pS e LEP del CERN.

L'anello tuttora mancante della teoria è il *bosone scalare di Higgs H*: la sua presenza e le sue caratteristiche fisiche sono infatti determinanti per stabilire l'effettiva validità del Modello Standard; la ricerca di questa particella fondamentale costituisce perciò uno degli scopi più importanti della fisica delle alte energie nel prossimo futuro.

Come già si è verificato per i bosoni intermedi e per il quark *top*, si prevede che la scoperta del bosone di Higgs sia possibile soprattutto attraverso lo studio delle interazioni tra protoni ed antiprotoni che si verificano ai collider adronici, grazie all'alta energia nel centro di massa disponibile, oppure nella ricerca del processo $e^+e^- \rightarrow ZH$ ai collider elettrone-positrone.

Le indicazioni provenienti dalle misure di precisione sui parametri che caratterizzano il Modello Standard danno inoltre sempre più credito all'ipotesi che il bosone di Higgs si trovi in una regione di massa "intermedia" cioè inferiore ai 140 GeV/c². In questa regione il Modello Standard prevede che il bosone di Higgs decada preferenzialmente in coppie di quark *b* ($H \rightarrow b\bar{b}$).

Nella prospettiva della ricerca del bosone di Higgs al collider protone-antiprotone Tevatron, si inserisce l'analisi del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$ che verrà qui descritta. Le caratteristiche fisiche del bosone *Z* sono infatti conosciute con grande precisione, quindi lo studio di questo processo è molto importante per ottenere una calibrazione energetica del segnale prodotto dalla coppia di quark *b* ed aumentare di conseguenza le possibilità di osservare il bosone di Higgs nelle future ricerche.

Il nostro lavoro si articolerà innanzitutto in una descrizione degli aspetti fondamentali che caratterizzano il bosone di Higgs all'interno del Modello Standard; faremo particolare riferimento ai modi di decadimento e di produzione, per eviden-

ziare l'utilità dello studio del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ ai fini della ricerca diretta del bosone di Higgs. Il secondo capitolo tratterà il rivelatore CDF, ponendo attenzione soprattutto alle caratteristiche tecniche e fenomenologiche che sono state importanti per il nostro lavoro. Nel terzo capitolo esporremo le capacità sviluppate a CDF di identificare gli eventi nei quali sia prodotto un quark b e che si affidano ai decadimenti semileptonici e alla vita media relativamente lunga di questa particella.

Ci occuperemo quindi dello studio del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$, presentando il campione di dati sperimentali sul quale abbiamo condotto l'analisi e le varie fasi che ci hanno permesso di individuare un segnale significativo. Nel capitolo quinto tratteremo diffusamente lo studio dello spettro di massa invariante del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$, con lo scopo di aumentare l'evidenza statistica del segnale; questa parte del lavoro è stata condotta principalmente su campioni Monte Carlo e basandosi sulle caratteristiche del campione di dati sperimentali prescelto. Infine, riassumeremo le prospettive di ricerca del bosone di Higgs al Tevatron con riferimento ai risultati ottenuti nella nostra analisi.

Capitolo 1

Il bosone di Higgs nel Modello Standard

1.1 Introduzione

L'interazione elettrodebole è descritta, in modo ormai largamente accettato, da una teoria di gauge del gruppo di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [1]. L'invarianza locale di gauge per trasformazioni di *isospin debole* ($SU(2)_L$) e di *ipercarica debole* ($U(1)_Y$) stabilisce l'esistenza di quattro bosoni intermediari dell'interazione elettrodebole, tutti di massa nulla. Questo scenario, tuttavia, non coincide con lo spettro fisico osservato, poiché, dei quattro bosoni fisici, solamente il fotone, quanto dell'interazione elettromagnetica, è privo di massa, mentre W^\pm e Z , mediatori delle interazioni deboli per correnti cariche e neutre, hanno masse rispettivamente di 80 e 91 GeV. Un secondo problema sorge quando si vanno a calcolare le ampiezze di scattering elastico di bosoni vettori polarizzati ($W_L W_L \rightarrow W_L W_L$); l'ampiezza dell'onda parziale per $J = 0$ in questo processo è data dalla relazione:

$$A_0 = \frac{G_F s}{8\pi\sqrt{2}} \quad (1.1)$$

in cui s indica l'energia nel centro di massa; si nota una evidente divergenza quadratica ad alte energie che comporta la violazione del limite di unitarietà per:

$$s > 4\pi\sqrt{2}/G_F \sim (1.2 \text{ TeV})^2 \quad (1.2)$$

Analogamente, si verifica una divergenza lineare per i processi di diffusione anelastica fermione-antifermione del tipo $f\bar{f} \rightarrow WW$.

Il Modello Standard, per superare queste difficoltà, richiede esplicitamente un metodo di *rottura spontanea della simmetria* $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ nella simmetria $U(1)_{em}$. Il *meccanismo di Higgs* [2] è l'unica via conosciuta che doti di massa i bosoni vettori, e, contemporaneamente, preservi la rinormalizzabilità della teoria. Esso postula l'esistenza di un campo, detto *campo di Higgs*, che si comporta come uno scalare per rotazioni spaziali (dotato cioè di spin 0) e che ha la particolarità di acquistare un valore diverso da zero nello stato fondamentale cioè il vuoto. L'Hamiltoniano

che descrive il sistema, pur essendo simmetrico rispetto allo spazio di isospin debole, presenta allora un minimo non nullo, nelle vicinanze del quale si stabilisce una direzione preferenziale che “rompe” (meglio sarebbe *nasconde*) la simmetria dell’Hamiltoniano. La via più generale per implementare il meccanismo di Higgs consiste nell’introdurre un certo numero di campi scalari con i corretti numeri quantici e gradi di libertà in modo tale da rappresentare i bosoni di Goldstone[3] dei bosoni W e Z. Una importante indicazione ci viene dall’osservazione sperimentale che il rapporto $\rho = M_W^2/M_Z^2 \cos^2 \theta_W$ assume un valore molto vicino all’unità; ciò sembra implicare che il settore che si occupa di “rompere” la simmetria possieda una simmetria globale di $SU(2)_L$ con la presenza di almeno un campo scalare in un doppietto di $SU(2)_L$. Nel Modello Standard è stata fatta la scelta minima: un doppietto di campi scalari complessi ϕ^+ e ϕ^0 (equivalente a quattro campi scalari) di carica rispettivamente +1 e 0 ed ipercarica +1:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

La rottura della simmetria si verifica quando si introduce nella Lagrangiana che descrive l’interazione elettrodebole il potenziale scalare di autointerazione del campo ϕ :

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.4)$$

e designando $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$, in modo da ottenere per il potenziale un valore minimo diverso da zero:

$$\phi^\dagger \phi = -\frac{\mu^2}{\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (1.5)$$

La scelta più conveniente per lo stato fondamentale si dimostra essere:

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

ovvero $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = 0$ e $\phi_4 = v$.

Questa definizione di vuoto si basa sul fatto che un qualsiasi valore di aspettazione dello stato fondamentale diverso da zero per il campo di Higgs ha il potere di rompere la simmetria e di dotare di massa i bosoni corrispondenti; d’altra parte, se il vuoto è invariante per un qualsiasi sottogruppo di trasformazioni di gauge, anche il relativo bosone intermedio resta privo di massa. La scelta di ϕ_0 con questi particolari numeri quantici rompe entrambe le simmetrie $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$; ma, dato che ϕ_0 è neutro, il suo valore di aspettazione sul generatore di $U(1)_{em}$ è 0:

$$Q\phi_0 = \left(I_3 + \frac{Y}{2} \right) \phi_0 = 0 \quad (1.7)$$

dove ci siamo serviti della formula di Gell-Mann-Nishijima che lega la carica elettrica all’ipercarica debole e alla terza componente di isospin debole. In questo modo la simmetria $U(1)_{em}$ rimane integra e il fotone resta privo di massa. Nelle vicinanze

dello stato fondamentale, allora, la simmetria viene rotta e il campo scalare si può esprimere mediante la parametrizzazione:

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

In questo modo dei quattro gradi di libertà introdotti tre servono a dare ai bosoni W e Z le rispettive masse:

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad (1.9)$$

$$M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.10)$$

ovvero dotare i bosoni massivi del necessario terzo stato di polarizzazione longitudinale, ed uno conduce ad un bosone scalare neutro H di massa:

$$M_H = \sqrt{2\lambda}v \quad (1.11)$$

che si accoppia ai bosoni vettori proporzionalmente alla loro massa.

Il Modello Standard estende in modo analogo il meccanismo di Higgs, alla generazione della massa dei fermioni, introducendo *ad hoc* gli accoppiamenti di Yukawa tra il campo scalare ϕ ed i fermioni f . Dopo la rottura della simmetria i fermioni acquistano massa:

$$m_f = g_f v \quad (1.12)$$

Riassumendo, il Modello Standard nel settore di Higgs ha una grande capacità di predizione: gli accoppiamenti di tutte le particelle al bosone di Higgs dipendono dalla loro massa, una volta che sia noto il valore di aspettazione del vuoto. Esso è determinato dalla costante di Fermi G_F , il cui valore viene estratto da misure di precisione del decadimento del μ :

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246 \text{ GeV} \quad (1.13)$$

Gli accoppiamenti del bosone di Higgs risultano, allora, rispettivamente per i fermioni (accoppiamenti di Yukawa) e per i bosoni vettori:

$$g_{ffH} = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} m_f \quad (1.14)$$

$$g_{VVH} = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} M_V^2 \quad (1.15)$$

1.2 La massa del bosone di Higgs

La particella di Higgs è l'unico elemento del Modello Standard non ancora osservato, perciò la sua massa e, di conseguenza, il coefficiente di accoppiamento quartico λ rimangono incogniti. Possiamo, tuttavia, avere importanti informazioni sia dalle osservazioni sperimentali che da considerazioni teoriche.

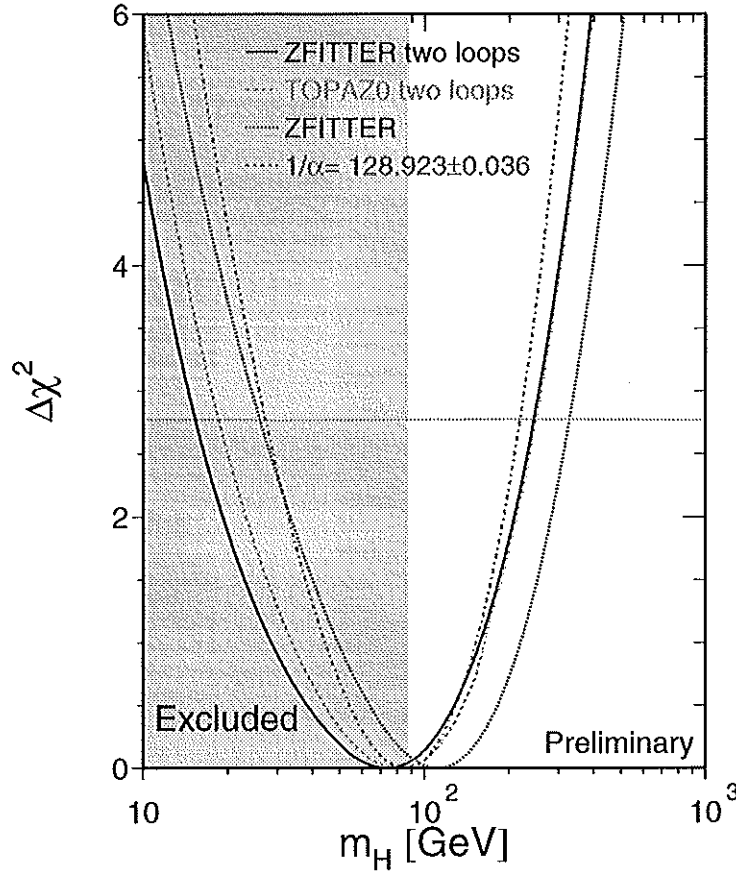


Figura 1.1: *Fit di likelihood per la massa del bosone di Higgs calcolato utilizzando le misure di precisione dei parametri elettrodeboli; la zona ombreggiata rappresenta la regione energetica esclusa dagli esperimenti condotti a LEP.*

I risultati della ricerca del bosone di Higgs a LEP2 sono stati recentemente aggiornati[4], stabilendo un limite inferiore sulla sua massa al 95 % di livello di confidenza:

$$M_H > 90 \text{ GeV} \quad (1.16)$$

Questo valore è stato ottenuto dalle misure dei quattro esperimenti¹ che operano al collider LEP. Altre ricerche hanno consentito di ottenere delle informazioni indirette sulla particella di Higgs, legate, soprattutto, alle correzioni radiative introdotte dal bosone di Higgs e alle verifiche di precisione del Modello Standard condotte a CDF, D0, LEP e SLD. La circostanza, però, che le correzioni radiative siano dipendenti solo in modo logaritmico[5] da M_H , comporta comunque dei limiti molto ampi anche dalle misure più precise. L'elaborazione degli ultimi dati raccolti a LEP con i risultati degli altri esperimenti fornisce la stima seguente [4]:

$$M_H = 78^{+61}_{-38} \text{ GeV} \quad (1.17)$$

¹ALEPH, DELPHI, OPAL, L3.

con un limite superiore al 95% di livello di confidenza :

$$M_H < 198 \text{ GeV} \quad (1.18)$$

La determinazione di questo limite è, purtroppo, molto sensibile ai dati inseriti nel calcolo della massa del bosone di Higgs, e quindi l'esclusione dei risultati forniti da uno degli esperimenti cambia in modo sostanziale il limite stesso[6]. Nonostante questo, sembra sempre più probabile una massa "intermedia" per il bosone di Higgs.

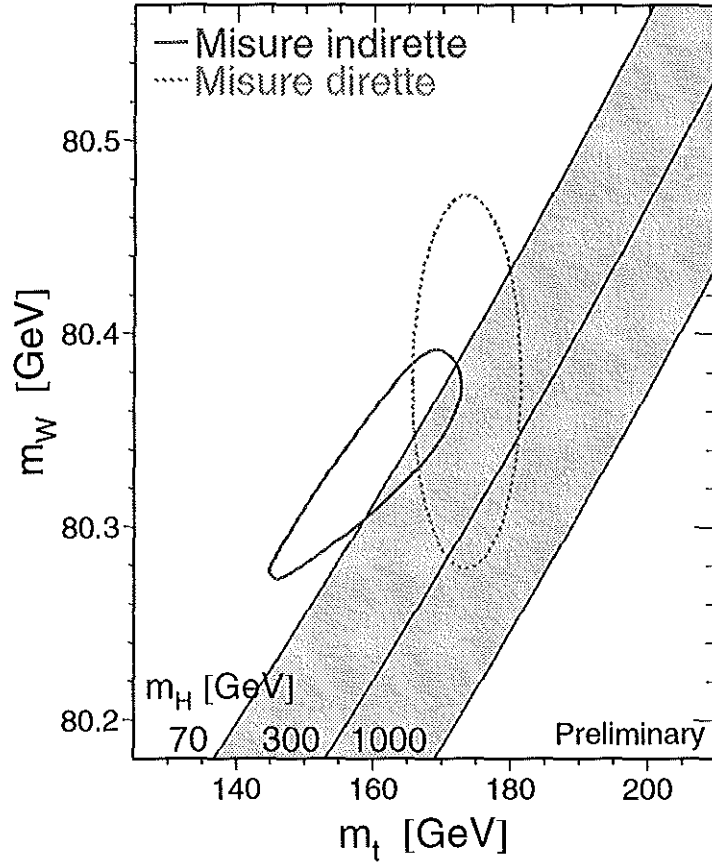


Figura 1.2: Indicazioni sulla massa del bosone di Higgs basate sulla misura diretta della massa del bosone W e del quark top e sulle misure di precisione dei parametri elettrodeboli.

Importanti indicazioni sull'intervallo di massa consentito ci vengono, inoltre, da alcune osservazioni teoriche che si fondano sulla consistenza del Modello Standard come una teoria di gauge valida fino ad una certa scala di energia. Ricordiamo che nel potenziale (1.4) compare il coefficiente di accoppiamento quartico λ e, come per tutti i coefficienti di accoppiamento, esso evolve con l'energia. La richiesta che λ rimanga finito fino ad un certo fattore di scala Λ , conduce ad un limite superiore sulla massa dell'Higgs:

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log(\Lambda/M_H)} \approx \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log(\Lambda/v)} \quad (1.19)$$

dove il fattore Λ può essere considerato come la *scala di energia alla quale il Modello Standard non è più valido e deve manifestarsi una nuova fisica*. Per Λ tendente all'infinito, la massa dell'Higgs va a zero e la teoria diventa triviale.

Una nuova fisica deve subentrare necessariamente per energie dell'ordine dell'energia di Planck (circa 10^{19} GeV), in cui gli effetti della gravità non possono essere più trascurati. Se richiediamo che la teoria di campo scalare sia valida fino a questo valore, il limite superiore su M_H è 190 GeV; viceversa, per un valore di $\Lambda \approx 1$ TeV, il massimo consentito è 700 GeV. Un limite analogo si può imporre richiedendo che la teoria rimanga debolmente interagente al di sotto di un certo valore di Λ [7], ossia:

$$\frac{\lambda(\Lambda)}{4\pi} < 1 \quad (1.20)$$

in modo da poter essere studiata perturbativamente. Il limite che si ottiene non risulta essere, comunque, molto differente da quello sopra descritto.

Un limite inferiore sulla massa dell'Higgs proviene da considerazioni sulla stabilità dello stato di vuoto. A riguardo, la massa del quark top (o meglio l'accoppiamento di Yukawa g_t proporzionale alla massa del top) risulta essere determinante; infatti, per il termine di autointerazione $|\phi|^4$ il top introduce un grafico di Feynman il cui contributo può rendere negativo l'accoppiamento quartico λ se la massa del quark è sufficientemente grande, con la conseguente instabilità dello stato fondamentale. Il valore di ϕ per il quale si verifica la transizione dalla condizione di stabilità a quella di instabilità è interpretato come il fattore di scala Λ , nel quale la teoria deve lasciare il posto ad una nuova e più fondamentale teoria. La richiesta che λ sia sempre positivo entro un certo valore di Λ impone[8]:

$$M_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2}(12g_t^4 - B) \log \left(\frac{\Lambda}{M_H} \right) \quad (1.21)$$

che si traduce, ad esempio, in $M_H > 55$ GeV per $\Lambda = 1$ TeV e $M_H > 130$ GeV per $\Lambda = 10^{19}$ GeV.

Questi limiti possono essere resi più flessibili richiedendo che lo stato di vuoto del Modello Standard possa subire una transizione ad un minimo *non-standard* del potenziale in un tempo molto lungo, dell'ordine della vita dell'universo[9]; ciò stabilisce dei limiti più bassi rispetto alla semplice richiesta di stabilità: ad esempio, per $\Lambda = 10$ TeV, si passa da $M_H = 80$ a $M_H = 50$ GeV.

1.3 Modi di decadimento

Il limite sperimentale fissato e le capacità del collider Tevatron fanno sì che il nostro interesse sia rivolto essenzialmente ad un bosone di Higgs che abbia massa nell'intervallo $80 \text{ GeV} < M_H < 130 \text{ GeV}$; analizzeremo quindi i modi di decadimento e successivamente i modi di produzione che hanno maggiore rilevanza in questa regione. I principali canali di decadimento permessi per la particella di Higgs sono:

- **Decadimento in coppie fermione antifermione:** $H \rightarrow f\bar{f}$

Questo è il modo dominante nella zona intermedia di massa dell'Higgs, in

particolare, il decadimento largamente favorito è $H \rightarrow b\bar{b}$; esso può avere una frazione di decadimento fino al 90% e larghezza di decadimento è [10]:

$$\Gamma(H \rightarrow b\bar{b}) = \frac{3G_F}{4\sqrt{2}\pi} m_b^2(M_H^2) \left(1 + 5.67 \frac{\alpha_s(M_H^2)}{\pi} + \dots \right) \quad (1.22)$$

Le correzioni QCD vengono, per la maggior parte, inglobate nella dipendenza della massa del quark b dalla scala di energia fissata, che, in questo caso, è la massa dell'Higgs. Il loro effetto è quello di diminuire la larghezza di decadimento $\Gamma(H \rightarrow b\bar{b})$ di circa un fattore due. Altri decadimenti rilevanti di tipo fermione-antifermione sono il processo $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ che può arrivare a raggiungere una frazione del 10%, e il decadimento in coppie di quark c . Il processo $H \rightarrow t\bar{t}$ diventa significativo solo alla soglia di produzione, cioè per $M_H > 350$ GeV.

- **Decadimenti in coppie di bosoni vettori: $H \rightarrow WW(ZZ)$**

Nelle vicinanze della soglia di produzione di coppie WW e ZZ , quindi oltre i 140 GeV, questo è il decadimento predominante. Nella regione di nostro interesse ($M_H < 130$ GeV) uno dei due bosoni è virtuale, la frazione di decadimento non supera l'1%.

- **Altri decadimenti**

Un modo che potrebbe essere utile in futuro per la scoperta dell'Higgs è il decadimento in due fotoni; esso assicura due particelle stabili nello stato finale, tuttavia la sua frazione di decadimento è molto piccola, si valuta attorno allo 0.1%. Ci sono poi altri decadimenti come quello in $Z\gamma$ e in coppie di gluoni, ma non hanno importanza dal punto di vista della ricerca sperimentale.

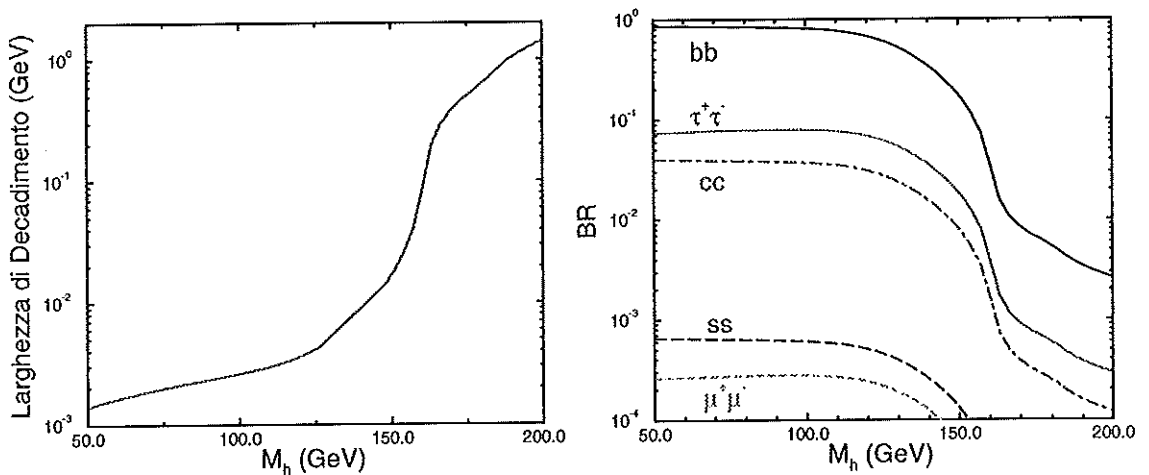


Figura 1.3: A sinistra, andamento della larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs al variare della massa; a destra, confronto delle frazioni di decadimento in coppie di fermioni [11].

La larghezza di decadimento al variare della massa del bosone di Higgs ha un andamento caratteristico (vedi fig.1.3a): per masse inferiori ai 140 GeV, Γ_H è molto piccola, inferiore ai 10 MeV; poi, oltre questa soglia si aprono i canali WW e ZZ, la cui sezione d'urto è proporzionale a M_H^3 e la larghezza aumenta velocemente (per $M_H = 200$ GeV, $\Gamma = 1$ GeV).

1.4 Modi di produzione

Passiamo ora a considerare i diversi modi di produzione permessi in collisioni $p\bar{p}$; nel nostro studio considereremo solo i due principali:

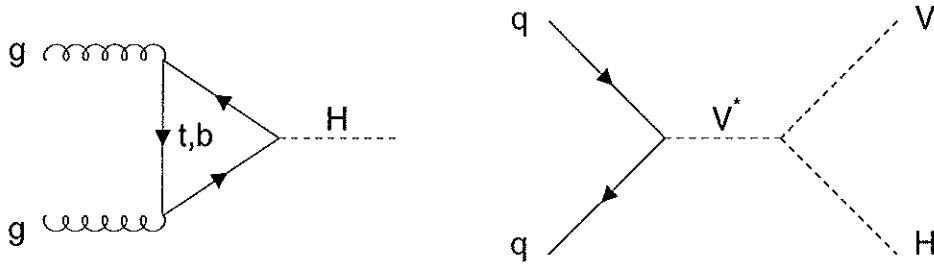


Figura 1.4: Diagrammi di Feynman per i processi di produzione diretta ed associata del bosone di Higgs

1. La produzione diretta: fusione di gluoni

Il meccanismo di fusione di due gluoni ($p\bar{p} \rightarrow gg \rightarrow H$) domina largamente in tutta la regione di massa permessa dal Modello Standard ($M_H < 700$ GeV). Il processo avviene attraverso loop triangolari di quark top e bottom. Importanti correzioni di QCD vengono introdotte per i processi di ordine superiore, con il risultato complessivo di aumentare la sezione d'urto anche del 90%. In particolare, il processo $gg \rightarrow Hg$, ove il gluone viene emesso nello stato iniziale, produce bosoni con momento trasverso significativamente diverso da zero ed una sezione d'urto rilevante anche ad alto P_T di produzione[11].

2. La produzione associata ad un bosone vettore W o Z

Il processo di produzione $q\bar{q} \rightarrow W^*(Z^*) \rightarrow W(Z) + H$ è il meccanismo più importante per la ricerca di un bosone di Higgs nella regione intermedia al Tevatron, ciò nonostante il fatto che la sua sezione d'urto sia mediamente 1/3 di quella della produzione diretta. L'utilità deriva dalla possibilità di ricercare la produzione del bosone di Higgs tra gli eventi che provengono dai decadimenti leptonici dei bosoni vettori.

1.5 Profilo delle ricerche del bosone di Higgs

Il limiti sperimentali e la combinazione delle diverse misure di precisione condotte sui parametri del Modello Standard prefigurano la consistente possibilità che il bosone di Higgs si trovi in una regione energetica raggiungibile dagli attuali acceleratori di particelle. Per una massa inferiore ai 140 GeV l'Higgs decade per l'80% in coppie $b\bar{b}$ e per il 9% in $\tau^+\tau^-$ (figura 6.1). Sfortunatamente, il decadimento in bosoni W e Z virtuali è fortemente soppresso, eliminando la possibilità di identificare l'Higgs con relativa facilità nel canale di decadimento leptonic dei bosoni vettori.

La strategia di ricerca favorita è la produzione associata del bosone di Higgs con un bosone W o Z; questi eventi possono essere selezionati attraverso il decadimento dei bosoni vettori in coppie di leptoni. L'apporto degli eventi di fondo è limitato principalmente ai processi di produzione di un bosone vettore ed una coppia $b\bar{b}$; la ricerca del segnale quindi può essere effettuata ricostruendo la massa invariante dei jet provenienti dal decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ per gli eventi selezionati.

A LEP è stata studiata la produzione dell'Higgs in associazione ad un bosone Z ($q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$), giungendo alla determinazione dell'attuale limite su M_H (90 GeV) per una energia nel centro di massa dei fasci di elettroni e positroni di 183 GeV; l'incremento previsto di tale energia permetterà di indagare fino ad un valore della massa del bosone di Higgs non superiore a circa 105 GeV.

Gli studi finora compiuti a CDF si sono concentrati nella ricerca della produzione dell'Higgs in associazione con un bosone vettore sulla base dei circa 110 pb^{-1} raccolti nel periodo Settembre 1992-Luglio 1995. Sono stati di recente combinati [15] i risultati ottenuti a CDF nello studio del processo $p\bar{p} \rightarrow VH$ in cui i bosoni vettori W e Z decadono adronicamente, e quelli relativi alla produzione associata della particella di Higgs con un bosone W che decada in modo leptonic. Lo spettro di massa invariante ricostruita con la coppia di jet provenienti da quark bottom, in entrambi i casi, non si discosta dalla distribuzione di fondo; questo risultato è stato perciò tradotto in un limite superiore, al 95% di livello di confidenza, per la sezione d'urto del processo $(\sigma(p\bar{p} \rightarrow VH) \cdot \mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{b}))$ in funzione della massa dell'Higgs, che va dai 23 pb per $M_H = 70 \text{ GeV}$ ai 17 pb per $M_H = 140 \text{ GeV}$ (figura 1.5).

La produzione diretta del bosone di Higgs ($gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$), pur avendo una sezione d'urto superiore ad 1 pb (cfr. figura 6.1) nella regione di massa inferiore ai 120 GeV, è fortemente oscurata dalla produzione di coppie di quark b per interazione forte, la cui sezione d'urto è dell'ordine di $0.1 \mu\text{b}$ per $P_T^b > 20 \text{ GeV}$ [32]. Ciò non ha ancora reso plausibile una ricerca in questo canale, a causa dell'esiguo numero di bosoni di Higgs prodotti nel periodo di raccolta dati (si stimano solamente 110 nel canale diretto), tale da rendere impossibile la selezione di un segnale così limitato in una distribuzione di fondo di almeno 5 ordini di grandezza superiore.

1.6 Motivi di studio del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$

Nella prospettiva del miglioramento delle prestazioni del collider Tevatron e del rivelatore CDF, è stata prefigurata, tuttavia, la possibilità di evidenziare il bosone

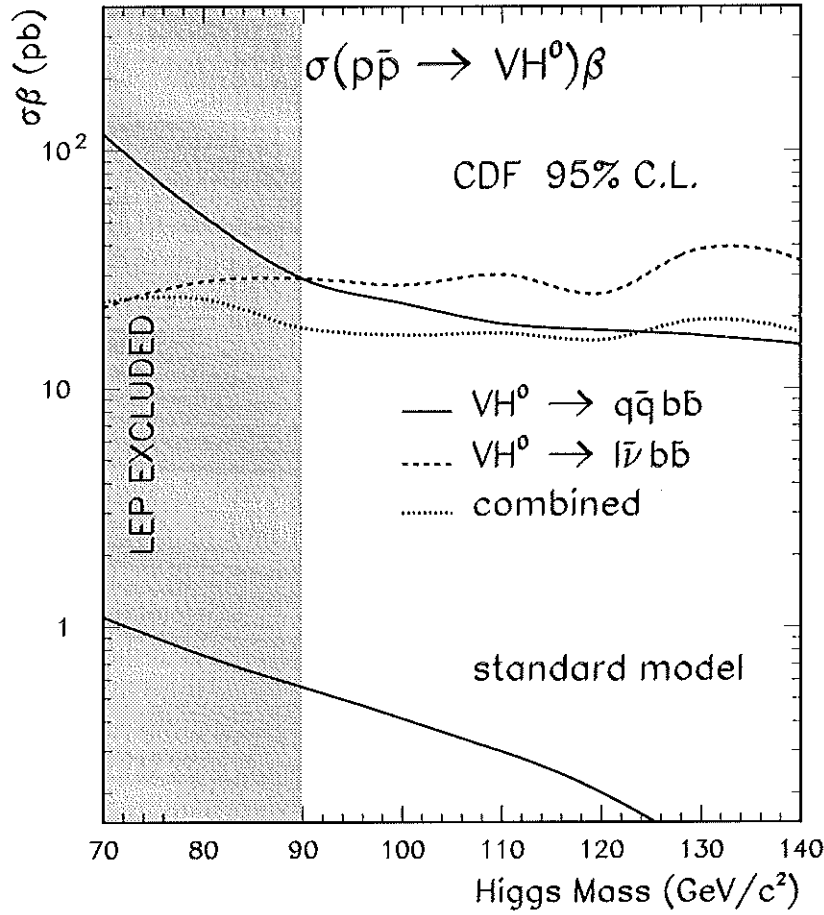


Figura 1.5: Rappresentazione del limite al 95 % C.L. ottenuto a CDF per $\sigma(p\bar{p} \rightarrow vH) \cdot B(H \rightarrow b\bar{b})$ nell'intervallo $70 < M_H < 140 \text{ GeV}$.

di Higgs anche nel processo di produzione diretta. Ciò dovrebbe essere possibile, in particolare, grazie ad un aumento del numero di bosoni di Higgs prodotti di circa $1 \div 2$ ordini di grandezza durante il prossimo periodo di raccolta dati, che dovrebbe permettere di evidenziare un segnale statisticamente significativo attraverso una accurata selezione cinematica degli eventi.

Tra i principali fattori che contribuiscono ad aumentare le possibilità di osservare il bosone di Higgs nel canale diretto vi sono:

1. la capacità di identificazione dei jet prodotti da quark b , che determina l'ampiezza del campione di dati costituito principalmente dal segnale $H \rightarrow b\bar{b}$ e dal fondo irriducibile di coppie $b\bar{b}$ prodotte in interazioni forti;
2. la risoluzione della massa invariante ricostruita con i jet prodotti dalla coppia $b\bar{b}$, un suo miglioramento comporterebbe infatti l'aumento del significato statistico del segnale cioè della sua evidenza rispetto alla distribuzione di fondo.

Le prospettive di miglioramento dello spettro di massa invariante per il decadimento del bosone di Higgs in coppie $b\bar{b}$, possono essere studiate in modo consistente nel processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$. Il bosone Z , infatti, ha una massa dello stesso ordine di grandezza della massa prevista per l'Higgs, inoltre esso ha una importante frazione di decadimento in coppie di quark bottom ($\mathcal{B}(Z \rightarrow b\bar{b}) = 15.46\%$); la massa e la larghezza di decadimento, infine, sono conosciute con grande precisione e ciò può permettere un'accurata calibrazione della risposta energetica del rivelatore alla scala di massa del bosone Z .

Sulla base delle osservazioni riportate, questa analisi ha lo scopo di evidenziare il segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$, nell'interesse principale di realizzare delle correzioni dell'energia dei jet che corrispondano ad un effettivo e consistente miglioramento della risoluzione della massa invariante.

Capitolo 2

Il rivelatore CDF al Tevatron

Il Collider Detector at Fermilab (CDF) è un rivelatore concepito per adempiere agli scopi di ricerca più generali nel campo della fisica delle alte energie ai collider protone-antiprotone; nel corso della nostra analisi del processo $Z \rightarrow b\bar{b}$, ci interesseremo soprattutto di alcune caratteristiche specifiche di questo rivelatore: la capacità di rivelazione dei jet, l'identificazione di muoni e l'identificazione di jet prodotti da quark pesanti.

2.1 Il collider Tevatron

Il Tevatron di Fermilab è un sincrotrone che accelera pacchetti di protoni e di antiprotoni facendoli collidere tra loro ad una energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.

La produzione dei protoni avviene a partire da atomi di idrogeno ionizzati H^+ . Essi vengono portati fino ad una energia di 750 keV grazie ad un acceleratore elettrostatico di tipo Cockroft-Walton, per essere poi iniettati in un acceleratore lineare (Linac) dove raggiungono un'energia di 400 MeV. Gli elettroni dello ione di idrogeno vengono, quindi, strappati nel passaggio attraverso un foglio sottile di carbone e iniettati nel Booster, un acceleratore ad anello che porta i protoni a 8 GeV ed ha il compito di raggruppare il fascio in pacchetti (*bunch*) costituiti in media da 2.32×10^{11} protoni. A questo punto, i pacchetti di protoni sono iniettati nel Main Ring, dove acquistano una energia di 150 GeV, per passare infine al Tevatron in cui raggiungono 900 GeV. Il Main Ring e il Tevatron sono alloggiati nello stesso tunnel circolare che ha un raggio di 1 km.

Gli antiprotoni sono prodotti estraendo dal Main Ring protoni che abbiano raggiunto l'energia di 120 GeV e che vengono fatti urtare contro un bersaglio fisso di Tungsteno. Tra le particelle prodotte nell'urto si selezionano gli antiprotoni; per rendere uniforme la loro direzione e il loro impulso essi subiscono il processo di raffreddamento stocastico e vengono, quindi, raccolti in un anello di accumulazione che provvede a frazionare il fascio in pacchetti di circa 5.5×10^{10} particelle. Gli antiprotoni, quindi, subiscono la medesima fase di preaccelerazione nel Main Ring, per passare infine al Tevatron e raggiungere una energia di 900 GeV.

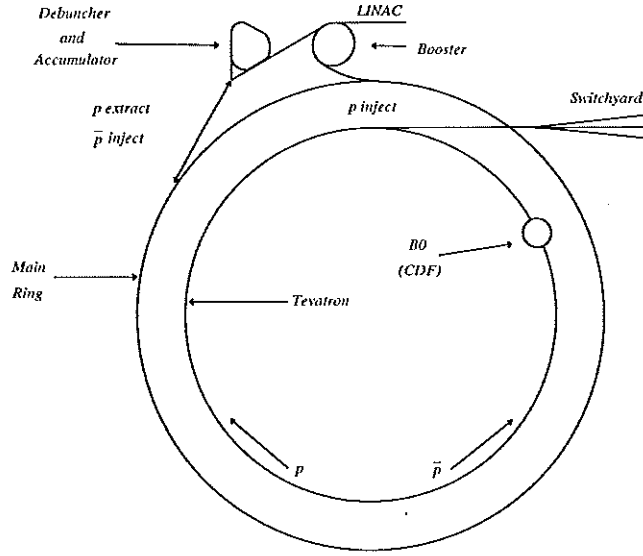


Figura 2.1: Schema del collider Tevatron

A processo concluso, vi sono nel Tevatron sei pacchetti di protoni e sei di anti-protoni che circolano in versi opposti. Essi si incrociano nelle zone di interazione dei fasci ogni $3.5 \mu\text{sec}$, con una frequenza di 280 kHz. Oltre all'energia, l'altro parametro fondamentale per una presa dati è la *luminosità*. Infatti la luminosità *integrata* è legata al numero N di eventi prodotti nella collisione di pacchetti di protoni e antiprotoni in un canale di sezione d'urto σ :

$$N = \int \mathcal{L}_{ist} dt \cdot \sigma \quad (2.1)$$

La luminosità *istantanea* è definita:

$$\mathcal{L}_{ist} = \frac{N_p N_{\bar{p}} B f_0}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.2)$$

dove N_p e $N_{\bar{p}}$ è il numero di protoni e antiprotoni per ciascun pacchetto, B è il numero di pacchetti, f_0 è la loro frequenza di rivoluzione ($f_0 \sim 50 \text{ kHz}$), σ_x e σ_y sono le dimensioni trasversali del pacchetto ($\sigma_x \sigma_y \sim 5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}$). La massima luminosità istantanea raggiunta a CDF nel corso dei due periodi di acquisizione dati Settembre 1992-Agosto 1993 e Gennaio 1994-Luglio 1995 (denominati rispettivamente Run 1a e Run 1b) è stata :

$$\begin{aligned} \text{Run 1a} & : \mathcal{L}_{ist} \approx 9.0 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \\ \text{Run 1b} & : \mathcal{L}_{ist} \approx 1.6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

Essa viene controllata per mezzo di due piani paralleli di scintillatori posti lungo la linea dei fasci, alle due estremità del rivelatore CDF (*contatori fascio-fascio* o BBC), che danno anche informazioni sull'istante in cui avviene l'interazione. I BBC sono costituiti da sedici settori di scintillatori e tubi fotomoltiplicatori che circondano completamente la regione attorno al tubo a vuoto nel quale circolano i fasci.

2.2 Modello interpretativo delle collisioni protone-antiprotone

Le interazioni protone-antiprotone ad una energia nel centro di massa di 1.8 TeV vengono descritte in termini di urti tra partoni elementari: i quark e i gluoni. La teoria che descrive questi fenomeni è la Cromodinamica Quantistica o QCD; essa è una teoria di gauge costruita in modo simile all'Elettrodinamica Quantistica (QED), il cui successo ha indotto a ritenere che tutte le interazioni conosciute si possano descrivere mediante teorie di questo tipo. La QCD si basa sul gruppo di simmetria SU(3), così come la QED si fonda sul gruppo U(1), e in corrispondenza della carica elettrica sono previste tre cariche di *colore* (per convenzione *rosso*, *verde*, *blu*). Le interazioni sono mediate da otto bosoni di gauge chiamati *gluoni* tutti di massa nulla poiché si suppone che la simmetria di gauge sia esatta. La differenza fondamentale tra la Cromodinamica e l'Elettrodinamica Quantistica è che i gluoni trasportano carica di colore mentre i fotoni sono a carica zero. Di conseguenza, il contributo dei processi di autointerazione dei gluoni¹ provoca un aumento della costante di accoppiamento dell'interazione forte α_s all'aumentare della distanza di separazione r tra due cariche di colore². Per $r \rightarrow 0$, quindi, α_s si approssima a zero con la conseguenza che i quark possono venire trattati come particelle "libere" e i processi QCD possono essere calcolati in modo perturbativo: questa situazione è definita *libertà asintotica* dei partoni elementari. All'estremo opposto, per r crescente, non esiste la possibilità di fornire al sistema una energia sufficiente per liberare le due cariche di colore. Questa caratteristica sembra sia alla base del totale *confinamento* dei gluoni e dei quark all'interno degli adroni e quindi della necessità che tutte le particelle osservabili siano combinazioni "bianche" o "incolori" di quark. Il modello prevede che il potenziale di interazione cresca linearmente con la distanza, cosicché all'aumentare della separazione tra due quark diventa favorevole energeticamente la produzione di una nuova coppia quark-antiquark. Questo fenomeno è chiamato *adronizzazione* e su di esso si fonda il processo di produzione di getti di particelle (*jet*) nell'interazione partone-partone.

2.3 Determinazione del vertice primario d'interazione

I pacchetti di protoni e di antiprotoni interagiscono in un punto che generalmente non coincide con il centro geometrico del rivelatore, ma si distribuisce secondo un andamento gaussiano lungo l'asse del fascio, con dispersione $\sigma_z \sim 30$ cm e $\sigma \sim 36$ μ m per ogni coordinata (x,y) nel piano trasverso. Il sistema di coordinate di riferimento utilizzato (figura 2.2) prevede un asse z coincidente con l'asse dei fasci e la terna r

¹Per un numero di famiglie di quark non superiore a 16.

²Ciò corrisponde ad una diminuzione di α_s all'aumentare della scala di energia alla quale la costante di accoppiamento forte viene calcolata.

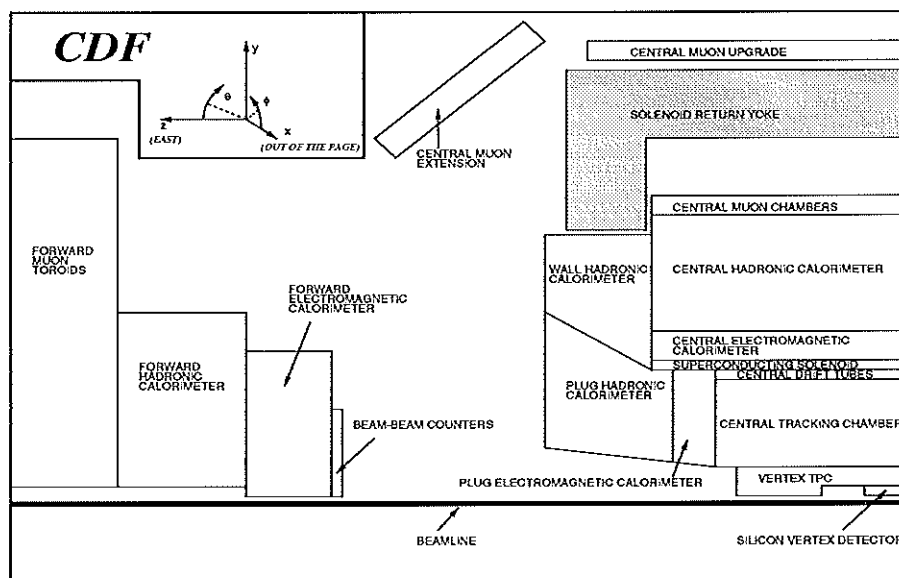


Figura 2.2: Sezione laterale del rivelatore CDF

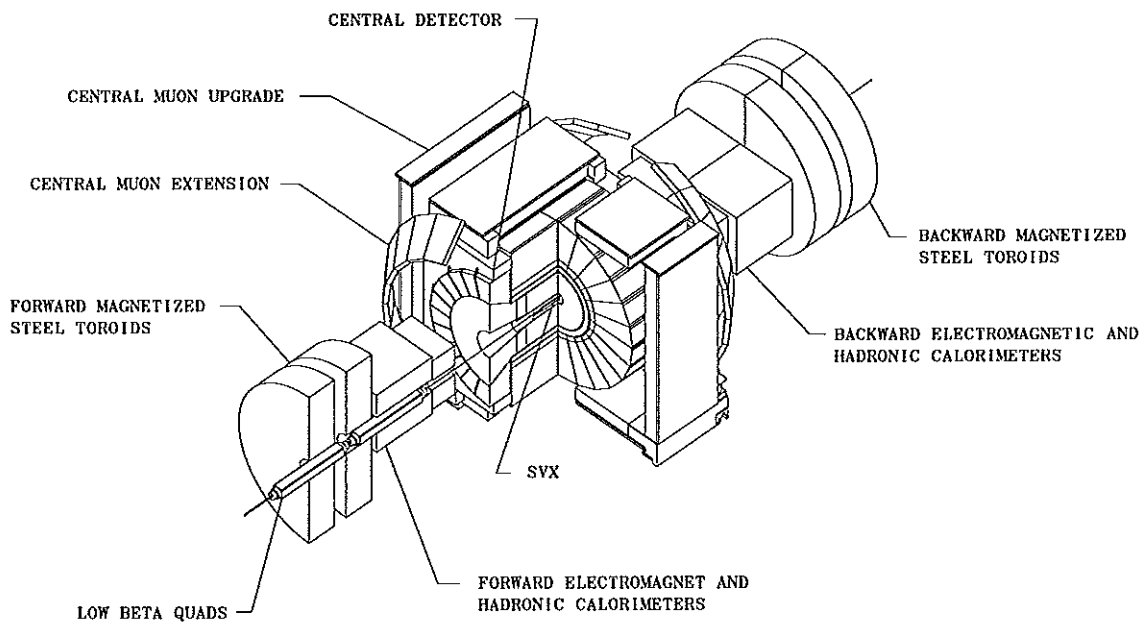


Figura 2.3: Visione complessiva del rivelatore CDF.

(coordinata radiale), ϕ (coordinata azimutale) e pseudorapidità $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$, in cui θ è l'angolo di zenith rispetto al piano dei fasci.

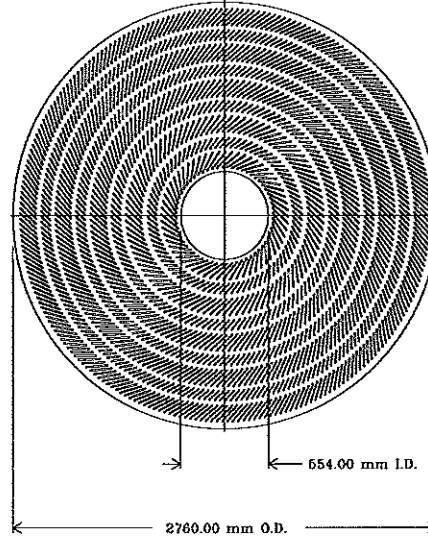


Figura 2.4: Sezione frontale della camera a fili centrale di tracciatura (CTC).

La posizione del vertice di interazione si misura per mezzo di tre rivelatori che hanno il compito di identificare le particelle cariche presenti nell'evento; essi si trovano all'interno di un magnete solenoide superconduttore che produce un campo di 1.4 Tesla. Cominciando dal dispositivo più vicino alla linea del fascio sono presenti:

- il rivelatore di vertice al silicio (SVX), costituito da quattro piani di rivelatori a microstrisce in silicio distanti rispettivamente 3.0, 4.2, 5.7 e 7.9 cm dalla linea del fascio.
- la camera di tracciatura di vertice (VTX), una camera a deriva che determina la coordinata z del vertice di interazione primario con una risoluzione di circa 1 mm.
- la camera centrale di tracciatura (CTC), anch'essa una camera a deriva costituita da 84 strati di fili, di cui 60 sono disposti in direzione parallela all'asse z del rivelatore (fili assiali) e misurano la coordinata ϕ delle particelle cariche, mentre i restanti 24 strati (fili stereo) sono invece ruotati di $+3^\circ$ e -3° rispetto all'asse, rendendo così possibile determinare anche la coordinata sul piano (r, z) . Essa è inoltre in grado di dare informazioni sull'impulso delle particelle cariche attraverso la curvatura della loro traiettoria nel campo magnetico di 1.4 Tesla.

Le specifiche dei singoli rivelatori sono riassunti in tabella 2.1. La determinazione del vertice d'interazione si basa sulla conoscenza della posizione media dei fasci, misurata durante l'acquisizione, e della coordinata z fornita dalla VTX combinate

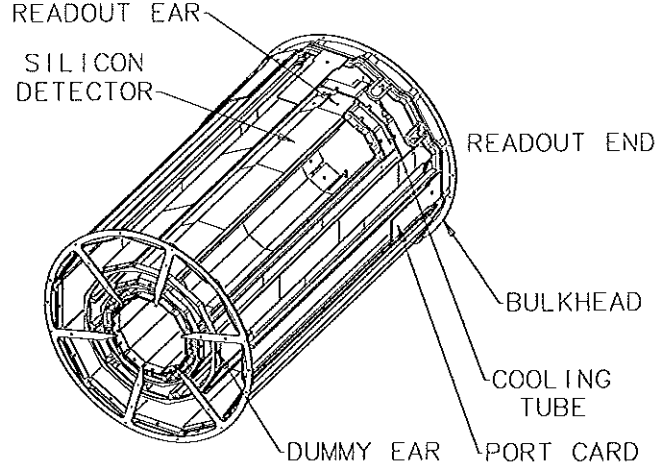


Figura 2.5: Sezione del rivelatore di microvertice in silicio SVX.

con le informazioni delle tracce ricostruite da SVX di cui parleremo tra breve. La risoluzione che si raggiunge nella misura del vertice primario dipende dal numero di tracce usate nell'interpolazione e raggiunge un valore minimo limite di circa $6 \mu\text{m}$. Per l'alto valore della luminosità istantanea a CDF, nello stesso evento si può verificare la presenza di più vertici primari determinati da collisioni multiple durante il medesimo incrocio di pacchetti di protoni e di antiprotoni. In questo caso, si riesce a ridurre il problema definendo come vertice primario d'interazione il vertice per il quale le particelle cariche associate possiedono il maggiore impulso trasverso complessivo. Inoltre, nel corso dell'analisi dell'evento, sono considerate le traiettorie la cui coordinata z estrapolata abbia una distanza inferiore a 5 cm da quella del vertice.

2.3.1 La ricostruzione delle tracce con il rivelatore SVX

Come vedremo nel paragrafo 3.3 l'accuratezza nella misura della traiettoria delle particelle cariche è di fondamentale importanza per la rivelazione dei vertici secondari provenienti da quark b . Ricordiamo a questo punto che la camera centrale di tracciatura opera all'interno di un campo magnetico assiale (uniforme a livello dell'1%) diretto verso $z < 0$. Una particella carica immersa in un campo magnetico di questo tipo descrive una traiettoria elicoidale che si parametrizza nella forma:

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

in cui:

- $\cot \theta$ è la cotangente dell'angolo polare nel punto di minima distanza dall'asse z ;

Caratteristiche	SVX	VTX	CTC
Copertura angolare ($ \eta $)	< 1.0	< 3.25	< 1.5
Raggio interno (cm)	2.7	8	55.4
Raggio esterno (cm)	7.9	22	276
Lunghezza (cm)	26	280	320
Strati	4	24	60 assiali, 24 stereo
Spaziatura tra i fili o le strip	60 μm (3 str. int.) 55 μm (str. est.)	6.3 mm	10 mm
Risoluzione (piano $r - \phi$)	15 μm		200 μm
Risoluzione (piano $r - z$)		200-500 μm	4 mm ($r - z$)
Risoluzione $\delta P_T / P_T$	$10^{-3} P_T$		$2 \cdot 10^{-3} P_T$
Spessore ($\theta = 90^\circ$)	0.035 X_0	0.045 X_0	0.015 X_0

Tabella 2.1: I dispositivi di tracciatura nel rivelatore CDF.

- d è definito il *parametro d'impatto*, cioè la distanza minima raggiunta dalla particella rispetto al vertice primario d'interazione;
- la curvatura C è il reciproco del diametro del cerchio in $r - \phi$ ed ha lo stesso segno della carica elettrica;
- z_0 è la coordinata z nel punto di minimo approccio;
- ϕ_0 è la direzione azimutale nel punto di minimo approccio.

L'algoritmo di ricostruzione delle traiettorie delle particelle cariche a CDF segue un metodo definito *Progressivo* [19]; esso si basa sul fit delle tracce ottenuto nella camera centrale di tracciatura ed include inoltre l'effetto della diffusione multipla coulombiana.

Si parte da una traccia ricostruita nella CTC (figura 2.7) e prolungata fino allo strato più esterno del rivelatore di vertice SVX; per questo strato viene calcolata la *strada*, ossia la zona entro la quale deve essere cercato un deposito di carica da associare alla traccia³; se viene trovato un deposito si ripete il fit della traccia includendo la nuova misura di posizione⁴. Questa procedura viene quindi iterata per gli strati più interni di SVX fino ad ottenere la completa ricostruzione.

2.3.2 Risoluzione sul parametro d'impatto

La misura della risoluzione sul parametro d'impatto σ_d è uno dei fattori discriminanti nell'identificazione di vertici secondari dal decadimento dei quark b (cfr. sezione 3.3). Il suo valore dipende dalla risoluzione spaziale del rivelatore SVX che è pari a circa 8.5 μm ; σ_d inoltre è funzione dell'impulso trasverso della traccia (si osservi

³Viene considerato in questa fase l'effetto di diffusione multipla provocata dal materiale attraversato dalla particella.

⁴Nel caso vi fosse più di un deposito di carica all'interno della strada si considera quello che dà il miglior valore di χ^2 per il fit della traccia.

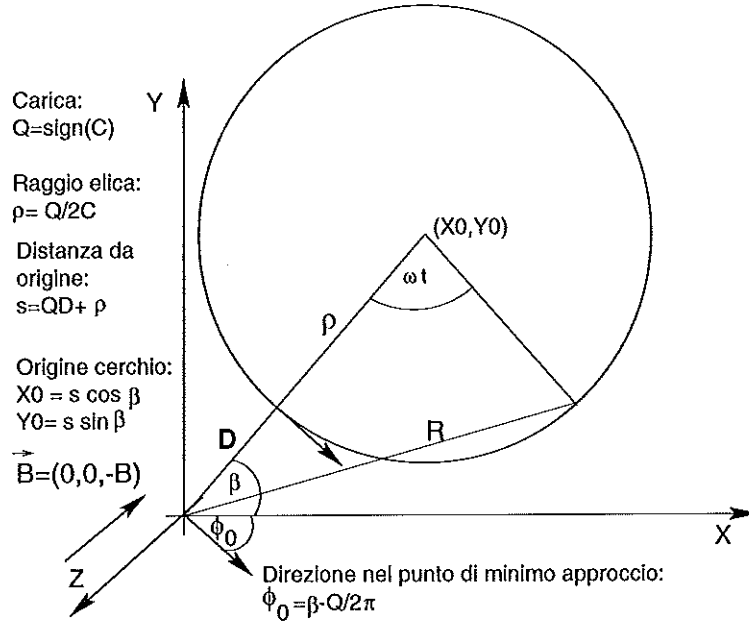


Figura 2.6: Rappresentazione schematica dei parametri che descrivono la traiettoria elicoidale di una particella carica in campo magnetico. Il cerchio di centro (x_0, y_0) raffigura la proiezione della traiettoria elicoidale nel piano perpendicolare all'asse z , secondo il quale è diretto il campo magnetico.

la figura 2.8) a causa soprattutto della maggiore influenza della diffusione multipla sulle tracce a basso P_T .

La sezione trasversale dei fasci che collidono è descritta da una distribuzione gaussiana di larghezza $\sigma_{fascio} \simeq 36 \mu\text{m}$; assumendo che la maggior parte delle tracce provengano dal vertice primario, la risoluzione sul parametro d'impatto è data quindi dalla somma in quadratura di $\sigma_d(P_T)$ e σ_{fascio} , in cui $\sigma_d(P_T)$ ha un valore attorno ai $20 \mu\text{m}$ per tracce con impulso trasverso superiore ai $5 \text{ GeV}/c$, contro i corrispondenti $250 \mu\text{m}$ della camera centrale di tracciatura.

2.4 I jet

Il jet è un insieme di particelle (adroni, leptoni e γ) la cui energia e direzione sono direttamente collegate al partone da cui sono state generate. La collimazione delle particelle in un jet dipende dal fatto che il loro momento trasverso, rispetto alla direzione del jet, è molto inferiore al loro impulso longitudinale.

Le particelle che costituiscono il jet interagiscono con la materia in modi diversi; elettroni e fotoni al di sopra dei 10 MeV , ad esempio, interagiscono rispettivamente attraverso processi di bremsstrahlung e creazione di coppie e^+e^- . Queste particelle così come i pioni neutri e tutte le altre particelle che decadono in γ , danno origine a sciame elettromagnetici. Le dimensioni longitudinali dello sciame prodotto da un fotone o da un elettrone dipendono dall'energia iniziale della particella e dalla lun-

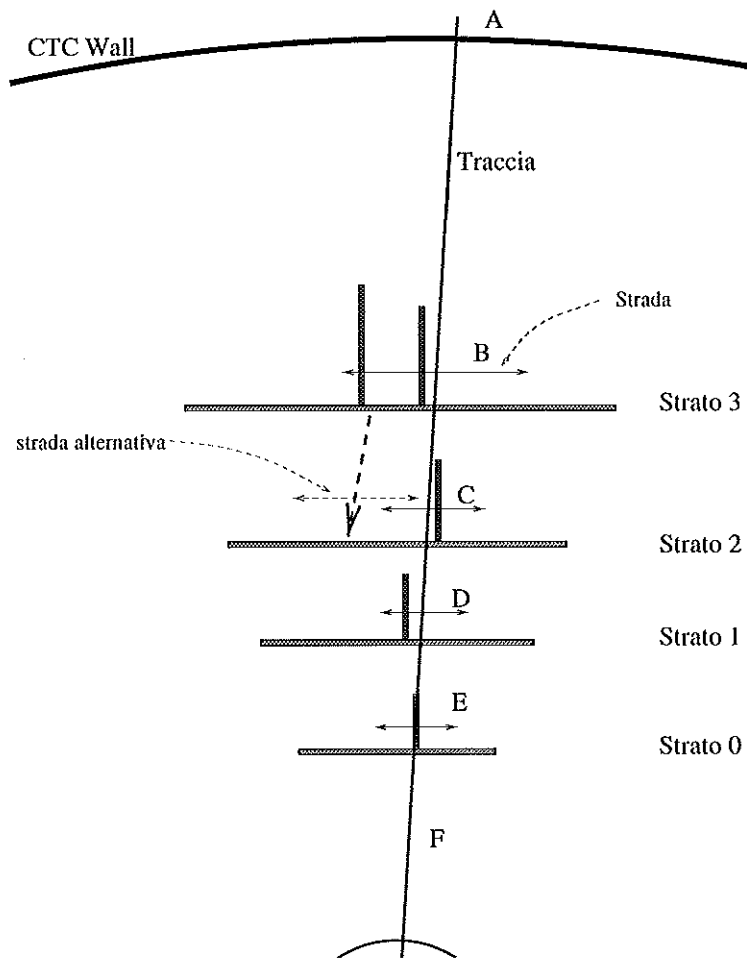


Figura 2.7: Ricostruzione di una traccia in SVX a partire dalla traiettoria ricostruita nella camera centrale di tracciatura.

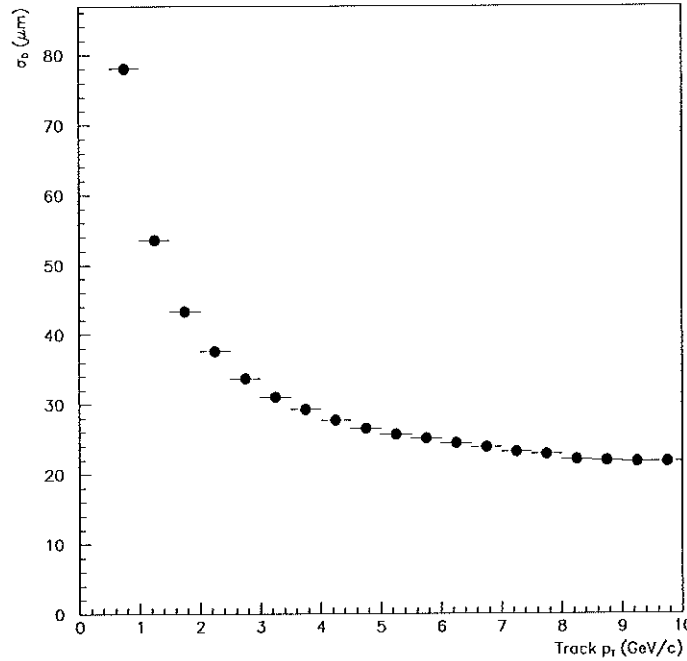


Figura 2.8: Risoluzione del parametro d'impatto (σ_d) in funzione dell'impulso trasverso della traccia ottenuto da simulazione Monte Carlo.

ghezza di radiazione X_0 , una quantità caratteristica del materiale⁵ di cui è composto il rivelatore che determina anche le dimensioni trasversali dello sciame.

Le particelle che interagiscono soprattutto per interazione forte (pioni carichi, mesoni K, neutroni, ecc.) danno origine invece a sciame adronici. Essi sono il risultato di una collisione nucleare anelastica di un adrone che produce adroni secondari; questi possono nuovamente interagire in modo anelastico ed originare così una ulteriore generazione di adroni. Lo sviluppo longitudinale dello sciame adronico è descritto dalla *lunghezza nucleare di assorbimento* Λ_{abs} , anch'essa caratteristica del materiale attraversato e sensibilmente superiore⁶ alla lunghezza di radiazione. Di conseguenza, a parità di energia iniziale, l'assorbimento di un adrone richiede uno spessore di materiale molto più elevato che non per un elettrone.

2.4.1 Il sistema di calorimetri

L'informazione sull'energia e sulla direzione del partone iniziale si ottiene raccogliendo l'energia trasportata dalle particelle del jet. Le parti del rivelatore che svolgono questo compito sono i calorimetri elettromagnetici e adronici presenti a CDF.

I calorimetri si differenziano sia per il tipo di particelle di cui devono misurare l'energia, sia per la regione del piano (η, ϕ) che ricoprono: i calorimetri *centrali* nella

⁵Ad esempio per il Ferro $X_0 = 1.76$ cm e per il Piombo $X_0 = 0.56$ cm.

⁶Per il Ferro $\Lambda_{abs} = 17$ cm e per il Piombo $\Lambda_{abs} = 18.5$ cm.

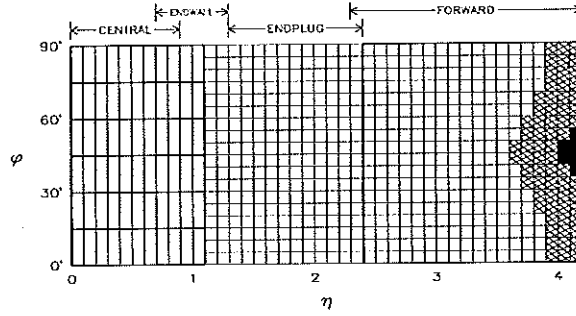


Figura 2.9: Torri calorimetriche nel quadrante ($\Delta\phi = 90^\circ, \eta > 0$). Le torri ombreggiate indicano le regioni parzialmente coperte da magneti quadrupoli

zona $|\eta| < 1.1$, *intermedi* per $1.1 < |\eta| < 2.4$ e *frontali* per $2.4 < |\eta| < 4.2$. Tutti sono costruiti secondo la struttura a campionamento che prevede l'alternanza di uno strato di materiale assorbitore (strato passivo) e di un dispositivo di rivelazione dell'energia depositata (strato attivo).

Nei calorimetri centrali lo strato attivo è costituito da scintillatore plastico, mentre la funzione di assorbitori è svolta da lastre di ferro nel calorimetro adronico e di piombo in quello elettromagnetico. Nei calorimetri intermedi e frontali, invece, come strato attivo sono usate camere proporzionali che funzionano con una miscela di argon ed etano al 50%. La direzione del jet viene determinata grazie alla segmentazione dei calorimetri. Nella regione centrale è riprodotta una struttura a torri che puntano al centro del rivelatore, in cui ogni torre è costituita da una cella elettromagnetica seguita da una cella adronica; nelle regioni intermedia e frontale la segmentazione viene riprodotta da un insieme di strisce catodiche disposte all'esterno delle camere proporzionali. La loro distanza diminuisce in corrispondenza del punto di massimo sviluppo della cascata elettromagnetica, per conseguire una maggiore precisione nella misura della sua posizione e del suo profilo laterale. Le caratteristiche generali dei calorimetri di CDF sono raccolti in tabella 2.2; resta da notare che il calorimetro adronico centrale è suddiviso in due parti (fig. 2.2) che coprono rispettivamente la regione $|\eta| < 0.8$ (CHA) e $0.8 < |\eta| < 1.1$ (WHA), ed infine che i calorimetri frontali formano una struttura disgiunta dal corpo centrale del rivelatore posta a circa 6.5 m dal centro geometrico di CDF.

2.4.2 Identificazione e ricostruzione del jet

Il punto di partenza per l'identificazione dei jet in un evento è la formazione di una lista di torri calorimetriche la cui energia superi un valore di soglia di 1.0 GeV. Le torri dei calorimetri intermedi e frontali, che coprono un intervallo nella coordinata ϕ di 5° , sono riunite in gruppi di tre, in modo da coprire lo stesso intervallo ($\Delta\phi = 15^\circ$) delle torri calorimetriche centrali. Segue la fase di pre-raggruppamento nella quale vengono ricercate una serie di torri-seme la cui distanza reciproca deve essere superiore a sette torri. Viene, quindi, calcolato il baricentro energetico di ogni

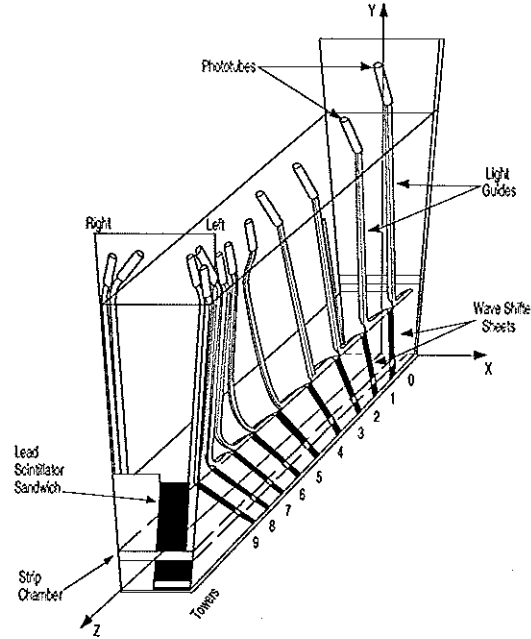


Figura 2.10: *Struttura di un modulo del calorimetro elettromagnetico.*

preraggruppamento e si determina un cono di raggio fisso $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.7$ attorno ad esso. Nella successiva fase di *clustering*, le torri con energia superiore ai 100 MeV e il cui centroide è contenuto nel cono vengono raggruppate con la torre-seme in un *cluster* ed eliminate dalla lista iniziale di torri. Ad ogni nuova torre il centroide del cluster viene ricalcolato sulla base della media dei centri delle singole torri mediati secondo la loro energia. Se due cluster sono parzialmente sovrapposti, la possibilità di venire separati è stimata dal rapporto $\frac{E_T(\text{torri comuni})}{E_T(\text{cluster meno energetico})}$; per un valore del rapporto inferiore a 0.75 i due cluster sono tenuti separati e le torri comuni sono associate al cluster più vicino nel piano (η, ϕ) , altrimenti essi vengono riuniti in un unico cluster. L'ultima fase consiste nella determinazione del quadrimpulso (p_x, p_y, p_z, E) del jet; essa viene svolta sommando le informazioni delle diverse torri presenti nel cluster. Ognuna di esse viene rappresentata come una particella di massa nulla e di energia pari all'energia della torre; la direzione è data dal vettore che unisce il centro della torre calorimetrica nella posizione di massimo sviluppo della cascata al vertice primario d'interazione. L'energia e momento del jet si ottengono dalla somma vettoriale degli impulsi così definiti.

2.4.3 Sorgenti di errore nella misura dell'energia del jet

L'energia del jet ricostruita in questo modo è affetta da diverse fonti di fluttuazioni che dipendono dalle caratteristiche del rivelatore, dalla dinamica delle collisioni tra pacchetti di protoni e di antiprotoni e dalle proprietà dello stato finale nell'interazione partone-partone. Le cause principali che influenzano la risoluzione energetica del jet provengono dalle caratteristiche della risposta del rivelatore, in particolare:

1. la natura delle interazioni nella cascata adronica produce generalmente sciame

Calorimetri elettromagnetici			
	Centrali CEM	Intermedi PEM	Frontali FEM
Risoluzione energetica ($\% \sqrt{E}$)	13.5	28	25
Copertura angolare ($ \eta $)	< 1.1	1.1-2.4	2.2-4.2
Segmentazione ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	$0.1 \times 15^\circ$	$0.1 \times 5^\circ$	$0.1 \times 5^\circ$
Assorbitore	piombo		
Mezzo attivo	scintillatore	tubi proporzionali	
Risoluzione sulle coordinate ($r\phi \times z$) (cm)	0.2×0.2		
Spessore longitudinale	$18 X_0$ $1.0 \Lambda_{abs}$	$19 X_0$ $1.0 \Lambda_{abs}$	$25 X_0$ $0.8 \Lambda_{abs}$
Calorimetri adronici			
	CHA, WHA	PHA	FHA
Risoluzione energetica ($\% \sqrt{E}$)	80	130	141
Copertura angolare ($ \eta $)	< 1.3	1.3-2.4	2.3-4.2
Segmentazione ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	$0.1 \times 15^\circ$	$0.1 \times 5^\circ$	$0.1 \times 5^\circ$
Assorbitore	ferro		
Mezzo attivo	scintillatore	tubi proporzionali	
Risoluzione sulle coordinate ($r\phi \times z$) (cm)	10×5	2×2	3×3
Spessore longitudinale	$4.7 \Lambda_{abs}$	$5.7 \Lambda_{abs}$	$7.7 \Lambda_{abs}$

Tabella 2.2: Caratteristiche dei calorimetri elettromagnetico ed adronico.

con moltiplicazione più bassa rispetto alle cascate elettromagnetiche, dato che gli adroni possono perdere gran parte della loro energia in singoli urti; questo fatto comporta in generale grandi fluttuazioni nella raccolta dell'energia da parte dei calorimetri adronici;

2. fluttuazioni statistiche nel rapporto tra l'energia depositata nella sezione adronica e in quella elettromagnetica del calorimetro, dato che la risoluzione energetica dei calorimetri elettromagnetici è da 5 a 7 volte migliore rispetto a quella dei calorimetri adronici;
3. le particelle che producono sciame al di fuori della regione fiduciale dei calorimetri (ai loro bordi e, in generale, in prossimità di conformazioni particolari del rivelatore che ne diminuiscano la risposta) hanno un minore deposito medio di energia;
4. particelle cariche, con impulso trasverso inferiore a circa $400 \text{ Mev}/c^2$, vengono curvate dal campo magnetico tanto da non raggiungere i calorimetri, oppure, per un impulso di $400 \div 600 \text{ Mev}/c^2$ colpiscono torri che stanno al di fuori del cono del jet a cui appartengono;
5. i calorimetri intermedi e frontali sono costituiti da camere proporzionali a gas

(vedi tab. 2.2) ed offrono una risoluzione energetica inferiore rispetto agli scintillatori, parte attiva del calorimetro centrale⁷;

6. possibili comportamenti non lineari dei calorimetri: è stata osservata soprattutto una risposta non lineare per pioni carichi di circa 10 GeV, rispetto ad un andamento lineare per elettroni e fotoni;

Nell'incrocio di pacchetti di protoni e di antiprotoni, oltre all'evento principale osservato, possono verificarsi altri processi che vanno a diminuire la risoluzione energetica del jet, quali:

- l'adronizzazione di quark "spettatori" (*underlying event*), con la conseguenza di possibili depositi energetici addizionali nelle torri calorimetriche di un jet;
- ulteriori interazioni di coppie protone-antiprotone lungo la linea del fascio nel corso del medesimo incrocio che ha dato origine all'evento osservato, le quali possono provocare depositi energetici all'interno del cono di *clustering*;

Lo sviluppo dell'interazione partone-partone all'interno del rivelatore è, inoltre, affetta da altre due importanti cause di incertezza:

- a) la radiazione di gluoni nello stato finale, che si manifesta generalmente in un allargamento del jet; tuttavia, per gluoni emessi a grandi angoli rispetto alla direzione di origine, nello stato finale si presentano jet addizionali che sottraggono una parte dell'energia del jet principale. Per descrivere questo processo sono stati sviluppati diversi modelli sui quali basare le simulazioni Monte Carlo; essi riescono in parte a valutare tale effetto, tuttavia, rimane una incertezza residua che si deve combinare con le altre cause di errore;
- b) energia non depositata per la presenza di muoni e di neutrini nel jet.

2.4.4 Correzioni dell'energia

Per ricostruire il vero impulso del partone dalla misura dell'energia trasversa del jet all'interno del cono di *clustering*, sono state realizzate delle correzioni che tengono conto dei diversi effetti dovuti sia al rivelatore che alla fisica delle collisioni protone-antiprotone.

Correzioni relative - La non uniformità della risposta dei calorimetri adronici ed elettromagnetici e gli effetti ai limiti del volume fiduciale dei calorimetri vengono valutati attraverso la generazione di una funzione di correzione, che mappa la risposta del rivelatore al variare dell'energia e della pseudorapidità η [16, 17]. In un primo tempo viene determinata la risposta ai jet dei calorimetri centrali; si sfruttano soprattutto le informazioni del sistema centrale di tracciatura, che misura le proprietà di frammentazione dei jet e permette di determinare la

⁷Questa causa nell'ambito della nostra analisi non è importante dato che ci concentriamo nello studio di jet prodotti nella zona centrale del rivelatore, in cui sono a disposizione le informazioni del sistema di tracciatura.

risposta per particelle cariche di basso impulso ($P_T < 10$ GeV/c). La risposta dei calorimetri centrali viene, quindi, estesa in regioni del calorimetro, nelle quali non sono presenti le informazioni sull'impulso delle particelle cariche; è utilizzato un sistema di bilanciamento nel quale si richiede per eventi a due jet che l'energia trasversa del jet centrale uguagli l' E_T dei jet prodotti nella zona intermedia e frontale del rivelatore.

Correzioni assolute - Esse hanno lo scopo di correggere effetti come la non linearità della funzione di risposta del calorimetro adronico. L'algoritmo che svolge la correzione è stato derivato dallo studio di campioni Monte Carlo, considerando in particolare i jet prodotti nella regione centrale del rivelatore. Nella simulazione è stata incorporata la risposta del calorimetro adronico centrale misurata sia durante una delle prove a cui è stato sottoposto il rivelatore, sia in collisioni $p\bar{p}$ in relazione al deposito energetico di tracce adroniche rivelate in eventi di *minimum bias*⁸. La correzione stabilita è rappresentata dalla relazione:

$$P_T^{cor}(GeV/c) = 2.1 + 1.23 \cdot P_T^{cluster} - 0.0008 \cdot (P_T^{cluster})^2$$

ove $P_T^{cluster}$ si riferisce all'impulso trasverso di un jet misurato nella regione centrale del calorimetro e ricostruito con un cono di raggio $R = 0.7$.

Valutazione dell'*underlying event* - Il termine *underlying event* si riferisce all'insieme di particelle d'impulso trasverso relativamente basso che derivano dalle interazioni fra partoni "spettatori". Il loro contributo viene determinato esaminando l'energia depositata in un cono di clustering di raggio fissato nel campione di dati di minimum bias. Le correzioni stabilite dipendono dal numero di vertici d'interazione primari rivelati dal sistema di tracciatura⁹: in particolare all'energia trasversa del jet devono essere sottratti 1.98 GeV se l'evento presenta almeno un vertice d'interazione addizionale e 0.910 GeV per ogni ulteriore vertice d'interazione.

Correzione per l'energia deposita fuori dal cono di clustering - In generale, per la natura del processo di frammentazione, alcune delle particelle prodotte finiscono per cadere al di fuori del cono con il quale viene ricostruito un jet. La stima dell'energia depositata da queste particelle (P_T^{out}) si basa sulle previsioni fornite dallo studio di campioni Monte Carlo; la possibilità che le particelle di un jet possano cadere al di fuori del cono viene valutata in base alla loro direzione iniziale, prima cioè della propagazione nel campo magnetico presente nella camera centrale di tracciatura. L'ammontare dell'energia del jet depositata al di fuori del cono di raggio $R = 0.7$ viene parametrizzata nel modo seguente:

$$P_T^{out}(GeV/c) = 8.4 \cdot [1 - 0.846 \cdot \exp(-0.0073 \cdot P_T^{cor})]$$

⁸Sono così chiamati gli eventi che vengono segnalati dai contatori fascio-fascio (BBC) e caratterizzati da depositi energetici soprattutto a grandi angoli (ossia ad alta pseudorapidità) e basso impulso.

⁹cfr. pag. 22.

2.4.5 La risoluzione energetica

La fonte di maggiore incertezza nella misura dell'energia del jet deriva dalla convoluzione della risposta del calorimetro agli adroni carichi con lo spettro di frammentazione del jet. Considerando anche le altre fonti di incertezza, la misura dell'energia del jet a CDF, nell'intervallo $35 \leq E_T \leq 450$ GeV, è caratterizzata da una risoluzione parametrizzabile nella forma $\sigma_{jet} = 0.1 E_T + 1$ GeV [18], che si discosta dall'usuale comportamento di σ_{jet} proporzionale a \sqrt{E} , soprattutto per la presenza di lunghe code nelle funzioni di risposta dei jet, associate a perdite di energia nelle zone del calorimetro non coperte da strumentazione.

2.4.6 Variabili relative ai jet

In questo lavoro verranno sviluppate ulteriori correzioni all'energia e alla direzione dei jet, che saranno basate sullo studio di diverse variabili tra le quali la frazione energetica delle particelle cariche presenti in un jet (frazione carica o CF) e la frazione di energia elettromagnetica in un jet (frazione elettromagnetica o EMF).

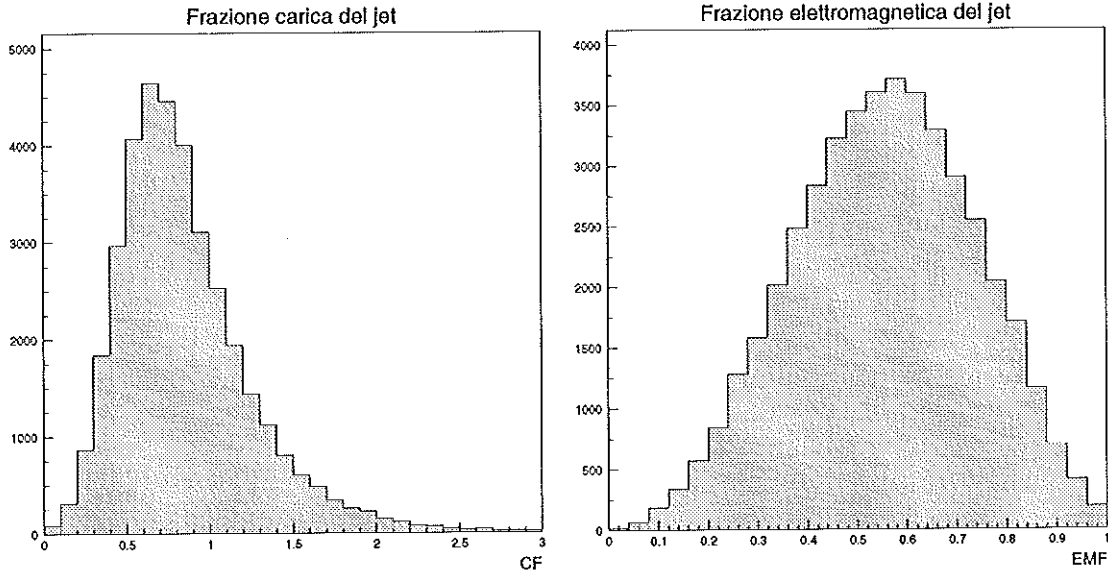


Figura 2.11: A sinistra distribuzione della frazione energetica delle particelle cariche contenute in un jet; a destra frazione di energia del jet depositata nel calorimetro elettromagnetico. Entrambe le distribuzioni si riferiscono al campione di dati dati Monte Carlo *PYTHIA* $Z \rightarrow b\bar{b}$.

La frazione energetica delle particelle cariche del jet è definita come il rapporto tra la somma degli impulsi trasversi delle traiettorie (o tracce cariche) contenute nel jet, misurate dalla camera di tracciatura (CTC), e l'energia trasversa del jet misurata dal sistema di calorimetri:

$$CF = \frac{\sum_{jet} p_T(tracciatura)}{E_T(calorimetro)} \quad (2.3)$$

Il valore della frazione carica è determinato da vari fattori:

- il comportamento delle particelle cariche dipende dai loro modi di interazione nel calorimetro; per particelle che hanno soprattutto interazioni elettromagnetiche il calorimetro riesce a trattenere quasi la totalità della loro energia, mentre le particelle che interagiscono in modo forte hanno maggiore lunghezza di assorbimento, perciò depositano nel calorimetro una frazione inferiore di energia;
- la misura dell'impulso delle particelle cariche ha una risoluzione $\delta P_T/P_T \approx 2 \cdot 10^{-3} \times P_T$ (GeV), molto migliore rispetto alla risoluzione energetica del jet del calorimetro.

Nel loro insieme conducono ad un valore medio della frazione carica, ricavato dalle osservazioni fatte su simulazioni Monte Carlo (figura 2.11a), pari a circa 0.6.

Una deviazione dal valore medio si attribuisce sia ad una cattiva risposta del calorimetro, che ad una fluttuazione statistica delle particelle neutre (soprattutto π^0) all'interno del jet. I due effetti sono combinati e possono cancellarsi reciprocamente; tuttavia, si può dire con una certa approssimazione che jet ad alta frazione carica (ad esempio > 1) siano stati sottostimati e, viceversa, bassa frazione carica corrisponda ad una sovrastima dell'energia del jet.

La frazione elettromagnetica è il rapporto tra il deposito di energia nei calorimetri elettromagnetici e l'energia totale depositata dal jet:

$$EMF = \frac{E_{em}}{E_{em} + E_{had}} \quad (2.4)$$

Nella nostra analisi vogliamo soprattutto capire quali informazioni ci fornisca sulla qualità della misura del jet. Dato che la risoluzione energetica del calorimetro elettromagnetico è migliore rispetto a quella del calorimetro adronico (vedi tab. 2.2), se un jet deposita la maggior parte della sua energia nella sezione elettromagnetica la sua misura dovrebbe essere mediamente migliore¹⁰; in corrispondenza di questa situazione la frazione e.m. assume perciò un valore vicino a uno. Un tale scenario non è valido in assoluto, poiché lo stesso effetto sulla frazione e.m. si avrebbe per un mancato deposito nel calorimetro adronico da parte, ad esempio, di pioni carichi.

2.5 Identificazione dei muoni

I muoni hanno la capacità di penetrare attraverso grandi spessori di materia senza rilasciare molta della loro energia, ossia il loro comportamento è compatibile con quello di una particella di minima ionizzazione (MIP). Nel caso del rivelatore CDF, ad esempio, un muone d'impulso superiore a circa 1.4 GeV/c riesce ad attraversare tutto lo spessore dei calorimetri centrali, che fungono in pratica da assorbitore per selezionare i μ dagli adroni. In figura 2.14 vengono rappresentati i depositi di un muone isolato nei calorimetri adronici ed elettromagnetici.

¹⁰Fluttuazioni nel numero di π^0 generati nella cascata sono, in generale, causa di questo aumento del deposito elettromagnetico.

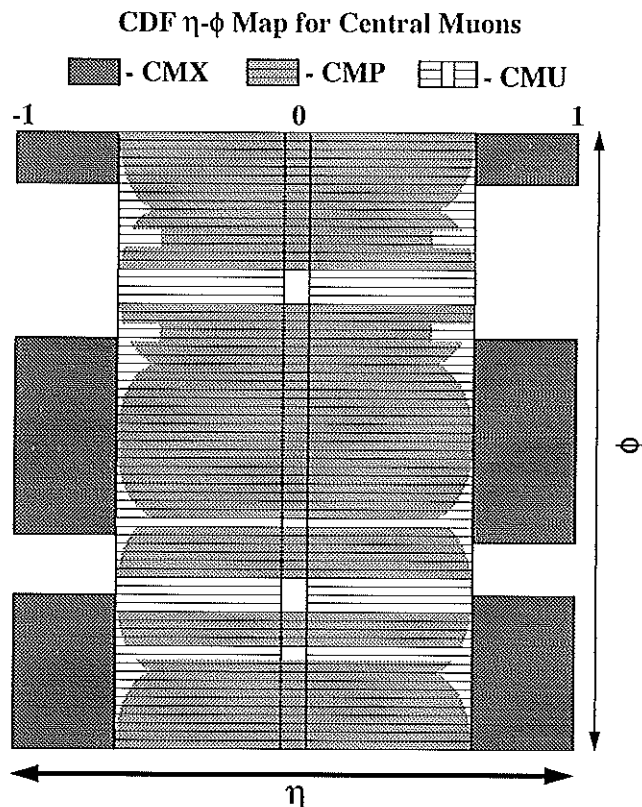


Figura 2.12: Copertura delle camere a muoni nel piano (η, ϕ) .

All'esterno dei calorimetri sono posti quattro piani di camere a deriva (CMU), che servono a dare una misura della direzione dei muoni; dietro ad esse, oltre uno strato di 60 cm di ferro con la funzione di assorbire gli adroni residui, vi sono altri quattro piani di camere a deriva (CMP), uno strato di scintillatore plastico sulla superficie di questo rivelatore ha il compito di dare il segnale di tempo. L'intervallo di pseudorapidità coperto dai due dispositivi è $|\eta| < 0.6$, anche se in realtà, per la conformazione geometrica dei due dispositivi, soltanto l'84% è effettivamente coperto dalle CMU, il 63% dalle CMP e il 54% da entrambe (vedi figura 2.12). Infine altri quattro gruppi di rivelatori (CMX) sono posti al di fuori del corpo principale del rivelatore; essi sono composti da camere a deriva intervallate da scintillatori e coprono la regione $0.6 < |\eta| < 1.0$.

Gli elementi che servono all'identificazione dei μ sono le tracce registrate nelle camere per muoni e le traiettorie ricostruite nella camera centrale di tracciatura (CTC); il rivelatore CMU ha, inoltre, la capacità di misurare approssimativamente il P_T del segmento di traccia in base al suo angolo d'incidenza, cioè all'angolo di deflessione della sua traiettoria causato dal campo magnetico presente nella CTC; la misura di questo angolo è data dal confronto del tempo di arrivo degli elettroni di deriva nelle diverse celle del rivelatore CMU colpite dal muone (si veda la figura 2.13).

L'identificazione di un μ a CDF richiede:

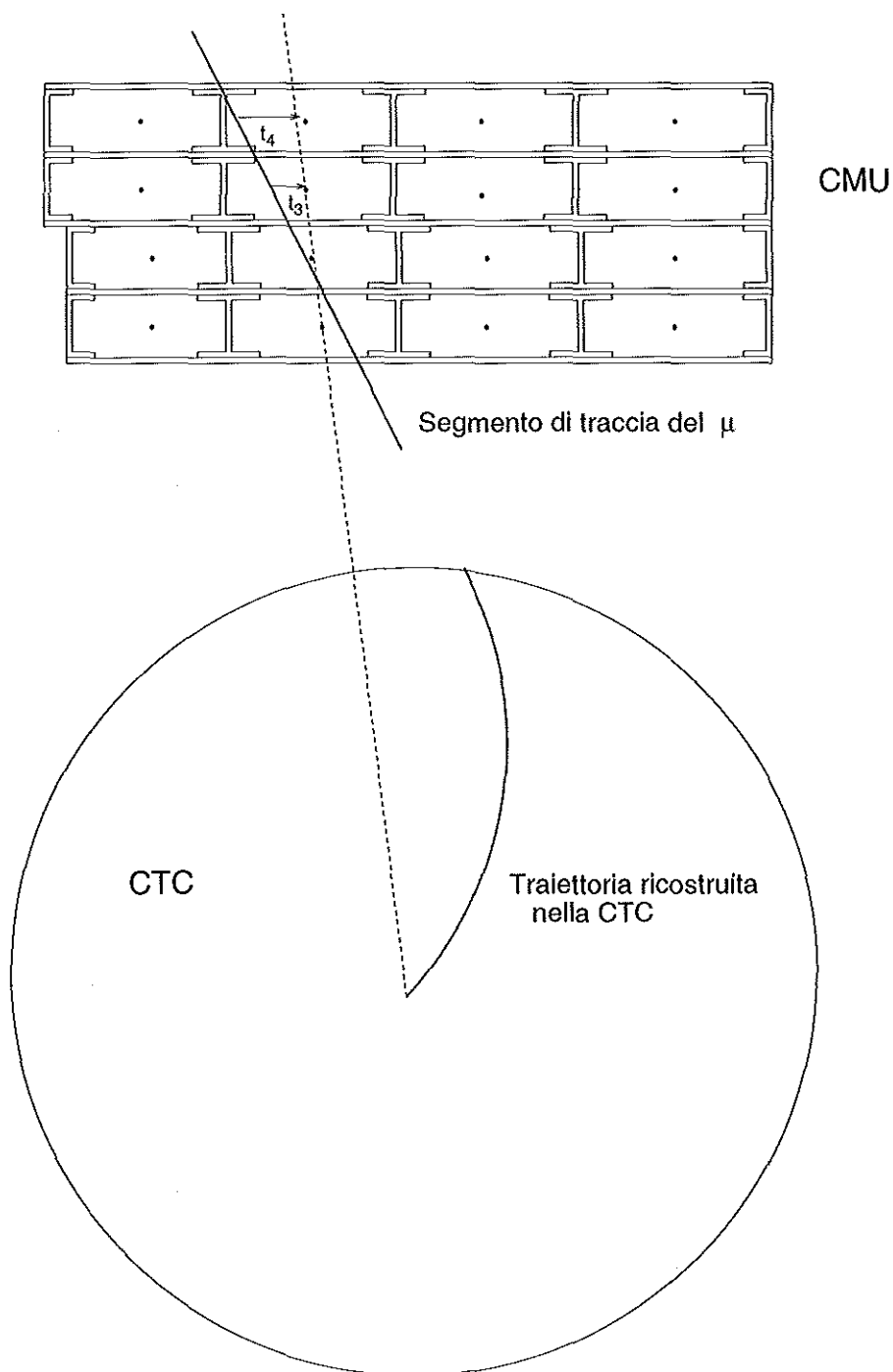


Figura 2.13: L'impulso trasverso del segmento di traccia viene determinato considerando il tempo di deriva degli elettroni prodotti nelle varie celle che costituiscono le camere per muoni. La figura non è in scala.

- un segnale ad alto P_T in CMU associabile ad una traccia in CMP;
- la presenza di una traiettoria di alto impulso rivelata nella CTC che si trovi ad una distanza $|\Delta\phi| < 4.2^\circ$ e $|\Delta\eta| < 0.6$ dalla traccia di CMU.

Tra le quantità misurabili legate alla presenza del muone che considereremo in seguito vi è anche l'energia trasversa depositata nella torre calorimetrica colpita dal μ ($E_{torre}^{(\mu)}$)¹¹. Per un muone isolato tale quantità descrive esattamente il suo deposito calorimetrico come viene rappresentato in figura 2.14 separatamente per il calorimetro adronico ed elettromagnetico. Se il μ è all'interno del cono di un jet, il valore di $E_{torre}^{(\mu)}$ deriva anche dal deposito energetico delle altre particelle del jet che abbiano colpito la stessa torre (figura 2.15), con la conseguente perdita di massima parte delle informazioni relative al deposito energetico del muone.

2.6 L'energia trasversa mancante

Come abbiamo già visto la presenza di particelle quali il neutrino che, in pratica, non interagiscono, o di muoni che rilasciano poca della loro energia, fa sì che una parte dell'energia prodotta in una interazione venga comunque perduta; inoltre, la misura dell'energia totale è affetta da un'incertezza determinata dalle altre fonti che influenzano la risoluzione energetica dei jet.

Per individuare soprattutto la presenza di neutrini negli eventi che vengono studiati si costruisce l'osservabile *energia trasversa mancante* (\cancel{E}_T), che descrive lo sbilancio energetico nel piano trasverso del rivelatore; essa è definita come l'opposto della somma delle energie trasverse di tutte le torri calorimetriche:

$$\cancel{E}_T = - \sum_i^{torri} E_T^i \cdot \hat{r}_i \quad (2.5)$$

in cui \hat{r}_i è il versore nel piano trasverso che punta al centro della i -esima torre calorimetrica. Un valore diverso da zero di \cancel{E}_T ci può dare, perciò, delle informazioni sulla presenza di un neutrino; bisogna, tuttavia, considerare le altre cause che provocano uno squilibrio energetico nel piano trasverso, cioè una misurazione errata dell'energia dei jet e la presenza di muoni. Per questi motivi il valore dell'energia trasversa mancante viene corretto nel modo seguente:

a) Correzione per l'energia del jet

Una prima correzione al valore di \cancel{E}_T si ottiene a partire dalle correzioni all'energia trasversa dei jet descritte in precedenza, sommando la differenza tra le energie dei jet prima e dopo la correzione:

$$\cancel{E}_T^x(jet \text{ corr.}) = \cancel{E}_T^x + \sum_{j=1}^{N(jet)} [E_{Tj}^x(non \text{ corr.}) - E_{Tj}^x(corr.)]$$

¹¹La torre viene determinata attraverso la traiettoria ricostruita del muone all'interno del calorimetro.

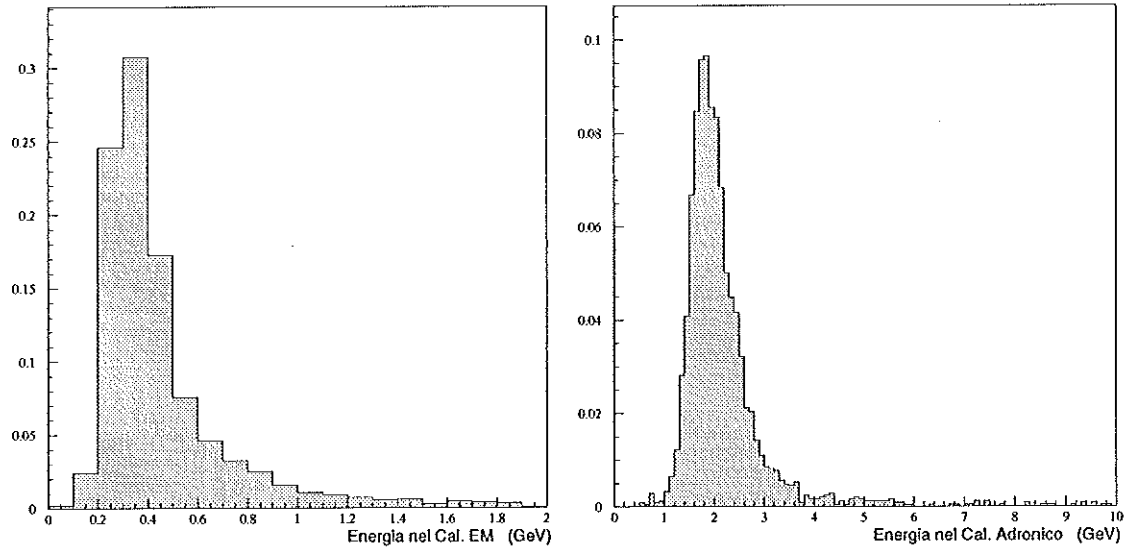


Figura 2.14: Deposito energetico di muoni isolati nei calorimetri elettromagnetico e adronico.

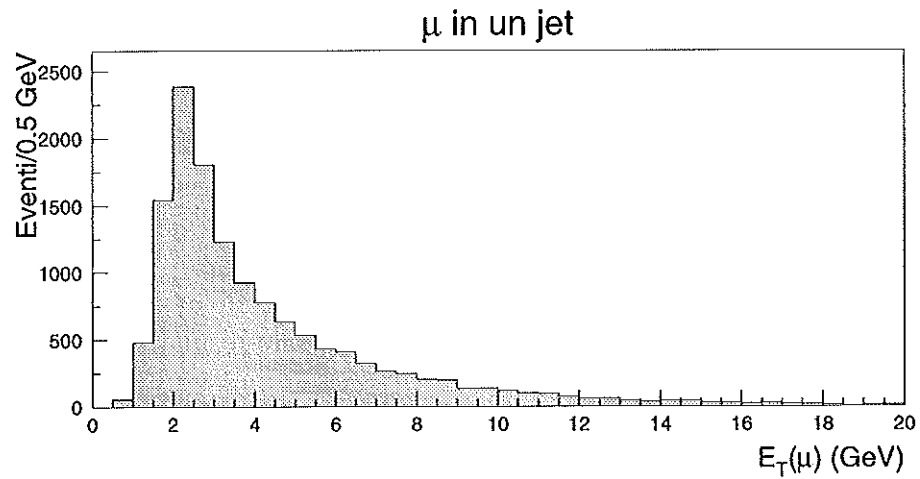


Figura 2.15: Energia della torre calorimetrica colpita da un muone contenuto in un jet. Il suo valore è sensibilmente superiore all'energia media depositata da un muone isolato dato che essa rappresenta anche il deposito di altre particelle del jet.

$$\cancel{E}_T^y(jet\ corr.) = \cancel{E}_T^y + \sum_{j=1}^{N(jet)} [E_{Tj}^y(non\ corr.) - E_{Tj}^y(corr.)] \quad (2.6)$$

Il principale effetto di questo tipo di correzione è quello di eliminare le non linearità dovute alle diverse regioni dei calorimetri. Si noti che le correzioni date dai depositi energetici al di fuori del cono con cui è ricostruito il jet vengono sommate due volte, in quanto compaiono sia in \cancel{E}_T , sia nell'energia corretta dei jet. Questo contributo si dimostra comunque trascurabile quando si utilizzano coni di raggio 0.7 per la ricostruzione dei jet stessi.

b) Correzione per muoni isolati

Come detto in precedenza i muoni sono particelle molto penetranti, e il loro rilascio energetico all'interno dei calorimetri non è misura della loro energia. È possibile però sfruttare l'informazione energetica che si deduce dalla curvatura della loro traiettoria nel sistema di tracciatura per correggere il valore dell'energia trasversa mancante. La correzione al valore di \cancel{E}_T si ottiene quindi aggiungendo il termine dovuto ai depositi energetici nei calorimetri adronici ed elettromagnetici (E_{em} , E_{had}), e sottraendo il termine di energia dedotto dalla curvatura della traccia nella CTC:

$$\begin{aligned} \cancel{E}_T^x(\mu\ iso.\ corr.) &= \cancel{E}_T^x + (E_{em}^x + E_{had}^x) - p_\mu^x \\ \cancel{E}_T^y(\mu\ iso.\ corr.) &= \cancel{E}_T^y + (E_{em}^y + E_{had}^y) - p_\mu^y \end{aligned} \quad (2.7)$$

c) Correzione per muoni inclusi in un jet

Bisogna tenere conto del fatto che i μ possono essere prodotti anche dal decadimento semileptonico di quark pesanti, ($BR \approx 10.1 \pm 0.4\%$) ed essere quindi immersi in un jet. Dato che il contributo di energia depositata nei calorimetri sarebbe principalmente dovuto al jet entro cui il μ è immerso, la correzione (2.7) introdurrebbe in questo caso un ulteriore sbilanciamento, peggiorando di fatto la determinazione dell'energia trasversa mancante. La formula 2.7 va quindi applicata solo se il muone è isolato.

Sappiamo comunque che per un vasto intervallo di momenti trasversi il deposito energetico di un muone è in pratica quello di una particella di minima ionizzazione, esso può dunque approssimarsi ad un valore medio di 2 GeV. La correzione dell'energia trasversa mancante per un muone incluso in un jet è allora:

$$\begin{aligned} \cancel{E}_T^x(\mu\ incl.\ corr.) &= \cancel{E}_T^x(jet\ corr.) + (2 - p_\mu) \sin \theta_\mu \cos \phi_\mu \\ \cancel{E}_T^y(\mu\ incl.\ corr.) &= \cancel{E}_T^y(jet\ corr.) + (2 - p_\mu) \sin \theta_\mu \sin \phi_\mu \end{aligned} \quad (2.8)$$

2.7 Il sistema di trigger

La frequenza di interazioni prodotte ai collider adronici ad alte energie è estremamente elevata. Al Tevatron, ad esempio, dove la luminosità istantanea tipica supera

i $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ e la sezione d'urto totale di interazione $p\bar{p}$ è $\sigma \sim 80 \text{ mb}$, la frequenza risulta pari a circa $8 \times 10^5 \text{ Hz}$. Poichè la frequenza massima di registrazione dei dati sperimentali è di circa 10 Hz , si rende necessario un sistema di trigger con la funzione di selezionare gli eventi per la registrazione, in ragione soprattutto della loro rilevanza dal punto di vista fenomenologico. Per il rivelatore CDF sono stati sviluppati diversi trigger che hanno lo scopo di generare campioni di dati sperimentali selezionati secondo l'energia dei jet, la presenza di elettroni, di muoni e di energia trasversa mancante. A livello preliminare (Livello 0) in tutti i trigger viene sfruttata la sola informazione dei contatori fascio-fascio (BBC): almeno tre piani di scintillatori devono fornire un segnale in coincidenza temporale con l'istante di collisione tra due pacchetti di protoni ed antiprotoni. La frequenza con cui gli eventi passano il livello 0, alla luminosità di circa $2 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$, è prossima a 50 kHz . I diversi trigger in seguito sono articolati in tre livelli:

Livello 1: vengono analizzate le informazioni provenienti dai calorimetri (trigger di selezione di eventi con elettroni o jet) e dalle camere centrali per muoni. Le selezioni basate sull'energia del jet richiedono una singola torre al di sopra di un'energia di soglia stabilita. I trigger per μ singolo nella zona centrale ($|\eta| < 1.0$) richiedono una coppia di segmenti di traccia nelle camere a deriva CMU o CMX, il cui impulso trasverso deve essere superiore ad un certo valore di soglia. Il numero di eventi al secondo che complessivamente superano questo livello è di circa 1 kHz .

Livello 2: le informazioni calorimetriche vengono analizzate in modo più approfondito e confrontate con le tracce rivelate nella camera centrale di tracciatura e ricostruite attraverso un processore veloce dedicato che utilizza le informazioni dei piani della camera centrale con fili assiali fornendo una misura dell'impulso con risoluzione $\delta P_T/P_T \sim 0.035 \times P_T \text{ (GeV/c)}$ ed una efficienza nella rivelazione delle tracce del $93.5 \pm 0.3\%$. A questo livello si definiscono delle associazioni tra i depositi di energia nei calorimetri adronici ed elettromagnetici e le traiettorie ricostruite nel sistema di tracciatura; queste associazioni sono quindi valutate secondo criteri stabiliti per i diversi trigger. Gli eventi che vengono selezionati nei trigger di muoni presentano una traiettoria ricostruita dal sistema di tracciatura di impulso trasverso superiore ad una soglia definita ed associata a due segmenti di traccia corrispondenti nelle camere a μ . I trigger di jet singolo dopo la ricostruzione dei cluster, selezionano gli eventi che superano una certa soglia di energia trasversa (a CDF sono state considerate energie di soglia $E_T = 20, 50, 70$ e 100 GeV). Molti di questi trigger, inoltre, sono *pre-scalati dinamicamente*, cioè gli eventi selezionati passano al livello successivo ad una frequenza non superiore ad una soglia stabilita. Nel complesso circa 12 eventi al secondo passano all'ultimo stadio di selezione.

Livello 3: viene svolta la ricostruzione tridimensionale completa delle traiettorie delle particelle cariche e la ricostruzione dell'energia del jet secondo l'algoritmo a cono descritto nella sezione 2.4.2; si decide infine se registrare o meno l'evento su cassetta. I trigger per i μ richiedono una distanza $r\Delta\phi < 10 \text{ cm}$ tra la

traiettoria ricostruita nella CTC ed estrapolata a livello del raggio delle camere per muoni e il segmento di traccia presente nelle camere stesse. Alla fine del percorso, circa 8 eventi al secondo passano complessivamente le differenti selezioni.

In conclusione ricordiamo che i dati sono stati raccolti in due periodi; il Run 1a tra il Settembre 1992 e Agosto 1993, ed il Run 1b tra il Gennaio 1994 e il Luglio 1995, nel quale sono stati attivi trigger diversi. La luminosità integrata raggiunta è stata rispettivamente di circa 20 pb^{-1} e 90 pb^{-1} .

Capitolo 3

L'identificazione di jet prodotti da quark b

La capacità di identificare in modo efficiente i jet prodotti dalla frammentazione dei quark b è il fattore fondamentale in vista dell'analisi del decadimento del bosone Z in coppie $b\bar{b}$ nelle interazioni protone-antiprotone. A questo scopo si possono seguire due vie principali, a seconda delle caratteristiche del decadimento del b che vengono sfruttate. La prima si basa sulla ricerca di leptoni provenienti da decadimenti semileptonici del tipo $b \rightarrow e, \mu + X$ o $b \rightarrow c \rightarrow e, \mu + X$, che sono caratterizzati da un impulso trasverso mediamente inferiore ai leptoni prodotti nei decadimenti leptonici dei bosoni vettori W e Z e sono inoltre contenuti in un jet. Inoltre l'identificazione dei b si può ottenere ricostruendo il vertice secondario di decadimento per le particelle che contengono *beauty*, data la loro vita media relativamente lunga ($\tau \sim 1.5 \times 10^{-12} s$). Questa capacità si deve in massima parte alla notevole risoluzione spaziale nella ricostruzione delle tracce garantita dal rivelatore a microvertice in silicio (SVX).

Nella nostra analisi sfrutteremo entrambe queste possibilità di identificazione: infatti il campione di dati che sarà utilizzato presenta nello stato finale un muone contenuto in un jet, nella previsione che esso sia stato prodotto nel decadimento semileptonico del b , ed inoltre la selezione dei dati si baserà sulla richiesta di eventi con almeno due jet associati ad un vertice secondario per ridurre il campione agli eventi in cui sia stata prodotta una coppia $b\bar{b}$.

3.1 Il decadimento semileptonico del quark b

Il quark b subisce preferenzialmente¹ il decadimento $b \rightarrow c + X$; circa nel 30% dei casi lo stato X è rappresentato da una coppia $\ell\nu_\ell$, quindi per ogni specie leptonica (e, μ, τ) vi è una frazione di decadimento del quark b di circa il 10% (vedi tabella

¹La larghezza di decadimento per il processo $b \rightarrow q + X$ ($q = u, c$) mediato da un bosone W , è proporzionale al quadrato degli elementi della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{ub} e V_{cb} che hanno valori rispettivamente di $0.0018 \div 0.0045$ e $0.036 \div 0.045$ [20], perciò il decadimento in un charm è largamente il più probabile.

3.1). A sua volta il *charm* prodotto ha una sensibile probabilità di subire un analogo decadimento (ad esempio $BR(c \rightarrow \mu^+ + X) = 8.1 \pm 1.7\%$ [20]). Per queste considerazioni la probabilità di osservare un muone proveniente da un b nello stato finale è il risultato della combinazioni delle frazioni di decadimento semileptonico di ciascun quark b e del quark c prodotto in cascata:

$$\begin{aligned} b &\rightarrow (u, c) + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ b &\rightarrow c \rightarrow d + \mu^+ + \nu_\mu \end{aligned}$$

Particella	$\tau \times 10^{-12}$	Decadimenti semileptonici	BR (%)
B^0	1.55 ± 0.05	$B^0 \rightarrow \ell^+ \nu_\ell X$	10.3 ± 1.0
		$\rightarrow D^- \ell^+ \nu_\ell$	1.9 ± 0.5
		$\rightarrow D^{*}(2010)^- \ell^+ \nu_\ell$	4.68 ± 0.25
B^+	1.64 ± 0.05	$B^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell X$	10.1 ± 2.3
		$\rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu_\ell$	1.6 ± 0.7
		$\rightarrow D^{*}(2007)^0 \ell^+ \nu_\ell$	5.3 ± 0.8
Λ_b	$1.11^{+0.13}_{-0.12}$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell X$	10 ± 4

Tabella 3.1: Alcune informazioni relative alle particelle con bellezza, in particolare la loro vita media e i principali modi di decadimento semileptonico.

Per osservare la fenomenologia del decadimento semileptonico del quark b abbiamo generato un campione di dati Monte Carlo del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ con PYTHIA 5.7[28] simulando il comportamento del rivelatore. Sono stati selezionati gli eventi che in fase di generazione presentano un muone nello stato finale, inoltre, abbiamo introdotto una simulazione del trigger di Livello 2 per muoni in modo da osservare l'influenza delle condizioni imposte dal trigger sullo spettro dei momenti del muone e del neutrino associato. I campioni di dati Monte Carlo utilizzati sono descritti in dettaglio nel capitolo 5.

	Quark b	Mesoni con <i>charm</i>		
Decadimento	$b \rightarrow c + \mu + \nu_\mu$	$D^0 \rightarrow \mu + X$	$D^\pm \rightarrow \mu + X$	$D_s^0 \rightarrow \mu + X$
BR (%)	10.8%	6.47%	14.44%	8.00%

Tabella 3.2: Frazioni di decadimento del quark b e di alcuni mesoni con *charm* fissate dal generatore di decadimenti utilizzato nella simulazione Monte Carlo.

Date le frazioni di decadimento nel canale semileptonico che sono fissate dal generatore di decadimenti (si veda la tabella 3.2), si ha un muone nello stato finale nel 38.1% degli eventi generati. Per il campione così ottenuto abbiamo valutato l'impatto delle richieste del trigger e siamo giunti alle seguenti osservazioni:

- gli eventi che superano le condizioni imposte dal trigger rappresentano il 5.7% del campione con un muone nello stato finale;
- l'impulso trasverso medio dei muoni contenuti in un jet è di 5.1 GeV, che passa a 11.6 GeV quando si considerano solamente i μ selezionati dal trigger (figura 3.1, grafico in alto a sinistra).

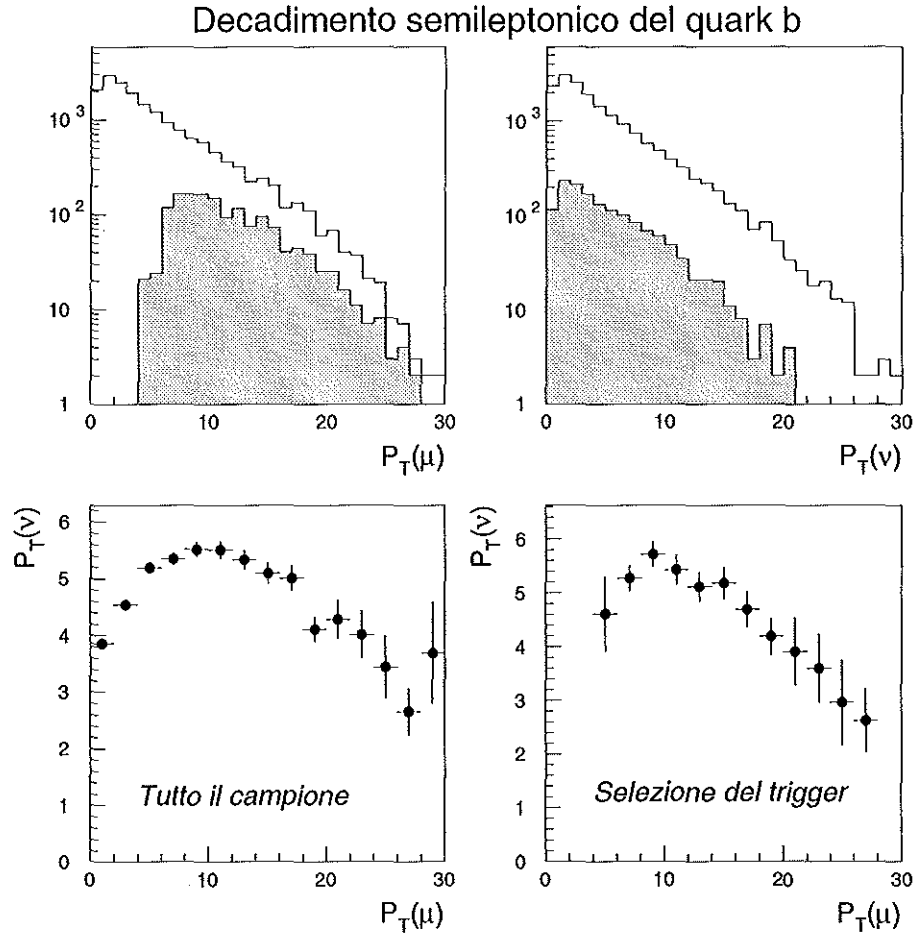


Figura 3.1: In alto distribuzione dell'impulso trasverso del muone e del neutrino provenienti dal decadimento di un quark b nel campione Monte Carlo per il processo $Z \rightarrow b\bar{b}$; in grigio, gli eventi che superano le richieste del trigger. Nei due grafici in basso sono rappresentate le correlazioni tra l'impulso trasverso del muone e del neutrino rispettivamente per il campione complessivo e per gli eventi selezionati dalla simulazione di trigger.

- per quanto riguarda il neutrino associato al μ invece il P_T subisce una variazione molto meno marcata, passando da 4.7 a 5.2 GeV (figura 3.1, grafico in alto a destra): dalle distribuzioni in figura 3.1 (grafici in basso) si nota infatti che ad impulsi del muone superiori ai 10 GeV, vi è una correlazione negativa con il P_T del neutrino;
- abbiamo infine osservato che nel 18% dei casi vi è la presenza di un secondo muone identificato il cui impulso trasverso medio risulta pari a circa 3.4 GeV; per questo motivo la selezione del trigger, in particolare la soglia in P_T , riduce la frazione di eventi con due μ al 6%.

Abbiamo considerato a questo punto i jet associati ad un quark b , che conten-

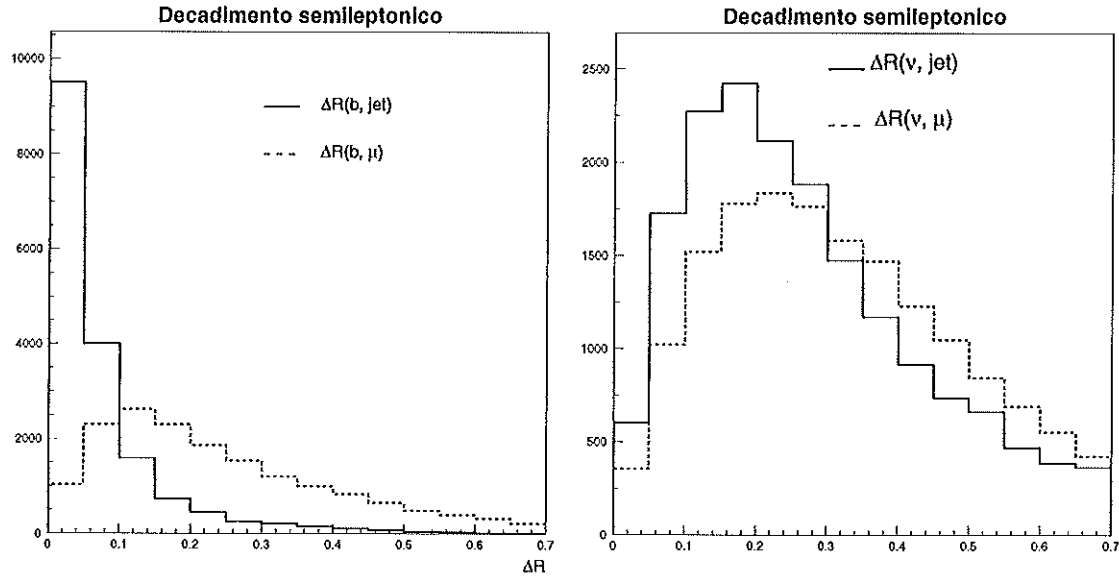


Figura 3.2: A sinistra è rappresentato il confronto delle distribuzioni della distanza, nel piano (η, ϕ) , jet-partone e μ -partone: a destra analogo raffronto tra la distanza jet-neutrino e muone-neutrino. Si dimostra che il jet trasporta maggiori informazioni sia relativamente alla direzione del quark b che a quella del neutrino.

gano una coppia muone-neutrino proveniente dal decadimento del quark *bottom*²; gli adroni generati nel decadimento trasportano la maggior parte dell'impulso del b ; quindi, la direzione del partone originario viene rappresentata dalla direzione del jet in modo molto più preciso rispetto alla direzione del μ associato, come si osserva distintamente in figura 3.2a in cui sono confrontate le distanze jet-partone e μ -partone nel piano (η, ϕ) .

Il neutrino viene prodotto insieme al muone con un angolo di apertura sempre diverso da zero; inoltre, la traiettoria del neutrino mantiene una correlazione con la direzione del quark b e perciò ci si attende che la sua direzione sia meglio stimabile dalla direzione del jet a cui è associato (si osservino le distribuzioni della distanza in figura 3.2b).

3.2 Studio della capacità di selezione del trigger per muoni

I leptoni che provengono dal decadimento semileptonico di quark pesanti (b, c) hanno in media impulso trasverso inferiore ai leptoni prodotti nel decadimento leptonico di bosoni vettoriali; inoltre sono generalmente contenuti nel cono con cui viene ricostruito il jet che ha origine dalla frammentazione del quark b .

Nello studio del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$ si dimostra particolarmente utile considera-

²L'associazione di un jet ad un b viene stabilita se la loro distanza nel piano (η, ϕ) $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ è minore di 0.7.

re il campione di dati sperimentali selezionato dai trigger per muoni, nella previsione che una parte dei μ provengano dal decadimento semileptonico dei b . Il campione che analizzeremo è caratterizzato da muoni rivelati nelle camere CMU e CMP, che coprono la regione di pseudorapidità $|\eta| < 0.6$, e contenuti all'interno del cono con il quale viene ricostruito il jet.

A questo livello oltre agli eventi del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ il campione è caratterizzato da altri processi, i principali sono:

1. la produzione generica di eventi con un jet;
2. i decadimenti $Z \rightarrow c\bar{c}$;
3. i decadimenti $W \rightarrow c\bar{s}$;

L'utilità della selezione prodotta dalle richieste del trigger nella ricerca del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ si giudica in base a due fattori: l'efficienza nei confronti nel segnale e la capacità di reiezione dei processi che costituiscono il fondo.

Per determinare l'efficienza della selezione del trigger nei confronti del segnale ($\epsilon_{trig}(Z \rightarrow b\bar{b})$) abbiamo utilizzato il campione Monte Carlo del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$. L'efficienza è data dalla relazione:

$$\epsilon_{trig}(Z \rightarrow b\bar{b}) = \frac{N_{trig}^Z}{N_{gen}^Z \cdot P_{|\eta|}^\mu} \quad (3.1)$$

dove

N_{trig}^Z è il numero di eventi che superano le richieste del trigger;

N_{gen}^Z è il numero totale di eventi generati;

$P_{|\eta|}^\mu$ è la probabilità che il muone proveniente dal decadimento semileptonico del b sia prodotto³ nella regione $|\eta| < 0.6$;

e dalla quale risulta $\epsilon_{trig}(Z \rightarrow b\bar{b}) = 5.7\%$.

La capacità di reiezione dei processi di fondo viene stimata confrontando l'efficienza della selezione del trigger per i processi di fondo più importanti con quella relativa al segnale. Nel caso della produzione di eventi con un jet generico una stima dell'efficienza si ottiene dal campione di dati sperimentali, che, oltre al muone, è caratterizzato appunto dalla presenza di almeno un jet, attraverso la relazione :

$$\epsilon_{trig}(jet) = \frac{N_{dati}}{\mathcal{L}_{int} \cdot \sigma(p\bar{p} \rightarrow jet + X)}. \quad (3.2)$$

N_{dati} corrisponde alla statistica del campione di dati pari a circa 5.4×10^6 eventi, $\mathcal{L}_{int} = 103 \text{ pb}^{-1}$ è la luminosità integrata del campione di dati sperimentali e $\sigma(p\bar{p} \rightarrow$

³Il valore di questa probabilità è stato determinato osservando in fase di generazione la distribuzione in η dei muoni prodotti nel decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$.

$jet + X$) è la sezione d'urto per la produzione di eventi con un jet nella regione di pseudorapidità $|\eta| < 0.6$, che per $E_{Tjet} > 20$ GeV è di circa $20 \mu\text{b}$ [27] ⁽⁴⁾.

Per determinare l'efficienza sui processi di fondo provenienti dai decadimenti $Z \rightarrow c\bar{c}$ e $W \rightarrow c\bar{s}$ abbiamo generato due campioni Monte Carlo dei processi $q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow c\bar{s}$ e $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow c\bar{c}$, ai quali abbiamo applicato le richieste del trigger. Il valore dell'efficienza è stato quindi determinato utilizzando una relazione analoga alla 3.1.

Come si vede dai risultati raccolti in tabella 3.3 la selezione del trigger per muoni è oltre 20 volte più efficiente per il segnale e circa 6 volte rispetto agli altri processi che caratterizzano il campione sperimentale.

Campione	MC $Z \rightarrow b\bar{b}$	Dati sperimentali	MC $Z \rightarrow c\bar{c}$	MC $W \rightarrow c\bar{s}$
ϵ_{trig}	5.69%	0.26%	0.93%	0.84%

Tabella 3.3: Efficienza della selezione del trigger nei confronti del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ e dei principali processi di fondo che caratterizzano il campione con un μ ; il campione di dati sperimentali è rappresentato in massima parte infatti dalla generica produzione di eventi con un jet.

3.3 Identificazione dei vertici secondari

Consideriamo ora l'altra caratteristica dei quark b che può essere sfruttata per la loro identificazione. La vita media infatti delle particelle generate nella frammentazione dei b è dell'ordine di 10^{-12} secondi (cfr. tabella 3.1), che corrisponde ad una lunghezza di decadimento $c\tau \sim 400\mu\text{m}$; i quark b , inoltre, nel processo $Z \rightarrow b\bar{b}$ sono prodotti con un alto impulso trasverso rispetto alla scala stabilita dalla loro massa. Per questi due motivi le particelle dotate di *bellezza* possono allontanarsi anche di qualche millimetro dal vertice primario d'interazione prima di decadere. I jet prodotti per adronizzazione di quark b , possono quindi essere identificati ricercando le traiettorie delle particelle cariche per cui non sia compatibile la provenienza dal vertice primario e che si possano associare ad un vertice secondario comune.

In figura 3.3 vi è la rappresentazione di un evento nel piano trasverso in cui è evidente la presenza di un vertice secondario; con d viene indicato il parametro d'impatto, ossia la distanza minima di una traccia ricostruita dal vertice primario.

Le traiettorie ricostruite dalla camera centrale di tracciatura vengono associate ad un jet, se si trovano entro un cono di raggio $R = 0.7$; viene inoltre richiesto che il jet abbia una energia trasversa superiore ad una soglia che nel corso della nostra analisi è stata fissata a 10 GeV. Le tracce vengono poi classificate come *tracce spostate dal vertice primario* in base a due metodi di selezione [21], un primo criterio:

- traccia con $P_T > 0.5$ GeV/c associata ad un jet;

⁴Il denominatore in 3.2 si può interpretare come il numero di eventi con almeno un jet di $E_T > 20$ GeV e prodotto nella regione $|\eta| < 0.6$, per una luminosità integrata di 103 pb^{-1} .

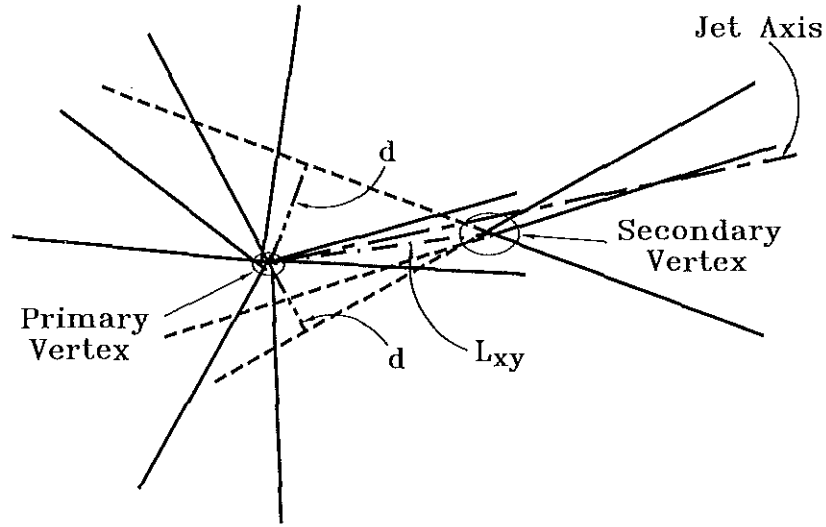


Figura 3.3: Descrizione nel piano (r, ϕ) di un evento con un vertice secondario. È anche rappresentato il parametro d'impatto d per alcune tracce rappresentative rispetto al vertice primario.

- significanza del parametro d'impatto⁵ $S_d > 2.5$;
- traccia identificata da almeno due piani di SVX;

ed un secondo criterio più restrittivo:

- traccia con $P_T > 1,5$ GeV/c associata ad un jet;
- significanza del parametro d'impatto $S_d > 4.0$;
- traccia identificata da almeno tre piani di SVX;

Nella fase successiva un algoritmo provvede a ordinare le tracce associate a ciascun jet che soddisfino al primo criterio di selezione; l'ordinamento avviene secondo il loro impulso trasverso, la significanza del parametro d'impatto e il numero di piani di SVX colpiti. Dopo aver definito il *vertex-seme* facendo convergere le due tracce migliori, un candidato per un vertice secondario viene fissato se esiste almeno una terza traccia che abbia significanza del parametro d'impatto inferiore a 3 rispetto al vertice seme. Se nessuna traccia soddisfa a questa richiesta si definisce una nuova coppia di tracce e un nuovo seme ripetendo il procedimento. Nel caso non vi fosse alcun candidato per un vertice secondario, si selezionano le tracce che soddisfano le condizioni più restrittive e si richiedono soltanto due tracce per definire un vertice.

Infine per tutti i candidati vertici secondari si calcola la *lunghezza di decadimento nel piano trasverso* L_{xy} (vedi figura 3.3), ossia la distanza tra i vertici primario e

⁵Il rapporto $S_d = |d/\sigma_d|$, in cui σ_d è la risoluzione sul valore del parametro d'impatto, che dipende sia dall'incertezza su d che dalla risoluzione sulla posizione del vertice primario.

secondario. L'errore sulla sua misura è il risultato della combinazione dell'incertezza sulle misure del vertice primario e del vertice secondario, ed il suo valore medio è di circa $130 \mu\text{m}$. Per la determinazione di un vertice secondario è utile attribuire un segno alla lunghezza trasversa di decadimento; si stabilisce che esso coincida con il segno del prodotto scalare tra la direzione di L_{xy} e il vettore ottenuto dalla somma degli impulsi delle tracce che individuano un vertice. Nei jet provenienti da quark leggeri, che contengano tracce mal ricostruite, la distribuzione della lunghezza trasversa di decadimento è caratterizzata da una distribuzione simmetrica attorno allo zero; mentre i jet associati a tracce che provengono dal decadimento di quark pesanti (b , c) popolano la regione a L_{xy} positiva⁶. In conclusione, nella nostra analisi abbiamo identificato un jet come proveniente dalla frammentazione di un quark b se:

- a) $E_T^{\text{cluster}} > 10 \text{ GeV}$;
- b) $|L_{xy}|/\sigma_{L_{xy}} \geq 2.0$;
- c) $0 < L_{xy} < 5.0 \text{ cm}$.

Questa procedura ha preso il nome di *tagging* e l'identificazione del jet prodotto da un quark b viene chiamata *b-tag*.

L'algoritmo impiegato è stato ottimizzato per selezionare i vertici secondari prodotti da quark b , rispetto soprattutto ai vertici di decadimento del *charm*, il quale ha una vita media simile ($\tau \sim 1.0 \times 10^{-12} \text{ s}$) a quella del quark bottom. Vertici secondari prodotti da particelle neutre a vita media lunga⁷ come K_s^0 o Λ vengono rimossi facendo ricorso al fatto che nei loro decadimenti si presentano due particelle di carica opposta le cui traiettorie descrivono una caratteristica topologia a V. Una misura della massa invariante e della distanza di volo permette così di rimuovere questa sorgente di errore nella identificazione dei jet.

Diamo, infine, delle definizioni che saranno utilizzate in seguito:

traccia taggabile, una traccia identificata da due piani di SVX e $P_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ oppure da tre o quattro piani di SVX e $P_T > 0.5 \text{ GeV}/c$;

jet taggabile, un jet che abbia almeno due tracce taggabili all'interno del cono di raggio $R = 0.7$ centrato attorno al suo asse.

3.4 Efficienza dell'algoritmo di ricerca dei vertici secondari

Nel corso dello studio del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ nel campione di dati con un μ , useremo l'algoritmo di ricerca dei vertici secondari per selezionare gli eventi in cui viene

⁶Esiste una contaminazione che ammonta a circa il 6% della regione a 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 di tracce provenienti da decadimenti sequenziali.

⁷ $\tau(K_s^0) \sim 9 \times 10^{-11}$ e $\tau(\Lambda) \sim 2.6 \times 10^{-10}$.

identificato almeno un jet proveniente dall'adronizzazione di un quark b (1 tag). L'efficacia della selezione nell'aumentare la frazione di eventi di segnale contenuti nel campione sperimentale si valuta, come abbiamo già visto nella sezione 3.2, dall'efficienza della selezione nei confronti del segnale e dalla sua capacità di reiezione dei processi concorrenti.

Per questo scopo ci siamo serviti degli stessi campioni di eventi considerati in 3.2, cioè i dati sperimentali e i campioni Monte Carlo $Z \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow c\bar{c}$ e $W \rightarrow c\bar{s}$, in modo da osservare l'effetto della selezione sui principali processi di fondo che caratterizzano il campione con un μ . L'efficienza della selezione degli eventi con 1 tag per ogni campione di dati è stata determinata dalla relazione:

$$\epsilon_{tagging} = \frac{N_{tag}}{N_{\mu}}$$

dove N_{tag} è il numero di eventi con 1 tag e N_{μ} il numero di eventi selezionato dal trigger per muoni.

I risultati, raccolti in tabella 3.4, mostrano che la selezione per il segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ ha una efficienza molto superiore sia rispetto ai dati sperimentali che rispetto agli altri campioni considerati.

Campione	MC $Z \rightarrow b\bar{b}$	Dati sperimentali	MC $Z \rightarrow c\bar{c}$	MC $W \rightarrow c\bar{s}$
$\epsilon_{tagging}$	60.7%	2.0%	17.7%	10.4%

Tabella 3.4: Efficienza dell'algoritmo di ricerca dei vertici secondari per il segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$, i dati sperimentali ed alcuni processi di fondo del campione con un μ .

3.5 Composizione del campione con 1 tag

Concludiamo la parte dedicata all'identificazione dei quark b , analizzando la composizione del campione di eventi con un μ selezionati per la presenza di un vertice secondario di decadimento. Questo campione è stato studiato a CDF in relazione a campioni Monte Carlo dei processi di produzione di coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ in interazioni forti [22]. Attraverso l'accurata analisi delle distribuzioni di P_T^{rel} (la componente trasversa dell'impulso del muone rispetto all'asse del cono del jet in cui è contenuto) per i dati e per i campioni Monte Carlo è stata raggiunta una stima della frazione di coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ presenti nei dati sperimentali con un tag. Nei risultati in tabella 3.5 le frazioni sono espresse per i due periodi di raccolta dei dati sperimentali, durante i quali erano attivi differenti trigger.

Il dato che più ci interessa sottolineare è che l'ottimizzazione dell'algoritmo per l'identificazione dei vertici di decadimento dei quark b rende la frazione di eventi $b\bar{b}$ nel campione (83% circa) decisamente superiore alla frazione di eventi $c\bar{c}$ (12%) e riduce gli altri processi ad un contributo del 5%; ciò in relazione soprattutto al fatto che la sezione d'urto di produzione di coppie $c\bar{c}$ in interazioni forti è circa 4 volte superiore⁸ alla sezione d'urto per coppie di quark b .

⁸Il rapporto tra la sezione d'urto per coppie $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ viene misurata a CDF confrontando le

	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	Altri processi
Run 1a	$(81.8 \pm 1.0)\%$	$(12.5 \pm 1.5)\%$	$(5.7 \pm 1.3)\%$
Run 1b	$(84.3 \pm 0.6)\%$	$(11.6 \pm 1.1)\%$	$(4.1 \pm 1.1)\%$

Tabella 3.5: *Composizione del campione di dati con un μ ed un vertice secondario di decadimento. Le frazioni si riferiscono ai due periodi di raccolta dati.*

Dopo aver descritto in questo capitolo e nel precedente i principali strumenti di cui ci siamo serviti nell'analisi, passeremo nel capitolo seguente alla descrizione dello studio vero e proprio del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$.

frazioni di jet contenenti *charm* e *beauty* (F_c e F_b). Per una energia trasversa dei jet tra i 20 e i 50 GeV $F_c \sim 4 \cdot F_b$ [23].

Capitolo 4

Il segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$

Nonostante un gran numero di eventi $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ siano stati osservati in collisioni elettrone-positrone negli esperimenti al collider LEP del CERN e SLD a SLAC, il processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ non è stato mai osservato direttamente in interazioni protone-antiprotone¹. Inoltre la massa e la frazione di decadimento del bosone Z in coppie di quark b sono conosciute con grande precisione e perciò lo studio di questo processo può essere utilizzato per valutare la sensibilità dell'esperimento a processi di produzione di coppie $b\bar{b}$, in vista della ricerca del bosone di Higgs nel canale di produzione diretta ($gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$) al Tevatron. In questo capitolo, dopo aver determinato la sezione d'urto attesa di processo, descriveremo le varie fasi che conducono all'evidenza del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ e alla determinazione del numero di eventi.

4.1 Il processo e il campione di dati sperimentali

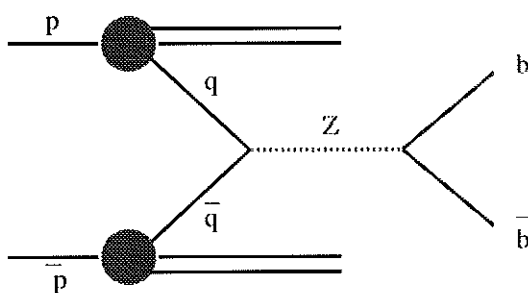


Figura 4.1: *Diagramma del processo di produzione del bosone Z in interazioni protone-antiprotone e del successivo decadimento in coppie di quark b*

La sezione d'urto per il processo $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ al Tevatron si può calcolare utilizzando le misure della sezione d'urto del decadimento del bosone Z in e^+e^- e in $\mu^+\mu^-$ effettuate dagli esperimenti CDF e D0 e combinate in riferimento [26],

¹L'esperimento UA2 all'Sp \bar{p} S di Ginevra ha presentato una analisi del segnale combinato dei decadimenti adronici dei bosoni W e Z , ma il segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ non è stato separato [25].

rispettivamente²:

$$\begin{aligned}\sigma_Z \times BR(Z \rightarrow e^+e^-) &= 0.235 \pm 0.003 \pm 0.005 \pm 0.020 \text{ nb} \\ \sigma_Z \times BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-) &= 0.202 \pm 0.016 \pm 0.020 \pm 0.017 \text{ nb}\end{aligned}$$

Allora, per la frazione di decadimento di Z in coppie $b\bar{b}$ (vedi tabella 4.1), si ottiene il valore:

$$\sigma_Z \times BR(Z \rightarrow b\bar{b}) = 1.078 \pm 0.031 \pm 0.092 \text{ nb} \quad (4.1)$$

che implica la produzione di circa 120000 decadimenti $Z \rightarrow b\bar{b}$ alla luminosità integrata di circa 110 pb^{-1} raggiunta nella presa dati Settembre 1992-Luglio 1995 (Run 1).

Bosone Z	
Massa	$91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}$
Larghezza (Γ)	$2.490 \pm 0.007 \text{ GeV}$
$\Gamma(e^+e^-)/\Gamma(\text{totale})$	$(3.366 \pm 0.008)\%$
$\Gamma(\mu^+\mu^-)/\Gamma(\text{totale})$	$(3.367 \pm 0.013)\%$
$\Gamma(\text{adroni})/\Gamma(\text{totale})$	$(69.90 \pm 0.15)\%$
$\Gamma(b\bar{b})/\Gamma(\text{totale})$	$(15.46 \pm 0.14)\%$
$\Gamma(b\bar{b})/\Gamma(\text{adroni})$	$(22.12 \pm 0.19)\%$

Tabella 4.1: Caratteristiche fisiche principali del bosone vettore Z [20].

Ci attendiamo che il segnale del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$ in interazioni protone-antiprotone si manifesti, nello spettro di massa invariante (M_{jj}) ricostruita con i jet provenienti dalla frammentazione dei quark b , come un eccesso concentrato di eventi, sovrapposto ad una distribuzione decrescente, generata in massima parte da produzione diretta di coppie di quark b da interazione forte; questi processi saranno descritti nella sezione 4.2.3.

CDF dispone di campioni di dati raccolti da un gran numero di trigger differenti. Per la raccolta del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ la scelta più naturale consisterebbe nel campione di dati selezionato dal trigger di jet singolo con soglia energetica più bassa, che è stata fissata a 20 GeV. Nel trattare questo campione vi è tuttavia una difficoltà importante; essa deriva dal fatto che il trigger di livello 2, tra tutti gli eventi che superano la selezione, accetta mediamente solo un evento su mille (si dice prescalato di un fattore 1000). Infatti, a causa dell'elevata luminosità istantanea disponibile a CDF viene prodotto un grandissimo numero di eventi con un jet di $E_T > 20 \text{ GeV}$ ³; in considerazione della capacità di registrazione dei dati e dell'interesse fisico di questo campione, solo una piccola frazione degli eventi viene accettata. Come conseguenza, la luminosità integrata di questo campione è pari a solo un centinaio di nanobarn inversi (circa 10^{35} cm^{-2}), del tutto insufficiente per i nostri scopi.

²Gli errori che compaiono nella sezione d'urto sono dati rispettivamente dall'incertezza statistica, da quella sistematica e dall'incertezza nella determinazione della luminosità integrata.

³La sezione d'urto per la produzione di jet con E_T superiore ai 20 GeV in collisioni $p\bar{p}$ al Tevatron è di circa $100 \mu\text{barn}$ [27], quindi per $\mathcal{L}_{ist} \sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ eventi di questo tipo vengono prodotti con una frequenza di circa 1 kHz.

Run 1a		
<i>Sigla del trigger</i>	<i>P_T della traccia richiesto</i>	<i>Caratteristiche</i>
CMUP_CFT_9_2	$P_T > 9.2$ GeV	Non prescalato
Run 1b		
CMUP_CFT_12_5DEG	$P_T > 12.5$ GeV	Non prescalato
CMUP_CFT_7_5DEG	$P_T > 7.5$ GeV	Prescalato dinamicamente di circa un fattore 2

Tabella 4.2: *Principali trigger che hanno selezionato il campione con un muone nei due periodi di raccolta dati Run 1a e Run 1b. Il trigger CMUP_CFT_7_5DEG è prescalato dinamicamente, cioè accetta una frazione variabile di eventi, in ragione della luminosità istantanea disponibile a CDF.*

Nella sezione 3.1 abbiamo messo in evidenza la possibilità di sfruttare il decadimento semileptonico dei quark pesanti per l'identificazione dei jet prodotti nella frammentazione dei b . Per questo motivo i campioni di dati che abbiamo preso in considerazione sono quelli che presentano un muone nello stato finale. In questo modo, inoltre, ci siamo liberati da richieste sull'energia di soglia dei jet per ottenere una migliore ricostruzione dello spettro a bassi valori della massa invariante, ed è garantita una luminosità integrata sufficiente, dato che i trigger non sono prescalati in modo significativo.

4.1.1 Caratteristiche del campione di dati

A CDF i μ sono rivelati nella regione di pseudorapidità $|\eta| < 0.6$ dalle camere centrali a muoni CMU e CMP e nella regione $0.6 < |\eta| < 1.0$ dalle camere CMX; per il nostro studio abbiamo deciso di concentrarci sul campione di eventi selezionati dalle camere centrali nei due periodi di raccolta dati (Run 1a e Run 1b) e che corrisponde complessivamente a 5'414'755 eventi con un μ .

La selezione dei muoni a livello 2 viene compiuta da diversi trigger, nei quali si richiede una traccia (ricostruita dal sistema di tracciatura di CDF, come abbiamo descritto nel paragrafo 2.7) che abbia impulso trasverso superiore ad una certa soglia e che si possa associare ai segmenti di traccia in CMU e CMP. La differenza più importante tra i singoli trigger è la soglia d'impulso stabilita per l'identificazione. In tabella 4.2 sono elencati i trigger che forniscono la quasi totalità del campione con un muone incluso, rispettivamente per il primo e per il secondo periodo di raccolta dati.

Dopo l'ultima selezione effettuata a livello 3 si raggiunge una luminosità integrata $\int \mathcal{L}_{ist} dt$ di circa 17 pb^{-1} per il Run 1a e di 86 pb^{-1} per il Run 1b, con un valore complessivo di 103 pb^{-1} .

4.2 Selezione degli eventi

Vogliamo ora stabilire una selezione degli eventi che sia in grado di individuare i jet provenienti dal decadimento della coppia $b\bar{b}$. La rilevanza del segnale viene stimata dal rapporto S/B tra il numero di eventi di segnale ed il numero di eventi osservati nella regione cinematica in cui si prevede il segnale debba trovarsi.

Il valore atteso di S viene stimato dalla generazione di un campione di dati Monte Carlo del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$, al quale venga imposto lo stesso criterio di selezione stabilito per i dati sperimentali. Il numero di eventi di segnale attesi risulta infatti:

$$S = N_{sel}^{MC} \frac{N_Z^{prod}}{N_{gen}^{MC}}$$

ove:

N_{gen}^{MC} è il numero di decadimenti $Z \rightarrow b\bar{b}$ generati dalla simulazione Monte Carlo;

N_{sel}^{MC} è il numero di eventi Monte Carlo che superano la selezione;

N_Z^{prod} è una stima del numero totale di bosoni Z prodotti nell'esperimento. Per una luminosità integrata $\mathcal{L}_{int} = 103 \text{ pb}^{-1}$ ed una sezione d'urto di processo $\sigma_Z \times BR(Z \rightarrow b\bar{b}) = 1.078 \text{ nb}$, è pari a:

$$N_Z^{prod} = \sigma_Z \times BR(Z \rightarrow b\bar{b}) \cdot \mathcal{L}_{int} \simeq 111000$$

Il criterio che ci ha guidato nella selezione dei dati è stata la massimizzazione della significanza statistica del segnale che si definisce come il rapporto S/\sqrt{B} e descrive la probabilità che la distribuzione di fondo possa fluttuare al di sopra del segnale osservato.

Il campione Monte Carlo di decadimenti $Z \rightarrow b\bar{b}$ generato allo scopo di valutare gli eventi di segnale attesi sarà descritto nel prossimo capitolo insieme agli altri campioni generati durante il nostro lavoro.

4.2.1 Richieste iniziali

Il campione di dati, dopo aver superato i criteri di selezione stabiliti dai tre livelli di trigger, presenta ancora una certa percentuale di *falsi* μ , cioè adroni che hanno superato tutto lo spessore dei calorimetri e sono stati rivelati nelle camere per muoni; inoltre parte dei μ rivelati non provengono da decadimenti semileptonici di quark pesanti, ma da altri processi come i decadimenti di mesoni π e K nelle regioni esterne alle camere a deriva centrali. Gli eventi sono stati quindi riprocessati utilizzando un algoritmo che identifica i muoni in base a criteri di selezione più restrittivi rispetto a quelli stabiliti dal trigger; in particolare viene riconsiderata l'associazione della traiettoria del muone ricostruita dal sistema di tracciatura e i segmenti di traccia nelle camere per muoni. In questo modo si è cercato di eliminare soprattutto gli adroni identificati erroneamente come μ . Gli eventi selezionati sono 2'712'181, di fatto il 50 % del campione iniziale. Dalla simulazione Monte Carlo del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ ci attendiamo a questo livello un rapporto $S/B \sim 1/2500$, in cui abbiamo considerato come eventi di fondo (B) l'intera statistica del campione selezionato.

4.2.2 Eventi con 1 e 2 tag

Ricordiamo che a CDF è stato sviluppato un algoritmo che ha la capacità di identificare i jet provenienti dall'adronizzazione di un quark b (si veda sez. 3.3) attraverso la ricostruzione del vertice secondario di decadimento. Tra i parametri che devono essere fissati in questo algoritmo vi sono la minima energia trasversa dei jet (E_T^{soglia}) e il raggio (R) del cono entro il quale devono trovarsi le tracce spostate dal vertice primario per essere associate ad un jet, e che viene generalmente scelto uguale al raggio del cono usato nella ricostruzione del jet nel calorimetro. Abbiamo fissato E_T^{soglia} a 10 GeV, in modo tale da ottenere una ricostruzione affidabile dello spettro di massa invariante a basse energie; mentre, per quanto riguarda il raggio di *clustering*, la nostra scelta è stata $R = 0.7$.

Una prima importante selezione è stabilita richiedendo eventi con almeno 1 tag, cioè con almeno un jet contenente un vertice secondario; il numero di eventi che superano questa selezione è pari a 105782, il 3.9 % del campione precedente; tuttavia il rapporto segnale su fondo è ancora troppo limitato (circa 1/167) per riuscire ad osservare un eccesso nello spettro di massa invariante (fig. 4.2a).

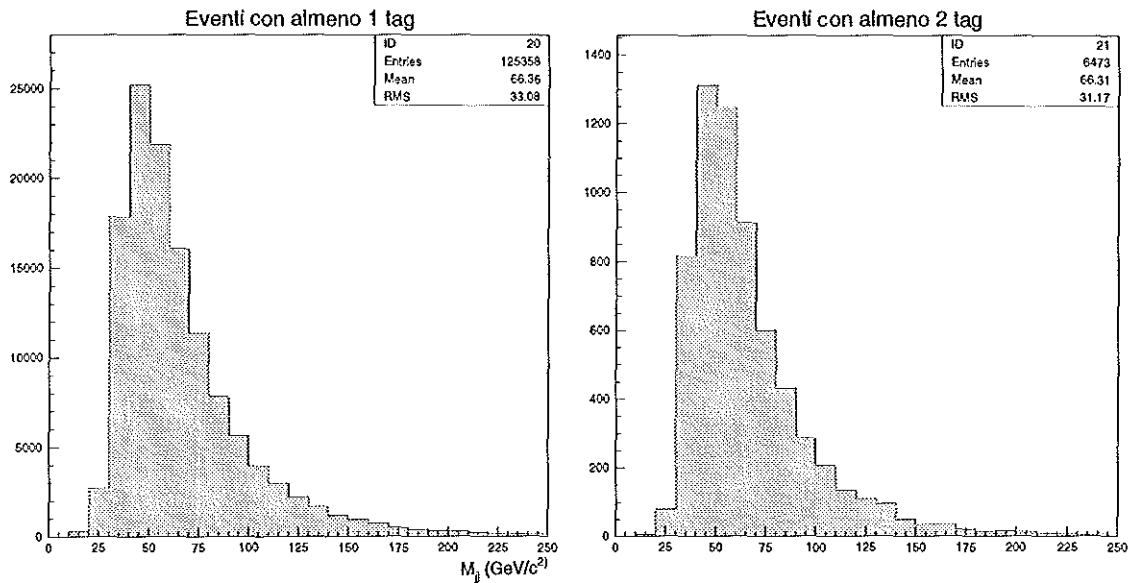


Figura 4.2: Distribuzione di massa invariante per il campione di eventi con un vertice secondario associato ad un jet (a destra) e per eventi con due vertici secondari associati. In nessuno dei casi si può notare una evidente deviazione dal fondo.

Nei dati sperimentali a questo livello domina la produzione di coppie $b\bar{b}$ per interazione forte, mentre altri contributi, come la produzione di coppie $c\bar{c}$, incidono complessivamente per una percentuale inferiore al 17% (par. 3.5). Infatti, sebbene la sezione d'urto di produzione di coppie $c\bar{c}$ sia molto superiore, i vertici secondari di decadimento di quark b sono identificati con maggiore efficienza rispetto a quelli provenienti da *charm*.

La produzione di coppie di quark b avviene attraverso diversi meccanismi in QCD, quali la produzione diretta e lo splitting di gluoni. Nel caso della produzione diretta

si ha una considerevole frazione di eventi con due jet ben separati nello stato finale, cioè la stessa fenomenologia del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$; mentre negli eventi originati da splitting di gluoni le coppie di quark b sono prodotte con una separazione angolare molto inferiore. La conseguenza più importante è che tali eventi hanno una minore probabilità di contenere un secondo tag, sia rispetto al segnale che rispetto alla produzione diretta di coppie $b\bar{b}$. Questo diverso comportamento si può sfruttare dunque per una ulteriore selezione, limitando il campione agli eventi che contengono due tag. La statistica si riduce a 5479 eventi con una efficienza del 5.2% rispetto al campione con un solo tag, che si può confrontare (vedi tabella 4.3) con una efficienza sensibilmente maggiore (22.4%) sul campione Monte Carlo $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Nonostante questo lo spettro di massa non manifesta ancora evidenza del segnale (fig. 4.2b), dato che la separazione degli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$ dalla distribuzione di fondo non è ancora sufficiente ($S/B \approx 1/38$).

4.2.3 I processi di fondo del campione a due tag

Nel campione considerato la massima parte degli eventi di fondo proviene dalla produzione diretta per interazione forte di coppie di quark b . I principali processi relativi al modo di produzione diretta sono schematizzati dai diagrammi di Feynman in figura 4.3.

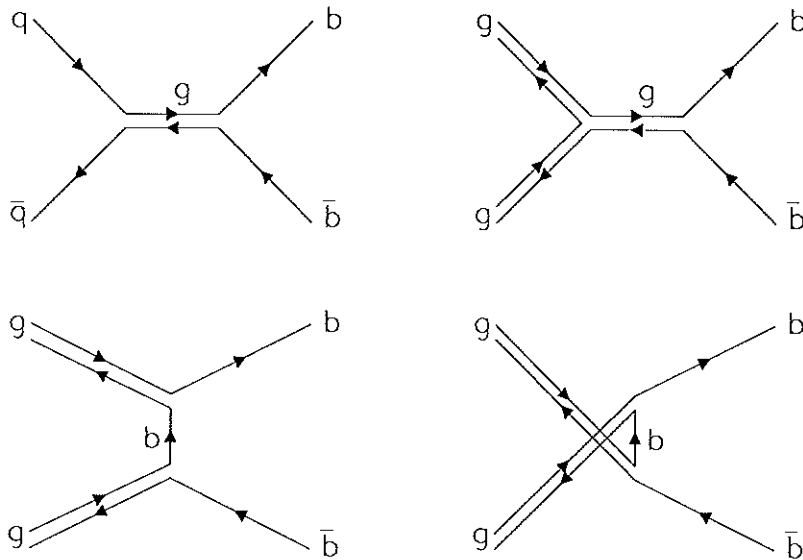


Figura 4.3: *Diagrammi di Feynman dei processi QCD che al primo ordine danno origine ad una coppia di quark b nello stato finale (produzione diretta). Sono rappresentate in particolare le correnti di colore presenti in questi processi (i gluoni sono caratterizzati da una doppia linea di colore e i quark da una linea singola): è evidente la correlazione di colore tra lo stato finale e lo stato iniziale.*

Vi è una differenza importante tra il processo $Z \rightarrow b\bar{b}$ e la produzione di coppie di quark bottom da QCD, che dipende dalla differente struttura di colore dei due processi. Al primo ordine in QCD è sempre presente una connessione di colore

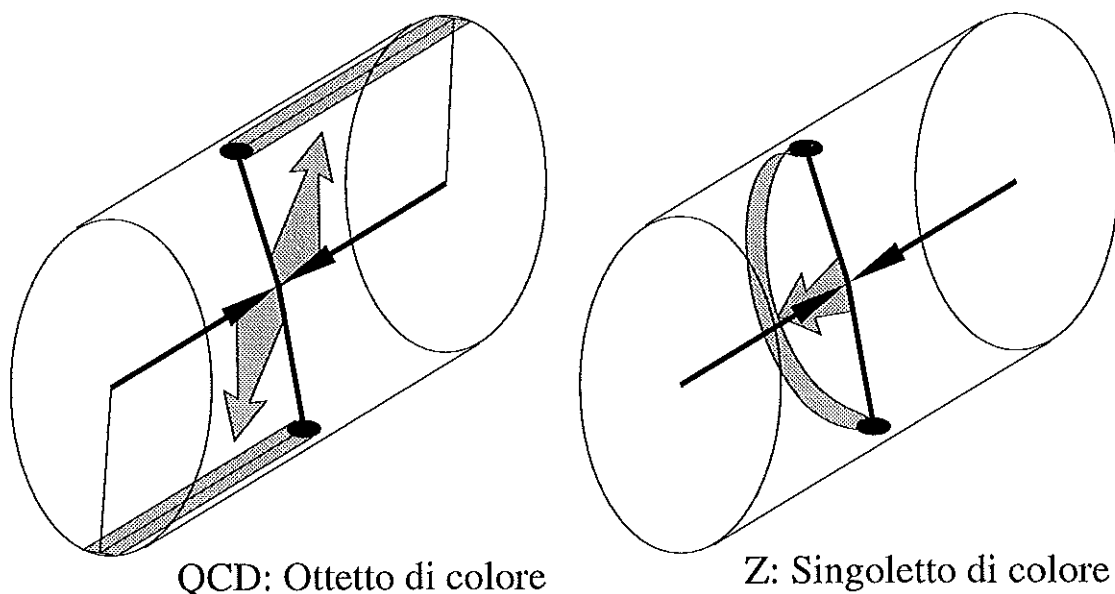


Figura 4.4: *Differente emissione della radiazione per la produzione di una coppia di quark b al primo ordine per processi QCD e per il decadimento del bosone Z . A sinistra, negli eventi QCD la radiazione viene emessa preferenzialmente sul piano contenente i due jet. A destra, per l'interazione elettrodebole l'emissione prevalente avviene tra i due partoni di stato finale.*

tra lo stato iniziale e lo stato finale, assente, invece, nella produzione e successivo decadimento del bosone Z ; inoltre il processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ si verifica sempre in uno stato di singoletto di colore, mentre ciò non avviene in generale per i processi forti. Ci si attende allora che la connessione di colore in QCD si manifesti con una diversa struttura della radiazione rispetto al decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$, che si distribuisce preferenzialmente nel piano contenente i jet e i partoni di stato iniziale (si veda in proposito lo schema in figura 4.4); nei processi elettrodeboli invece la radiazione di colore si distribuisce in prevalenza tra i due jet.

Questa differenza tuttavia ha un carattere statistico e non è possibile utilizzarla per una discriminazione evento per evento.

4.2.4 Condizioni cinematiche

Per distinguere gli eventi di segnale da quelli di fondo, ci siamo interessati, allora, a variabili che siano sensibili alla radiazione di colore. Le due che hanno dimostrato maggiore influenza sono:

- l'angolo azimutale tra le direzioni dei due jet principali ($\Delta\phi_{12}$);
- la somma dell'energia trasversa dei cluster dell'evento esclusi i due provenienti dalla frammentazione della coppia di quark b ($\sum_3 E_T$); questa variabile rappresenta, per un processo in cui i due jet principali provengano da quark b ,

una stima complessiva della radiazione dei partoni di stato iniziale e di stato finale.

Entrambe queste variabili hanno potere di separazione tra eventi che manifestino o meno una connessione di colore tra lo stato finale e lo stato iniziale. Per quanto riguarda l'angolo azimutale tra i due jet, una indicazione interessante ci viene dalla differente distribuzione di $\Delta\phi_{12}$ per il campione di dati sperimentali prima della selezione, rispetto alla distribuzione per la simulazione Monte Carlo del processo $Z \rightarrow b\bar{b}$, rappresentata in figura 4.5.

Il valore di $\Delta\phi_{12}$ scelto per selezionare i dati è stato determinato studiando le distribuzioni del guadagno sul rapporto S/B e su S^2/B , utilizzato quale estimatore della significanza del segnale. In figura 4.6a si osserva che per $\Delta\phi_{12} \sim 3$ la distribuzione di S^2/B presenta un massimo e contemporaneamente si raggiunge un guadagno vicino a 2.5 per il rapporto segnale su fondo. Sui dati sperimentali abbiamo imposto quindi la condizione $\Delta\phi_{12} > 3$ radianti. L'incertezza sulla variabile $\Delta\phi_{12}$ dipende dalla risoluzione nella misura della coordinata ϕ del partone b da parte del jet ($\sigma(\Delta\phi(b, jet))$); affinché il taglio in $\Delta\phi_{12}$ di 0.14 radianti rimanga sotto controllo è necessario che $\sigma(\Delta\phi(b, jet))$ sia sufficientemente piccola, inferiore comunque a 0.1. Nel campione di dati Monte Carlo abbiamo osservato perciò la distribuzione dell'angolo ϕ tra il partone b ed il jet verificando che la risoluzione è pari a circa 0.04 radianti (figura 4.6b), quindi del tutto soddisfacente per assicurare la stabilità della selezione.

Anche la variabile $\sum_3 E_T$ discrimina gli eventi rispetto alla loro radiazione di colore (cfr. figura 4.7); la scelta sulla condizione da imporre è piuttosto difficile dato che la distribuzione di questa variabile per il processo $Z \rightarrow b\bar{b}$ non è facilmente riproducibile con simulazioni Monte Carlo, essendo legata al comportamento dello stato iniziale. Sulla base del metodo di valutazione del fondo atteso di cui parleremo nella sezione successiva, abbiamo stabilito che la condizione più efficace nei confronti del rapporto *segnale/fondo* è $\sum_3 E_T < 10$ GeV. Rimandiamo perciò la giustificazione di questa scelta al momento in cui avremo a disposizione gli strumenti necessari per dimostrarne l'utilità.

Dopo la selezione per le condizioni cinematiche descritte, rimangono 588 eventi con un rapporto S/B atteso di circa 1/10. Il riassunto delle statistiche del campione di dati sperimentali per i diversi stadi di selezione è dato in tabella 4.3.

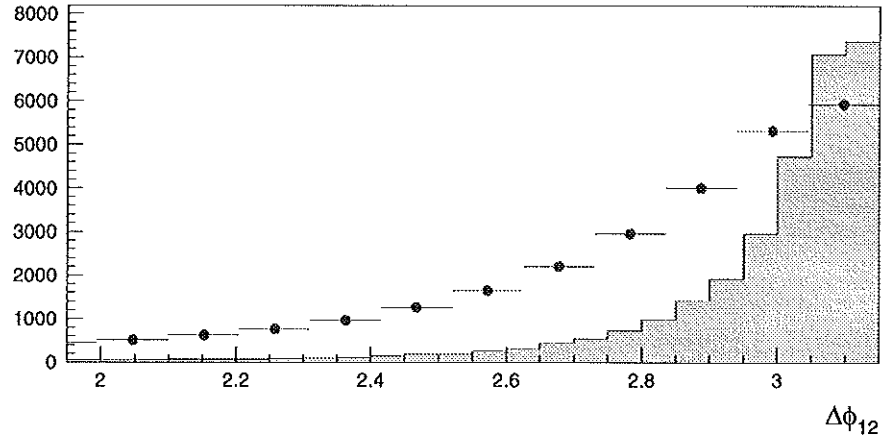


Figura 4.5: Spettro dell'angolo $\Delta\phi_{12}$ per i dati sperimentali non ancora selezionati (punti) e per il campione Monte Carlo $Z \rightarrow b\bar{b}$ (istogramma).

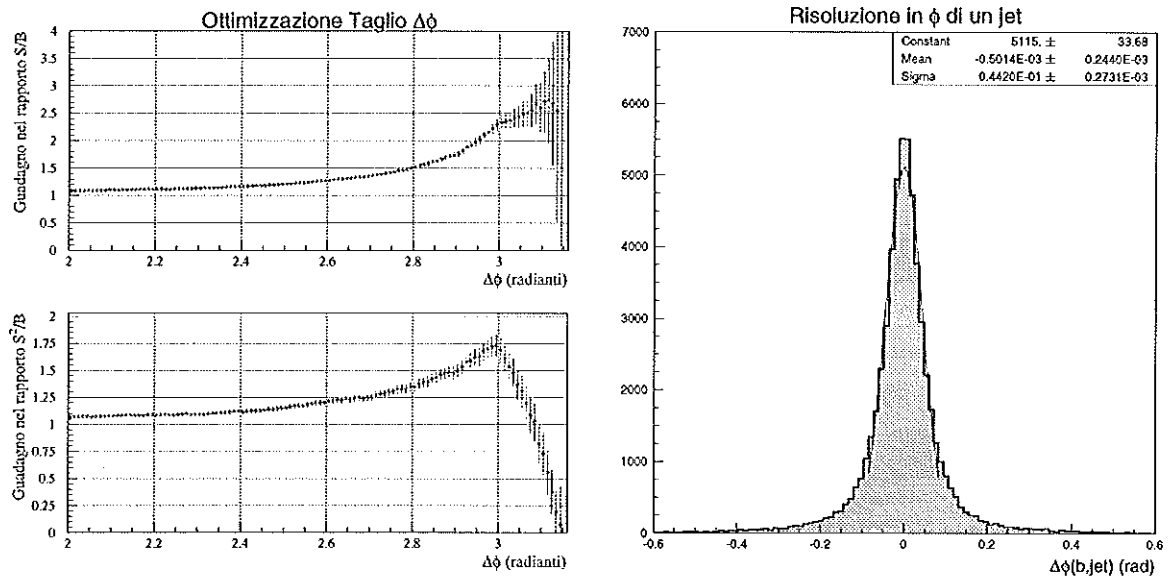


Figura 4.6: A sinistra distribuzioni del guadagno sul rapporto segnale su fondo (S/B) e su S^2/B al variare della soglia di $\Delta\phi_{12}$ imposta; esse stabiliscono l'opportunità di una selezione degli eventi per $\Delta\phi_{12} > 3$. A destra spettro dell'angolo $\Delta\phi(b, \text{jet})$ per il campione di dati Monte Carlo $Z \rightarrow b\bar{b}$ la cui risoluzione pari a circa 0.04 radianti non influisce sulla stabilità della selezione proposta.

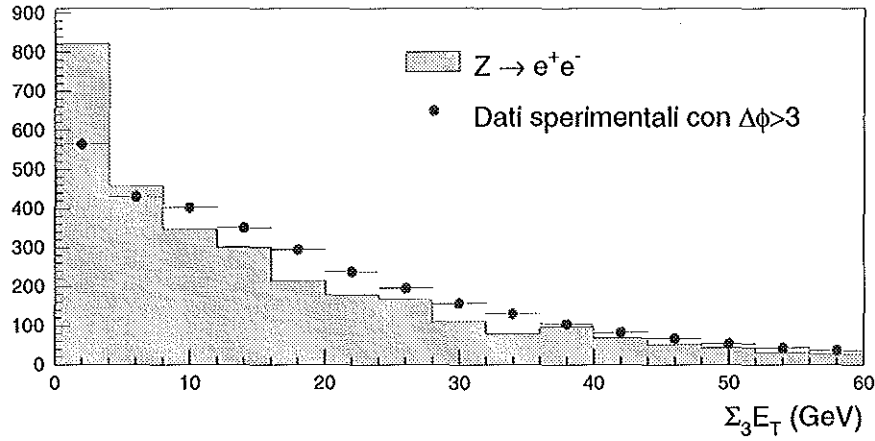


Figura 4.7: Spettro di $\Sigma_3 E_T$ per un campione di dati $Z \rightarrow e^+e^-$ (istogramma) nel quale si suppone non vi sia radiazione di colore, e per i dati sperimentali (punti) in cui ci attende invece una forte emissione di radiazione di colore nella produzione di coppie $b\bar{b}$ per interazione forte. Si può notare che una selezione per bassi valori di $\Sigma_3 E_T$ (< 10 GeV) ha una certa capacità di distinguere i processi a bassa radiazione di colore.

Selezione	N_{oss}	% Eff.	N_{MC}^Z in 103 pb^{-1}	% Eff. MC	S/B
Eventi processati	5414755		(111000)		
1 μ di CMUP	2712181	50.0%	1224		0.00045
+1 tag	105782	3.9%	737	60.0%	0.007
+2 tag	5479	5.2%	165	22.4%	0.030
$+\Delta\phi_{12} > 3$	1684	30.7%	120	72.7%	0.071
$+\Sigma_3 E_T < 10 \text{ GeV}$	588	34.9%	56	46.7%	0.095

Tabella 4.3: Riepilogo delle statistiche del campione di dati con un muone in un jet per i vari stadi di selezione degli eventi.

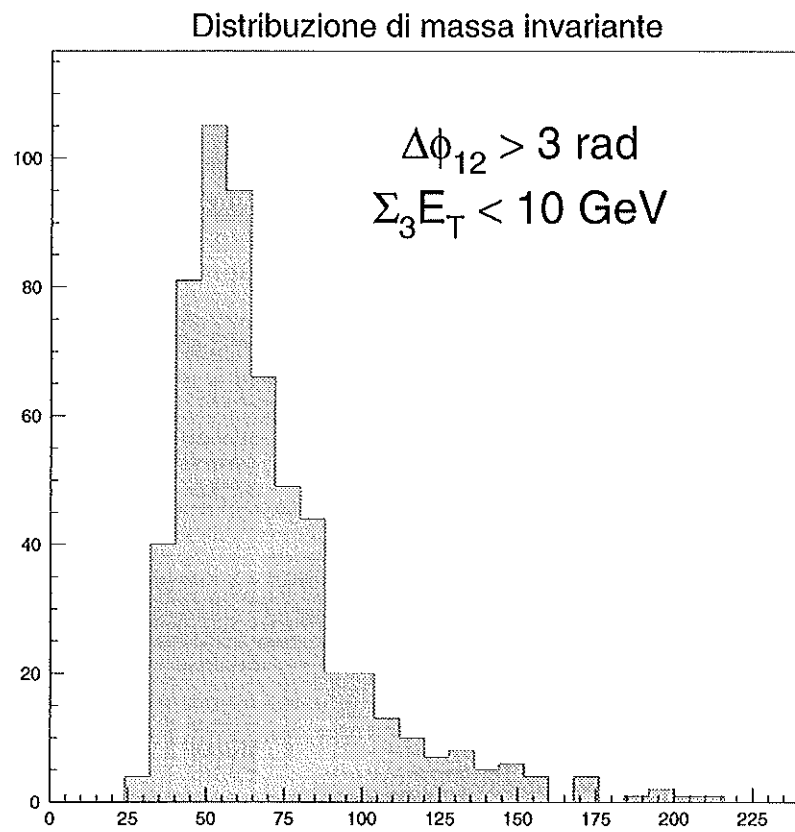


Figura 4.8: *Spettro di massa invariante dopo la selezione degli eventi con due tag per le condizioni cinematiche stabilite.*

4.3 Stima degli eventi di fondo attesi e del segnale in eccesso

Per verificare l'effettiva presenza di un segnale negli eventi selezionati, abbiamo cercato di stabilire un metodo di stima del numero di eventi in eccesso, attraverso la valutazione degli eventi di fondo. Questa operazione necessita di uno spettro di riferimento per la distribuzione di fondo che sia costituito da processi analoghi a quelli presenti nel campione con due tag e che soddisfa alle condizioni cinematiche imposte.

Un possibile sistema sarebbe la generazione Monte Carlo di un campione di dati QCD a cui imporre le stesse richieste fatte al campione di dati sperimentali. La sezione d'urto per la produzione di coppie $b\bar{b}$ in interazioni forti decresce all'aumentare dell'impulso trasverso di produzione dei quark b (P_T^b); si veda in proposito la figura 6.2. La generazione di questo processo richiede perciò di stabilire una soglia minima sull'impulso trasverso del quark b in modo da ottenere un campione con uno spettro di momento sufficientemente rappresentativo. Per i nostri scopi il campione Monte Carlo deve fornire una buona descrizione dell'effetto di soglia del trigger nella regione di bassa energia dello spettro di massa, perciò si dovrebbero produrre coppie di b con $P_{Tb}(\text{minimo}) \sim 10$ GeV. La sezione d'urto per questo processo al Tevatron è di circa $2 \mu\text{b}$ [32], e per avere almeno la stessa statistica del campione di dati sperimentali, che corrisponde ad una luminosità integrata di 103 pb^{-1} , dovrebbero essere generati 2 miliardi di eventi: ciò comporterebbe un tempo di generazione troppo elevato per gli scopi di questo lavoro di tesi⁴.

Ci siamo rivolti allora ai dati sperimentali ed abbiamo selezionato dal campione con un jet associato ad un vertice secondario quegli eventi in cui vi è almeno un secondo jet *taggabile* (cfr. pag. 48). Agli eventi di questo campione, che d'ora in poi indicheremo con (+0), sono state imposte le condizioni relative alla regione del segnale ($\Delta\phi_{12} > 3$, $\sum_3 E_T < 10$ GeV). Questa scelta naturalmente non è l'ideale per una stima del fondo atteso, per la presenza di una frazione non trascurabile di segnale anche in questi eventi, non superiore comunque al 5%, con un rapporto S/B determinato da Monte Carlo più di 4 volte inferiore al campione con 2 tag.

Per ottenere una stima degli eventi di fondo assumiamo che il segnale da evidenziare risieda prevalentemente nella zona a basso valore di $\sum_3 E_T$ ed alto $\Delta\phi_{12}$, e sia molto meno significativo al di fuori di questa regione. Definiamo come *zona di segnale* la regione nel piano ($\Delta\phi_{12}$, $\sum_3 E_T$) per la quale $\Delta\phi_{12} > 3$ e $\sum_3 E_T < 10$ GeV e come *zona di normalizzazione* la regione $2.5 < \Delta\phi_{12} < 3.0$ e $10 < \sum_3 E_T < 50$ GeV.

È possibile allora definire, per un certo intervallo di massa, la *probabilità di doppio tag* $f(M)$ come il rapporto tra il numero di eventi (++) e (+0) nella zona di normalizzazione:

$$f(M) = \frac{N_{++}^N(M)}{N_{+0}^N(M)} \quad (4.2)$$

⁴La frequenza di generazione è di circa 5 eventi al secondo che corrisponde ad un tempo di generazione per 2×10^9 eventi di 12 anni circa!

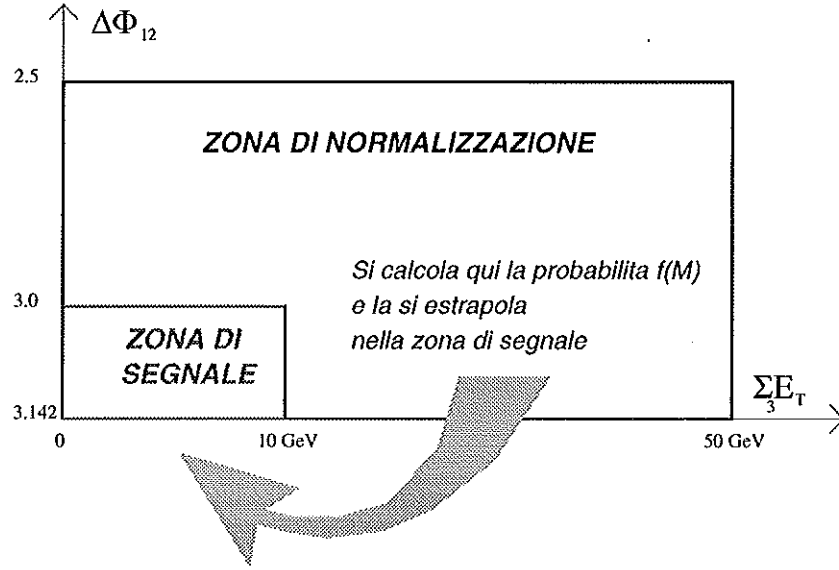


Figura 4.9: *Illustrazione del metodo utilizzato per la determinazione degli eventi di fondo in una certa regione di massa.*

Il numero di eventi di fondo attesi nella regione del segnale per il campione $(++)$ allora si ottiene dalla relazione:

$$N_{attesi}^S(M) = N_{+0}^S(M) \cdot f(M) \quad (4.3)$$

in cui $N_{+0}^S(M)$ è il numero di eventi $(+0)$ osservati e $f(M)$ è la probabilità di doppio tag estrapolata nella zona di segnale (vedi fig. 4.9). Questo procedimento si basa sull'osservazione che la probabilità di doppio tag è indipendente dalle variabili cinematiche che abbiamo considerato sia nella zona di segnale che in quella di normalizzazione, come viene rappresentato in figura 4.10.

L'eccesso di eventi per l'intervallo di massa considerato risulta allora dalla differenza tra gli eventi $(++)$ osservati nella zona di segnale ed il fondo atteso:

$$N_Z(M) = N_{++}^S(M) - N_{attesi}^S(M) \quad (4.4)$$

4.3.1 Giustificazione della condizione su $\sum_3 E_T$

L'efficienza della condizione sulla variabile $\sum_3 E_T$ è stata studiata tenendo conto del metodo che abbiamo descritto. L'errore sul segnale ottenuto da (4.4) è la combinazione di diverse fonti: l'incertezza statistica del numero di eventi nella zona di segnale, l'errore sul fondo atteso e una valutazione dell'errore sistematico nella determinazione del fondo atteso:

$$\sigma(\text{segnale}) = \sigma_S^{stat} \oplus \sigma_S^{fondo} \oplus \sigma_{sistem}^{fondo} \quad (4.5)$$

in cui:

$$\sigma_S^{stat} = \sqrt{N_{++}^S}$$

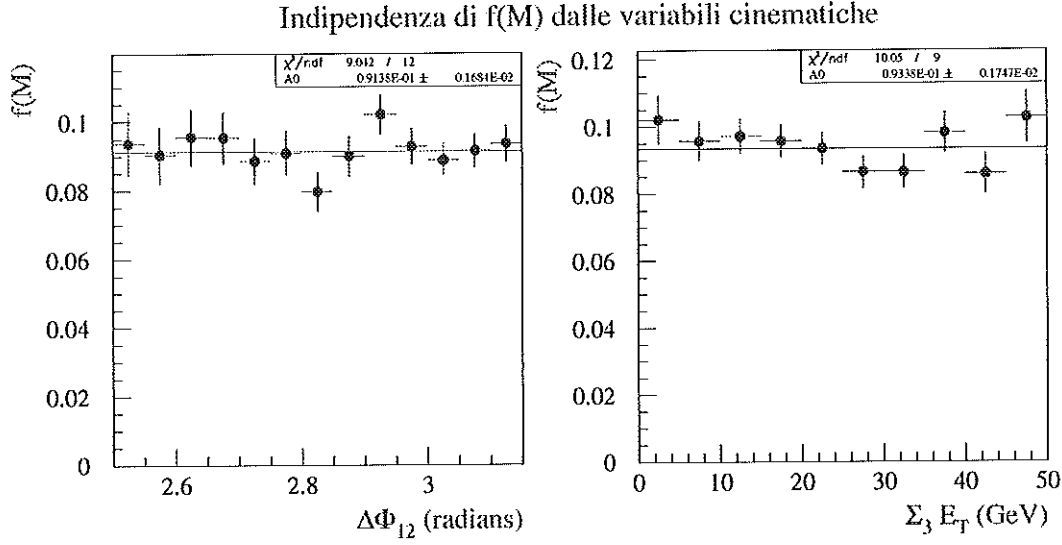


Figura 4.10: Nelle due distribuzioni viene evidenziata l'indipendenza della probabilità di doppio tag $f(M)$ dalle variabili cinematiche $\Delta\phi_{12}$ e $\Sigma_3 E_T$.

$$\sigma_S^{\text{fondo}} = N_{\text{attesi}}^S \sqrt{\frac{1}{N_{+0}^S} + \frac{1}{N_{++}^N} + \frac{1}{N_{+0}^N}}$$

$$\sigma_{\text{sistem.}}^{\text{fondo}} \approx 0.04 \cdot N_{\text{attesi}}^S$$

L'errore sistematico è stato valutato sfruttando il campione di dati (00) che presenta 2 jet taggabili; gli eventi (+0) nella zona del segnale possono venire calcolati in modo analogo a quanto fatto per il campione a due tag (4.3) mediante la relazione:

$$N_{+0}^S(\text{attesi}) = N_{00}^S \frac{N_{+0}^N}{N_{00}^N} \quad (4.6)$$

quindi, confrontando il numero di eventi attesi con quelli osservati, possiamo dare una stima dell'incertezza sistematica del metodo.

Una stima della significanza attesa per il segnale è allora data dal rapporto tra il numero di eventi in eccesso e l'errore determinato nel modo descritto. In figura 4.11 viene rappresentata la distribuzione della significanza del segnale atteso al variare della soglia imposta sulla variabile $\Sigma_3 E_T$; si osserva che, per un errore sistematico compreso tra il 2 e il 5 %, la scelta $\Sigma_3 E_T < 10$ GeV corrisponde alla massima significanza.

4.4 Caratteristiche dell'eccesso di segnale

Per ottenere una semplice stima degli eventi in eccesso attorno alla massa del bosone Z , suddividiamo lo spettro di massa invariante in intervalli di 50 GeV, in modo tale che gli eventi di segnale siano tutti contenuti in uno di questi intervalli.

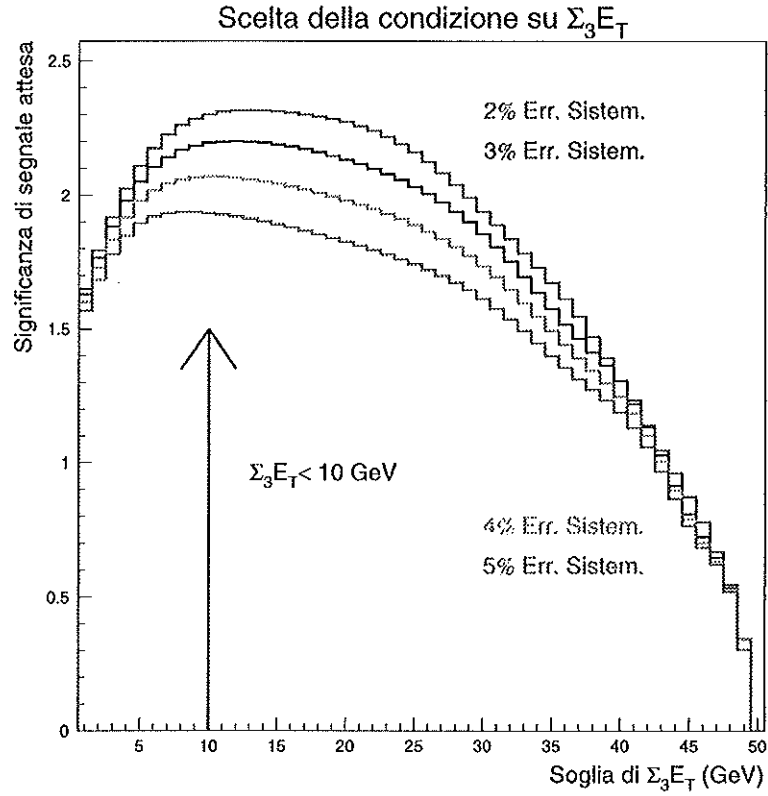


Figura 4.11: *Determinazione del valore di soglia di $\Sigma_3 E_T$ da applicare ai dati.*

Nella scelta della suddivisione dello spettro di massa abbiamo tenuto in considerazione il fatto che, dalla simulazione Monte Carlo del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$, ci si attende un valore medio della massa invariante del segnale attorno ai 67 GeV (figura 5.2b). Il risultato della valutazione del fondo e della successiva determinazione degli eventi in eccesso è rappresentata in figura 4.12, ove si osserva un chiaro incremento di eventi nell'intervallo $40 < M_{jj} < 90$ GeV, ossia dove si suppone debba trovarsi il segnale relativo al bosone Z. L'eccesso si può quantificare in 70 ± 23 eventi, quindi oltre $3\text{-}\sigma$ al di sopra dello zero. Negli altri intervalli, invece, il numero di eventi osservati è pienamente in accordo con le attese (cfr. tabella 4.4).

ΔM (GeV)	Eventi in eccesso
$0 \div 40$	6 ± 7
$40 \div 90$	70 ± 23
$90 \div 140$	5 ± 10
$140 \div 190$	-4 ± 5
$190 \div 240$	-1 ± 3
$240 \div 290$	0 ± 2

Tabella 4.4: *Numero di eventi in eccesso negli intervalli di massa in cui è stato suddiviso lo spettro.*

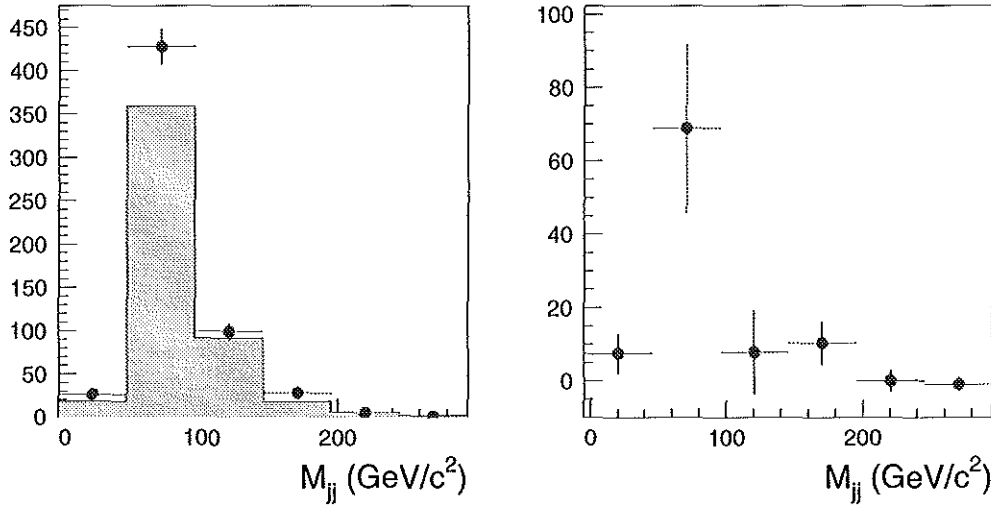


Figura 4.12: Valutazione del numero di eventi di fondo attesi e dell'eccesso corrispondente, ottenuta confrontando la distribuzione di massa per i dati sperimentali con il fondo atteso. A destra, distribuzione degli eventi in eccesso.

Stabilita la presenza di un segnale, abbiamo suddiviso lo spettro di massa in intervalli di minore ampiezza per avere indicazioni sulla forma dell'eccesso e, in particolare, la sua larghezza (figura 4.13). Per la distribuzione del segnale si calcola il fit ad una funzione del tipo:

$$g(x) = a + b \exp\left(\frac{-(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right)$$

La larghezza della distribuzione è di 17.0 ± 4.6 GeV e l'area sotto la curva è costituita da circa 80 eventi. Il rapporto segnale su fondo si può determinare osservando che l'eccesso gaussiano ha una altezza di 18.8 ± 7.6 eventi su circa 90 eventi di fondo attesi che equivale a $S/B \approx 1/5$. Osserviamo inoltre che il valore medio della distribuzione è di 64.5 ± 6.5 GeV contro un valore atteso da Monte Carlo di circa 67 GeV; la grande differenza rispetto alla massa misurata del bosone Z (91.187 ± 0.007 [20]) si deve soprattutto alla presenza nel nostro campione di un μ ad alto impulso e del neutrino associato, poichè entrambe queste particelle portano ad una sottostima dell'energia del jet che le contiene.

Il seguito di questo lavoro si concentrerà dunque sulla ricerca delle correzioni energetiche dei jet, che tengano conto in particolare della presenza di un muone e di un neutrino nello stato finale e della caratteristica topologia a due jet del decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$.

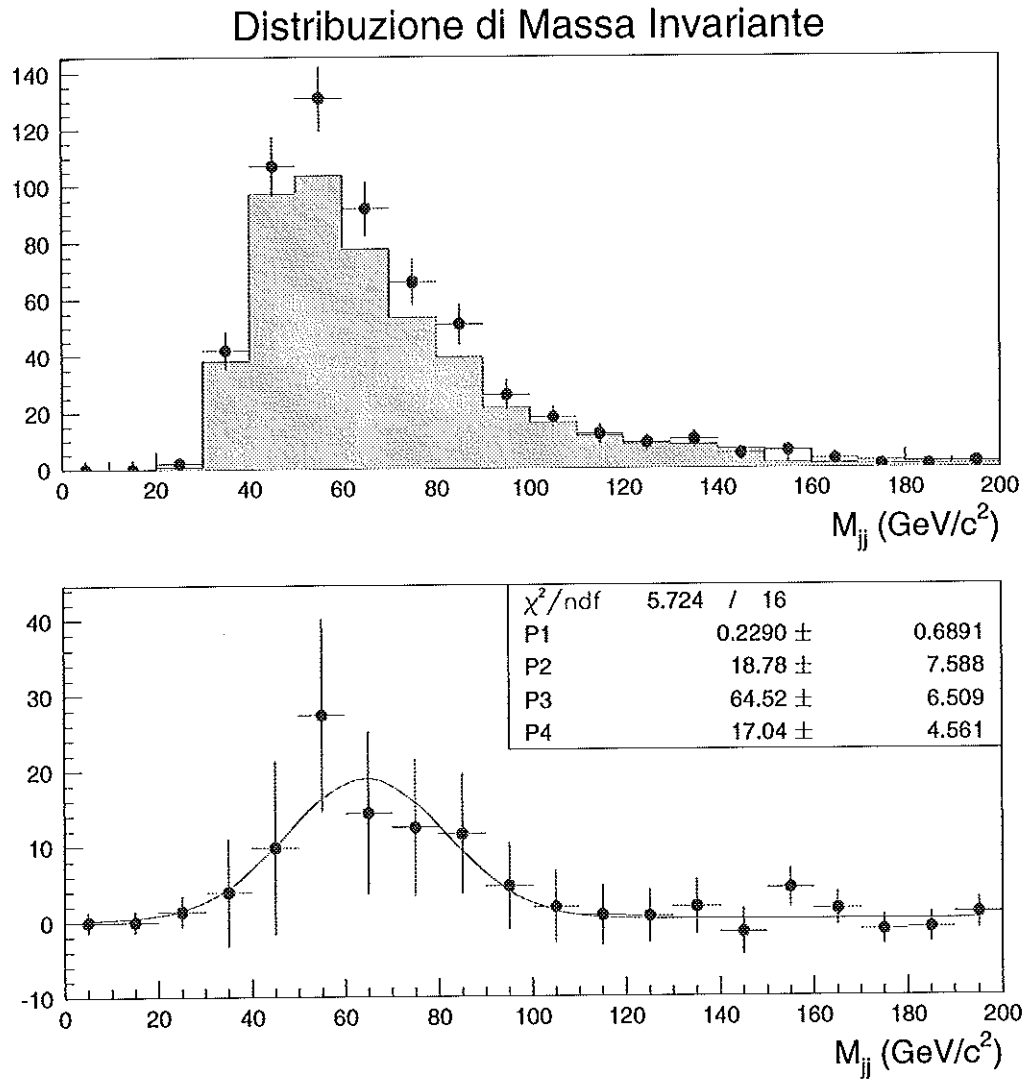


Figura 4.13: In alto, spettro di massa invariante per il campione di dati con due tag e che soddisfa alle condizioni cinematiche imposte (punti), sovrapposto allo spettro per gli eventi di fondo attesi (istogramma). In basso, distribuzione di massa per gli eventi in eccesso.

Capitolo 5

Studio dello spettro di massa invariante

5.1 Introduzione

In questo capitolo descriveremo le correzioni dell'impulso e della direzione del jet realizzate con lo scopo principale di migliorare la risoluzione di massa invariante e calibrare il valore medio della massa del bosone Z .

Per due jet prodotti con un angolo di apertura $\phi_{12} \sim \pi$ e di energia rispettivamente E_1 ed E_2 , la massa invariante ricostruita risulta essere:

$$M_{jj} \approx \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos \phi_{12})} \approx 2\sqrt{E_1 E_2} \quad (5.1)$$

in cui si fa uso dell'ipotesi di massa nulla per il partone che dà origine al jet. La risoluzione nella massa invariante (σ_{jj}), supponendo $E_1 \approx E_2$, è proporzionale alla risoluzione energetica dei singoli jet:

$$\sigma_{jj}^2 = \frac{E_2}{E_1} \sigma_1^2 + \frac{E_1}{E_2} \sigma_2^2 \approx \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (5.2)$$

Le cause di errore nella misura della massa invariante sono quindi le stesse che affliggono la misura dell'energia dei jet e ne determinano la risoluzione (vedi sez. 2.4.3)¹.

Il processo che stiamo analizzando è caratterizzato da due jet, da un muone con P_T medio di 11 GeV e da un neutrino con un impulso medio di circa 5 GeV (cfr. sezione 3.1). Abbiamo quindi cercato di mettere in relazione la risoluzione energetica dei jet con altre quantità misurabili; in particolare:

¹Per un generico decadimento, come il processo $Z \rightarrow b\bar{b}$ che stiamo analizzando, un contributo rilevante alla risoluzione della massa invariante ricostruita per i due jet provenienti dai b potrebbe essere dato dalla larghezza di decadimento (Γ) qualora essa abbia un valore vicino alla risoluzione del jet. Per il bosone Z il valore sperimentale, $\Gamma(Z) = 2.490 \pm 0.007$ GeV[20] è inferiore alla risoluzione di massa invariante $\sigma_{jj} \approx 10$ GeV, ottenuta dalla (5.2) considerando come risoluzione energetica media dei jet $\sigma_{jet} \sim 10\% E_T^{jet} + 1$ GeV (cfr. sezione 2.4.4), pari a circa $6 \div 7$ GeV; dunque, poichè gli errori sono sommati in quadratura, l'influenza della larghezza di decadimento sulla distribuzione della massa invariante non è molto significativa.

- l'*impulso del muone*, di cui valuteremo l'influsso sia sulla direzione che sull'energia del jet;
- l'*energia trasversa mancante* (\cancel{E}_T) (cfr. par. 2.6) proiettata lungo la direzione del jet, che descrive, almeno in parte, l'impulso del ν ;
- la *frazione carica* del jet (cfr. par. 2.4.6) per $|\eta_{jet}| < 1$, che dovrebbe fornire la possibilità di migliorare la risposta calorimetrica.

Allo scopo di determinare le possibili correzioni introdotte da queste variabili, abbiamo generato una serie di campioni di eventi Monte Carlo. Dopo aver descritto tali campioni, ci occuperemo del metodo generale di correzione dell'impulso del jet utilizzato, degli osservabili studiati ed infine mostreremo gli effetti delle correzioni sulla massa invariante per i campioni Monte Carlo e per i dati sperimentali.

5.2 La simulazione $Z \rightarrow b\bar{b}$

Abbiamo prodotto 2×10^6 decadimenti Z in coppie di quark b corrispondenti ad una luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt = 1855 \text{ pb}^{-1}$, utilizzando il generatore PYTHIA 5.7[28] ed una simulazione completa del rivelatore CDF. Sono stati selezionati gli eventi con un muone d'impulso trasverso superiore ai 6 GeV e rivelati nelle camere per μ che coprono la regione di pseudorapidità $|\eta| < 0.6$ (CMU e CMP).

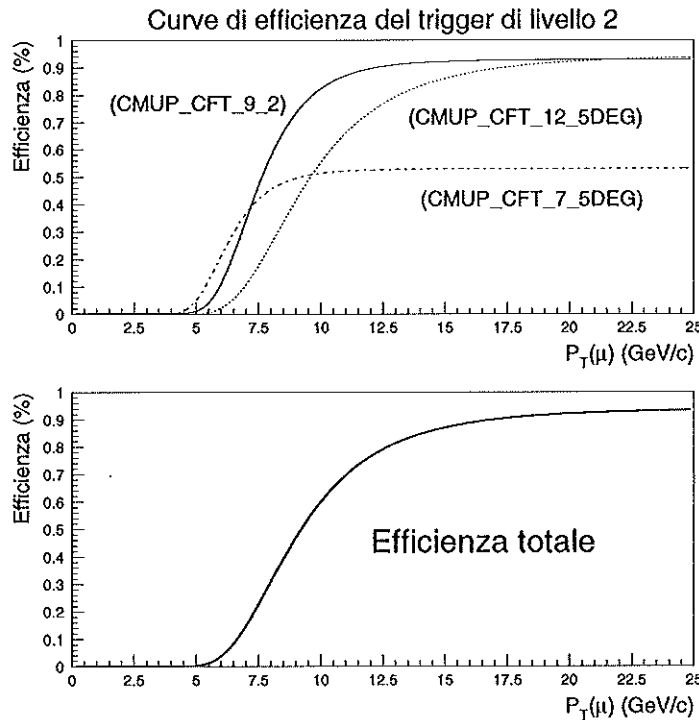


Figura 5.1: In alto, curve di efficienza per i principali trigger per muoni attivi durante la presa dati; in basso, curva di efficienza complessiva ottenuta combinando le tre curve.

Agli eventi filtrati abbiamo applicato una simulazione del trigger di livello 2 (cfr. sezione 2.7); ricordiamo che la presa dati è stata suddivisa in due periodi definiti Run 1a e Run 1b, nei quali erano attivi diversi tipi di trigger che hanno raccolto rispettivamente il 17% e l'83% dei dati a disposizione. Per la frazione di eventi Monte Carlo corrispondente al Run 1a è stata utilizzata la parametrizzazione dell'efficienza relativa al trigger che ha filtrato la maggioranza degli eventi di questo primo periodo (CMUP_CFT_9_2) [29]; nella parte restante degli eventi sono state applicate le curve di efficienza trovate per i due trigger dominanti nel Run 1b² (CMUP_CFT_12.5DEG e CMUP_CFT_7_5DEG) [30]. La funzione di efficienza utilizzata in tutti i casi è la seguente:

$$\epsilon(P_T^{-1}) = \epsilon_0 \text{freq} \left(\frac{P_{T_{50}}^{-1} - P_T^{-1}}{\sigma_{1/P_T}} \right) + \beta \left[1 - \epsilon_0 \text{freq} \left(\frac{P_{T_{50}}^{-1} - P_T^{-1}}{\sigma_{1/P_T}} \right) \right] \quad (5.3)$$

Viene utilizzata la funzione $\text{freq}(x) = \int_0^x \exp(-t^2) dt$ in modo da descrivere il comportamento di soglia del trigger, che è il risultato della convoluzione di una funzione a gradino rispetto al P_T del muone con la distribuzione di tipo gaussiano che caratterizza la misura dell'impulso trasverso del μ .

I parametri utilizzati per i diversi trigger sono raccolti in tabella 5.1, mentre in figura 5.1 rappresentiamo le tre curve di trigger e la loro combinazione.

Periodo	Trigger	ϵ_0	$P_{T_{50}}$	σ_{1/P_T}	β
Run 1a	CMUP_CFT_9_2	0.929	7.49	0.0278	0.00329
Run 1b	CMUP_CFT_7_5DEG	0.934	6.304	0.03139	0.00183
	CMUP_CFT_12.5DEG	0.951	9.435	0.03023	0.00024

Tabella 5.1: Parametri utilizzati nell'equazione 5.3 per la simulazione del trigger di livello 2 per il Run 1a e il Run 1b.

Abbiamo quindi selezionato gli eventi che superano le condizioni cinematiche stabilite per i dati sperimentali, $\Delta\phi_{12} > 3$ e $\sum_3 E_T < 10$ GeV, ed abbiamo ottenuto un campione di eventi nel quale i due jet a più alto impulso trasverso nel 99% dei casi provengono dalla adronizzazione di quark b . Nella tabella 5.2 sono raccolte le statistiche del campione.

²Il trigger CMUP_CFT_7_5_DEG è prescalato dinamicamente, ossia gli eventi sono accettati con frequenza non superiore ad una soglia variabile nel corso della presa dati, in considerazione dell'alta luminosità istantanea disponibile a CDF durante il Run 1b e delle limitate capacità del sistema di registrazione dati. Per simulare questo comportamento abbiamo assunto che tutti gli eventi che vengono accettati dal trigger ad energia di soglia superiore (non prescalato) possano essere selezionati anche dal trigger CMUP_CFT_7_5_DEG. Il fattore di prescala è dato allora dalla probabilità che un evento con un μ selezionato dal trigger ad energia di soglia superiore sia accettato anche dal trigger ad energia inferiore, ed abbiamo trovato che questa probabilità è pari a 0.5678 ± 0.012 , indipendentemente dal P_T del muone. La curva relativa al trigger CMUP_CFT_7_5_DEG è stata quindi moltiplicata per questo fattore.

	Numero di eventi
Generazione PYTHIA $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$	2×10^6
1 μ	43938
Trigger	30555
$\Delta\phi_{12} > 3$ e $\sum_3 E_T < 10$ GeV	18720
Primi 2 jet da quark b	18524

Tabella 5.2: *Statistiche del campione PYTHIA $Z \rightarrow b\bar{b}$.*

5.2.1 Osservazioni sul campione di dati generati

Facciamo qui alcune considerazioni sui dati generati e filtrati attraverso le diverse condizioni imposte. Si osserva innanzitutto che dopo le richieste del trigger e l'imposizione delle condizioni cinematiche solo nell'1.5% dei casi si presentano eventi con due muoni rivelati, in cui i secondi μ hanno impulso trasverso mediamente inferiore rispetto al primo. Possiamo, perciò, approssimare in modo consistente il nostro insieme di dati ad un campione con un solo muone³.

Abbiamo notato, inoltre, che il muone si trova prevalentemente nel jet di minore impulso trasverso tra i due che sono stati originati da un quark b , avendo depositato soltanto un piccola frazione della sua energia ed essendo stato prodotto in coppia con un neutrino che non ha lasciato alcun deposito energetico.

Oltre ai due jet principali che provengono dalla coppia $b\bar{b}$, abbiamo verificato che nel 28% degli eventi si presentano anche altri depositi energetici ricostruiti dall'algoritmo di clustering (vedi figura 5.2a) con energia trasversa complessiva $\sum_3 E_T < 10$ GeV: essi sono il risultato di radiazione di gluoni dallo stato iniziale e dallo stato finale.

La misura della massa del bosone Z , quindi, si ottiene ricostruendo per gli eventi selezionati la massa invariante dei due jet a più alta E_T ed originati da un partone b ; come si osserva in figura 5.2b, la sua distribuzione è caratterizzata da un valore medio di circa 67 GeV e una risoluzione σ_{jj} pari a circa 13.8 GeV.

5.3 Le altre generazioni

Per mettere alla prova la stabilità delle correzioni abbiamo generato 1×10^6 eventi Monte Carlo del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ e altrettanti bosoni di Higgs di massa 120 GeV prodotti per fusione di gluoni e forzati a decadere in coppie $b\bar{b}$; in entrambi i casi è stata utilizzato il generatore HERWIG 5.6[31]. Un'incognita fondamentale nel metodo di generazione deriva dal modello di frammentazione, il quale influenza soprattutto gli osservabili legati ai jet, come la frazione carica; una verifica con un altro modello di frammentazione è allora necessaria, se vogliamo fare affidamento sulle nostre correzioni quando saranno applicate ai dati sperimentali. La simulazione

³Nella sezione 3.1 abbiamo mostrato che nel decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$ un secondo muone viene prodotto in una frazione di eventi molto superiore (circa il 18 %); la massima parte di questi μ non sono rivelati perchè hanno impulso inferiore alla soglia fissata dai trigger oppure perchè cadono nella regione di pseudorapidità non coperta dalle camere a muoni CMU e CMP.

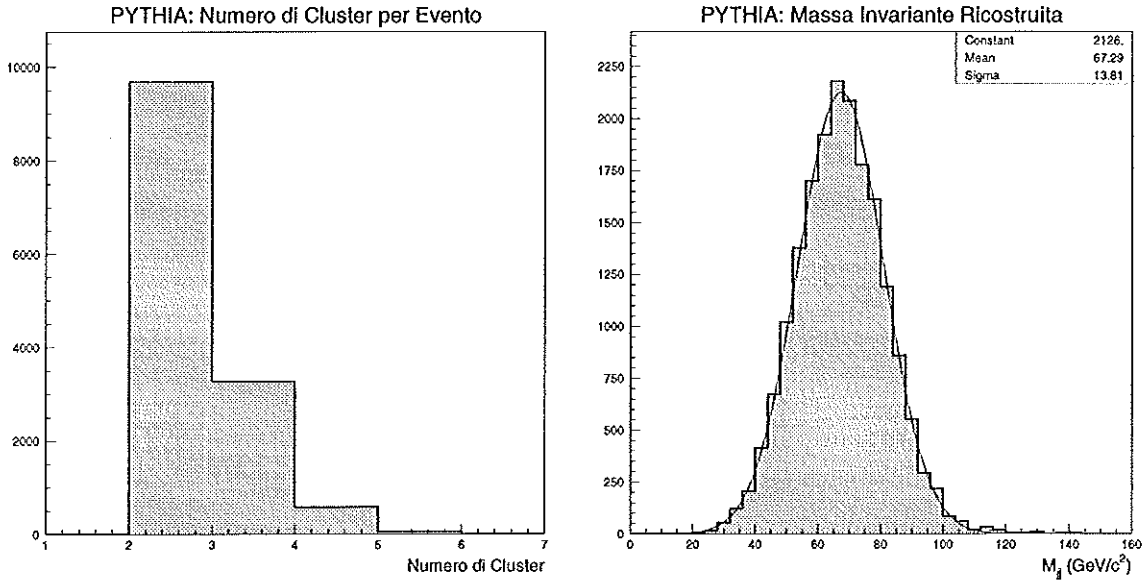


Figura 5.2: A sinistra, la distribuzione del numero di cluster per evento: il campione è per la maggior parte costituito da eventi con due soli jet. A destra, la distribuzione di massa invariante per il campione PYTHIA $Z \rightarrow b\bar{b}$.

$gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$, inoltre, mette alla prova il metodo in una diversa regione di massa ed ha lo scopo di verificare l'indipendenza delle correzioni dall'energia e dal processo. In tabella 5.3 sono raccolte le statistiche dei due campioni generati con HERWIG.

Selezione	$q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$	$gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$
Generazione HERWIG 5.6	10^6	10^6
1μ	20934	20869
Trigger	14322	15244
$\Delta\phi_{12} > 3$ e $\sum_3 E_T < 10$ GeV	7952	8892
Primi 2 jet da quark b	7878	8843

Tabella 5.3: Statistiche dei campioni HERWIG $Z \rightarrow b\bar{b}$ e $H \rightarrow b\bar{b}$.

Ai due campioni è stata applicata la stessa catena di selezioni che abbiamo descritto in precedenza; la differenza nel numero di eventi finali tra il campione PYTHIA e HERWIG $Z \rightarrow b\bar{b}$ (15%) è da addebitare al diverso metodo di simulazione del processo nei due generatori; mentre la differenza nel numero di eventi accettati dal trigger tra i campioni di Z e H generati da HERWIG è dovuta al maggiore impulso medio dei muoni provenienti dal decadimento in coppie $b\bar{b}$ di un bosone di Higgs di massa 120 GeV.

5.4 Metodo generale di correzione dell'impulso del jet

La somma delle energie delle torri calorimetriche che costituiscono un jet dà una misura dell'impulso del partone originario; l'errore su questa misura è valutato dalla differenza tra i moduli dell'impulso del partone e del jet prodotto dalla sua frammentazione. Per un quark b quindi esso è rappresentato dal valore:

$$\Delta P(b, jet) = P_b - P_{jet}^{(b)}. \quad (5.4)$$

La risoluzione su $\Delta P(b, jet)$ coincide con la risoluzione sull'energia del jet, dato che P_b , il "vero" impulso del quark b , non è affetto da errore. Ci aspettiamo, perciò, che una generica correzione energetica del jet per un osservabile X abbia due riflessi: diminuire la larghezza della distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ ed avvicinare il suo valore medio allo zero; l'effetto corrispondente sullo spettro di massa invariante è il miglioramento della risoluzione ed un valor medio più vicino alla massa fisica del bosone Z .

Il metodo che abbiamo utilizzato nello studio delle correzioni introdotte dalle diverse variabili studiate si può riassumere nei punti seguenti:

1. uno dei due jet più energetici deve essere associato al muone: la condizione di associazione è che il jet ed il μ si trovino ad una distanza nel piano (η - ϕ):

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_\mu - \eta_{jet})^2 + (\phi_\mu - \phi_{jet})^2} < 0.7; \quad (5.5)$$

2. si associano i quark b ai due jet più energetici mediante una condizione analoga alla 5.5;
3. calcoliamo il fit ad una retta per la distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto a X ;
4. viene determinato lo scarto quadratico medio (RMS) lungo tutta la distribuzione, ottenuto mediando sugli scarti quadratici calcolati per un certo numero di intervalli in X ;
5. se il coefficiente di correlazione lineare⁴ r calcolato sull'intera distribuzione è sensibilmente diverso da 0 ($|r| \geq 0.3$), sono eliminati dal fit i jet che non sono contenuti in una banda di larghezza di due RMS e centrata sulla retta; il motivo di questo accorgimento deriva dall'osservazione che le distribuzioni di $\Delta P(b, jet)$ rispetto alle variabili considerate presentano lunghe code non

⁴Ricordiamo che per le variabili X e $\Delta P(b, jet)$:

$$r = \frac{Covarianza(\Delta P(b, jet), X)}{\sqrt{Varianza(X)} \sqrt{Varianza(\Delta P(b, jet))}}$$

cioè esso rappresenta la correlazione tra le due variabili pesata secondo le loro rispettive fluttuazioni statistiche; per $|r|$ vicino ad 1 le due variabili sono ben correlate, un valore di $r \sim 0$ invece caratterizza variabili non correlate.

gaussiane di eventi che abbiamo preferito non considerare per la determinazione delle nostre correzioni; in questo modo abbiamo puntato l'attenzione sugli eventi che hanno maggiore probabilità di fornire una buona distribuzione di massa invariante;

6. si calcola il fit ad una nuova retta ($\Delta P(b, jet) = mX + q$) e si determina il coefficiente di correlazione lineare r .
7. nel caso $r \geq 0.4$ stabiliamo che la dipendenza di $\Delta P(b, jet)$ rispetto all'osservabile X è sufficiente per poter correggere l'impulso del jet nel modo seguente:

$$P'_{jet} = P_{jet} + mX(+q). \quad (5.6)$$

L'intercetta q nell'equazione (5.6) appare tra parentesi dato che è stata utilizzata, per motivi che saranno spiegato in seguito, solo nella correzione finale per la frazione carica del jet.

Il fine del procedimento descritto è ottenere una migliore risoluzione possibile per la massa invariante; tuttavia, ricordiamo che la risoluzione σ_{jet} è proporzionale all'energia del jet stesso e l'effetto delle correzioni è innanzitutto l'aumento dell'energia del jet. Perciò l'effettivo impatto delle correzioni è stato giudicato principalmente sulla base della variazione del rapporto σ_{jj}/M_{jj} tra la risoluzione e il valor medio della massa invariante ricostruita.

5.5 L'impulso del muone

La presenza del muone nei dati sperimentali ci garantisce la possibilità di dare una migliore stima sia dell'impulso che della direzione del jet nel quale è contenuto. Il deposito energetico del muone nel calorimetro è molto basso: per i μ di cui ci occupiamo, lo spettro dell'energia trasversa rilasciata assume la forma di una distribuzione di Landau attorno ad un valore medio di circa 2 GeV (cfr. figura 2.14). Il suo P_T e la sua direzione, tuttavia, sono calcolati attraverso il segnale rilasciato dal μ nel sistema centrale di tracciatura e nelle camere per muoni CMU e CMP, inoltre è conosciuta anche l'energia della torre calorimetrica colpita dal muone. Queste informazioni possono essere dunque utilmente impiegate nella correzione in direzione ed energia del jet associato al μ .

5.5.1 Correzione della direzione del jet

Il vettore impulso del muone proveniente dal decadimento semileptonico di un quark b trasporta importanti informazioni sulla direzione originaria del quark, che possono essere utilizzate per studiare possibili correzioni alla direzione del jet associato. Un altro osservabile che, in linea di principio, potrebbe avere una qualche influenza è il vettore che ha per modulo l'energia depositata dal μ nella torre calorimetrica colpita ($\vec{E}_{torre}^{(\mu)}$).

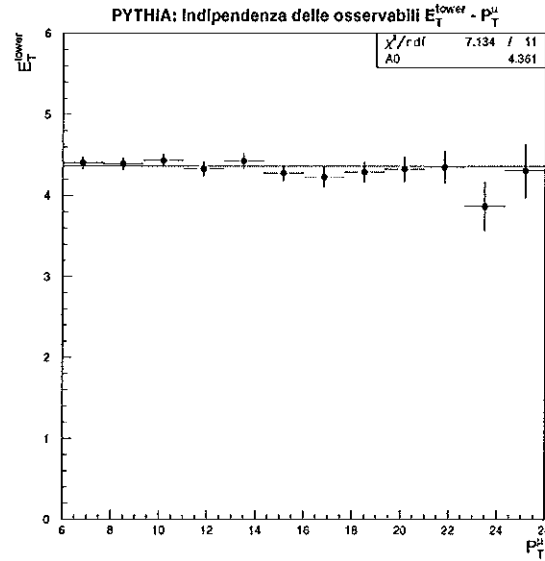


Figura 5.3: Verifica dell'indipendenza dell'energia rilasciata dal μ nella torre calorimetrica dall'impulso del μ .

In figura 5.3 possiamo osservare la distribuzione di $E_{torre}^{(\mu)}$ rispetto all'impulso del muone: il valore medio dell'energia della torre è di circa 4.4 GeV, circa il doppio del deposito medio di un muone isolato, dato che nella torre colpita dal muone possono depositare la loro energia anche altre particelle del jet (cfr. sezione 2.5). Ciò lascia supporre che l'informazione sulla direzione contenuta da questa variabile sia molto limitata; in ogni modo, i due osservabili non sono correlati ed è, quindi, possibile parametrizzare la correzione dell'energia del jet nel modo seguente:

$$\vec{P}_t = \vec{P} + \alpha \cdot \vec{P}_\mu + \beta \cdot \vec{E}_{torre}^{(\mu)} \quad (5.7)$$

e far variare indipendentemente i parametri α e β in modo da rendere minima la distanza ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$) tra il quark b e il jet.

La coppia di valori che rende minimo il ΔR medio è $\alpha = 1.0$ e $\beta = 0.0$ ed il risultato sulla distribuzione della distanza si può osservare⁵ in figura 5.4: l'energia della torre calorimetrica colpita dal muone, come ci aspettavamo, non ha influenza sulla correzione.

Le coordinate $(\eta-\phi)$ del jet vengono infine ricalcolate dalle componenti dell'im-

⁵L'andamento asimmetrico al variare dei parametri attorno al valore minimo si spiega con il differente contributo percentuale per una variazione, ad esempio $\Delta\alpha > 0$, a seconda che si sommi o si sottragga tale quantità al valore di minimo. Infatti per α_0 minimo della distribuzione e rispetto a ciascuna delle componenti dell'impulso p_i si ha:

$$\frac{\Delta\alpha \cdot p_i^\mu}{p_i^{jet} + (\alpha_0 - \Delta\alpha)p_i^\mu} > \frac{\Delta\alpha \cdot p_i^\mu}{p_i^{jet} + (\alpha_0 + \Delta\alpha)p_i^\mu}.$$

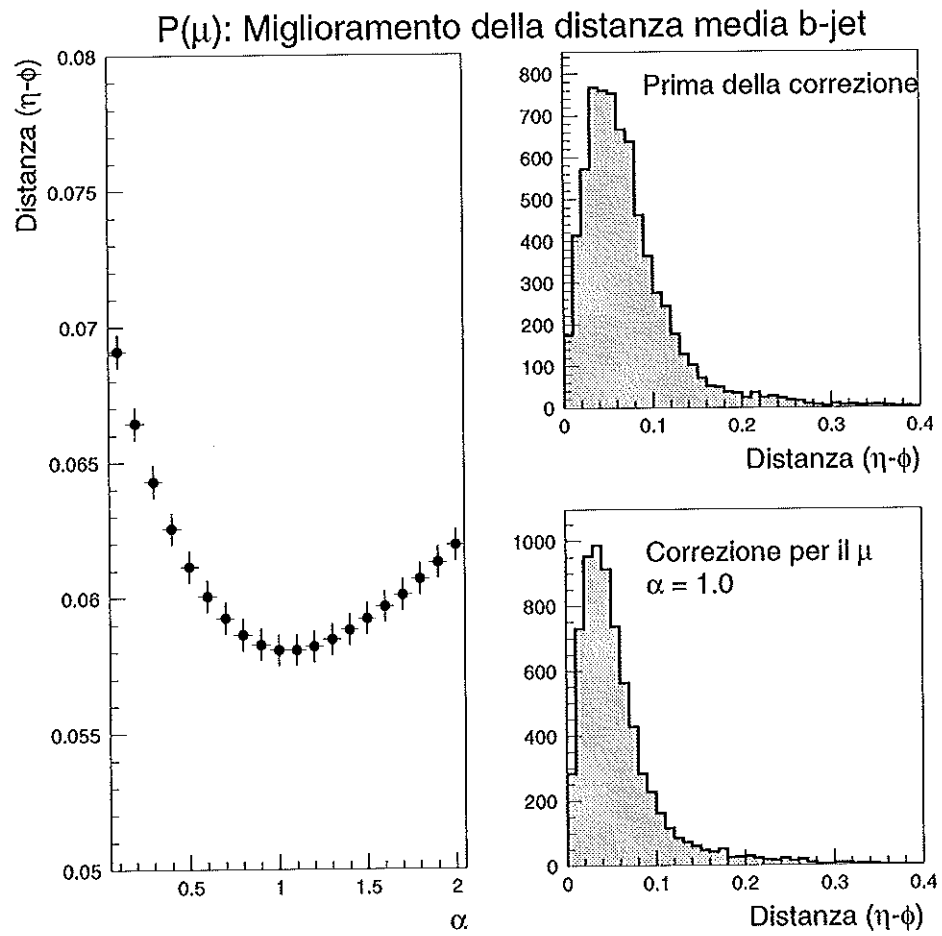


Figura 5.4: Risultato della minimizzazione della distanza tra il quark b e il jet, una volta che si tiene conto della presenza del μ .

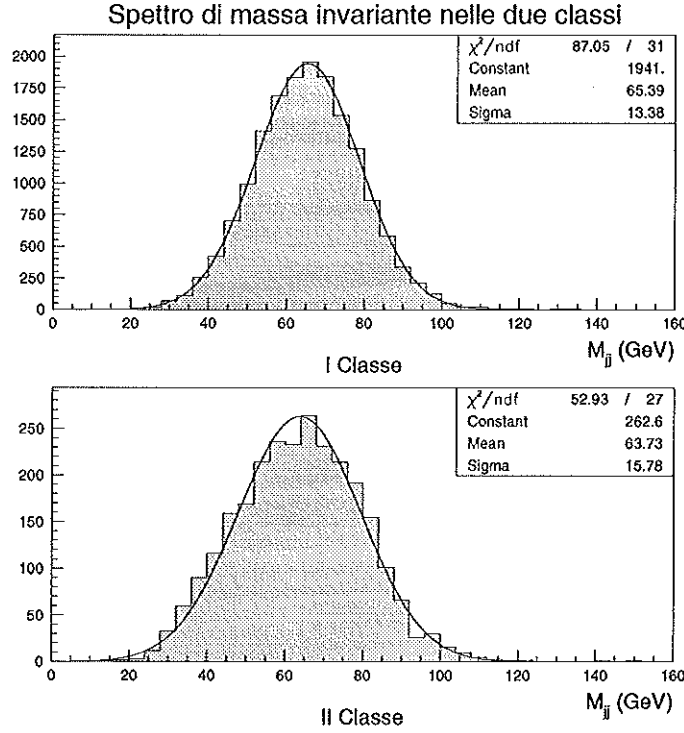


Figura 5.5: *Spettro di massa invariante per le due categorie di eventi.*

pulso del jet corretto $\vec{P}' = \vec{P} + \vec{P}_\mu$ mediante le seguenti relazioni:

$$\eta' = \frac{1}{2} \log \left(\frac{P' + P'_z}{P' - P'_z} \right)$$

$$\phi' = \pi + \arctan \left(\frac{-P'_y}{-P'_x} \right)$$

5.5.2 Correzione dell'impulso del jet

Definiamo come μ -jet il jet, tra i due più energetici, al quale è associato il muone ed uno dei quark b , e come jet opposto il jet associato all'altro quark b .

Nello studio dello spettro di massa invariante (vedi fig. 5.5), abbiamo constatato un diverso comportamento nelle due seguenti categorie di eventi:

1. μ -jet con impulso trasverso inferiore al P_T del jet opposto (85 % degli eventi circa);
2. μ -jet con impulso trasverso superiore al P_T del jet opposto.

La prima categoria si distingue dalla seconda per un valore di $\Delta P(b, jet)$ mediamente più alto determinato soprattutto dalle diverse distribuzioni degli impulsi del muone e del neutrino in figura 5.6. È importante osservare anche l'anticorrelazione presente tra l'impulso del neutrino e quello del μ soltanto nella prima classe.

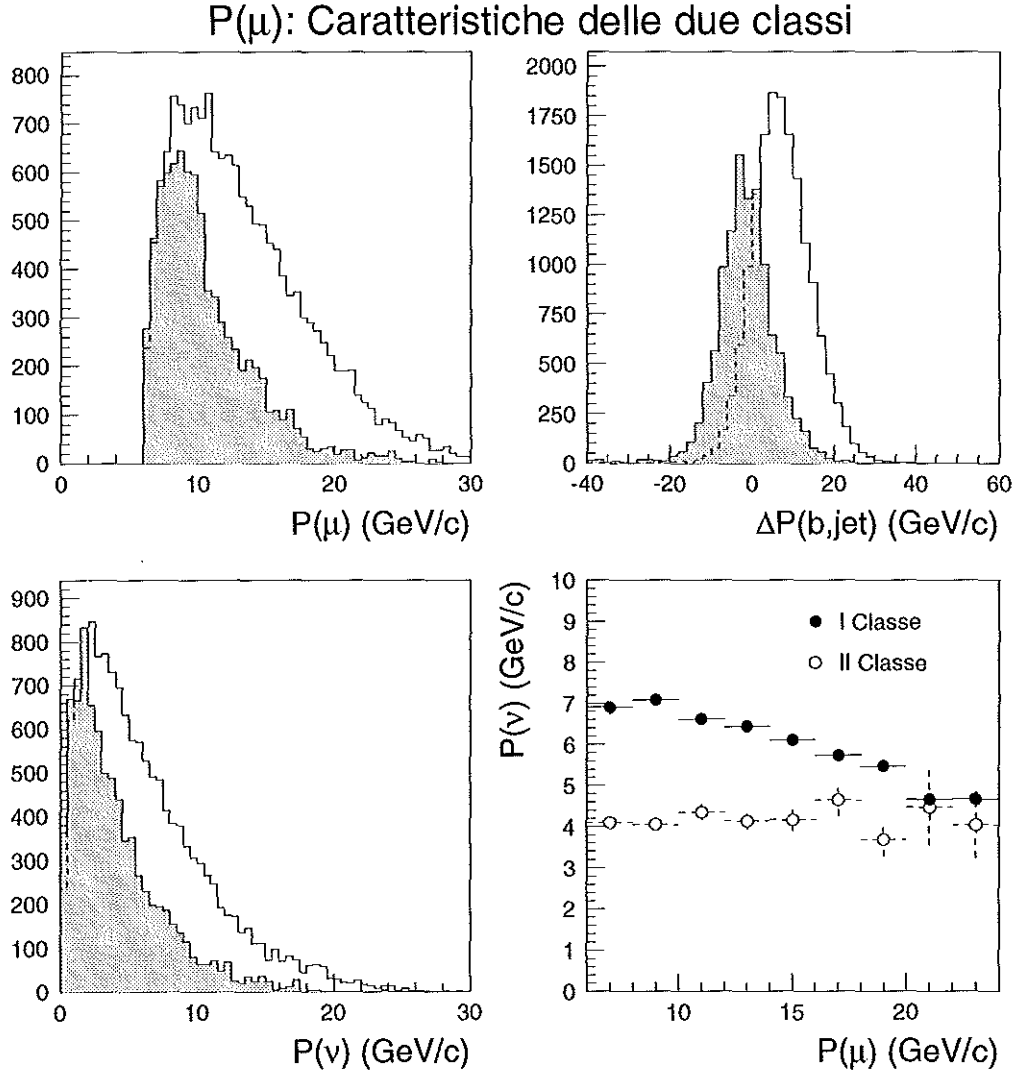


Figura 5.6: Contrasto delle distribuzioni dell'impulso del muone e del neutrino, di $\Delta P(b, jet)$ e della correlazione dell'impulso del neutrino rispetto a quello del μ per le due categorie nelle quali è stato suddiviso il campione. In bianco le distribuzioni per la prima categoria, in grigio per la seconda.

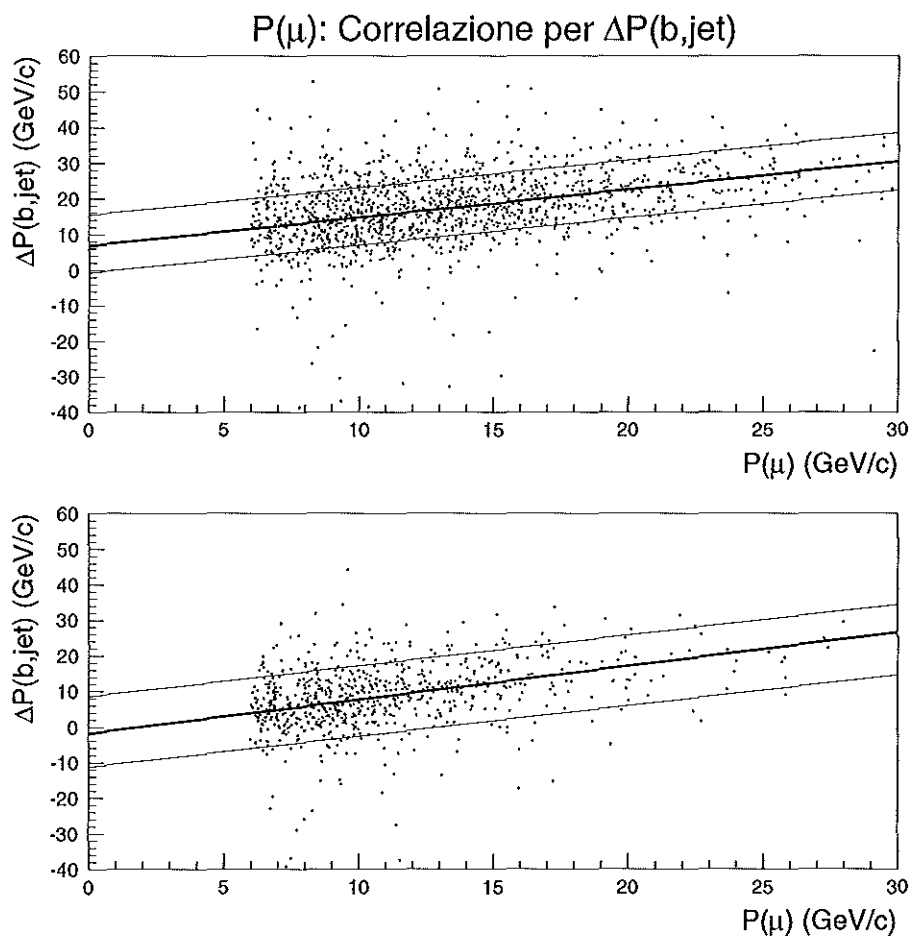


Figura 5.7: Distribuzione di $\Delta P(b, \text{jet})$ rispetto all'impulso del muone per le due categorie.

L'insieme di queste osservazioni ci ha condotto a trattare separatamente gli eventi nelle due categorie. I risultati del fit, raccolti in tab. 5.4, confermano un diverso comportamento delle due categorie; in particolare si osservano differenti valori per i coefficienti angolari ($m_1 = 0.79$ ed $m_2 = 0.95$), determinati soprattutto dalla diversa correlazione tra l'impulso del muone e del neutrino. Infatti, la correlazione negativa presente nella prima categoria, in cui il neutrino ha in media un impulso superiore, determina un valore di m sensibilmente inferiore all'unità; in questa classe, in altre parole, usiamo il momento del muone per correggere in parte anche per l'impulso del neutrino associato.

Categoria	m	q	r	% eventi
(1)	0.793 ± 0.008	6.77 ± 0.11	0.68	86.0%
(2)	0.948 ± 0.028	-1.84 ± 0.31	0.58	14.0%

Tabella 5.4: Parametri del fit alla distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto a P_μ per le due categorie.

La soddisfacente correlazione trovata nei fit in entrambe le categorie ci permette di passare a correggere l'impulso del jet: $P'_{jet} = P_{jet} + mP_\mu$. Quanto all'intercetta delle rette interpolanti, essa rappresenta lo scarto medio nella misura dell'impulso del quark b da parte del jet dovuto a cause diverse dal μ , come ad esempio il neutrino associato o fluttuazioni non casuali nella misura calorimetrica. In vista quindi delle successive correzioni nelle quali cercheremo di tenere conto proprio di queste cause, abbiamo preferito correggere P_{jet} solamente per la dipendenza dall'osservabile considerato.

Il risultato della correzione dell'impulso del jet si osserva in figura 5.8 e corrisponde ad un notevole miglioramento nello spettro di $\Delta P(b, jet)$; in figura 5.9 la distribuzione di massa invariante mostra una sensibile diminuzione della larghezza ed un aumento significativo del valore medio. Il dato che vogliamo tenere presente nelle nostre correzioni è il rapporto σ_{jj}/M_{jj} , che passa da 0.205 ± 0.001 a 0.166 ± 0.001 con un miglioramento del 23.5%.

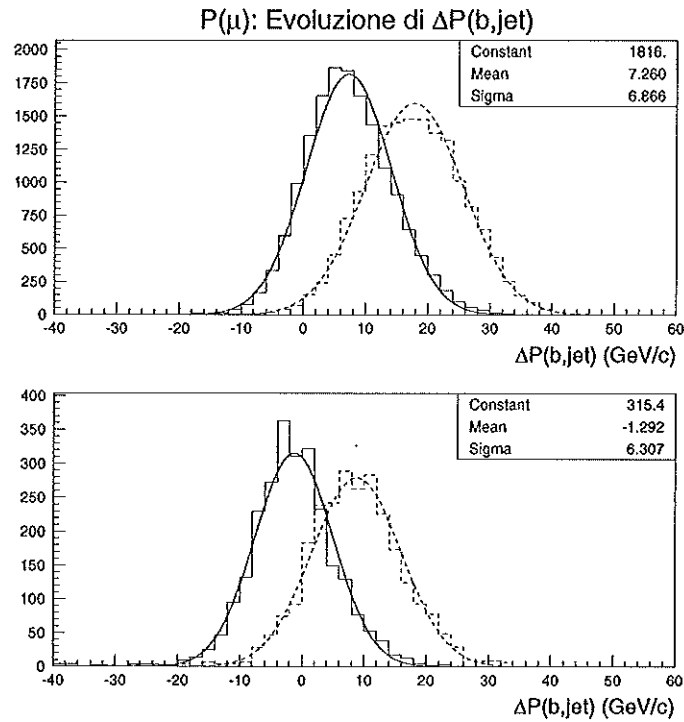


Figura 5.8: Confronto delle distribuzioni di $\Delta P(b, jet)$ prima e dopo la correzione per l'impulso del μ per le due classi nelle quali è stato suddiviso il campione.

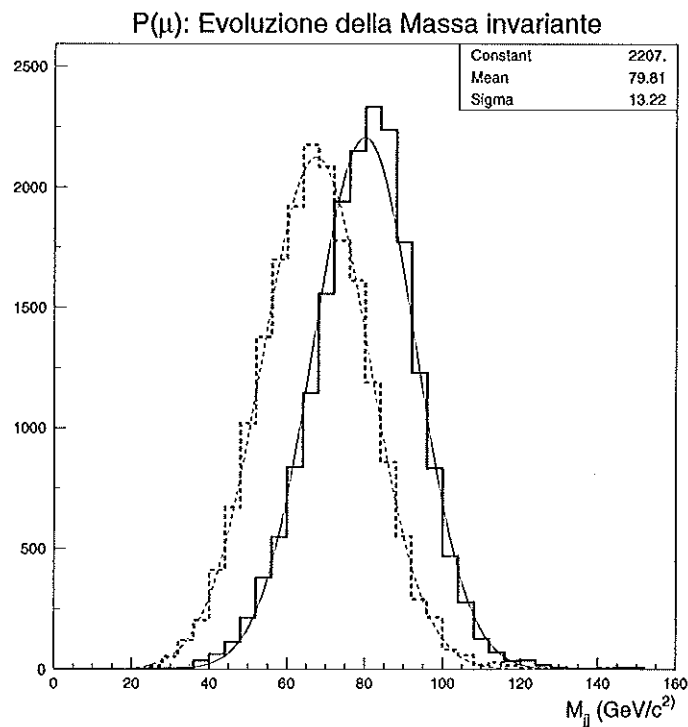


Figura 5.9: Confronto degli spettri di massa invariante prima e dopo aver corretto l'impulso del jet per la presenza del muone.

5.6 L'energia trasversa mancante

La presenza nei dati sperimentali di un μ e la topologia a due jet del processo $Z \rightarrow b\bar{b}$, fa sì che l'energia trasversa mancante dopo la correzione per la presenza del muone abbia due sorgenti principali:

1. l'imprecisione nella misura di uno dei due jet, dovuta a fluttuazioni soprattutto nel deposito di energia nel calorimetro adronico;
2. la presenza del neutrino che accompagna il muone e d'impulso medio di circa 5 GeV.

Il nostro studio intende riconoscere quanto possibile i loro contributi. Facciamo notare che la \cancel{E}_T è una variabile definita per evento e, perciò, è necessario convertirla in una variabile per jet. A questo scopo considereremo l'energia trasversa mancante proiettata lungo la direzione di ciascun jet ($\cancel{E}_T^{pr}(jet)$).

La via più fruttuosa si è dimostrata quella di suddividere gli eventi in classi, confrontando l'energia trasversa mancante proiettata lungo la direzione di ciascun jet e l'impulso trasverso dei due jet. Ne sono risultate quattro classi:

1. **Eventi con \cancel{E}_T^{pr} superiore per il μ -jet e $P_T(\mu\text{-jet})$ maggiore dell'impulso trasverso del jet opposto.**
Per questi eventi si osserva un basso valore medio di \cancel{E}_T^{pr} , ma, soprattutto, non è possibile distinguere univocamente quale sia il contributo più importante all'energia trasversa mancante. Infatti, \cancel{E}_T^{pr} con componente superiore per il μ -jet è determinata prevalentemente da una sottostima dell'impulso del jet contenente il muone e il neutrino associato: questa situazione non è favorita per $P_T(\mu\text{-jet}) > P_T(\text{jet opposto})$ ed è probabilmente causata da un deposito energetico diffuso nell'emisfero del jet opposto.
2. **Eventi con \cancel{E}_T^{pr} superiore per il μ -jet e $P_T(\mu\text{-jet}) < P_T(\text{jet opposto})$.**
In questo caso invece ci attendiamo che sia prevalente il contributo dato dal neutrino presente nel jet associato al muone; per averne conferma abbiamo confrontato le distribuzioni dell'impulso trasverso del ν e di $\Delta P(b, jet)$ in funzione dell'energia trasversa mancante proiettata, e, come si può vedere in figura 5.10 (nei grafici relativi alla classe 2), la presenza del neutrino contribuisce in modo sensibile alla \cancel{E}_T .
3. **Eventi con \cancel{E}_T^{pr} superiore per il jet opposto e $P_T(\mu\text{-jet}) > P_T(\text{jet opposto})$.**
Ci aspettiamo che la causa principale sia la sottostima dell'impulso del jet opposto; la lieve pendenza negativa che si segnala nella distribuzione dell'impulso trasverso del neutrino rispetto alla \cancel{E}_T^{pr} in figura 5.10 conferma la concomitanza dei diversi contributi all'energia trasversa mancante.
4. **Eventi con \cancel{E}_T^{pr} superiore per il jet opposto e $P_T(\mu\text{-jet}) < P_T(\text{jet opposto})$.**
Come per la prima classe non si può stabilire in modo univoco se vi sia una causa dominante per \cancel{E}_T ; essa è comunque piuttosto piccola in questi eventi.

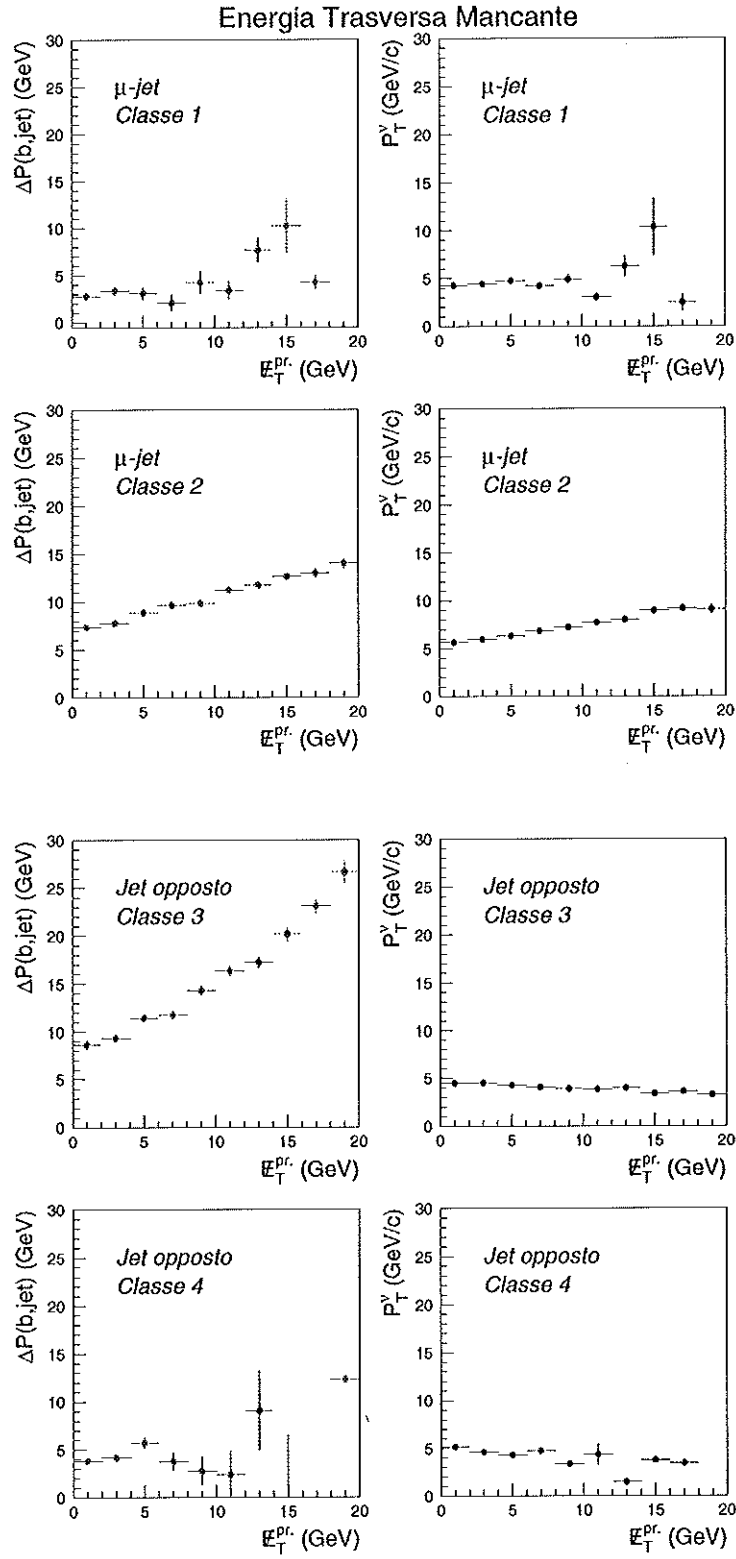


Figura 5.10: Distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ e del P_T del neutrino rispetto all'energia trasversa mancante proiettata lungo la direzione del jet.

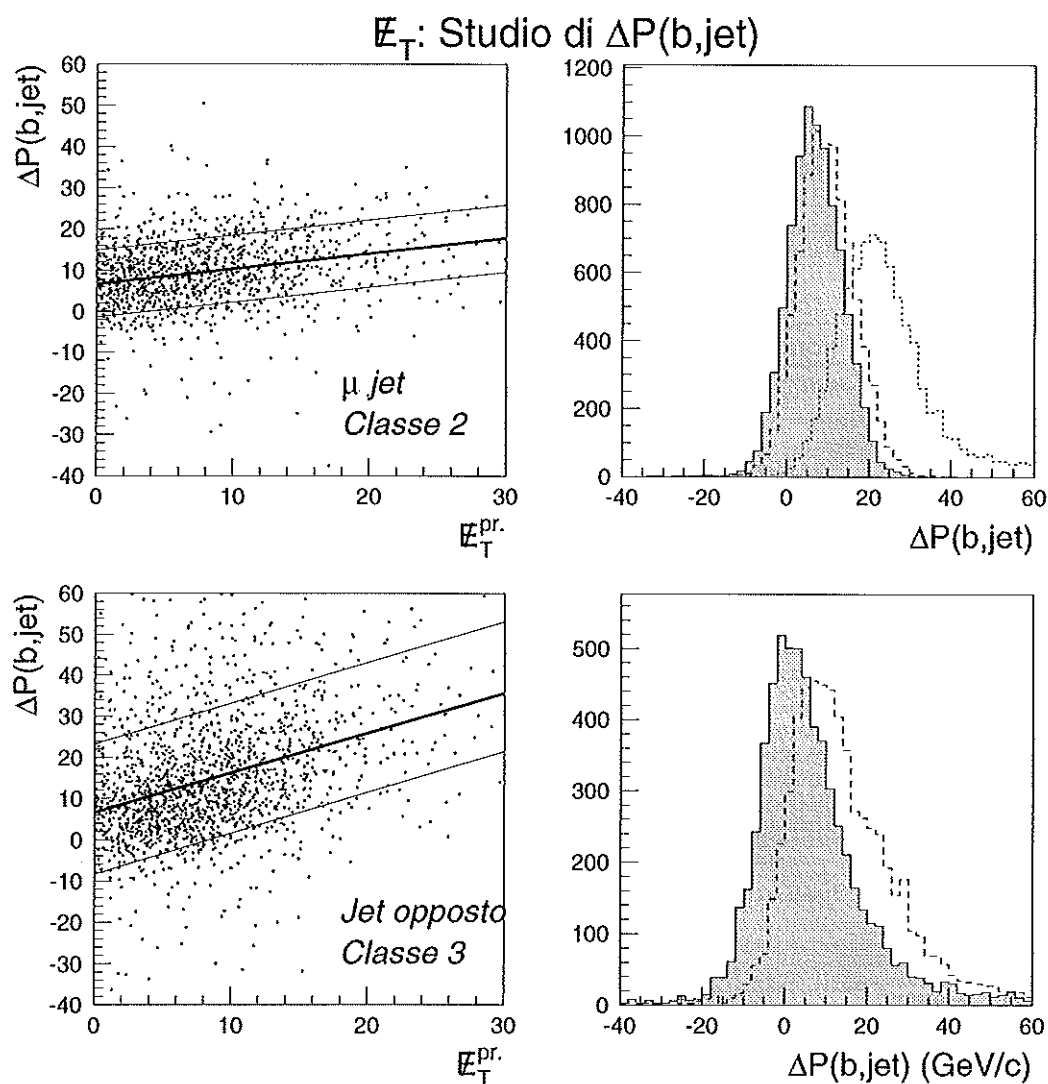


Figura 5.11: Distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto all'energia trasversa mancante e miglioramento dello spettro di $\Delta P(b, jet)$ per le classi 2 e 3 di eventi. A sinistra sono segnalate le rette di correlazione fittate (in grassetto) e la banda di eventi considerati (regione tra le due rette sottili); a destra si nota il progresso nella risoluzione di $\Delta P(b, jet)$ per le correzioni finora effettuate.

Cl.	Condizione su $\cancel{E}_T^{pr}(jet)$	Condizione su $P_T(jet)$	% Eventi	Jet da correggere
1	$\cancel{E}_T^{pr}(\mu\text{-jet}) > \cancel{E}_T^{pr}(jet\text{ opp.})$	$P_T(\mu\text{-jet}) > P_T(jet\text{ opp.})$	5.7%	nessuno
2	$\cancel{E}_T^{pr}(\mu\text{-jet}) > \cancel{E}_T^{pr}(jet\text{ opp.})$	$P_T(\mu\text{-jet}) < P_T(jet\text{ opp.})$	46.5%	$\mu\text{-jet}$
3	$\cancel{E}_T^{pr}(\mu\text{-jet}) < \cancel{E}_T^{pr}(jet\text{ opp.})$	$P_T(\mu\text{-jet}) > P_T(jet\text{ opp.})$	33.6%	jet opposto
4	$\cancel{E}_T^{pr}(\mu\text{-jet}) < \cancel{E}_T^{pr}(jet\text{ opp.})$	$P_T(\mu\text{-jet}) < P_T(jet\text{ opp.})$	14.2%	nessuno

Tabella 5.5: Riassunto delle caratteristiche delle quattro classi in cui è stato suddiviso il campione di dati per riuscire a distinguere i principali contributi alla \cancel{E}_T .

La verifica definitiva di questo scenario proviene dal calcolo del fit sulle distribuzioni di $\Delta P(b, jet)$ rispetto all'energia trasversa mancante proiettata per le quattro classi: correlazioni importanti si osservano considerando il $\mu\text{-jet}$ per gli eventi di classe 2 e il jet opposto per la classe 3 (vedi tab. 5.6), mentre negli altri casi i coefficienti di correlazione lineare sono vicini allo zero. Ci sembra interessante osservare che il coefficiente angolare per il jet opposto negli eventi di classe 3 è molto vicino a 1: la \cancel{E}_T quindi rappresenta, anche se con una risoluzione molto bassa, l'errore nella misura dell'energia del jet in questa classe. D'altra parte, negli eventi di classe 2 il $\mu\text{-jet}$ è già stato corretto per la dipendenza dall'impulso del muone, e dunque, a causa dell'anticorrelazione tra P^μ e P^ν , il contributo del neutrino è già stato in parte considerato nella precedente correzione; questo motivo giustifica il basso valore del coefficiente angolare per la classe 2.

Classe	Jet corretto	m	q	r	% eventi
(2)	$\mu\text{-jet}$	0.370 ± 0.009	6.64 ± 0.09	0.44	46.5%
(3)	jet opposto	1.034 ± 0.021	4.53 ± 0.20	0.57	33.6%

Tabella 5.6: Parametri del fit alla distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto all'energia trasversa mancante proiettata per le due categorie corrette.

Per effetto delle correzioni nelle classi 2 e 3 abbiamo ottenuto il miglioramento della risoluzione di $\Delta P(b, jet)$ (fig. 5.11) ed una diminuzione del 5.1% del rapporto σ_{jj}/M_{jj} che passa da 0.166 ± 0.001 a 0.158 ± 0.001 ; la risoluzione assoluta nella massa invariante rimane, invece, pressoché stabile.

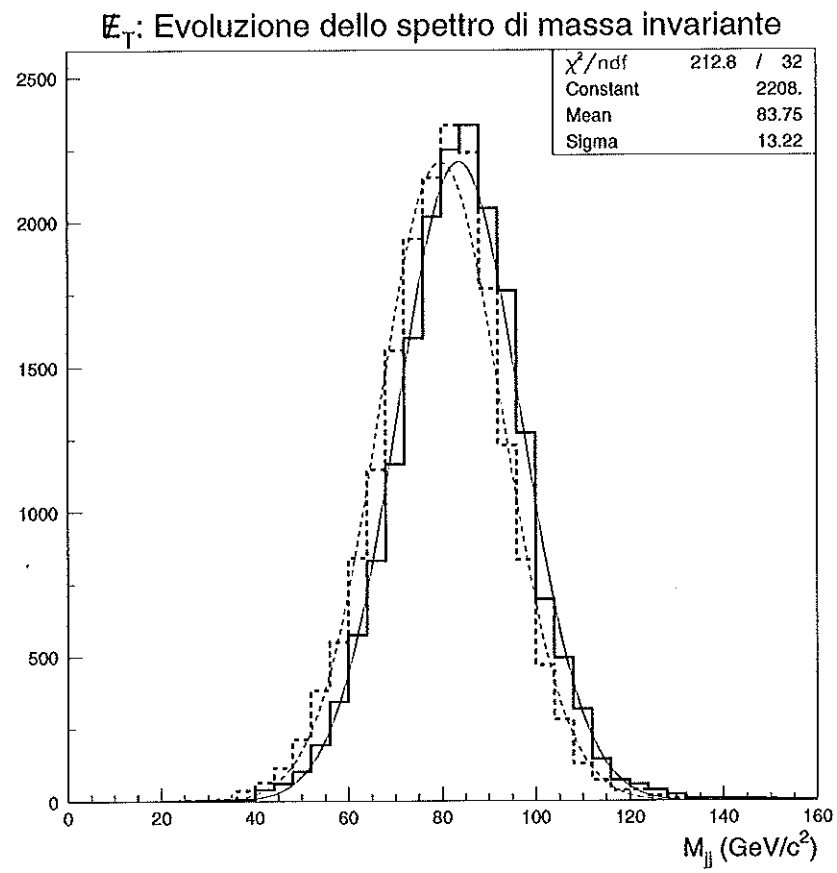


Figura 5.12: Risultato della correzione per l'energia trasversa mancante sullo spettro di massa invariante.

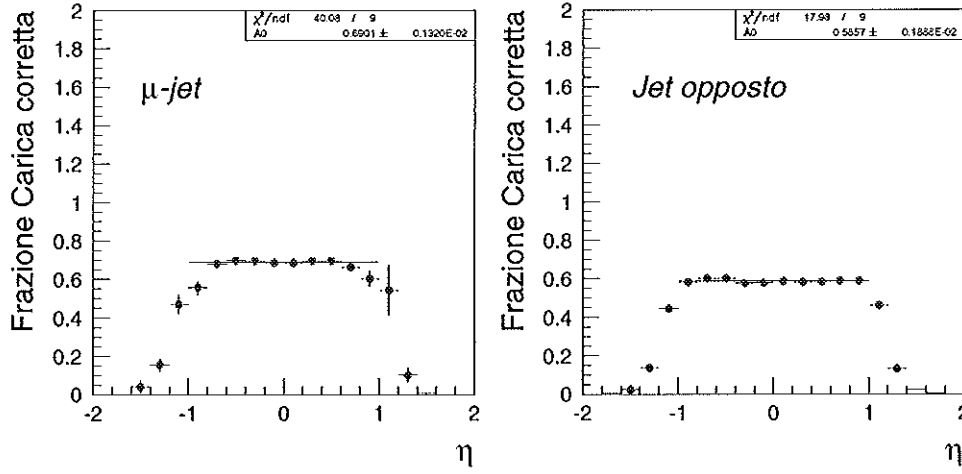


Figura 5.13: Distribuzione della frazione energetica della parte carica del jet rispetto alla pseudorapidità.

5.7 La frazione di energia delle particelle cariche in un jet

Fino a questo punto sono state studiate osservabili che si riferiscono soprattutto alla presenza del muone e del neutrino provenienti dal decadimento del quark b ; solo correggendo gli eventi di classe 3 nel jet opposto per la energia trasversa mancante, abbiamo iniziato a considerare gli altri fattori che influenzano negativamente la risoluzione della massa invariante.

Poniamo, ora, l'attenzione sulla frazione di energia delle particelle cariche del jet, ossia il rapporto tra la somma degli impulsi trasversi delle tracce cariche contenute nel jet e la sua energia trasversa⁶:

$$CF = \frac{\sum_{jet} p_T^{\text{tracce ricostruite}}}{P_T^{\text{jet}}}.$$

Per la definizione data, si possono studiare solo i jet che rientrano nel volume fiduciale del sistema di tracciatura presente a CDF: vengono esclusi quindi i jet⁷ che hanno $|\eta_{jet}| > 1$. Osservando la distribuzione di CF rispetto alla pseudorapidità, si vede chiaramente come il valore medio, oltre $|\eta| = 1$, crolli a zero, mentre, entro questo limite la distribuzione abbia un *plateau* attorno a $CF = 0.6$ (fig. 5.13).

⁶Il P_T usato per il calcolo della frazione carica è corretto per la presenza del μ e per la \cancel{P}_T^{pr} negli eventi di classe 2 e 3.

⁷Ricordiamo che viene richiesto un μ proveniente dalle camere centrali CMU e CMP, esse coprono l'intervallo $|\eta_{jet}| < 0.6$; inoltre, abbiamo stabilito che un jet è associabile ad un μ se la sua distanza ΔR è minore di 0.7; di conseguenza i μ -jet stanno pressoché tutti entro il volume fiduciale del sistema di tracciatura.

Si nota una leggera differenza nel valore medio di CF , se si distingue tra μ -jet e jet opposto: il motivo è la presenza del μ ad alto impulso trasverso, che porta ad un aumento medio della somma dei P_T delle particelle cariche rivelate nel μ -jet rispetto al jet opposto.

Abbiamo mantenuto gli eventi separati nelle quattro classi, dato che l'energia trasversa mancante è collegata a CF , ed abbiamo osservato la distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ per ciascuna classe, separatamente per il μ -jet e per il jet opposto. In tabella 5.7 sono elencati i risultati del fit nei diversi casi: si osserva che in ciascuna classe si ottengono differenti parametri per i fit, confermando la necessità di mantenere la partizione degli eventi, e si distinguono soddisfacenti correlazione lineari per tutte le classi. Siamo passati, allora, a correggere l'energia del jet introducendo in questo caso anche l'intercetta (q) ottenuta nei fit. Il miglioramento degli spettri di $\Delta P(b, jet)$ si può osservare in figura 5.14 per le diverse classi.

Jet corretto	Classe	m	q	r	% eventi
μ -jet (99.6 %)	(1)	15.50 ± 0.85	-7.87 ± 0.62	0.53	5.4%
	(2)	8.37 ± 0.23	0.93 ± 0.16	0.47	46.4%
	(3)	13.77 ± 0.16	-7.75 ± 0.11	0.89	33.6%
	(4)	12.70 ± 0.31	-3.63 ± 0.25	0.69	14.2%
jet opposto (69.8 %)	(1)	17.04 ± 0.74	-3.39 ± 0.59	0.63	4.8%
	(2)	13.61 ± 0.21	-9.04 ± 0.12	0.74	35.9%
	(3)	13.62 ± 0.41	-5.47 ± 0.25	0.54	21.4%
	(4)	11.73 ± 0.59	-4.15 ± 0.38	0.52	7.6%

Tabella 5.7: Parametri del fit alla distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto alla frazione carica del jet.

Per i jet (soltanto jet opposti) caduti al di fuori del volume fiduciale della camera centrale di tracciatura e non corretti per CF , abbiamo ricavato, dal loro spettro di $\Delta P(b, jet)$, il valore medio della distribuzione per ogni classe; questo valore è stato poi sommato alla loro energia (vedi tab. 5.8), in modo analogo alla correzione per l'intercetta q nei jet contenuti dell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 1$.

Jet corretto	Classe	$\Delta P(b, jet)$	% eventi
jet opposto (30.2 %)	(1)	2.32 ± 0.77	0.9%
	(2)	2.94 ± 0.28	10.5%
	(3)	3.07 ± 0.37	12.2%
	(4)	2.89 ± 0.63	6.6%

Tabella 5.8: Valori medi della distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ per i jet caduti al di fuori del volume fiduciale della CTC ($|\eta_{jet}| > 1$).

Il miglioramento dello spettro di massa invariante è notevole. Si passa da un $\sigma_{jj}/M_{jj} = 0.158 \pm 0.001$ a $\sigma_{jj}/M_{jj} = 0.136 \pm 0.001$ con un miglioramento del 20.6%.

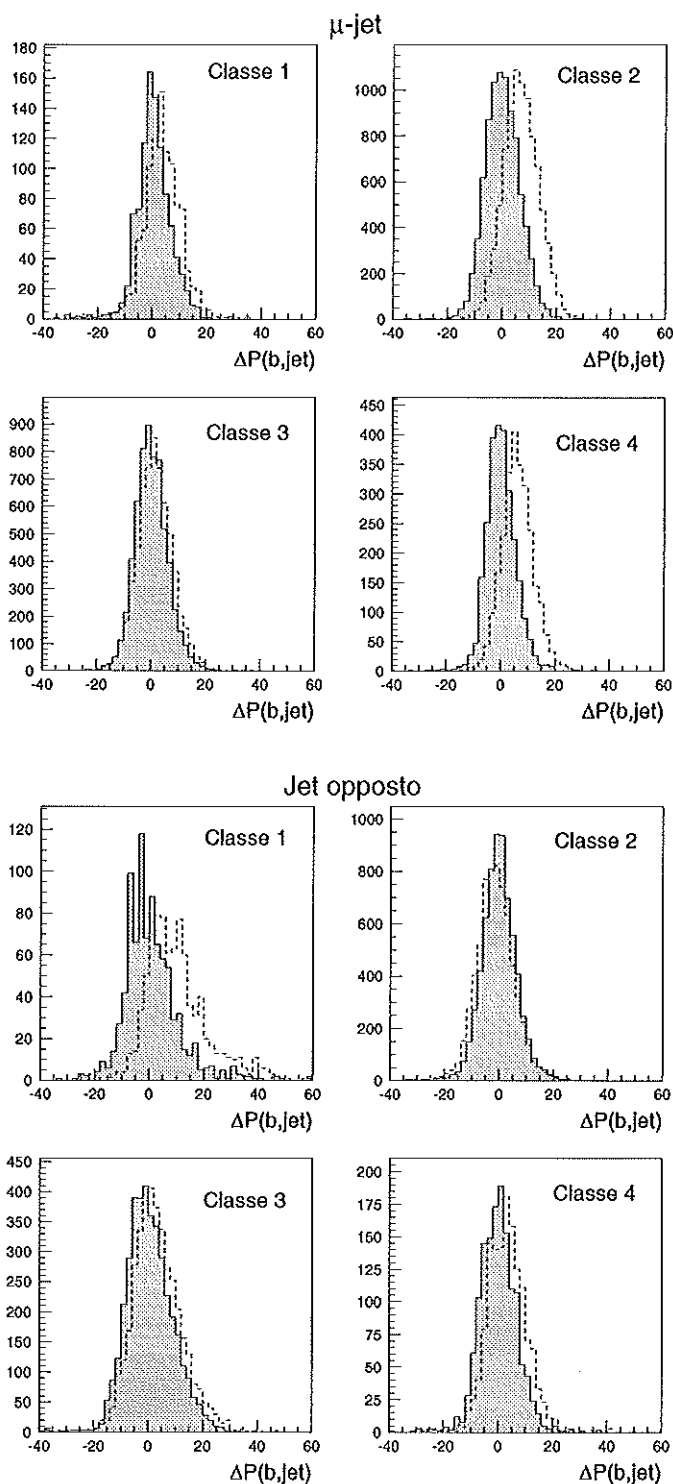


Figura 5.14: Spettro di $\Delta P(b, \text{jet})$ dopo la correzione per la frazione carica (in grigio) confrontato con $\Delta P(b, \text{jet})$ prima della correzione (bianco).

5.8 Risultato delle correzioni sullo spettro di massa invariante

Riassumiamo qui gli studi condotti per le diverse osservabili considerate, evidenziando in tabella 5.9 e in figura 5.15 l'evoluzione dello spettro di massa invariante. La risoluzione da un valore di 13.81 GeV è passata, dopo le tre successive correzioni, ad un valore di 12.27 GeV. Ma la misura dell'efficacia delle nostre correzioni proviene dalla risoluzione relativa σ_{jj}/M_{jj} che da 0.205 arriva 0.131 con un miglioramento del 51 % circa.

Correzione	M (GeV)	σ_{jj} (GeV)	σ_{jj}/M_{jj}	% $\Delta(\sigma_{jj}/M_{jj})$
Standard	67.29 ± 0.10	13.81 ± 0.07	0.205 ± 0.001	
Impulso del μ	79.81 ± 0.10	13.22 ± 0.08	0.166 ± 0.001	-23.5%
\cancel{E}_T proiettata	83.75 ± 0.10	13.22 ± 0.08	0.158 ± 0.001	-29.7%
Frazione carica	90.01 ± 0.09	12.27 ± 0.08	0.136 ± 0.001	-50.7%

Tabella 5.9: *Evoluzione dello spettro di massa invariante al succedersi delle correzioni per le diverse osservabili studiate nel campione PYTHIA $Z \rightarrow b\bar{b}$.*

5.8.1 Risultati sul campione HERWIG $Z \rightarrow b\bar{b}$

Una volta stabilite le correzioni per l'impulso del μ , per l'energia trasversa mancante proiettata lungo la direzione del jet e per la frazione energetica delle particelle cariche del jet, abbiamo verificato il loro impatto sugli altri due campioni di dati generati. I risultati ottenuti potrebbero essere in linea di principio dipendenti dal modello di frammentazione utilizzato, specialmente per quel che riguarda lo studio della frazione carica del jet⁸; perciò le stesse correzioni sono state applicate al campione di decadimenti $Z \rightarrow b\bar{b}$ generato con HERWIG 5.6.

Abbiamo verificato (figura 5.16) che non vi è dipendenza dei risultati dal generatore, a meno della minore efficacia della correzione per l'energia mancante, che nel campione HERWIG causa un aumento della risoluzione assoluta di circa 0.16 GeV, non molto rilevante, tuttavia, se confrontato con l'errore statistico della risoluzione stessa (0.11 GeV). In tabella 5.10 riassumiamo i risultati ottenuti con questo campione.

5.8.2 Effetto delle correzioni su HERWIG $H \rightarrow b\bar{b}$

La verifica sul campione $H \rightarrow b\bar{b}$ con $M_H = 120$ GeV generato con HERWIG 5.6 ha dato risultati ancora più interessanti. Il bosone di Higgs è una particella scalare, perciò la sua distribuzione angolare di decadimento è diversa da quella del bosone vettore Z. Nonostante questo, viene evidenziata una notevole generalità del metodo

⁸Un modello di frammentazione del partone che dia un impulso trasverso delle particelle cariche ad esempio sistematicamente più alto, determinerebbe una errata identificazione dei parametri di correzione.

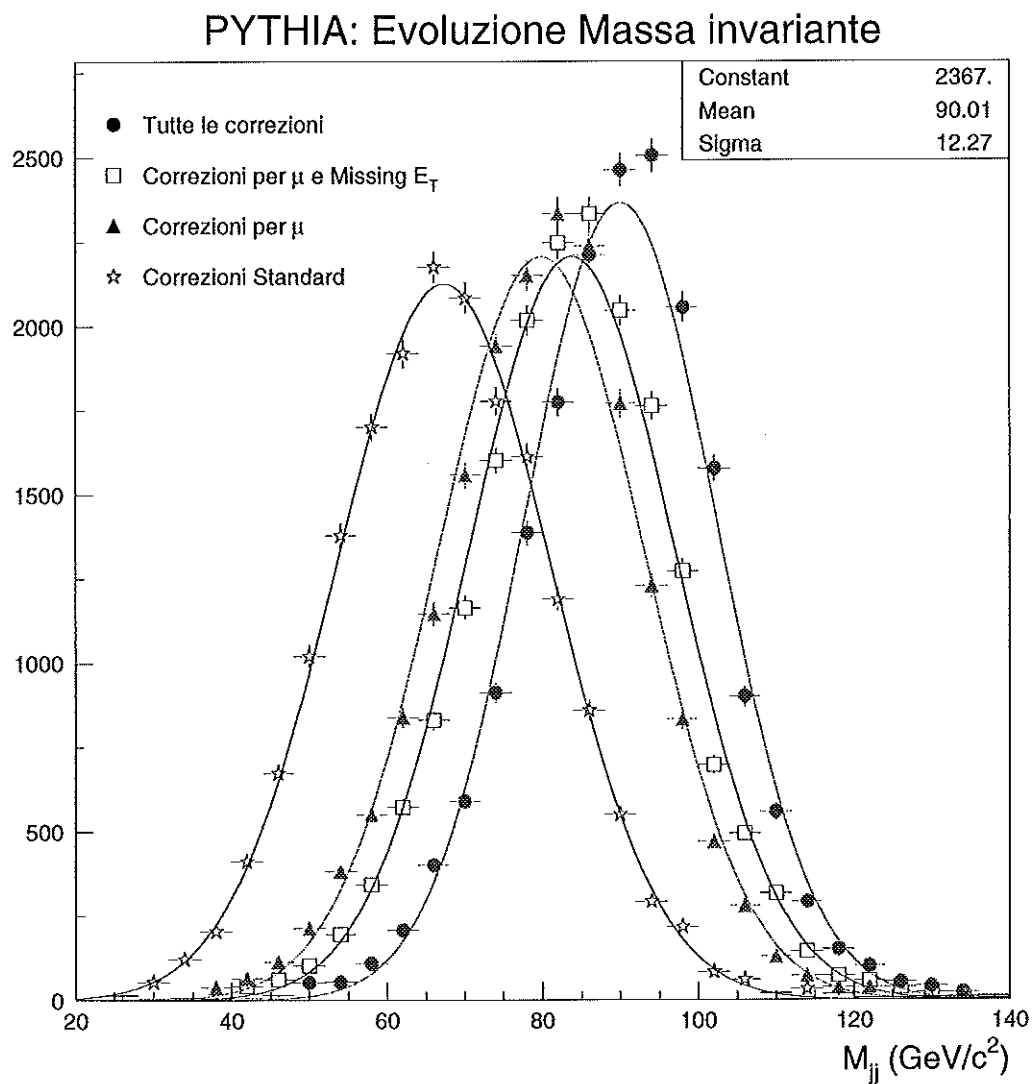


Figura 5.15: Confronto degli spettri di massa invariante per i diversi stadi della correzione dell'impulso del jet.

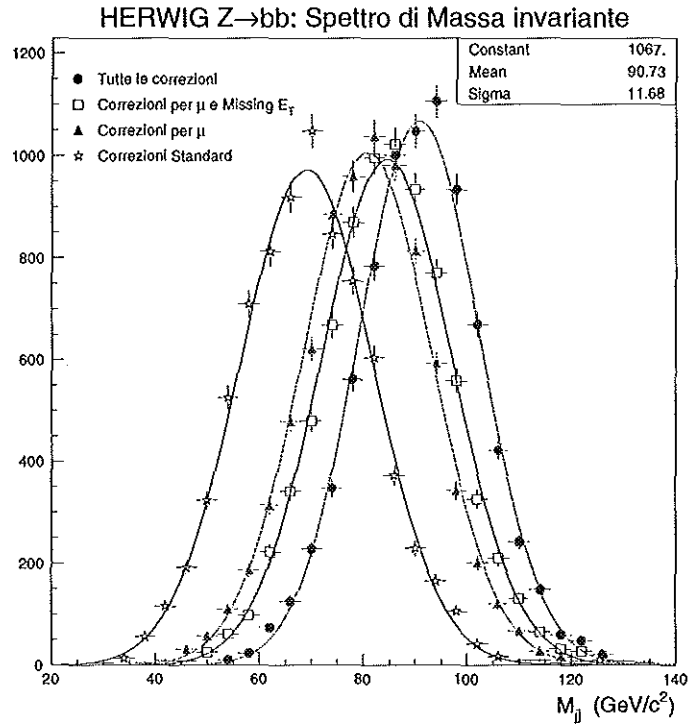


Figura 5.16: Spettri di massa invariante per le varie correzioni dell'impulso del jet in $HERWIG Z \rightarrow b\bar{b}$.

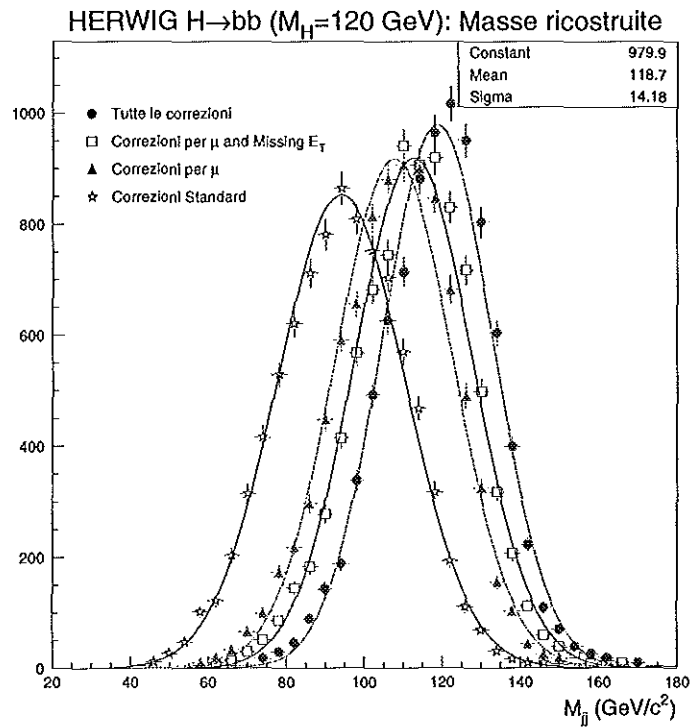


Figura 5.17: Evoluzione dello spettro di massa invariante per i diversi stadi della correzione nel campione $HERWIG H \rightarrow b\bar{b}$.

Correzione	M (GeV)	σ_{jj} (GeV)	σ_{jj}/M_{jj}	% $\Delta(\sigma_{jj}/M_{jj})$
Standard	69.07 ± 0.15	12.84 ± 0.11	0.186 ± 0.002	
Impulso del μ	80.77 ± 0.14	12.42 ± 0.11	0.154 ± 0.001	-20.8%
\cancel{E}_T proiettata	84.49 ± 0.14	12.58 ± 0.11	0.149 ± 0.001	-24.8%
Frazione carica	90.74 ± 0.13	11.68 ± 0.10	0.129 ± 0.001	-44.2%

Tabella 5.10: Parametri dello spettro di massa invariante per le diverse correzioni nel campione HERWIG $Z \rightarrow b\bar{b}$.

di correzione utilizzato. Da segnalare che l'energia media dei jet in questo processo è superiore del 30 % circa e, quindi, che i parametri di correzione individuati per il bosone Z rimangono efficaci anche ad una scala di energia superiore. La risoluzione relativa, anche per questo campione, migliora di circa il 50 %.

Correzione	M (GeV)	σ_{jj} (GeV)	σ_{jj}/M_{jj}	% $\Delta(\sigma_{jj}/M_{jj})$
Standard	94.03 ± 0.18	16.43 ± 0.12	0.175 ± 0.001	
Impulso del μ	107.60 ± 0.17	15.10 ± 0.13	0.140 ± 0.001	-24.5%
\cancel{E}_T proiettata	112.59 ± 0.17	15.14 ± 0.13	0.135 ± 0.001	-29.9%
Frazione carica	118.74 ± 0.16	14.18 ± 0.12	0.119 ± 0.001	-46.3%

Tabella 5.11: Progressione dei parametri dello spettro di massa invariante per le varie correzioni nel campione HERWIG $H \rightarrow b\bar{b}$.

5.9 Effetto delle correzioni sui dati sperimentali

Siamo giunti, infine, al momento di correggere l'energia e la direzione dei jet per i dati sperimentali servendoci dei parametri ottenuti nello studio del campione PYTHIA $Z \rightarrow b\bar{b}$. La differenza principale nella selezione dei due campioni è dovuta al fatto che nei dati sperimentali viene richiesto per entrambi i jet l'associazione con un vertice secondario identificato per mezzo dell'algoritmo di ricerca sviluppato a CDF. Questo elemento potrebbe avere importanza rispetto alle correzioni stabilite, dato che questi jet devono avere necessariamente almeno due tracce di $P_T > 1.5$ GeV/c. Ricordiamo che abbiamo scelto di non richiedere il tagging per i jet negli eventi MC in modo da avere una statistica più elevata: la richiesta di doppio tag, infatti, ridurrebbe il campione di circa un ordine di grandezza.

Lo spettro di massa invariante per i dati sperimentali è stato ottenuto con l'esperimento di conteggio descritto nel capitolo precedente e scegliendo una larghezza di bin appropriata a mettere in luce la forma dell'eccesso di eventi. Il risultato delle correzioni è rappresentato nelle figure 5.18 e 5.19, nelle quali si può osservare come l'evoluzione della larghezza e del valore medio del segnale corrisponda in modo soddisfacente all'andamento previsto nella simulazione Monte Carlo. Ci si attende che la massa invariante passi da un valore medio di 67 a 90 GeV ($\Delta M_{jj} = 23$ GeV) e che la risoluzione da circa 14 GeV raggiunga i 12 GeV. Per l'eccesso di eventi il valore medio dello spettro di massa invariante dopo le correzioni raggiunge 88.5 ± 4.9

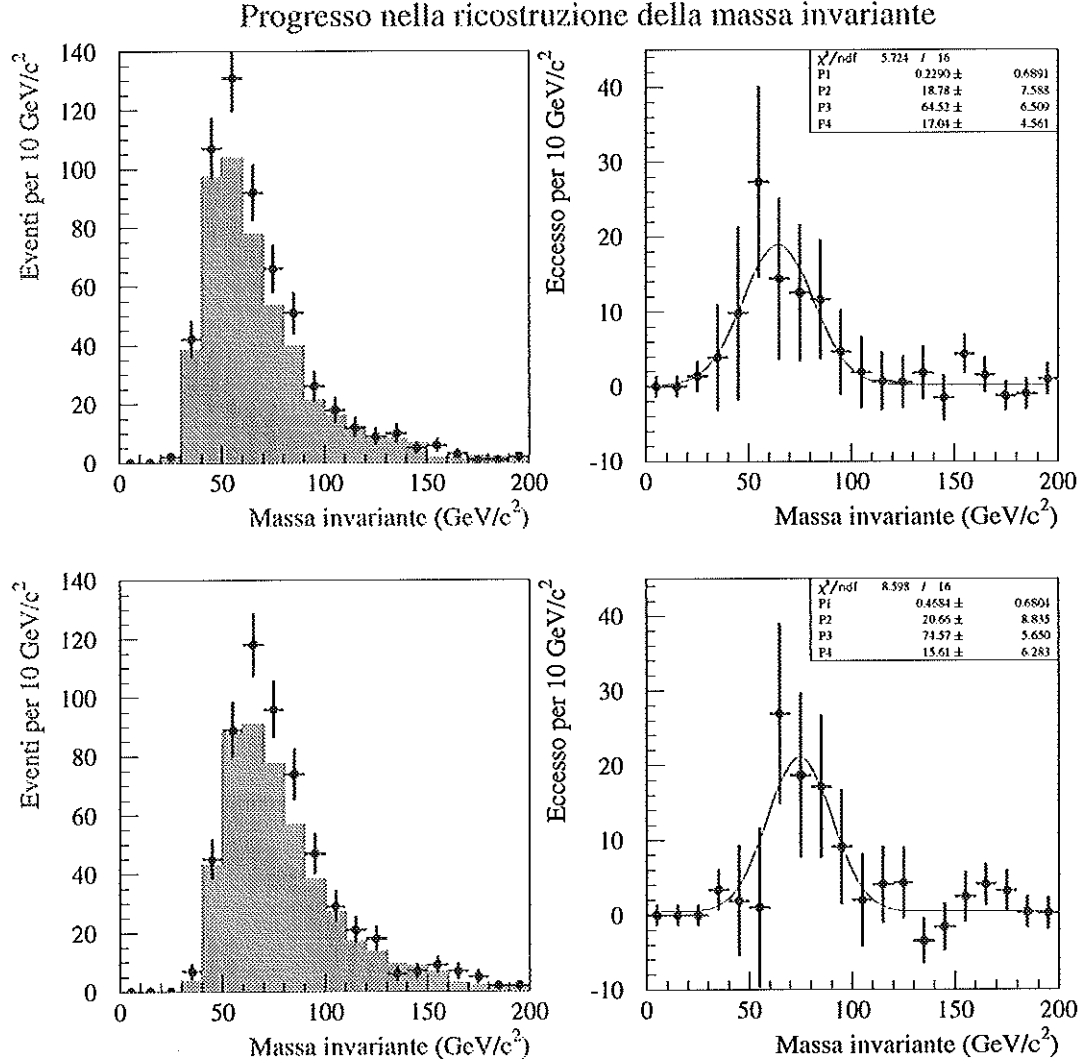


Figura 5.18: A sinistra distribuzioni di massa invariante per il campione di dati sperimentali con due tag e selezionati per le condizioni cinematiche $\Delta\phi_{12} > 3$ e $\sum_3 E_T < 10$ GeV (punti) sovrapposte alle distribuzioni per gli eventi di fondo attesi (istogramma). A destra distribuzione di massa invariante per gli eventi in eccesso. I grafici in alto corrispondono alle distribuzioni ottenute dopo le correzioni ordinarie, in basso dopo la correzione per l'impulso del muone.

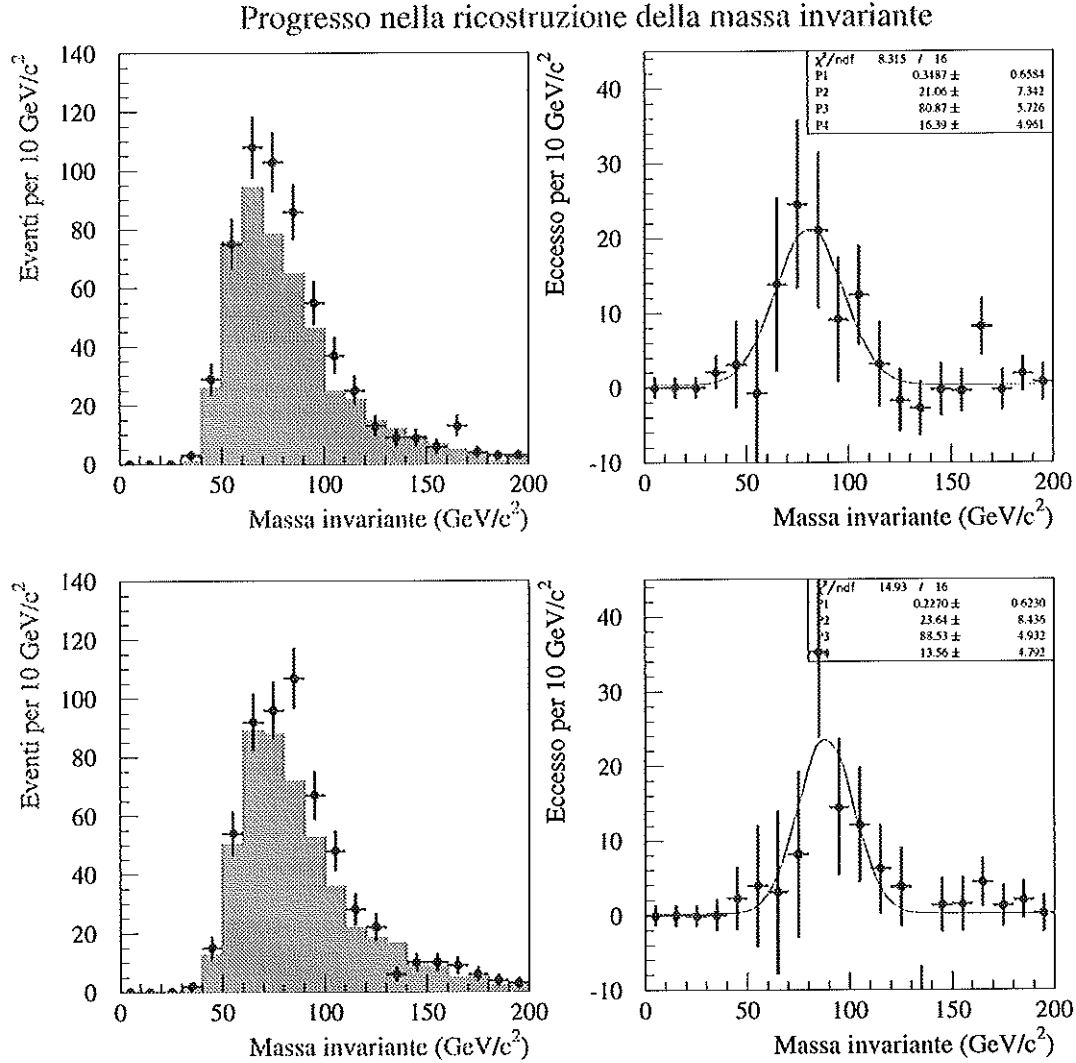


Figura 5.19: A sinistra distribuzioni di massa invariante per il campione di dati sperimentali con due tag e selezionati per le condizioni cinematiche $\Delta\phi_{12} > 3$ e $\sum_3 E_T < 10$ GeV (punti) sovrapposte alle distribuzioni per gli eventi di fondo attesi (istogramma). A destra distribuzione di massa invariante per gli eventi in eccesso. I grafici in alto corrispondono alle distribuzioni ottenute dopo le correzioni per il μ e per l'energia trasversa mancante, in basso dopo la serie completa di correzioni.

GeV con un incremento di 24 GeV e la risoluzione passa da 17.6 ± 4.6 a 13.8 ± 4.8 GeV. Non siamo in grado di affermare con certezza che i dati confermino l'atteso miglioramento della risoluzione a causa del grande errore nel numero degli eventi di segnale.

Correzione	M (GeV)	σ_{jj} (GeV)	σ_{jj}/M_{jj}	% $\Delta(\sigma_{jj}/M_{jj})$	N_Z^{fit}
Standard	64.5 ± 6.5	17.0 ± 4.6	0.264		80 ± 26
Impulso del μ	74.6 ± 5.6	15.6 ± 6.3	0.209	-26%	81 ± 27
\cancel{E}_T proiettata	80.7 ± 5.7	16.4 ± 5.0	0.203	-30%	86 ± 27
Frazione carica	88.5 ± 4.9	13.6 ± 4.8	0.154	-71%	81 ± 26

Tabella 5.12: *Progressione dei parametri dello spettro di massa invariante per il campione di dati sperimentali. Nell'ultima colonna è riportato il numero di eventi calcolato con i parametri del fit.*

L'evoluzione delle distribuzioni di massa ci permette di fare alcune osservazioni. Nello spettro degli eventi di fondo attesi si nota che il massimo della distribuzione si sposta da 55 a $65 \div 70$ GeV, con un incremento dunque sensibilmente inferiore rispetto agli eventi del segnale in eccesso; questo fatto sottolinea la presenza di due differenti processi presenti nel campione di dati a due tag, che rispondono in modo differente alle variabili usate per la correzione dell'impulso dei jet.

In secondo luogo, il rapporto S/B viene incrementato; infatti, per la distribuzione di massa non corretta (figura 5.18, grafico in alto a destra) abbiamo un eccesso gaussiano di 18.8 ± 7.6 eventi sopra un fondo di circa 90 eventi nella suddivisione dello spettro in intervalli di 10 GeV, con $S/B \sim 1/5$, che deve essere confrontato con un eccesso di 23.6 ± 8.4 eventi su circa 70 eventi di fondo attesi per un rapporto $S/B \sim 1/3$ (figura 5.19, grafico in basso a destra).

L'ultima osservazione riguarda il numero totale di eventi di segnale calcolato con i parametri del fit e riportati nell'ultima colonna della tabella 5.12; esso si mantiene in ogni stadio della correzione vicino agli 80 eventi, dimostrando che il metodo di calcolo dell'eccesso di eventi non è influenzato dalla variazione nella scala di massa.

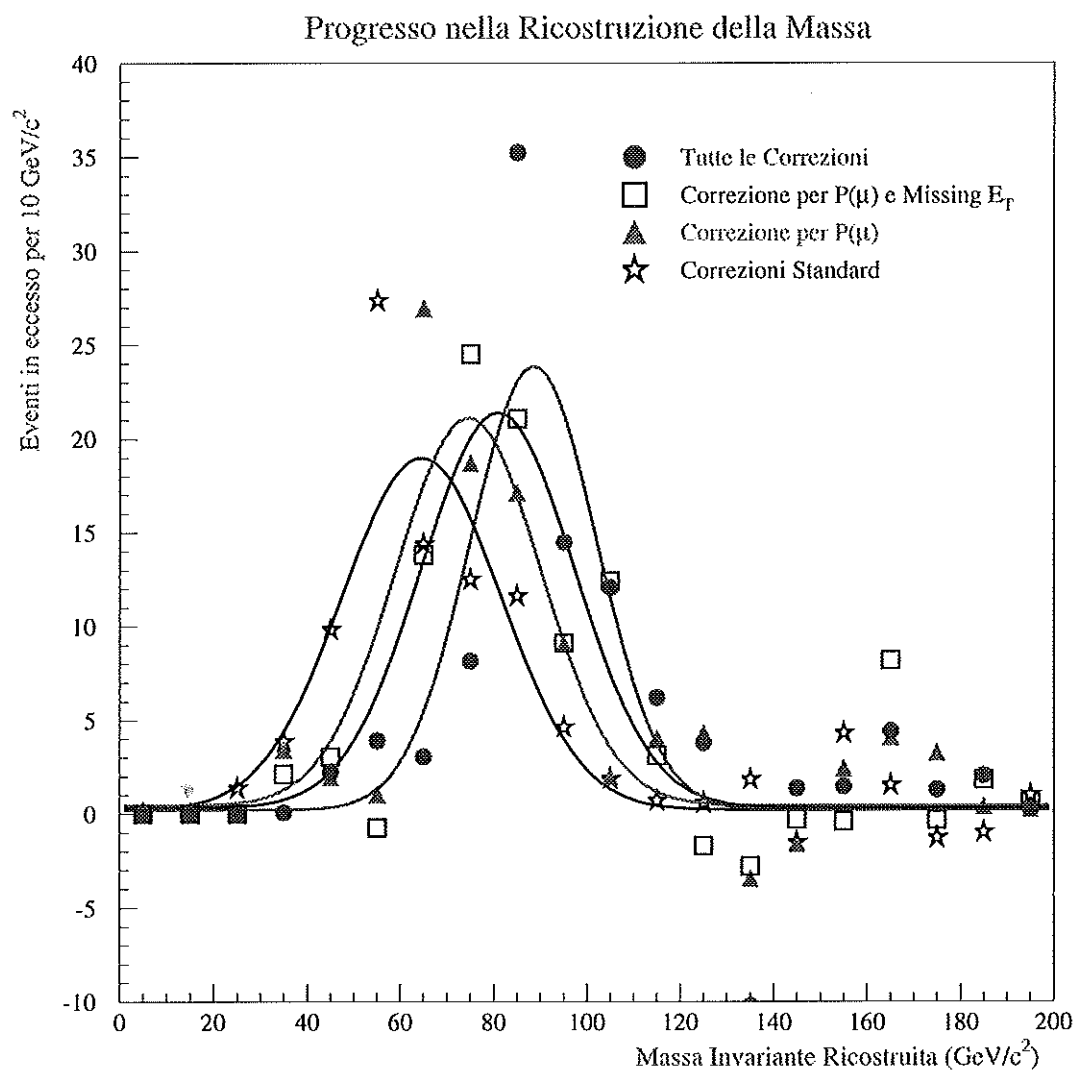


Figura 5.20: Distribuzione di massa dell'eccesso di eventi nei quattro stadi della correzione dei jet. Le quattro curve gaussiane già rappresentate nelle figure 5.18 e 5.19 sono comparate per evidenziare il progresso raggiunto.

Capitolo 6

Prospettive nella ricerca del bosone di Higgs al Tevatron

6.1 Introduzione

Come è stato messo in evidenza nel capitolo primo, le ricerche sperimentali dirette del bosone di Higgs e le previsioni ricavate dalle misure di precisione dei parametri elettrodeboli, confinano la massa del bosone di Higgs in una regione energetica sempre più limitata tra gli 90 e i 198 GeV. In questo scenario aumentano le possibilità di scoperta dell'Higgs al Tevatron durante la prossima raccolta di dati; l'energia al centro di massa del collider sarà portata infatti a 2 TeV e si prevede di raccogliere dati per una luminosità integrata di circa 2 fb^{-1} con la possibilità di estenderla a 30 fb^{-1} in un secondo periodo. Gli studi condotti [12, 33] stimano che l'osservazione del bosone di Higgs negli esperimenti CDF e D0 sia permessa nella finestra di massa $80 < M_H < 130 \text{ GeV}$.

Nella regione considerata il bosone di Higgs viene prodotto principalmente per fusione di gluoni o in associazione con un bosone vettore e il canale di decadimento preferenziale è in coppie $b\bar{b}$ ($\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{b}) \simeq 80\%$) (cfr. figura 1.3b).

6.2 La produzione associata

La fenomenologia che dimostra maggiori prospettive è la produzione associata con un bosone vettore W o Z; la sua sezione d'urto con M_H compresa tra gli 80 e i 130 GeV è sempre superiore a 0.1 pb e il suo andamento è rappresentato in figura 6.1. Come abbiamo già messo in evidenza, il fondo di coppie $b\bar{b}$ prodotti in interazioni forti è molto elevato, si veda in proposito la distribuzione della sezione d'urto per la produzione di coppie di quark b misurata al Tevatron (figura 6.2). Per discriminare quindi più facilmente il segnale sono necessarie speciali topologie. La presenza nello stato finale di un bosone vettore rende possibile la ricerca dell'Higgs nei campioni di dati che contengano almeno un leptone e grande frazione di energia mancante. In questo modo ci si affida per identificare il processo ai decadimenti leptonici dei bosoni vettori, i quali possono essere individuati con notevole efficienza. Una alternativa

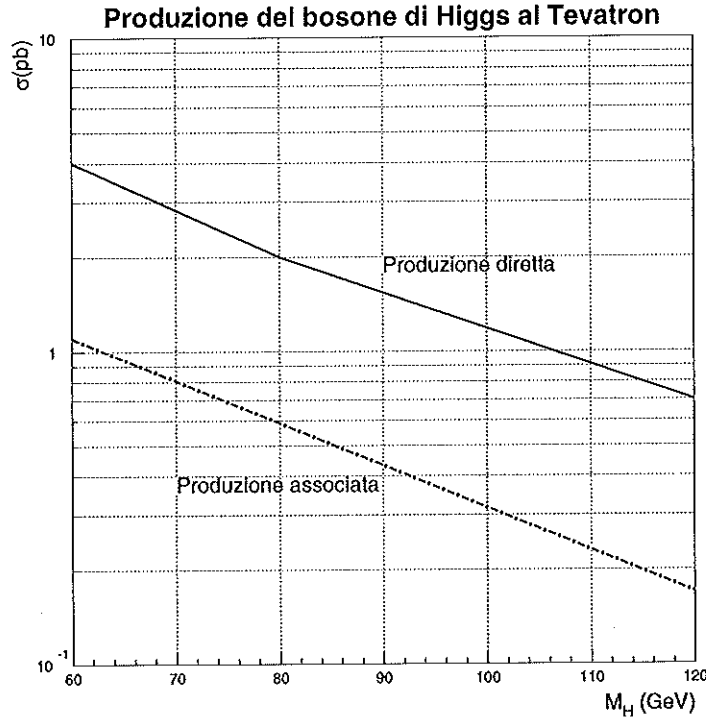


Figura 6.1: Andamento della sezione d'urto per la produzione diretta ed associata del bosone di Higgs per al Tevatron. Risultato delle correzioni NLO di QCD[11].

meno efficace deriva dall'analisi degli eventi a 4 o più jet, supponendo che il bosone di Higgs e il bosone vettore prodotto in associazione decadano in coppie quark-antiquark.

Le possibilità di ricerca di diversi processi sono state approfondite e i canali che si presentano come i più interessanti sono:

1. $p\bar{p} \rightarrow WH$ con $W \rightarrow \ell\nu$ e $H \rightarrow b\bar{b}$ [12, 13]

Il processo ha come fondo principale la produzione di $W + 2$ jet, che si può ridurre richiedendo che i due jet siano identificati come provenienti da un quark b . A questo livello, la massima parte degli eventi di fondo è rappresentata dai processi $W + b\bar{b}$, $W + c\bar{c}$, $W + Z$ con $Z \rightarrow b\bar{b}$ e $Z \rightarrow t\bar{t}$ e dalla produzione di quark top singoli $W^* \rightarrow t\bar{b}$. Nello studio descritto in riferimento [12], si prevede che il segnale sia osservabile attraverso un eccesso di $5\text{-}\sigma$ sulla distribuzione di fondo entro una massa di 120 GeV e per una luminosità integrata di 25 fb^{-1} . La risoluzione di massa invariante prevista è di circa $100\%/\sqrt{M_{jj}} + 0.03$ GeV (11.3 GeV per $M_{jj} = 80$ GeV); per un incremento della risoluzione di circa il 20% l'Higgs è osservabile nella finestra di massa $60 < M_H < 100$ GeV anche per una luminosità integrata di $5 \div 10\text{ fb}^{-1}$.

2. $p\bar{p} \rightarrow ZH$ con $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ e $H \rightarrow b\bar{b}$

In questo caso il segnale viene selezionato grazie al decadimento del bosone Z in coppie e^+e^- e $\mu^+\mu^-$, oppure in due neutrini. Il campione di dati da considerare

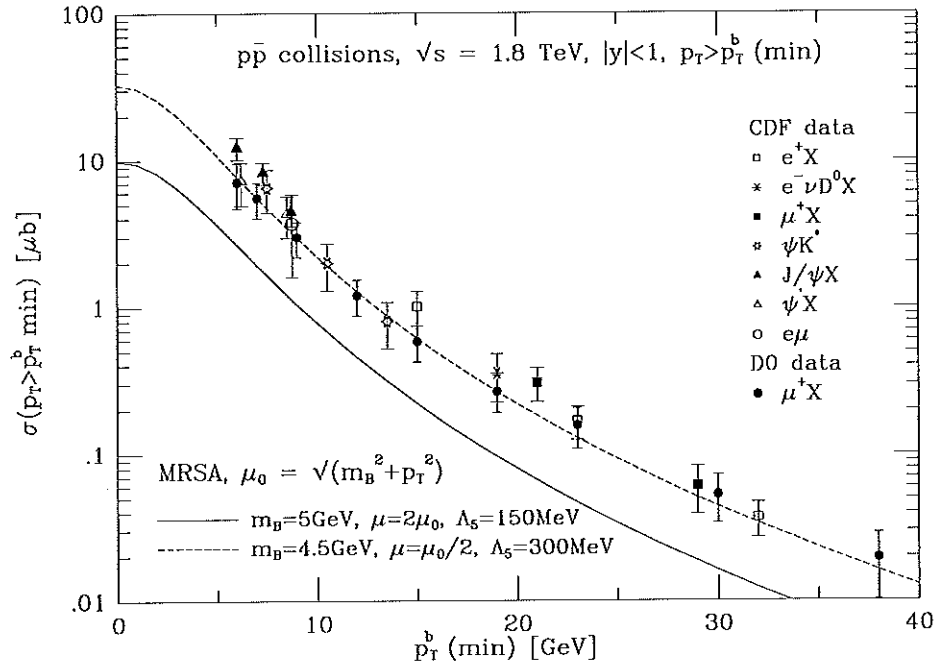


Figura 6.2: Sezione d'urto misurata al Tevatron per la produzione di coppie $b\bar{b}$ [32].

è costituito da eventi con due jet provenienti dal decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ più una coppia di leptoni oppure una grande frazione di energia mancante. Nel caso che il bosone Z decada in una coppia di elettroni o di muoni, gli eventi di fondo provengono soprattutto dai processi ZZ con un bosone che decada in coppie $b\bar{b}$ e $Z \rightarrow c\bar{c}$, mentre, per il decadimento di Z in neutrini, dall'ordinario processo di QCD $g \rightarrow b\bar{b}$, da $W + b\bar{b}$ con perdita del leptone da W e da produzione di coppie $t\bar{t}$. Per questo processo viene previsto [14] un eccesso di $3\text{-}\sigma$ fino a $M_H = 110$ GeV e per una luminosità di 30 fb^{-1} .

6.3 Studio della produzione diretta

Nonostante la produzione diretta del bosone di Higgs $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ sia fortemente oscurata dall'ordinaria produzione di coppie $b\bar{b}$ di QCD, sono stati condotti alcuni studi sulla possibilità di osservare questo processo al Tevatron[34]. La sezione d'urto in tutta la regione $70 < M_H < 120$ GeV è rilevante, sempre dell'ordine di 1 pb (vedi fig. 6.1) e i processi di fondo sono rappresentati in massima parte dalla produzione per interazione forte di coppie $b\bar{b}$ (cfr. sezione 4.2.3) con una sezione d'urto, per P_T^b superiore a 20 GeV, di circa 200 nb (figura 6.2).

Una delle principali difficoltà da superare per evidenziare il segnale $H \rightarrow b\bar{b}$ è la scelta del trigger per l'identificazione dei jet provenienti dai quark b . Considerando che l'esperimento CDF prevede di raccogliere nel prossimo Run II una luminosità integrata di circa 2 fb^{-1} , il numero di eventi di produzione diretta del bosone di

Higgs sarà circa 2000. Con l'efficienza stimata in questo studio ($\leq 0.1\%$) risulterà quindi impossibile mettere in evidenza questo processo.

Per migliorare la capacità di identificazione dei jet prodotti da quark b in vista della prossima presa dati, si sta predisponendo a CDF un trigger di b che, sfruttando la vita media relativamente lunga delle particelle che contengono *beauty*, identifica i vertici secondari associati ai jet provenienti dal decadimento di un b . La concezione di questi trigger si fonda sulle notevoli capacità del sistema di tracciatura di CDF, in particolare del rivelatore a microvertice in silicio.

L'altro fattore determinante è il miglioramento della risoluzione σ_{jj} della massa invariante ricostruita con i jet provenienti dalla coppia $b\bar{b}$. La serie di correzioni dell'impulso del jet che abbiamo proposto per il decadimento $Z \rightarrow b\bar{b}$ hanno dimostrato, compatibilmente con la bassa statistica del segnale, la possibilità di migliorare in modo consistente lo spettro di massa invariante utilizzando osservabili quali l'impulso del muone, l'energia trasversa mancante e la frazione energetica delle particelle cariche di un jet. Abbiamo osservato soprattutto un deciso miglioramento del rapporto S/B e del significato statistico del segnale; inoltre è stata verificata l'indipendenza delle correzioni per un diverso modello di frammentazione e per una diversa scala di energie.

I risultati raggiunti ci fanno prevedere che questo metodo di correzione possa rendersi utile anche nello studio del processo di produzione diretta del bosone di Higgs.

Conclusioni

In questo lavoro è stato svolto uno studio del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ in interazioni protone-antiprotone al rivelatore CDF, con lo scopo principale di ottenere l'ottimizzazione dello spettro di massa invariante del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$. La motivazione di questo studio risiede soprattutto nell'importanza che esso rappresenta per la calibrazione energetica del segnale prodotto dalla coppia $b\bar{b}$, nella prospettiva della ricerca del bosone di Higgs al Tevatron nel canale di produzione diretta ($gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$).

Lo studio del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$ è stato condotto analizzando lo spettro di massa invariante ricostruita dei jet provenienti dalla coppia di quark b . L'identificazione di questi jet si affida innanzitutto alla scelta del campione di dati sperimentali con un muone contenuto in un jet, data la considerevole probabilità che il quark b decada in modo semileptonico. La vita media relativamente lunga del b , inoltre, ha permesso di sviluppare a CDF un metodo di identificazione dei vertici secondari di decadimento del quark b ; ci siamo serviti allora di questo metodo per selezionare gli eventi che presentano due vertici secondari di decadimento prodotti dalla coppia $b\bar{b}$. L'ultima selezione si è basata sull'imposizione di alcune richieste cinematiche che hanno lo scopo di distinguere il processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ dalla produzione di coppie di quark b in interazioni forti. Al termine, dopo aver determinato la distribuzione attesa degli eventi di fondo, siamo giunti all'evidenza nello spettro di massa invariante di un segnale costituito da un eccesso di 80 ± 26 eventi sulla distribuzione di fondo, localizzato attorno ad un valore medio di 64.5 ± 6.5 GeV e con una risoluzione di 17.0 ± 4.6 GeV.

Ci siamo concentrati quindi sulla possibilità di migliorare lo spettro del segnale sfruttando le caratteristiche del campione di dati sperimentali e, in particolare, la presenza di un muone e del neutrino associato provenienti dal decadimento semileptonico di quark pesanti, che provocano generalmente la sottostima dell'energia dei jet in cui sono contenuti. Questa fase del lavoro consiste nella elaborazione di alcune correzioni dell'impulso dei jet utilizzati per ricostruire la massa invariante del segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$; tali correzioni sono state determinate nello studio di alcuni osservabili (l'impulso del μ , l'energia trasversa mancante proiettata lungo la direzione del jet e la frazione energetica delle particelle cariche del jet) svolto su campioni Monte Carlo del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$. L'effetto delle correzioni sulla distribuzione di massa invariante è stato stimato sulla base del rapporto σ_{jj}/M_{jj} tra la risoluzione e il valore medio della massa invariante ricostruita. Per ottenere una verifica del metodo di correzione abbiamo inoltre generato un campione Monte Carlo del processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ utilizzando un diverso modello di frammentazione ed un campione $q\bar{q} \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ con $M_H = 120$ GeV. Il sistema di correzioni dell'impulso

del jet hanno prodotto nei tre campioni un notevole miglioramento dello spettro di massa invariante che si quantifica in una diminuzione di circa il 50 % del rapporto σ_{jj}/M_{jj} . Infine abbiamo applicato questo studio ai dati sperimentali osservando un netto miglioramento anche della distribuzione di massa invariante dell'eccesso di segnale, che raggiunge un valore medio di 88.5 ± 4.9 GeV ed una risoluzione di 13.6 ± 4.8 GeV.

Con questo lavoro abbiamo dimostrato la possibilità di ottenere un effettivo e consistente miglioramento della risoluzione nella massa invariante ricostruita per il decadimento del bosone Z in coppie $b\bar{b}$, fornendo un risultato incoraggiante in vista della ricerca del bosone di Higgs nel canale di produzione diretta.

Ringraziamenti

Ringrazio in modo particolare Dario Bisello che mi ha accolto di nuovo nel gruppo CDF dopo diversi anni di “esilio volontario”; a Giovanni e Tommaso devo in gran parte quello che ho imparato in questo periodo, li ringrazio per la loro pazienza e per la loro disponibilità. Un grazie a tutti gli altri membri del gruppo CDF di Padova: Patrizia, Alberto, Matteo, Nicola, Andrea, Luisa, Maurizio, Luca, Jeff e a tutti i ragazzi del laboratorio, per la loro amicizia e i loro consigli. Non posso dimenticare Luca, mio compagno d'avventura, col quale ho diviso le “calde” giornate di scienza ed inconscienza nella stanza 3L12.

Elenco delle figure

1.1	Fit di likelihood per la massa del bosone di Higgs	8
1.2	Indicazioni sulla massa del bosone di Higgs da M_W e M_{top}	9
1.3	Larghezza e frazioni di decadimento in fermione-antifermione del bosone di Higgs	11
1.4	Diagrammi di Feynman per i processi di produzione diretta ed associata del bosone di Higgs	12
1.5	Limite di CDF sulla sezione d'urto del processo $p\bar{p} \rightarrow V^* \rightarrow VH$. . .	14
2.1	Il Fermilab Tevatron Collider	18
2.2	Sezione laterale di CDF	20
2.3	Visione complessiva di CDF	20
2.4	La camera centrale di tracciatura	21
2.5	Il rivelatore di microvertice in silicio	22
2.6	Parametri della traiettoria di una particella carica in campo magnetico	24
2.7	Ricostruzione delle tracce in SVX	25
2.8	Risoluzione del parametro d'impatto	26
2.9	Torri calorimetriche nel quadrante ($\Delta\phi = 90^\circ, \eta > 0$)	27
2.10	Struttura di un modulo del calorimetro elettromagnetico	28
2.11	La frazione carica e la frazione elettromagnetica del jet	32
2.12	Copertura delle camere a muoni nel piano (η, ϕ)	34
2.13	Schema della misura dell'impulso nelle camere a μ	35
2.14	Deposito energetico di muoni isolati nei calorimetri elettromagnetico e adronico	37
2.15	Energia della torre calorimetrica colpita da un muone contenuto in un jet	37
3.1	Impulso trasverso di muoni e neutrini provenienti da decadimenti semileptonici di b	43
3.2	Studio della direzione dei partoni e dei neutrini nel decadimento semileptonico dei b	44
3.3	Descrizione nel piano (r, ϕ) di un evento con un vertice secondario . .	47
4.1	Il processo $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$	51
4.2	Spettro di massa invariante nei campioni ad 1 e 2 tag	55
4.3	Produzione diretta da QCD di coppie $b\bar{b}$	56
4.4	Emissione della radiazione per processi QCD ed elettrodeboli	57

4.5	Spettro dell'angolo $\Delta\phi_{12}$	59
4.6	Studio della variabile $\Delta\phi_{12}$	59
4.7	Spettro della variabile $\sum_3 E_T$	60
4.8	Spettro di massa invariante per il campione finale	61
4.9	Metodo di determinazione degli eventi di fondo attesi	63
4.10	Indipendenza della probabilità di doppio tag dalle variabili cinematiche	64
4.11	Determinazione del valore di soglia di $\sum_3 E_T$	65
4.12	Valutazione del numero di eventi di fondo attesi e dell'eccesso corrispondente	66
4.13	Distribuzione di massa dell'eccesso di eventi	67
5.1	Curve di efficienza dei trigger per muoni	70
5.2	Numero di cluster per evento e spettro di massa invariante in PYTHIA $Z \rightarrow b\bar{b}$	73
5.3	Correlazione tra $E_{torre}^{(\mu)}$ e l'impulso del muone	76
5.4	Minimizzazione della distanza tra il partone b e il jet	77
5.5	Spettro di massa invariante per le due categorie di eventi	78
5.6	Studio delle due categorie di eventi	79
5.7	Distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto all'impulso del muone per le due categorie	80
5.8	$\Delta P(b, jet)$ prima e dopo la correzione per l'impulso del μ per le due classi	82
5.9	Massa invariante dopo la correzione per l'impulso del μ	82
5.10	Studio dell'energia trasversa mancante proiettata lungo la direzione del jet	84
5.11	Correlazione e miglioramento dello spettro di $\Delta P(b, jet)$	85
5.12	Risultato della correzione per l'energia trasversa mancante sullo spettro di massa invariante	87
5.13	Distribuzione della frazione energetica della parte carica del jet rispetto alla pseudorapidità	88
5.14	Spettro di $\Delta P(b, jet)$ dopo la correzione per CF	90
5.15	Confronto degli spettri di massa invariante per i diversi stadi della correzione dell'impulso del jet	92
5.16	HERWIG $Z \rightarrow b\bar{b}$: Spettri di massa invariante per le varie correzioni dell'impulso del jet	93
5.17	HERWIG $H \rightarrow b\bar{b}$: Evoluzione dello spettro di massa invariante per i diversi stadi della correzione	93
5.18	Evoluzione dello spettro di massa invariante nei dati sperimentali I	95
5.19	Evoluzione dello spettro di massa invariante nei dati sperimentali II	96
5.20	Distribuzione di massa dell'eccesso di eventi nei quattro stadi della correzione dei jet	98
6.1	Andamento della sezione d'urto per la produzione diretta ed associata del bosone di Higgs per al Tevatron	100
6.2	Sezione d'urto misurata al Tevatron per la produzione di coppie $b\bar{b}$	101

Elenco delle tabelle

2.1	I dispositivi di tracciatura nel rivelatore CDF	23
2.2	Caratteristiche dei calorimetri elettromagnetico ed adronico	29
3.1	Vita media e modi di decadimento delle particelle con <i>bellezza</i>	42
3.2	Frazioni di decadimento del quark b e di alcuni mesoni con <i>charm</i> fissate dal MC	42
3.3	Efficienza del trigger rispetto al segnale e rispetto ai processi di fondo	46
3.4	Efficienza dell'algoritmo di ricerca di vertici secondari	49
3.5	Composizione del campione con un tag	50
4.1	Caratteristiche fisiche principali del bosone vettore Z [20]	52
4.2	Principali trigger che hanno selezionato il campione con un muone . .	53
4.3	Riepilogo delle statistiche del campione di dati con un muone in un jet	60
4.4	Numero di eventi in eccesso	65
5.1	Parametri delle curve di efficienza dei trigger per muoni	71
5.2	Statistiche del campione PYTHIA $Z \rightarrow b\bar{b}$	72
5.3	Statistiche dei campioni HERWIG $Z \rightarrow b\bar{b}$ e $H \rightarrow b\bar{b}$	73
5.4	Parametri del fit alla distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto a P_μ per le due categorie	81
5.5	Caratteristiche delle 4 classi	86
5.6	Parametri del fit alla distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto all'energia trasversa mancante proiettata per le due categorie corrett	86
5.7	Parametri del fit alla distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ rispetto alla frazione carica del jet	89
5.8	Valori medi della distribuzione di $\Delta P(b, jet)$ per i jet caduti al di fuori del volume fiduciale della CTC	89
5.9	PYTHIA $Z \rightarrow b\bar{b}$: Evoluzione dello spettro di massa invariante al succedersi delle correzioni	91
5.10	Parametri dello spettro di massa invariante per le diverse correzioni nel campione HERWIG $Z \rightarrow b\bar{b}$	94
5.11	Progressione dei parametri dello spettro di massa invariante per le varie correzioni nel campione HERWIG $H \rightarrow b\bar{b}$	94
5.12	Progressione dei parametri dello spettro di massa invariante per il campione di dati sperimentali	97

Bibliografia

- [1] S.Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.; S.Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.; A.Salam, in *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity (Nobel Symposium No. 8)*, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Svezia 1968) 367.; G.'t Hooft, *Nucl. Phys.* B33 (1971) 167.
- [2] P.W.Higgs, *Phys. Lett.* 12(1964) 132; 13(1964) 508
- [3] J.Goldstone, *Nuovo Cimento* 19(1961) 154; J.Goldstone, A.Salam, S.Weinberg, *Phys. Rev.* 127(1962) 965
- [4] W. de Boer, *Search for SUSY and Higgs particles*, Conferenza presentata al XVIII Physics in Collisions, Frascati 17-19 Giugno 1998
- [5] M.Veltman, *Acta Phys. Polon.* B8(1977) 475
- [6] J.Erker e P.Langacker, *Bounds on the Standard Model Higgs boson*, hep-ph/9801422
- [7] M.Quiros, *Higgs boson in the Standar Model and the Minimal Supersymmetric Standard Model*, hep-ph/9609392
- [8] G.Altarelli e I.Isidori, *Phys. Lett.* B337(1994) 141; M.Sher, *Phys. Lett.* B317(1993) 159; J.A.Casas, J.Espinosa e M.Quiros, *Phys. Lett.* B342(1995) 171
- [9] J.A.Casas, J.R.Espinosa e M.Quiros, *Phys. Lett.* B342(1995) 171
- [10] A.Djouadi, M.Spira e P.Zerwas, *Zeit. Phys.* C70(1996) 427; *Phys. Lett.* B264(1991) 440
- [11] S.Dawson, *The Standard Model intermediate mass Higgs boson*, hep-ph/9703387
- [12] D.Amidei e R.Brock, *Future electroweak physic at Fermilab Tevatron. Report of the Tev2000 study group: light Higgs physics*, FERMILAB-PUB-96/082
- [13] S.Kim, S.Kuhlmann e W.M.Yao, *Improvement of signal significance in $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ search at TeV33*, CDF-NOTE 3904

- [14] W.M.Yao, *Prospect for observing Higgs in $ZH \rightarrow (\nu\bar{\nu}, l^+l^-)b\bar{b}$ channel at Tev33*, in proceedings of the 1996 DPF/DPB summer study of new directions for high energy physics (Snowmass 1996)
- [15] CDF Collaboration, *Search for Higgs boson produced in association with a vector boson in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, CDF-NOTE 4488
- [16] F.Abe e altri, *Topology of three-jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. D45(1992) 1448
- [17] N.Eddy, *New relative jet corrections for run 1A and run 1B*, CDF-NOTE 3534
- [18] F.Abe e altri, *Inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. 68(1992) 1104
- [19] H.Wenzel, *Tracking in the SVX*, CDF-NOTE 1790
- [20] C.Caso e altri, *The European Physical Journal* C3(1998) 1
- [21] W.M.Yao, F.Bedeschi e altri, *A seed vertexing algorithm for top*, CDF-NOTE 2716
- [22] M.Paulini e altri, *About the sample composition of SECVTX tagged single lepton*, CDF-NOTE 3737
- [23] P.Koehn, R.Hughes e P.Tipton, *Update of the bottom and charm content in inclusive jet analysis*, CDF-NOTE 3533
- [24] S.Kuhlmann e altri, *Particle level study of $W \rightarrow q\bar{q}$ and jet algorithms*, CDF-NOTE 4259
- [25] UA2 Colaboration, *Phys. Lett.* 186B(1987) 452, *Zeit. Phys.* C49(1991) 17
- [26] P.Quintas, *Proc. XI Symposium on Hadron Collider Physics*, World Scientific, Singapore (1996)
- [27] F.Abe e altri, *Inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. 77(1996) 438
- [28] T.Sjoerstrand, *PYTHIA 5.7*, Comput. Phys. Commun. 82,74 (1994)
- [29] J.D.Lewis e T.J.Le Compte, *Measurement of run 1A level 2 CMUP trigger efficiencies*, CDF-NOTE 3130
- [30] J.P.Done e altri, *Study of level 2 muon trigger efficiency in run 1B*, CDF-NOTE 4017
- [31] G.Marchesini e B.Webber, *HERWIG 5.6*, Nucl. Phys. B310 461 (1988)
- [32] M.G.Albrow, *QCD in hadron-hadron collisions*, FERMILAB-CONF-97-073

-
- [33] S.Mrenna, *Discovering a light mass Higgs boson at the Tevatron collider*, ANL-HEP-PR-97-35
- [34] J.Womersley, *Prospects for Higgs at Tevatron*, FERMILAB-CONF-98/079

