Indice

Elenco delle figure

Elenco delle tabelle

Introduzione

Premessa

Il lavoro presentato e discusso in questo scritto è svolto nel contesto della fisica delle alte energie. In particolare, vengono prese in considerazione e studiate le collisioni tra protoni e antiprotoni prodotte al Tevatron Collider di Fermilab. Esso risulta, tuttora, la macchina acceleratrice che dispone della più alta energia al mondo: i fasci di protoni e di antiprotoni vengono accumulati nella macchina e accelerati fino a 900 GeV, per un'energia totale, nel sistema del centro di massa, di 1800 GeV. CDF è un rivelatore di particelle, situato in uno dei punti in cui avviene la collisione: è grazie a questo imponente e all'avanguardia apparato sperimentale che è possibile mantenere memoria di molte delle caratteristiche delle interazioni che avvengono nel Tevatron, per poterle esaminare successivamente.

I dati utilizzati nell'analisi svolta in questa tesi, contengono informazioni sugli urti a basso impulso trasverso, selezionati con il trigger di Minimum Bias di CDF: l'oggetto dello studio sono, infatti, le interazioni adroniche "soft".

Le interazioni adroniche “soft”, che avvengono cioè con un parametro d’urto tale da risultare “periferiche”, non trovano una spiegazione esauriente né in base ad interpretazioni fondate su modelli fenomenologici, né mediante un approccio teorico più diretto basato sulla QCD. A causa dei bassi momenti trasferiti, ci si trova, infatti, nel regime non perturbativo, dove viene meno la capacità predittrice della teoria.

D’altra parte, la grande mole di dati sperimentali raccolta negli anni su questo tipo d’interazioni, che copre in gran parte la regione di energia del centro di massa al di sotto dell’energia del Tevatron, dà informazioni dettagliate su molte caratteristiche delle interazioni adroniche inelastiche “soft”. Ciononostante, le poche regolarità riconosciute in questi dati, come l’andamento logaritmico con l’energia delle sezioni d’urto inclusive e l’approssimato KNO scaling, non riescono ancora a fornire un quadro globale completo di tutte le caratteristiche dello stato finale a basso impulso trasverso: il meccanismo di produzione rimane, così, non spiegato. Inoltre, i dati sperimentali noti non forniscono nessun tipo d’informazione sull’evoluzione dell’interazione partonica da “soft” a “hard”, dove quest’ultima accezione indica la collisione centrale tra due adroni.

Attraverso uno studio sistematico e comparativo del comportamento di alcune variabili “globali” dello stato finale “soft” $\bar{p}p$, analizzate in funzione di un’unica variabile dinamica di riferimento, e con l’ausilio del confronto a due diverse energie, si è cercato di evidenziare alcune particolarità di questo tipo di collisioni, insieme alle modifiche introdotte non appena subentra l’interazione “hard”.

Struttura della tesi

La tesi è suddivisa in quattro capitoli, dei quali il primo non è che una rassegna generale sul tipo di fisica nel cui contesto s'inserisce lo studio descritto in questo lavoro. Il secondo capitolo prende in considerazione le caratteristiche tecniche specifiche dell'apparato sperimentale, utilizzato quale fonte dei dati; di questi, nel terzo capitolo, verrà specificato il formato e saranno descritte le procedure che è necessario applicare per avere un campione non affetto da inefficienze dovute al rivelatore. I dati, così accuratamente preparati, costituiscono la materia prima per il lavoro di analisi, descritto dettagliatamente nell'ultimo capitolo.

Il lavoro in seguito esposto è stato svolto dal sottoscritto, nell'ambito dell'esperimento CDF, in collaborazione con il gruppo di Bologna. La mia attività specifica è stata volta sia alla produzione di micro-DST, in modo particolare per i dati raccolti con JET trigger, sia alla più consistente fase di analisi; in quest'ultimo contesto, ho lavorato soprattutto allo studio delle correlazioni in pseudorapidità sui campioni Minimum Bias e JET. Ho partecipato, inoltre, ai turni di presa dati per il test-beam del calorimetro End Plug.

Vorrei cogliere qui l'occasione per ringraziare tutta la Collaborazione, in particolare coloro che mi hanno seguito e consigliato più da vicino, il cui contributo e supporto ha reso possibile la realizzazione di questa tesi.

Capitolo 1

Collisioni Adroniche ad Alte Energie

1.1 La Fisica delle Alte Energie

Fino a circa 50 anni fa erano note solo poche particelle "elementari": l'*elettrone* (e^-), il *protone* (p), il *neutrone* (n) e il *fotone*.

A partire dagli anni '40, che ne vedono la nascita, la *fisica subnucleare*, grazie soprattutto all'invenzione e al progressivo impiego degli acceleratori([1]), ha portato all'osservazione e alla classificazione di alcune centinaia di particelle subnucleari prima sconosciute, la maggior parte delle quali instabili. Durante questi anni non solo sono state identificate nuove particelle, ma si è dovuto rivedere il concetto di particella elementare: il protone, ad esempio, è risultato avere una sottostruttura composta da 3 *quark* (§1.2). La fisica delle alte energie ha così ridisegnato il quadro di base delle particelle veramente elementari([2]), quelle

[1] I quali, utilizzando le alte energie, danno il nome alla branca della fisica nota appunto come *fisica delle alte energie* o, equivalentemente, fisica subnucleare.

[2] Nei limiti della sensibilità sperimentale oggi raggiunta.

che prendono il nome di *costituenti ultimi della materia*, e delle forze che agiscono tra esse.

Le particelle esistenti in natura si dividono in 2 grandi categorie: le particelle "materia"([3]), fermioni di spin $\frac{1}{2}$ (fig. 1.1), e le particelle "campo", che rappresentano i bosoni (fig. 1.2) 'mediatori' (*quanti*) delle 4 interazioni fondamentali([4]) cui sono soggette le particelle materia. I fermioni, a loro volta, si dividono in *leptoni*, che non risentono dell'interazione forte, e in *quark*, per i quali invece questa risulta essere, in termini d'intensità, la più importante.

FERMIONS matter constituents spin = 1/2, 3/2, 5/2,...

Leptons spin = 1/2			**Quarks** spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c^2	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c^2	Electric charge
ν_e electron neutrino	$< 7 \times 10^{-9}$	0	u up	0.005	2/3
e electron	0.000511	−1	d down	0.01	−1/3
ν_μ muon neutrino	< 0.0003	0	c charm	1.5	2/3
μ muon	0.106	−1	s strange	0.2	−1/3
ν_τ tau neutrino	< 0.03	0	t top (initial evidence)	170	2/3
τ tau	1.7771	−1	b bottom	4.7	−1/3

Figura 1.1: Le particelle fondamentali nel *Modello Standard*: i fermioni.

[3]Per ognuna delle quali esiste una corrispondente particella "antimateria", di uguale massa e spin, ma con *numeri quantici* opposti (§1.2).

[4]Gravitazionale, Debole, Elettromagnetica, Forte, in ordine crescente d'intensità.

BOSONS force carriers spin = 0, 1, 2,...

Unified Electroweak spin = 1	Mass GeV/c²	Electric charge
γ photon	0	0
W^-	80.22	-1
W^+	80.22	+1
Z^0	91.187	0

Strong or color spin = 1	Mass GeV/c²	Electric charge
g gluon	0	0

Figura 1.2: Le particelle fondamentali nel *Modello Standard*: i bosoni.

1.2 Gli Adroni e la QCD

Nei primi anni '60 si ipotizzò (Gell-Mann 1964, Zweig 1964) che gli adroni, fino ad allora considerati particelle elementari sottostanti all'interazione forte, potessero essere costituiti da oggetti più piccoli, con carica frazionaria, chiamati *quark*. Nonostante questa ipotesi venisse considerata inizialmente poco più di un artificio matematico, alla fine di quegli anni gli esperimenti di 'diffusione' (*scattering*) di e^- su p condotti a Stanford (USA), misero in evidenza, all'interno dei *nucleoni* (cioè gli adroni costituenti il nucleo: protoni e neutroni), l'esistenza di oggetti puntiformi. Questi oggetti, che Feynman chiamò allora *partoni*, sono riconosciuti oggi come i quark. Secondo la versione attuale del modello a quark([5]), gli adroni sono costituiti da quark,

[5]Il quale fa parte una teoria più ampia nota come *Modello Standard*.

appunto, e da *gluoni* (6), che sono i mediatori dell'interazione forte.

Alla luce di questo modello, l'interazione forte fra gli adroni, la stessa che lega protoni e neutroni nel nucleo, non risulta essere una forza fondamentale, bensì un 'residuo' di questa; in modo analogo, la forza di Van der Waals agente tra due molecole, ciascuna costituita da più atomi (neutri di carica), è ciò che rimane dell'interazione elettromagnetica responsabile della struttura atomica. La vera interazione fondamentale forte, che prende il nome di *forza di colore subnucleare*, è in realtà la forza tramite la quale interagiscono i partoni(7).

I quark sono fermioni di spin $\frac{1}{2}$, carica elettrica frazionaria ($+\frac{2}{3}$ oppure $-\frac{1}{3}$) e in possesso di una caratteristica chiamata *colore subnucleare*, che permette loro d'interagire tramite l'interazione di colore, appunto. Esistono in natura 6 tipi (*flavour*) di quark e ciascuno di questi può manifestarsi sottoforma di 3 colori (3 anticolori, per gli antiquark). All'interno dell'adrone i quark possono essere 'di valenza' e 'del mare': i primi ne determinano i *numeri quantici* (*carica*, *stranezza*, *isospin*, *ecc.*) [1, 2] e la massa, mentre gli altri esistono solo come coppie $q\bar{q}$ 'virtuali' che si creano spontaneamente dal vuoto o dalla "dissociazione" di gluoni. I gluoni (in numero di 8) sono bosoni di spin unitario, senza massa, privi di carica elettrica ma con carica di colore(8); mediamente trasportano il 50% del momento totale dell'adrone di cui fanno parte.

6 Dall'inglese "*glue*"; costituiscono infatti una sorta di "colla adronica" per i quark.

7 Cioè quark 'di valenza', gluoni e quark 'del mare', si veda più avanti.

8 Sono formati da coppie colore-anticolore di tipo diverso, oppure da combinazioni di coppie dello stesso tipo; per la precisione, se i colori sono rosso, verde e blu, si ha: $r\bar{g}$, $g\bar{r}$, $r\bar{b}$, $b\bar{r}$, $b\bar{g}$, $g\bar{b}$ e $\frac{b\bar{b}-r\bar{r}}{\sqrt{2}}$, $\frac{r\bar{r}+b\bar{b}-2g\bar{g}}{\sqrt{6}}$ [3].

Il modello semplificato a quark degli adroni tiene conto solo dei quark di valenza, trascurando gluoni e quark del mare. In questo modello 'di valenza', gli adroni si dividono in *mesoni*, costituiti da coppie $q\bar{q}$, e *barioni* (*antibarioni*), formati invece da terne qqq ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$); sia i mesoni che i barioni (antibarioni) risultano globalmente oggetti privi di colore (di questa caratteristica non si ha comunque una prova diretta, dal momento che nè quark nè gluoni risultano osservabili separatamente dal contesto adrone).

La teoria che descrive le interazioni tra quark e gluoni è la *QuantumChromoDynamics* (**QCD**), una teoria che ricalca la meglio conosciuta e ormai affermata *QuantumElectroDynamics* (*QED*), anche se con alcune importanti e significative divergenze. La differenza fondamentale sta alla base: QED, infatti, è una teoria *abeliana*, mentre QCD non lo è. La prima conseguenza di ciò è che in QCD i mediatori dell'interazione (forte) portano con sé caratteristiche di colore e possono quindi interagire fra loro, mentre il fotone, quanto dell'interazione elettromagnetica, essendo privo di carica (elettrica), non può interagire con un altro fotone.

Inoltre si ha che la *costante* ([9]) *di accoppiamento forte*, α_s, che misura l'intensità dell'interazione e che è funzione del quadri-impulso Q del gluone, tende ad annullarsi per $Q^2 \to \infty$, cioè quanto più è piccolo il parametro d'urto. Questa proprietà viene chiamata *libertà asintotica* e implica che quark e gluoni si comportano quasi come particelle libere quando interagiscono nel limite degli alti momenti trasferiti. Essendo in questi casi α_s piccola, può essere applicata la teoria perturbativa e la QCD si rivela un strumento molto utile.

[9]In realtà, il termine 'costante' non è del tutto appropriato vista la dipendenza (*running*) dal quadri-momento trasferito al quadrato (Q^2).

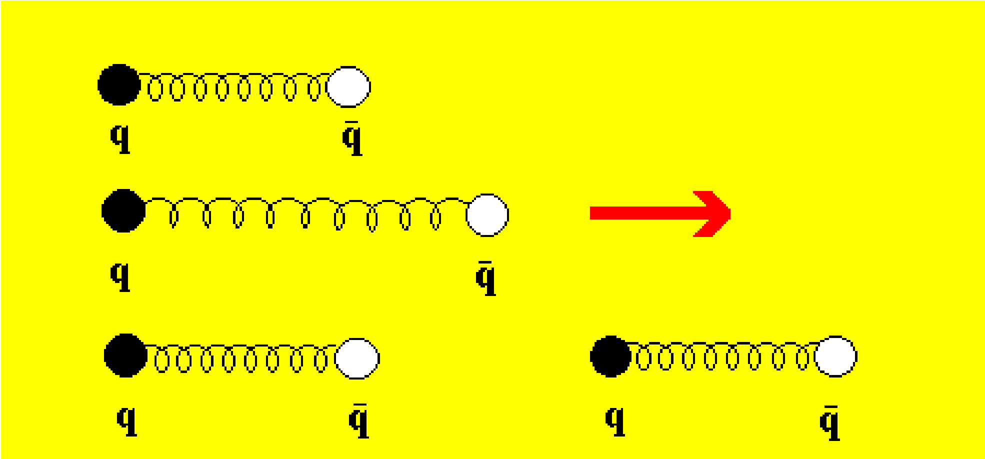

Figura 1.3: Conseguenze del *confinement*: quando si tenta di separare un quark da un sistema cui è legato tramite un “elastico gluonico”, l'aumento di energia potenziale è tale per cui il sistema, stabilizzandosi nella configurazione di minima energia, crea di una coppia $\bar{q}q$ piuttosto che permettere l'estrazione del singolo quark.

Un'altra caratteristica di α_s, che tuttavia non è del tutto capita e, quindi, ben spiegata, è che $\alpha_s \to \infty$ quando Q^2 si avvicina al valore più piccolo, finito, compatibile con il corto raggio di azione dell'interazione forte. La forza di colore diventa cioè più forte al diminuire del momento trasferito, ovvero all'aumentare della distanza d'interazione, e la teoria perturbativa non è più applicabile. Ciò spiega perché non sia possibile osservare quark e gluoni liberi: ogni tentativo di estrarre un partone da un adrone non fa che tendere le linee di forza che lo legano al sistema, finché non si raggiunge un'energia potenziale sufficiente per creare una nuova coppia $q\bar{q}$, cioè un nuovo adrone (fig. 1.3). Questa proprietà viene detta *confinamento adronico* e comporta che solo gli insiemi di quark e gluoni che hanno una carica di colore globalmente nulla, possono esistere in uno stato libero.

1.3 Collisioni Adroniche ad Alte Energie: Caratteristiche Generali

1.3.1 Introduzione

Le collisioni adrone-adrone, oltre a consentire la produzione di nuove particelle([10]), permettono, rispetto alle collisioni leptoniche (e^+e^- del LEP, Cern), di indagare la complessa struttura dei sistemi adronici. In base alle caratteristiche qualitative evidenziate nell'analisi dei dati relativi, le collisioni tra due adroni([11]) sono state classificate in interazioni *elastiche*, *diffrattive* (§1.3.4) oppure *inelastiche*. Alle alte energie il processo più probabile, che ha cioè la *sezione d'urto* (σ) più grande, è quello inelastico: nei collisionatori adronici si ha la produzione([12]) di un numero di particelle variabile, dipendentemente dall'energia nel sistema del centro di massa (*cms*) a disposizione.

1.3.2 Sezioni d' Urto Totali

Si può indicare la *sezione d'urto totale* (σ_{TOT}), probabilità complessiva d'interazione, come somma dei contributi dovuti ai vari tipi di processi di collisione:

$$\sigma_{TOT} = \sigma_{el} + \sigma_{in} + \sigma_{sd} + \sigma_{dd} \tag{1.1}$$

[10]L'interesse in questo campo ha portato, inizialmente, alla scoperta di un centinaio di particelle prima sconosciute; si è poi spostato verso la ricerca delle particelle fondamentali, che si è completata con la scoperta nel 1995 del quark *top*. Le prospettive in questo settore sembrano ormai limitate alla ricerca del *Bosone di Higgs*, testimone della rottura spontanea della simmetria (SSB) elettrodebole, e, compatibilmente con l'energia a disposizione, all'individuazione di qualche particella supersimmetrica.

[11]Da qui in avanti, fino a §1.6 compreso, si può fare riferimento alla referenza [2], in particolare al cap. 10.

[12]A causa dell'effetto relativistico della conversione di energia in massa.

dove σ_{el}, σ_{in}, σ_{sd} e σ_{dd} sono, rispettivamente, le sezioni d'urto elastica, inelastica, singolo e doppio diffrattiva. L'urto diffrattivo ha caratteristiche molto simili a quelle dell'urto elastico; in particolare si pensa che entrambe le collisioni avvengano tramite lo scambio di un *Pomerone*, un "oggetto" pseudoparticellare che ha i numeri quantici del vuoto.

Una caratteristica delle interazioni adroniche ad alta energia ($E_{CMS} > 10\ GeV, E_{CMS} > 20\ GeV$ per $\bar{p}p$) è che la sezione d'urto totale sembra aumentare logaritmicamente, dopo aver raggiunto un minimo, all'aumentare dell'energia nel cms (indicata $\sqrt{s}$ ([13])): è come se il protone diventasse più "grosso" (fig. 1.4c). È stata questa una scoperta dei primi anni '70, inizialmente con k^+p a Serpukhov, in Russia, poi con pp agli ISR (Intersecting Storage Ring) del Cern, infine con tutte le altre sezioni d'urto totali a Fermilab. Non è ancora, tuttavia, completamente chiaro a cosa sia dovuto tale aumento.

Si nota, inoltre, che le sezioni d'urto per antiparticella-protone (π^-p, k^-p, $\bar{p}p$) sono maggiori di quelle per particella-protone (π^+p, k^+p, pp). La differenza $\Delta\sigma = \sigma_{TOT}(\bar{x}p) - \sigma_{TOT}(xp)$ decresce all'aumentare dell'energia, in accordo con il 1° *teorema di Pomeranchuck*, che prevede $\sigma_{TOT}(\bar{x}p) = \sigma_{TOT}(xp)$ nel limite $s \to \infty$. Questo teorema si può far derivare dall'ipotesi che aumentando l'energia aumenti il numero di *canali*, cioè di reazioni possibili; assumendo ragionevolmente che la sezione d'urto totale resti finita, si ha che la sezione d'urto per ogni canale deve necessariamente diminuire e tendere a zero nel limite suddetto. In tal caso le reazioni di annichilazione, possibili per $\bar{x}p$ e non per xp, sono in percentuale poche e ad alte energie vengono ad

[13]Deriva da s, definita come l'energia nel centro di massa al quadrato, che è invariante per trasformazioni di Lorentz.

avere una sezione d'urto trascurabile rispetto a quella di tutti gli altri canali.

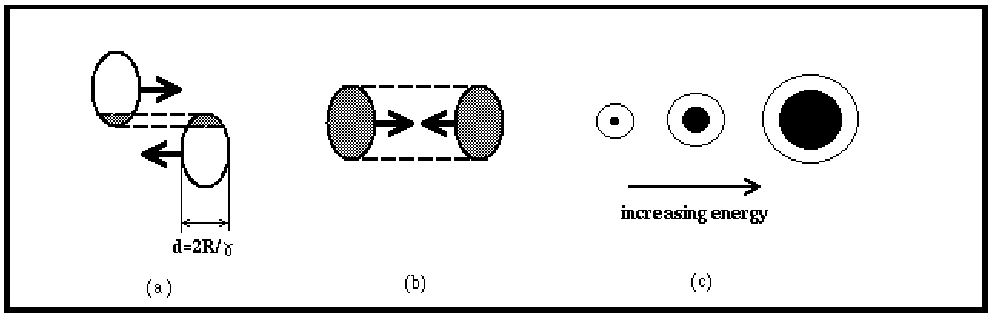

Figura 1.4: Rappresentazione schematica di due adroni prima dell'urto per collisioni (a) periferiche e (b) centrali. A causa degli effetti relativistici, i due adroni sono contratti nella direzione del moto. (c) Rappresentazione schematica dell'aumento delle dimensioni e dell'opacità di un adrone di alta energia (non è mostrata la contrazione relativistica).

Nelle interazioni adroniche si definisce la variabile *opacità* O, data dal rapporto tra la sezione d'urto elastica e quella totale:

$$O = \frac{2\sigma_{el}}{\sigma_{TOT}} \ . \tag{1.2}$$

Si è osservato che l'opacità aumenta lentamente con l'energia: è come se, facendo un parallelo con l'ottica classica, l'adrone diventasse più "scuro" (fig. 1.4c). Anche questo comportamento non ha trovato una spiegazione precisa.

1.3.3 Reazioni Inclusive

Con il termine *reazione inclusiva* si indica una reazione in cui si analizza una sola (o poche) particella nello stato finale:

$$a + b \rightarrow c + X \tag{1.3}$$

dove c è la particella analizzata e X indica tutte le altre particelle prodotte. Nel sistema di riferimento del laboratorio a è la particella incidente, mentre b è la particella bersaglio, ferma([14]).

Nelle misure *esclusive* si prendono invece in considerazione le caratteristiche di tutte le particelle prodotte.

Per la descrizione dei processi inclusivi è conveniente introdurre alcune variabili, descritte nella tabella 1.1.

variabile	*s.d.r. del Lab.*	*s.d.r. del Centro di Massa*
impulso trasverso	$p_t = p \sin\theta$	$p_t^* = p^* \sin\theta^*$ $\quad (p_t^* = p_t)$
impulso longitudinale	$p_l = p \cos\theta$	$p_l^* = p^* \cos\theta^*$
massa trasversa	$m_t = \sqrt{m^2 + {p_t}^2}$	$m_t = \sqrt{m^2 + {p_t}^2}$
rapidità	$y = y^*_{max} - y^*$	$y^* = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E^*+p_l^*}{E^*-p_l^*}\right) = \ln\left(\frac{E^*+p_l^*}{m_t}\right)$
pseudorapidità		$\eta^* = -\ln\tan(\theta^*/2)$
var. x^* di Feynman		$x^* = p_l^*/p^*_{l_{max}} = 2p_l^*/\sqrt{s}$

Tabella 1.1: Variabili utilizzate nello studio delle collisioni adroniche inelastiche.

La particella c è individuata, in termini di dipendenza della sezione d'urto, da due variabili cinematiche indipendenti, ad esempio y^* e $p_t^* = p_t$. Se fossero analizzati gli stati di polarizzazione (spin) occorrerebbe avere nell'espressione (1.4), come variabile indipendente, anche l'angolo azimutale φ.

La sezione d'urto per una reazione inclusiva può essere scritta nella seguente forma Lorentz-invariante:

[14] Questo vale per gli esperimenti a *targhetta fissa*. Ai collider, dove il sistema del laboratorio e il cms coincidono, le due particelle si muovono con impusi uguali ed opposti e non c'è quindi distinzione tra proiettile e bersaglio.

$$f = f(s, p_t, y^*) = E\frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}} = \frac{E}{p^2}\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = \frac{1}{\pi}\frac{d^2\sigma}{dy^* d{p_t}^2} \ . \tag{1.4}$$

1.3.4 Descrizione Qualitativa dell'Interazione

Nell'interazione adronica, ciascun adrone è visto come 'gruppo' (*cluster*) di partoni. Ogni cluster nel suo insieme non ha carica di colore, dal momento che questa risulta distribuita uniformemente al suo interno. L'avvicinarsi di un secondo adrone provoca una ridistribuzione, o polarizzazione, della carica di colore.

- I partoni incidenti possono essere poco influenzati dalla collisione: in questo caso si ritrova nello stato finale una particella *leading* con $x^* \simeq 1$ che, in pratica, non è altro che l'adrone incidente. A questo tipo di collisione viene dato l'appellativo di urto *elastico*.

- L'adrone incidente (o entrambi) può essere eccitato in uno stato con gli stessi numeri quantici ma più massivo, per poi decadere, come ad esempio in

  $$p \rightarrow N^* \rightarrow p\pi \ . \tag{1.5}$$

  Un tale processo è detto urto *diffrattivo* e il π prodotto, nell'esempio insieme al protone, ad angolo piccolo e con un grande valore di x^*, viene chiamato *frammento*.

- I partoni che al momento della collisione si trovano a muoversi con velocità molto piccole nel cms, possono combinarsi e produrre nuovi adroni quasi a riposo. È questa produzione centrale di particelle ($x^* \sim 0$, $y^* \sim 0$) che popola il 'pianerottolo' (*plateau*) della zona centrale della distribuzione in η. Poiché la maggior parte di queste particelle sono π ('*pioni*')([15]), ci si riferisce a questa zona come alla regione di *'pionizzazione'*.

- Una piccola parte delle collisioni avviene con un parametro d'impatto molto piccolo, cioè due partoni passano molto vicini l'uno all'altro, venendo così diffusi a grandi angoli (*hard scattering*). Nell'intento di lasciare la zona di confinamento, adronizzano, producendo due *jet* di adroni ad alto p_t. Gli altri partoni continueranno indisturbati, frammentando in adroni lungo la direzione dei fasci, in corrispondenza delle due regioni a piccoli angoli dette, appunto, di "*frammentazione*". Il contributo di questo tipo di collisioni aumenta con l'energia.

I processi di scattering adronico ad alta energia si manifestano quindi principalmente come due getti di particelle veloci e prodotte in avanti, contenenti i frammenti degli adroni incidenti, e sono caratterizzati anche da una regione centrale occupata da particelle a basso impulso. I rari eventi "*hard*" si manifestano invece con la presenza di quattro o più jet adronici, di cui almeno due emessi a grandi angoli rispetto alla direzione dei fasci.

1.4 Collisioni Adroniche ad Alte Energie: Risultati degli Studi

Una grande quantità di dati è stata raccolta e analizzata per stabilire i meccanismi della produzione di particelle nelle collisioni adroniche ad alta energia. Si ha un panorama fenomenologico abbastanza dettagliato, che non ha però una spiegazione

[15] Il π è l'adrone più leggero e quindi appare come prodotto di decadimento della maggior parte degli adroni.

quantitativa completa basata su QCD, la quale spiega bene solo una piccola parte delle collisioni, quelle ad alto p_t. Vediamo di riassumerne i punti principali:

i) le sezioni d'urto totali aumentano lentamente con l'energia nel cms ($\sigma \sim \ln s$); è probabile che gli eventi *minijet* (§1.7.1) diano un contributo a questa crescita. La misura di σ_{TOT} a $\sqrt{s} = 1.8\ TeV$ vale circa 80 mb ([16]) ($\bar{p}p$, **CDF**);

ii) l'impulso trasverso medio risulta "piccolo" ($< p_t > \simeq 495$ MeV/c a 1.8 TeV), ma aumenta con l'energia e la molteplicità;

iii) il numero medio di adroni prodotti aumenta come $\ln^2 s$ (§1.6.2); i mesoni π costituiscono la componente principale;

iv) lo *scaling KNO* (§1.6.2) è violato, ma mantiene una sua validità, per lo meno qualitativa, nella regione centrale;

v) la distribuzione in rapidità mostra, attorno al valore $y = 0$, un plateau che caratterizza la regione centrale, delimitata dalle due regioni di frammentazione; l'altezza del pianerottolo aumenta con $\sqrt{s}$.

Esistono inoltre *correlazioni* (§1.6.4) tra le particelle prodotte:

vi) le correlazioni a corto raggio in rapidità costituiscono una delle caratteristiche dominanti della produzione di particelle;

vii) si osservano correlazioni avanti-indietro;

[16] $1\ barn(b) = 10^{-27}\ cm^2$.

viii) le correlazioni di Bose-Einstein osservate portano ad una stima delle dimensioni della regione che emette i pioni. Questa regione ha dimensioni dell'ordine del fermi([17]) ed è di forma ellissoidale in $h-h$ (sferica in e^+e^-);

ix) si osservano correlazioni tra il $<p_t>$ e la molteplicità.

1.5 La Fisica del ln s

I risultati ottenuti nello studio delle collisioni adroniche ad alte energie portano all'individuazione di due tipologie d'interazione. Della prima fanno parte i processi elastici, diffrattivi ed inelastici caratterizzati da bassi impulsi trasferiti (≡ trasversi), detti per questa ragione "*soft*" (fig. 1.4a). Alla fisica che si occupa di questi processi si dà spesso il nome di *fisica ln s*. Alcune variabili dinamiche utilizzate nell'analisi dell'interazione mostrano, infatti, un andamento di questo tipo in funzione dell'energia([18]):

$$
\begin{aligned}
\sigma_{TOT} &\sim ln\ s \\
<n_{ch}> &\sim ln\ s \\
<p_t> &\sim ln\ s \\
\left.\frac{d\sigma_{in}}{dy^*}\right|_{y^*=0} &\sim ln\ s
\end{aligned}
\tag{1.6}
$$

I processi $\ln s$ sono caratterizzati da grandi sezioni d'urto che variano lentamente con l'energia; in contrasto le collisioni

[17] $1\ fermi(fm) = 10^{-13}\ cm$.

[18] In realtà un andamento asintotico del tipo $\ln^2 s$ sembra meglio adattarsi ai dati sperimentali.

"hard", cioè ad alto momento trasferito ($\equiv$ alto p_t), conosciute anche come *head-on* (fig. 1.4b), si differenziano a causa delle sezioni d'urto relativamente piccole e rapidamente variabili con $\sqrt{s}$. Si può pensare che nei processi "soft" intervengano gli adroni nella loro interezza, mentre nei processi ad alto p_t giochino un ruolo principale le collisioni fra i costituenti degli adroni; in particolare, per questi ultimi, si ritiene che l'interazione avvenga tra 2 partoni (quark), mentre gli altri, recitando un ruolo passivo, agiscono da "spettatori".

Nello studio delle collisioni adroniche ad alta energia, l'utilizzo di un trigger dedicato (che richiede, ad esempio, la presenza di una particella ad alto p_t o di uno o più jet) permette di selezionare fra tutti solo gli '*eventi*' (collisioni) di tipo "hard". Se si vuole analizzare, invece, l'interazione nella sua globalità([19]), le richieste del trigger devono essere <u>meno selettive</u> e la fisica che ne scaturisce è quella detta del **Minimum Bias** (letteralmente 'taglio minimale'). Il trigger di Minimum Bias seleziona e raccoglie eventi di collisioni elastiche, singolo e doppio diffrattive ed inelastiche.

Verranno in seguito illustrate alcune caratteristiche "globali" dell'interazione adronica, insieme agli studi connessi condotti dalla fisica di Min_Bias.

[19]Analizzare globalmente un'interazione adrone-adrone significa in pratica fare della fisica $\ln s$, dal momento che le collisioni "soft" risultano come numero dominanti sulle "hard".

1.6 Proprietà Inclusive

1.6.1 Sezioni d'Urto Inclusive

Come già detto, la sezione d'urto inclusiva ad una data energia dipende da due variabili. Di solito si utilizzano l'impulso trasverso p_t ed una variabile longitudinale, per esempio x^* (oppure y^*). La comprensione del fenomeno viene facilitata se si grafica la dipendenza da una variabile tenendo fissate le altre. Si noti che la maggior parte delle particelle sono prodotte a piccoli p_t e piccoli x^* (ovvero y^*).
<u>Dipendenza da p_t</u>
La sezione d'urto differenziale in funzione del p_t, nella regione dei bassi impulsi trasversi ($p_t < 1 \ Gev/c$), ha un andamento esponenziale rapidamente decrescente del tipo:

$$\frac{d\sigma}{dp_t} \sim \exp\left(-bp_t\right) . \tag{1.7}$$

Per valori di p_t più elevati, invece, la sezione d'urto è più grande di quella basata su un'estrapolazione esponenziale. Il diverso andamento suggerisce che nella produzione di particelle ad alto e a basso impulso trasverso siano coinvolti processi differenti, da cui la distinzione tra processi "hard" e "soft".

Il grosso della sezione d'urto è concentrato nella regione dei bassi p_t, mentre da valori sopra 1 GeV/c comincia la coda della distribuzione.

Variando l'energia, le distribuzioni variano di poco nella prima regione di p_t, mentre si ha un forte aumento per valori più alti di impulso trasverso.

Una più adeguata parametrizzazione della $d\sigma/dp_t$, capace di riprodurre i risultati sperimentali in un intervallo di p_t compreso tra 0.4 e 10 GeV/c, a $\sqrt{s} = 1800\ GeV$, è data dalla

$$\frac{d\sigma}{d{p_t}^2} = A\left(\frac{p_t^0}{p_t + p_t^0}\right)^n \tag{1.8}$$

dove A, p_t^0 e n sono parametri liberi.

<u>Dipendenza da y^*</u>

La distribuzione in rapidità (o pseudorapidità), $d\sigma/dy^*$, risulta uniforme in un ampio intervallo attorno alla *regione centrale* ($y^* = 0$), costituendo il cosiddetto plateau. Ai due estremi della distribuzione, in corrispondenza cioè dei valori più piccoli e più grandi di rapidità, i valori della sezione d'urto in funzione di y^* variano fortemente con y^*: siamo nelle *regioni di frammentazione.* Qualitativamente chiameremo regione centrale la regione con $|y^*| < y^*_{max} - 2$ ([20]), riservando le ultime due unità di rapidità alle regioni di frammentazione.

È proprio dalle caratteristiche della distribuzione in rapidità che empiricamente si separano le interazioni di tipo diffrattivo, che popolano esclusivamente le regioni esterne, dalle collisioni di tipo inelastico, responsabili invece della grande concentrazione di particelle nella regione centrale.

Si osserva l'allargamento del plateau man mano aumenta l'energia nel cms, con un andamento che va con il $\ln s$. Si può considerare questa come una dipendenza di tipo cinematico. Si nota anche l'aumento della sezione d'urto inclusiva a $y^* = 0$, che riflette l'aumento della molteplicità totale. Questo effetto è imputabile invece alla dinamica dell'evento.

---

[20] Dove $y^*_{max} = 1/2 \ln\, (s/{m_t}^2)$. È un limite cinematico che dipende dal massimo impulso longitudinale che una particella può raggiungere nel limite relativistico; tale valore risulta essere $p_l^* = \sqrt{s}/2$.

Dipendenza da x^*

Alcune delle principali caratteristiche della produzione di particelle cariche, nelle collisioni di alta energia, sono immediatamente osservabili nelle distribuzioni della variabile x^*.

Nelle interazioni $\bar{p}p$, per x^* positivi([21]), la distribuzione per le particelle negative è tipica di particelle prodotte centralmente, presentando una grande concentrazione a $x^* = 0$, una decrescita rapida e pochissime particelle per $x^* > 0.3$. La distribuzione delle particelle positive contiene, invece, due componenti: particelle prodotte centralmente per $x^* < 0.1$ e particelle prodotte in modo diffrattivo (dette di "*frammentazione*"), per $0.3 < x^* < 1$. Si deve ricordare che per x^* piccoli le particelle positive sono principalmente π^+; i k sono circa il 10%, come i protoni. Per grandi valori di x^* anche i protoni sono molti. Sia i protoni che i mesoni π^+ presentano l'effetto 'portante' (*leading*), cioè sono prodotti in modo abbondante per alti x^*.

Nella regione degli x^* negativi, il verso in cui viaggia l'antiprotone prima dell'urto, la situazione è opposta: le particelle negative sono prodotte per $-0.3 < x^* < 0$ e presentano caratteristiche di particelle portanti per $-1 < x^* < -0.3$.

Nelle collisioni protone-protone la situazione è simmetrica attorno a $x^* = 0$ e solo le distribuzioni di particelle positive mostrano effetti leading.

Tutte queste considerazioni sembrano dimostrare che le particelle prodotte nella regione di frammentazione sono associate al fascio, mentre nella regione centrale $(-0.3 < x^* < 0.3)$ appaiono del tutto indipendenti dai numeri quantici dello stato iniziale.

[21] È il verso in cui viaggia il protone incidente.

1.6.2 La Molteplicità Carica

Per *molteplicità* s'intende il numero di particelle prodotte in una singola collisione. Si tratta, quindi, di un numero intero, che può variare tra il valore minimo compatibile con la conservazione dei numeri quantici (0 nei casi di $\bar{p}p$ ed e^+e^-) e il valore massimo consentito dalla conservazione del quadri-momento.

Si parla di molteplicità carica (n_{ch}) perché, a causa delle caratteristiche intrinseche dei rivelatori che difficilmente consentono di identificare il passaggio di una particella neutra, gli studi sono sempre stati condotti su campioni di particelle cariche.

Una delle caratteristiche principali delle interazioni ad alta energia è, come già accennato, l'aumento del numero medio di adroni prodotti all'aumentare dell'energia di collisione. Solo una piccola frazione dell'energia a disposizione viene, in realtà, trasformata in energia di massa delle particelle prodotte; la maggior parte rimane sotto forma di energia cinetica delle particelle secondarie "uscenti".

L'analisi della molteplicità carica, originata in diversi tipi di collisioni adroniche, in leptone-nucleone e in e^+e^-, mostra che il numero medio di particelle prodotte è sostanzialmente lo stesso per ogni tipo d'interazione, dipendendo essenzialmente solo dall'energia a disposizione [4]. Questa dipendenza è ben rappresentata dalla formula

$$<n_{ch}>= A + B \ \ln \ s + C \ln^2 \ s \tag{1.9}$$

(a $\sqrt{s} = 1.8 \ TeV$ la molteplicità carica è circa 40).

Nella produzione di particelle si ha che gli adroni neutri sono circa la metà di quelli carichi e si nota che i π sono prodotti più abbondantemente rispetto agli altri adroni.

Ad una determinata energia, il numero di particelle cariche individua una distribuzione in molteplicità a forma di "curva a campana", centrata attorno al valore medio. La curva devia da una poissoniana (che indicherebbe una produzione *casuale* di particelle per ogni evento), rivelando così la presenza di *correlazioni* (§1.6.4) tra le particelle dello stato finale; tali correlazioni possono essere, insieme alla distribuzione stessa, un'importante fonte d'informazioni sulla dinamica del processo di produzione.

Prima dell'entrata in funzione del collider $S\bar{p}pS$ del Cern e del più recente **Tevatron** (§2.1) di Fermilab, era stato osservato che graficando la distribuzione di molteplicità come $\bar{n}P_n = \bar{n}\sigma_n/\sigma_{in}$ (σ_{in} = sezione d'urto inelastica; σ_n = sezione d'urto della produzione di n particelle: P_n dà quindi la probabilità di questa produzione) in funzione di $z = n/\bar{n}$, i dati a diverse energie stavano approssimativamente su un'unica curva: si aveva una forma di *scaling*, cioè una relazione universale indipendente da $\sqrt{s}$, che venne chiamato KNO, dalle iniziali di coloro che per primi lo proposero. La formulazione originale era relativa all'intero spazio delle fasi; gli studi effettuati ad energie più elevate (per prime quelle di $S\bar{p}pS$) hanno tuttavia mostrato che la validità dello scaling è limitata, per di più solo approssimativamente, a distribuzioni in intervalli ridotti di rapidità ($|y| < 1.5$).

La forma analitica della curva di scaling non è nota ed è a causa di questo che le distribuzioni in molteplicità sono state analizzate in termini di varie funzioni, ottenute partendo da ipotesi fisiche diverse. Particolare rilievo è stato dato alla *distribuzione binomiale negativa* (*NBD*), che inizialmente sembrava adattarsi bene ai dati, in tutto lo *spazio delle fasi* ([22]). Vari fit con la NBD sono stati fatti su dati sperimentali di moltepli-

[22] È lo spazio delle coordinate ($\vec{x}$) e degli impulsi ($\vec{p}$).

cità carica per interazioni pp e $\bar{p}p$, sull'intero spazio delle fasi ed a differenti energie. Le caratteristiche globali dei dati sperimentali sono descritte piuttosto bene dalla distribuzione NB, ma si è notato, come già accennato, che alle energie più elevate (già a 900 GeV, UA5 al Cern) alcune peculiarità non vengono riprodotte: la distribuzione sperimentale ha una forma più stretta intorno alla regione di picco ed una coda più pronunciata ad alte molteplicità. Queste discrepanze tendono a scomparire restringendo l'intervallo in η.

1.6.3 L'Impulso Trasverso Medio

L'impulso trasverso medio in una singola collisione è definito come la media dei moduli degli impulsi trasversi delle n particelle prodotte nella collisione:

$$\bar{p}_t = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} |p_t|_i \ . \tag{1.10}$$

L'impulso medio globale di N eventi può essere misurato sperimentalmente nel range di accettanza del p_t del rivelatore (**$\boldsymbol{p_t \geq 400\ Mev/c}$ per CDF**). Alternativamente può essere stimato in tutto l'intervallo di p_t, sfruttando ad esempio la parametrizzazione (1.8), utilizzando i valori fittati di p_t^0 e n:

$$<p_t>= \frac{\int_0^\infty {p_t}^2 \frac{d\sigma}{d{p_t}^2} dp_t}{\int_0^\infty p_t \frac{d\sigma}{d{p_t}^2} dp_t} = \frac{2 \cdot p_t^0}{n-3} \ . \tag{1.11}$$

Negli anni '70 i risultati sperimentali sembravano indicare che l'impulso trasverso medio delle particelle prodotte nelle collisioni adrone-adrone fosse pressoché indipendente dall'energia, con un valore attorno ai 350 MeV/c. In seguito, esperimenti ad energie più elevate hanno mostrato, nella regione centrale, una dipendenza logaritmica del $< p_t >$ da $\sqrt{s}$. Il valore a $\sqrt{s} = 1800\ GeV$ è $< p_t > \simeq 495\ MeV/c$.

1.6.4 Correlazioni

Una delle caratteristiche delle collisioni adrone-adrone $(h - h)$ ad alta energia è la presenza, nella regione centrale, di correlazioni tra le particelle dello stato finale, prodotte cioè nell'interazione. Lo studio di queste correlazioni fornisce importanti informazioni per la comprensione della struttura e della dinamica della produzione "soft".

È possibile analizzare numerose funzioni di correlazione; si sono osservate correlazioni in:

- rapidità (pseudorapidità)
- azimuth
- avanti-indietro
- impulso trasverso medio e molteplicità
- carica
- Bose-Einstein
- etc.

In seguito solo alcune di queste saranno descritte; per quelle non trattate o, comunque, per un maggiore approfondimento, si veda la referenza [5] e la relativa bibliografia.

È bene notare che la conservazione dell'energia e dell'impulso produce automaticamente alcuni tipi di correlazioni tra le particelle dello stato finale: si tratta però di effetti cinematici che, per poter osservare la dinamica del processo d'interazione, devono essere eliminati nell'analisi. Nel caso di alte molteplicità e di analisi in regioni limitate alla zona centrale, comunque, il loro effetto è poco sensibile.

⊙ Rapidità

Una delle caratteristiche dominanti nella produzione di adroni, nelle collisioni di alta energia, è la presenza di correlazioni dette a "corto raggio" fra le particelle prodotte vicine in rapidità. La presenza di queste correlazioni fornisce precise informazioni sul meccanismo di produzione.

Consideriamo la reazione 'doppia inclusiva'

$$p + p \to h_1 + h_2 + X \tag{1.12}$$

dove h_1, h_2 sono gli adroni carichi considerati, mentre X denota il resto degli adroni prodotti. Si può definire la seguente funzione di correlazione:

$$R_2^{h_1,h_2}(y_1^*, y_2^*) = \frac{\rho_2^{h_1,h_2}(y_1^*, y_2^*)}{[\rho_1^{h_1}(y_1^*)\rho_1^{h_2}(y_2^*)]} - 1 \tag{1.13}$$

dove y_1^* e y_2^* sono le rapidità delle particelle h_1, h_2 e

$$\rho_1^{h_1} = \frac{1}{\sigma_{in}}\frac{d\sigma}{dy^*} \tag{1.14}$$

è la densità di particella singola nell'intervallo dy^* e

$$\rho_2^{h_1,h_2}(y_1^*, y_2^*) = \frac{1}{\sigma_{in}}\frac{d^2\sigma}{dy_1^* dy_2^*} \tag{1.15}$$

è la densità di particelle doppie in $dy_1^* dy_2^*$; σ_{in} è la sezione d'urto totale inelastica. Se gli adroni fossero prodotti indipendentemente, la funzione $\rho_2(y_1^*, y_2^*)$ sarebbe il prodotto di due distribuzioni di produzione inclusiva singola, $\rho_2(y_1^*, y_2^*) = \rho_1(y_1^*)$ $\rho_1(y_2^*)$, e la funzione di correlazione $R_2(y_1^*, y_2^*)$ sarebbe nulla. Valori di $R_2(y_1^*, y_2^*)$ differenti da zero indicano l'esistenza di una correlazione fra gli adroni h_1 ed h_2.

Se si grafica la funzione di correlazione in funzione della rapidità di una particella, mantenendo fissa l'altra, si nota un picco in corrispondenza di $y_1^* = y_2^*$; questo è vero per tutte le combinazioni di carica, nonostante i valori di picco siano diversi (maggiori per $+-$ rispetto a $++$ e $--$).

$\odot$ **Avanti-Indietro**

Le correlazioni F-B (*forward-backward*) sono evidenziate graficando la molteplicità media dell'emisfero 'indietro', $<n_B>$, in funzione della molteplicità dell'emisfero opposto, n_F. Si considerano emisferi 'avanti' e 'indietro' le regioni opposte rispetto al piano perpendicolare all'asse dei fasci, passante per il punto d'interazione.

Si trova una relazione approssimativamente lineare,

$$<n_B>= a + b \ \ln \ n_F \ , \tag{1.16}$$

tra il numero medio di particelle prodotte indietro e il numero di quelle prodotte, invece, avanti. La pendenza b può essere considerata una misura dell'intensità della correlazione.

Le correlazioni a corto range in rapidità possono dare un contributo alle F-B; tale contributo può essere ridotto inserendo un "*gap*" in rapidità, che esclude una finestra intorno a $\eta = 0$.

Le correlazioni osservate sono dovute principalmente a coppie di particelle con carica diversa $(+-)$.

⊙ Dipendenza del $<p_t>$ dalla molteplicità

Una correlazione tra il $< p_t >$ e la densità di particelle ρ ([23]), nella regione centrale di rapidità, è stata osservata per la prima volta da UA1 al Cern ed in seguito anche da altri esperimenti. La distribuzione del p_t, in funzione della densità di particelle in rapidità o della molteplicità, mostra un'evidente salita iniziale seguita, a molteplicità più elevate, da una tendenza all'appiattimento. L'aumento del $<p_t>$ con la molteplicità è stato osservato anche da CDF a 630 e 1800 GeV, risultando più pronunciato all'energia più alta. I valori ottenuti sembrano in buon accordo con quelli di un altro esperimento di Fermilab, E735, che hanno un taglio in $< p_t >$ a 150 MeV/c. La collaborazione E735 ha studiato le stesse distribuzioni per protoni, antiprotoni, k e π, separatamente, trovando andamenti con caratteristiche assai simili alla produzione adronica indifferenziata.

Nonostante le interpretazioni proposte, che vanno dalle ipotesi di effetti semi-"hard" alle transizioni di fase nella materia adronica (§1.7.2), la spiegazione corretta del fenomeno è una questione tuttora aperta.

⊙ Bose-Einstein

Questa correlazione si origina fra particelle bosoniche identiche dello stato finale ($\pi^+\pi^+$, $\pi^-\pi^-$, k^+k^+, k^-k^-) ed è connessa alla simmetria della funzione d'onda di queste particelle.

[23] $\rho(\eta) = dn_{ch}/d\eta$.

La correlazione, misurabile come una concentrazione di coppie di bosoni identici in regioni molto vicine dello spazio delle fasi, fornisce informazioni sulle dimensioni della regione di emissione delle particelle. Esperimenti diversi mostrano che detta regione, nelle collisioni adrone-adrone, ha forma ellissoidale con l'asse maggiore lungo la direzione del fascio. Le misure hanno dato un'idea qualitativa della lunghezza dei raggi longitudinale r_l e trasversale r_t, fornendo valori dell'ordine del fm. In realtà si è osservato un aumento del raggio con la molteplicità, tanto più accentuato quanto più alta è l'energia.

1.7 Modelli di Produzione nelle Interazioni "Soft"

I processi "hard" trovano una loro spiegazione mediante i calcoli della QCD perturbativa. Le interazioni "soft", caratterizzate da bassi momenti trasferiti, quindi da un grande valore della costante di accoppiamento forte α_s, non consentono invece lo stesso tipo di approccio. Di fatto, il meccanismo delle interazioni "soft", con il quale avvengono la maggior parte delle interazioni adroniche, non è stato ancora compreso. Si cerca allora di interpretare questi processi nell'ambito di vari modelli.

Nelle interazioni "soft" si sono osservati, inoltre, molti cambiamenti nelle caratteristiche degli eventi quando aumenta l'energia del cms. Ci sono forti indicazioni di un aumento della componente "hard" con $\sqrt{s}$. Tuttavia la distinzione tra collisioni "soft" e "hard" non è ben definita e non si è ben capito in quale modo siano legate fra loro (anche nell'ambito di interazioni alla stessa [alta] energia nel cms). Se i particolari effetti osservati siano dovuti ad un aumento della componente "dura" o ad una produzione più abbondante di particelle "pesanti" quando si aumenta $\sqrt{s}$, è una questione aperta. Si sono costruiti parecchi modelli per descrivere il passaggio da "soft" a "hard"; fra questi alcuni sono basati sulla QCD.

Essendo gli eventi di minimum bias caratterizzati da tracce prodotte con impulsi trasversi mediamente piccoli, si deduce che il processo di produzione sia quello "soft". I dati raccolti con il trigger di min_bias si prestano pertanto bene allo studio di questo tipo di interazioni.

1.7.1 Modello a Mini-Jet

Una delle interpretazioni proposte per il cambiamento delle caratteristiche che si verifica negli eventi "soft", in seguito all'aumento dell'energia nel cms, è che una frazione sempre maggiore della sezione d'urto inelastica non diffrattiva, σ_{ND}, sia dovuta a jet adronici:

$$\sigma_{ND} = \sigma_{NOjet} + \sigma_{jet} \ . \tag{1.17}$$

Il primo termine, σ_{NOjet}, è dovuto a collisioni multiple partone-partone e il suo valore è indipendente da $\sqrt{s}$. Questo termine, di origine non perturbativa, è supposto rappresentare il contributo dominante alla sezione d'urto non diffrattiva fino alle energie degli ISR e sembra racchiudere in sé molte delle caratteristiche dei dati raccolti a bassa energia ($\sqrt{s} < 20\ GeV$), come ad esempio l'andamento esponenziale della distribuzione in p_t e lo scaling KNO.

Il termine σ_{jet}, invece, è il risultato delle collisioni "hard" tra partoni a basso x-Bjorken([24]) che costituiscono gli adroni incidenti ed è dovuto, in modo particolare, alle interazioni gluone-gluone.

In questo modello, l'aumento con $\sqrt{s}$ della sezione d'urto in funzione del p_t, nella regione degli impulsi trasversi più alti, può essere spiegato dal crescente contributo della componente jet. Inoltre, l'esistenza nella sezione d'urto inclusiva di due componenti con una differente dipendenza dall'energia, può portare alla rottura dello scaling KNO. Dal momento che i cosiddetti urti *underlying* (si tratta, in pratica, dell'insieme di interazioni tra i partoni spettatori), nelle collisioni "hard", hanno proprietà che li distinguono nettamente dalle collisioni "soft" (il $<p_t>$ è grande e aumenta con $\sqrt{s}$ e la molteplicità, a causa della aumento di radiazione gluonica, risulta più alta), l'introduzione della componente σ_{jet} può spiegare la correlazione tra $<p_t>$ e molteplicità. Scomponendo, infatti, la distribuzione di molteplicità nei contributi dovuti ad eventi contenenti un numero differente di mini-jet, si trova che gli eventi ad alta molteplicità sono dominati dalla produzione di più jet, mentre gli eventi a basso numero di particelle prodotte sono caratterizzati dall'assenza di jet. Infine, alcuni calcoli indicano che le collisioni "hard" di QCD contribuiscono alla sezione d'urto totale spaziando tra valori che vanno da pochi mb a 50 GeV fino a 30 mb a 1800 GeV ($\simeq 40\%$).

L'osservazione sperimentale di *mini-jet*, prodotti nelle collisioni "soft", a differenza dei jet prodotti dalla collisione tra due partoni, risulta particolarmente difficile dal momento che in genere l'energia trasversa depositata ($4-5$ GeV) potrebbe non

[24] Nel modello a partoni la variabile x è definita come la frazione d'impulso dell'adrone trasportata dal singolo partone (nel sistema di riferimento del laboratorio).

essere nettamente maggiore rispetto all'energia rilasciata dalla singola traccia. Gli eventi mini-jet hanno, tuttavia, $< p_t >$ e densità di molteplicità ρ superiori a quelli degli altri eventi puramente "soft".

1.7.2 Modello Termodinamico

La QCD predice l'esistenza di *Quark-Gluon Plasma* ad estreme densità di materia e ad altissime temperature. Ciò che succede è che mentre a basse densità di energia ($\simeq 0.5\ GeV/fm^3$, in un protone) quark e gluoni sono confinati dall'interazione di colore in stati legati incolori, nel momento in cui la densità aumenta, aumentando la temperatura o la densità di materia, è prevista una transizione di fase. Nel nuovo stato, verso cui il sistema evolve, gli adroni si "dissolvono", venendo meno, a causa della libertà asintotica, la forza di coesione tra i partoni. Si forma cioè un *plasma* ideale di quark e gluoni (QGP), in cui i quark sono liberi, non confinati. La densità di energia ritenuta necessaria per la transizione al QGP è compresa tra 1 e 10 GeV/fm^3, per interazioni nucleari. D'altra parte è stato calcolato che, per collisioni tra nuclei, la densità di energia prodotta sia $\simeq 3\ GeV/fm^3$, stimandola sufficientemente alta da rendere probabile la formazione del plasma partonico.

Pochi istanti dopo l'eventuale formazione di QGP, il sistema comincia ad espandersi rapidamente, abbassando così la propria temperatura; raggiunta una temperatura critica, T_c, il sistema non è più in equilibrio. L'espansione continua fino a quando, avendo inizio le interazioni all'interno del plasma, si libera un flusso di particelle uscenti, che possono essere in seguito rivelate dagli esperimenti.

Per quanto l'esistenza di una fase "densa" e "calda" della materia, con le caratteristiche descritte, sia comunemente accettata, la sua osservabilità sperimentale è fonte di intensi dibattiti. Ancora meno compresa è la questione della successiva evoluzione del sistema.

Una delle interpretazioni proposte per spiegare la diffusione di particelle è quella termodinamica, applicata ad un generico *blob* di materia adronica eccitata, dal quale emergono le particelle secondarie osservate nelle regione centrale. In questo modello, la densità di particelle ρ riflette l'entropia del sistema, mentre lo spettro del p_t rapresenta gli effetti combinati della temperatura della materia adronica formatasi nella collisione e dell'espansione del blob centrale. Secondo i modelli statistici considerati [6], la molteplicità centrale n è, in condizioni di equilibrio termodinamico, approssimativamente proporzionale al contenuto di entropia del blob, prima dell'espansione:

$$n \sim \sigma \cdot V \tag{1.18}$$

dove V è il volume del blob e σ la sua densità media di entropia. Durante l'espansione del blob, ogni aumento di V a σ costante si rifletterebbe in un semplice aumento di n, mentre ogni aumento di σ a V costante corrisponderebbe, invece, ad un aumento della temperatura del blob. Perciò, nella fase di espansione del blob, la molteplicità dovrebbe essere proporzionale alla temperatura (fase 1). Nel momento di una (eventuale) transizione di fase, l'aumento di σ non si riflette più in un corrispondente aumento della temperatura (fase 2), per cui tale transizione potrebbe essere segnalata da un'anomalia della variazione del p_t (temperatura) con n. In altre parole, un plateau nella correlazione tra $< p_t >$ ed n, seguito da una successiva crescita, potrebbe essere indicativo di una transizione di fase da quark-gluon plasma a "gas" adronico.

Capitolo 2

Il Tevatron e il Rivelatore CDF

2.1 Il Tevatron

Il *Tevatron* del Fermilab, Batavia, Illinois (USA), è attualmente la macchina acceleratrice che raggiunge e utilizza l'energia più alta al mondo: è in grado, infatti, di accelerare protoni (e antiprotoni) fino a 900 GeV ($\sim 1\ TeV$, da cui il nome Tevatron). Potendo operare anche nel modo *collider*, induce urti tra protoni e antiprotoni ad un'energia nominale, nel sistema del centro di massa ($\equiv$ sistema del laboratorio), di 1.8 TeV.

Il Tevatron è un *protosincrotrone* ([1]) di 6.3 km di circonferenza, equipaggiato con 1000 magneti superconduttori operanti alla temperatura dell'elio liquido ($\simeq -268°\,C$); questi producono campi magnetici intensi ($\simeq 5.7\ T$), indispensabili per mantenere i fasci su orbite stabili quando si ha a che fare con energie così elevate, tecnicamente non ottenibili con magneti convenzionali.

Nella 'camera a vuoto circolare' (*beam-pipe*: $\sim 3.8\ cm$ di diametro) possono viaggiare contemporaneamente, in verso opposto, 'pacchetti' (*bunch*) di protoni e antiprotoni, che vengono

[1] *Sincrotrone* (§2.1.3) per protoni.

fatti collidere in corrispondenza di 4 punti (**B0**, C0, D0 ed E0) situati lungo il tunnel che ospita la macchina. Solo le intersezioni B0 e D0, in cui sono alloggiati i grandi rivelatori **CDF** e D0, sono operanti ad alta *luminosità* (§2.1.6).

Per sua struttura di *sincrotrone* (§2.1.3), il Tevatron richiede una fase di pre-accelerazione: globalmente il processo di accelerazione è strutturato in un complicato sistema composto da 5 stadi successivi [7], brevemente descritti in seguito e schematizzati in fig. 2.1.

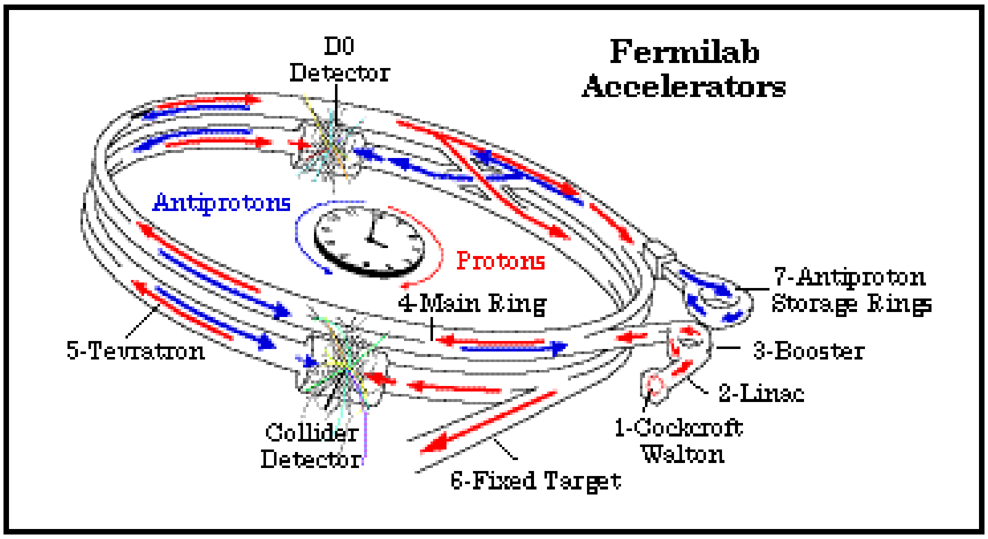

Figura 2.1: Disegno del sistema di acceleratori in cascata al FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory).

2.1.1 Il Cockcroft-Walton

Il *Cockcroft-Walton* rappresenta la prima fase del processo di accelerazione. Si tratta di un acceleratore elettrostatico, all'interno del quale avviene innanzi tutto la ionizzazione degli atomi di idrogeno: 1 elettrone viene aggiunto ad ogni atomo. I risultanti ioni negativi vengono attratti, subendo l'influenza di un forte campo elettrico uniforme, da un potenziale positivo e accelerati ad un'energia di 750 KeV.

2.1.2 Il Linac

Dopo aver lasciato il Cockcroft-Walton, il fascio continuo di ioni negativi entra in un acceleratore lineare, il *Linac*, lungo circa 150 m.

Il Linac ha una struttura esterna formata da 9 "serbatoi", a sezione approssimativamente circolare, posti di seguito l'uno all'altro, in modo tale da formare un'unica camera a vuoto; all'interno di questa sono posizionati, opportunamente distanziati, alcuni cilindri cavi di materiale conduttore, che prendono il nome di 'tubi di deriva'. Ai tubi viene applicata una tensione alternata, tale da produrre un campo elettrico oscillante tra un tubo e l'altro; nel loro interno, l'assenza di campo fa sì che gli ioni si muovano a velocità costante. Se il tempo impiegato a percorrere uno dei cilindri è uguale alla metà del periodo di oscillazione della radiofrequenza, la particella, passando al cilindro successivo, subirà la massima accelerazione mentre, se è in ritardo o in anticipo, la spinta risulterà minore o addirittura potrebbe essere decelerata: in questo modo il fascio viene "segmentato" in pacchetti.

Il Linac accelera gli ioni negativi fino a 400 MeV, dopodiché i bunch passano attraverso una lamina di carbonio che ne rimuove gli elettroni: i protoni così ottenuti vengono iniettati nel *Booster*.

2.1.3 Il Booster

Situato circa 6 m sotto il suolo, il Booster è un sincrotrone di 150 m di diametro.

Un sincrotrone è un acceleratore circolare che usa magneti per mantenere lungo una traiettoria curva particelle elettricamente cariche. Esse, ad ogni passaggio attraverso la cavità acceleratrice, situata lungo il percorso, vengono accelerate mediante una radiofrequenza, che produce un campo elettrico oscillante di frequenza via via crescente. Per compensare l'aumento di velocità, quindi d'impulso, delle particelle, viene compatibilmente aumentata l'intensità del campo magnetico.

I protoni compiono all'interno del Booster circa 20000 rivoluzioni e la loro energia aumenta fino a 8 GeV. Il Booster normalmente cicla 12 volte in rapida successione, caricando 12 pacchetti di protoni all'interno del *Main Ring*, lo stadio successivo del processo di accelerazione.

2.1.4 Il Main Ring

Il Main Ring è il protosincrotrone originale del Fermilab; con i suoi 6.3 km di circonferenza è alloggiato nello stesso tunnel, posto a 6 m di profondità rispetto alla superficie, in cui si trova il Tevatron, al quale è praticamente sovrapposto. È equipaggiato con 1000 magneti convenzionali([2]) di due tipi: 'dipolari' e 'quadrupolari'; questi, rispettivamente, curvano e focheggiano con-

[2]Costituiti da spire di rame.

tinuativamente i protoni (o gli antiprotoni), accelerati in questa fase fino a 150 GeV, prima di passare nell'anello del Tevatron.

2.1.5 Gli Antiprotoni

Come già accennato, alcuni esperimenti al Fermilab vengono effettuati utilizzando il Tevatron come collider per protoni e antiprotoni. Per produrre gli antiprotoni, i protoni sono accelerati fino a 120 GeV nel Main Ring, estratti, trasportati in una 'target area' e focheggiati su un bersaglio di tungsteno. La collisione produce un ventaglio di particelle secondarie, fra cui molti antiprotoni che vengono separati e in seguito focalizzati passando attraverso una lente magnetica al litio. Successivamente sono trasportati al *Debuncher ring*, dove il fascio, generato con una distribuzione d'impulso piuttosto larga, è ridotto in dimensioni tramite un processo noto come 'raffraddamento stocastico'. Ogni bunch subisce una rotazione nello spazio delle fasi che riduce al massimo la dispersione della componente trasversale, equalizzando allo stesso tempo la componente longitudinale dell'impulso delle particelle. In pratica i bunch diventano più larghi nello spazio ma più focalizzati in momento. A questo punto gli antiprotoni sono trasportati all'*Accumulator ring* per l'accumulo. Da ultimo, quando un numero sufficiente ne è stato prodotto, gli antiprotoni passano nel Main Ring per poi essere iniettati nel Tevatron, dove vengono accelerati, simultaneamente con il fascio contro-rotante di protoni, fino ad un'energia di 900 GeV.

2.1.6 La Luminosità

I bunch di protoni e antiprotoni, equamente distanziati fra loro, sono quindi accumulati nel Tevatron (in numero di 6, nella più recente configurazione di funzionamento). Ogni bunch contiene circa 10^9-10^{10} particelle che hanno una distribuzione, lungo la direzione del fascio, approssimativamente gaussiana, con $\sigma \simeq 35\ cm$.

Raggiunta l'energia massima, le particelle rimangono nella macchina per diverse ore (da 12 a 24), durante le quali i fasci vengono fatti collidere, ad esempio in B0 e D0, per permettere la presa dati. In questo periodo (*store*) si possono registrare varie serie (*run*) di interazioni (*eventi*), ciascuna caratterizzata da una diversa configurazione del rivelatore e del *trigger* (§2.2.5).

Ai colliders la frequenza di collisione, cioè il numero di interazioni per unità di tempo, è proporzionale alla sezione d'urto totale del processo, mediante una costante di proporzionalità $\mathcal{L}$, chiamata luminosità:

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \ . \tag{2.1}$$

La luminosità è connessa alle caratteristiche dei fasci di particelle. Per un accumulatore a bunch come il Tevatron, può essere espressa come:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}} B \mathcal{F}}{4\pi \sigma_p \sigma_{\bar{p}}} \tag{2.2}$$

dove N_p, $N_{\bar{p}}$ sono il numero di protoni e di antiprotoni per bunch, B il numero dei bunch stessi, $\mathcal{F}$ la loro frequenza di rivoluzione nell'anello, σ_p e $\sigma_{\bar{p}}$ la loro dimensione trasversa. È evidente quanto sia fondamentale questo parametro per ottenere un più alto numero di collisioni; per questo motivo sono presenti attorno alla regione d'interazione speciali magneti quadrupolari che focalizzano i fasci, aumentando la luminosità.

	1989	IA (1992-93)	IB (1994-96)	II(1999-)	II(1999-)	TEV33	
Protons/bunch	7.00E+10	1.20E+11	2.32E+11	3.30E+11	2.70E+11	2.40E+11	
Pbar/bunch	2.90E+10	3.10E+10	5.50E+10	3.60E+10	5.50E+10	1.00E+11	
Proton emittance	25	20	23	30	18	18	mm-mr
Pbar emittance	18	12	13	20	15	18	mm-mr
Beta @IP	0.55	0.35	0.35	0.35	0.35	0.25	m
Energy	900	900	900	1000	1000	1000	GeV
Bunches	6	6	6	36	36	108	
Bunch length (rms)	0.65	0.55	0.6	0.43	0.18	0.26	m
Form factor	0.71	0.62	0.59	0.70	0.90	0.75	
Typical Luminosity*	1.60E+30	5.42E+30	1.58E+31	8.29E+31	2.03E+32	1.04E+33	cm-2sec-1
Best Luminosity	2.05E+30	9.22E+30	2.50E+31	NA	NA	NA	cm-2sec-1
Integrated Luminosity	0.32	1.09	3.18	16.72	40.83	210.62	pb-1/week
Bunch Spacing	3500	3500	3500	396-132	396-132	132	nsec
Interaction/crossing	0.25	0.85	2.48	2.17	5.31	9.13	
(@45 mb)							
Antiproton tune shift	0.025	0.009	0.015	0.016	0.022	0.020	
Proton tune shift	0.014	0.004	0.006	0.003	0.005	0.008	

"*""Typical Luminosity at the beginning of a store""-->translates to integrated luminosity with a 33% duty factor

Tabella 2.1: Caratteristiche tecniche del Tevatron.

2.2 Il Rivelatore CDF

CDF (**C**ollider **D**etector at **F**ermilab) è un rivelatore *general purpose*, costruito per studiare le interazioni $\bar{p}p$ (*pbarp*, antiprotone-protone) prodotte al Tevatron Collider.

L'apparato, nella sua struttura quasi interamente completata, ha registrato la prima interazione nell'ottobre del 1985. Il primo run, da gennaio 1987 a maggio 1987, è stato effettuato a detector praticamente ultimato [8]. Da allora c'è stata una prima 'modifica' (*upgrade*) per il run del 1992-1996 (Run I) e ne è in corso una seconda in vista del run previsto per il 1999 (Run II). Il rivelatore verrà descritto in seguito nella struttura funzionante nel periodo di presa dati detto Run I (figg. 2.2 e 2.3).

Situato nel punto lungo il tunnel del Tevatron denominato B0, CDF può essere schematizzato in 3 "blocchi" distinti, di cui uno centrale e due simmetrici (detti *forward* e *backward*) identici fra loro, per una lunghezza complessiva di circa 26 m. Globalmente il rivelatore ha simmetria cilindrica attorno alla beam-pipe e copre quasi per intero l'angolo solido ($0° \leq \varphi \leq 360°$, $2° \leq \theta \leq 178°$ ([3])): si può quindi dire che CDF fornisce un'informazione pressoché completa dell'interazione (fig. 2.4).

Lo scopo principale di CDF è quello di misurare l'energia, l'impulso([4]) e, dove è possibile, identificare le particelle prodotte nelle interazioni $\bar{p}p$ su una frazione ampia di angolo solido, in modo tale da studiare un grande numero di processi fisici. Per fare ciò, CDF è strutturato in vari strati di detector diversi che

[3] È vero per la parte calorimetrica; in particolare i calorimetri della zona centrale coprono la regione $10° < \theta < 178°$, mentre forward e backward "vedono" $2° < \theta_s < 10°$, essendo θ_s l'angolo rispetto alla direzione del fascio.

[4] L'impulso trasverso, in realtà.

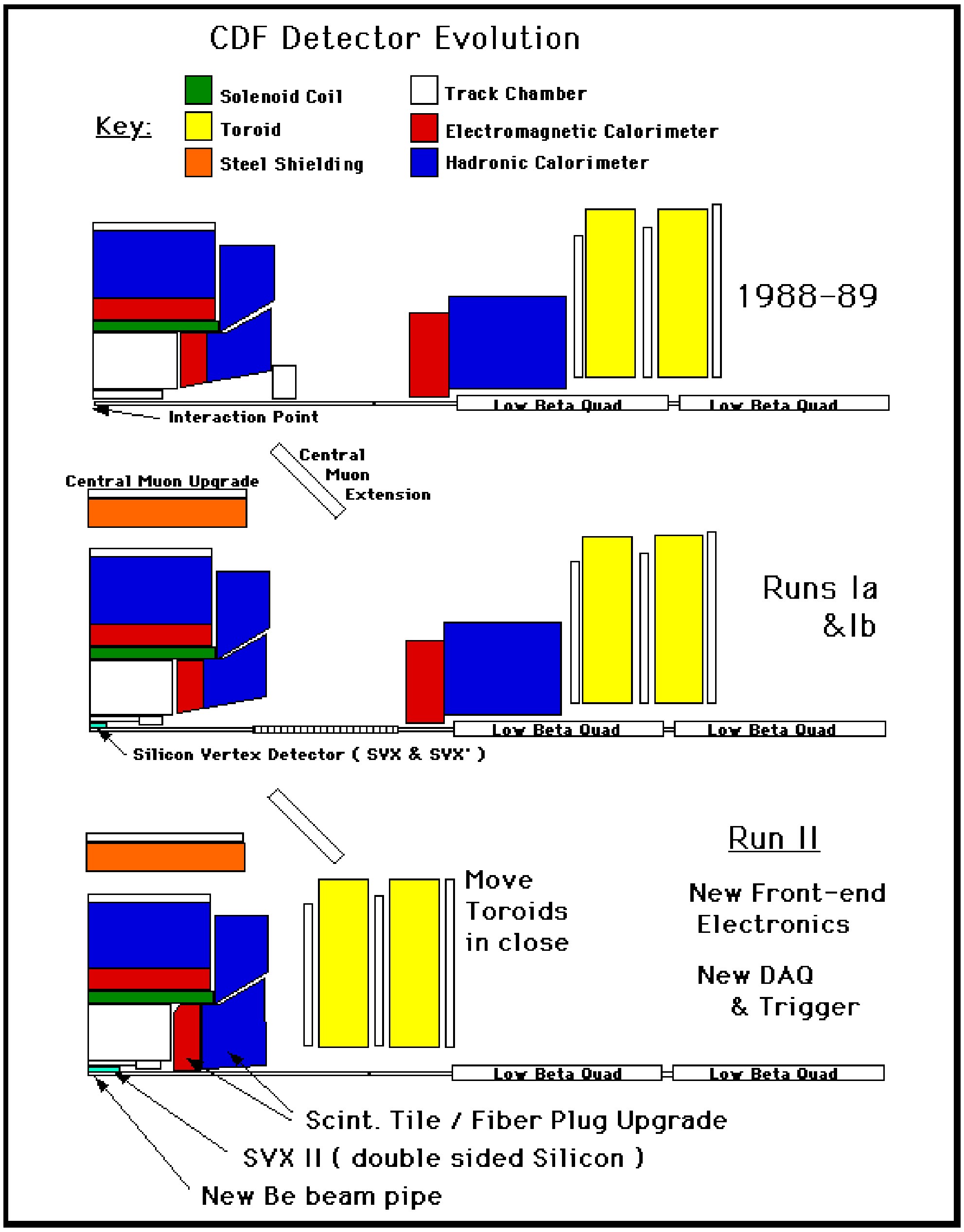

Figura 2.2: Evoluzione del rivelatore CDF dal 1988 al 1999.

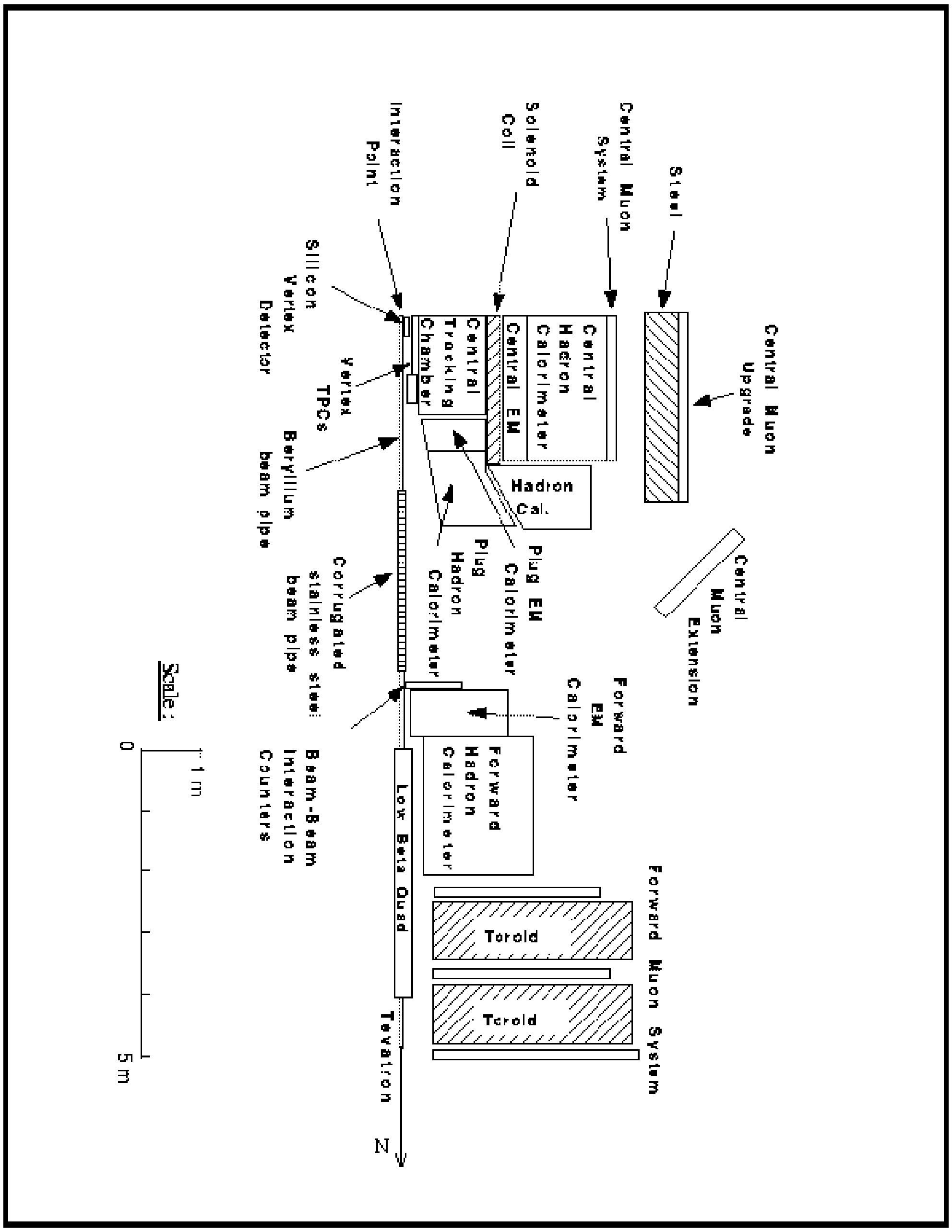

Figura 2.3: Struttura di CDF durante il Run I (1992-1996).

circondano la regione d'interazione. A cominciare dal punto in cui avviene la collisione, le particelle attraversano, in sequenza, la sottile parete di berillio della beam-pipe, le camere di tracciamento delle particelle cariche, il criostato e la bobina del magnete solenoidale superconduttore (nella sola parte centrale), calorimetri (§2.2.4) a campionamento([5]) e rivelatori di muoni. Più avanti verrà discussa in dettaglio la struttura della sola zona centrale del rivelatore, con particolare attenzione rivolta al sistema di tracciamento.

2.2.1 Variabili Geometriche e Cinematiche

Il sistema di coordinate di CDF è dato da una terna destrorsa di assi cartesiani centrata in B0, punto nominale dell'interazione, in cui:

- l'asse z è diretto lungo il fascio, orientato secondo il verso in cui si muovono i protoni;
- l'asse y è verticale, positivo verso l'alto;
- l'asse x, giacente sul piano dell'anello, è orientato verso l'esterno.

Dato questo sistema gli angoli sono definiti come :

- l'angolo polare θ si misura rispetto all'asse z, a partire da z positivo ($0 \leq \theta \leq \pi$);

[5]Si tratta di calorimetri costituiti da strati alternati di materiale *attivo*, deputato a fornire il segnale, e materiale *assorbitore* che esercita un'azione frenante sulla 'radiazione'. Per maggiori dettagli sui calorimetri si veda la referenza [9].

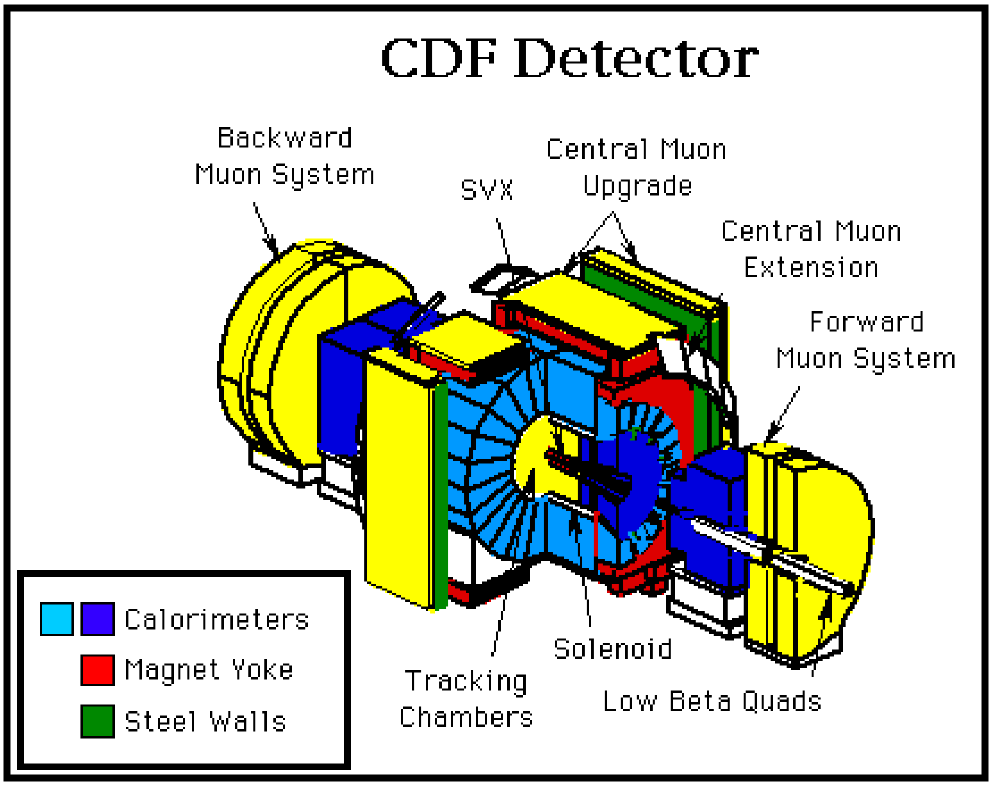

Figura 2.4: Disegno del rivelatore CDF.

- l'angolo azimutale φ, che giace nel piano xy ortogonale alla direzione del fascio, si misura a partire dall'asse x positivo e aumenta con y $(0 \leq \varphi \leq 2\pi)$.

Nello studio di processi di collisione adronici, si utilizzano di solito come variabili cinematiche la rapidità y ([6]), il momento trasverso p_t e l'angolo azimutale φ; φ e p_t sono invarianti di Lorentz rispetto a *boost* longitudinali lungo l'asse z. A CDF, l'angolo azimutale φ è definito come :

[6]Da non confondere con la coordinata: si veda la tab. 1.1.

$$\varphi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right) , \tag{2.3}$$

il momento trasverso p_t è

$$p_t = \sqrt{{p_x}^2 + {p_y}^2} , \tag{2.4}$$

con p_x e p_y componenti dell'impulso lungo gli assi x e y rispettivamente, e la rapidità y è data da

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) . \tag{2.5}$$

Negli esperimenti, come anche CDF, in cui le particelle secondarie non sono identificate e invece viene misurato l'angolo secondo cui sono prodotte, è utilizzata, al posto della rapidità, la variabile pseudorapidità η, definita come

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{p + p_z}{p - p_z}\right) = -\ln\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) . \tag{2.6}$$

Pseudorapidità positive corrispondono al semiasse positivo delle z, mentre quelle negative si riferiscono al semiasse negativo. Se le energie delle particelle prodotte sono tali per cui si può trascurare la massa rispetto all'impulso ($p \gg m$, approssimazione relativistica), η risulta essere una buona approssimazione di y.

2.2.2 Il Rivelatore Centrale

Il rivelatore centrale è un detector mobile di 2000 t, che ha come struttura portante un "box" (*yoke*) di acciaio di $9.4m \times 7.6m \times 7.3m$ ([7]); questo agisce da supporto sia per la bobina superconduttrice (5 m di lunghezza, 3 m di diametro), che a sua volta sostiene all'interno l'intero sistema tracciante, sia per le 2 *End Plug* calorimetriche che, costituendo una sorta di doppio "tappo" laterale per la struttura, consentono di coprire la regione angolare $10° < \theta_s < 30°$.

Il calorimetro centrale, suddiviso, come le Plug, in una parte elettromagnetica (CEM) e una adronica (CHA+WHA), consiste di 48 moduli cuneiformi, assemblati in 4 archi auto-sostenenti che poggiano sulla base del box di acciaio. Gli archi possono essere retratti per la manutenzione dei moduli (fig. 2.5).

La struttura globale così assemblata viene fatta scorrere su una guida, dall'edificio di assemblaggio di CDF, nella sua posizione sulla *beam-line* del Tevatron, insieme a tutti i cavi. Questo spostamento di 31.4 m richiede un giorno.

2.2.3 Il 'Tracking'

Il 'tracciamento', cioè la ricostruzione della traiettoria delle particelle cariche dal punto d'interazione, nel rivelatore centrale, avviene a mezzo di 3 detector distinti e capaci di misure autonome, contenuti l'uno nell'altro e con una simmetria cilindrica attorno alla beam-line: dal più interno al più esterno s'incontrano, nell'ordine, SVX,VTX e CTC (fig. 2.6).

Essi, essendo collocati all'interno della bobina superconduttrice, sono immersi in un campo magnetico uniforme di 1.5 T,

[7] Altezza, larghezza e lunghezza, nell'ordine.

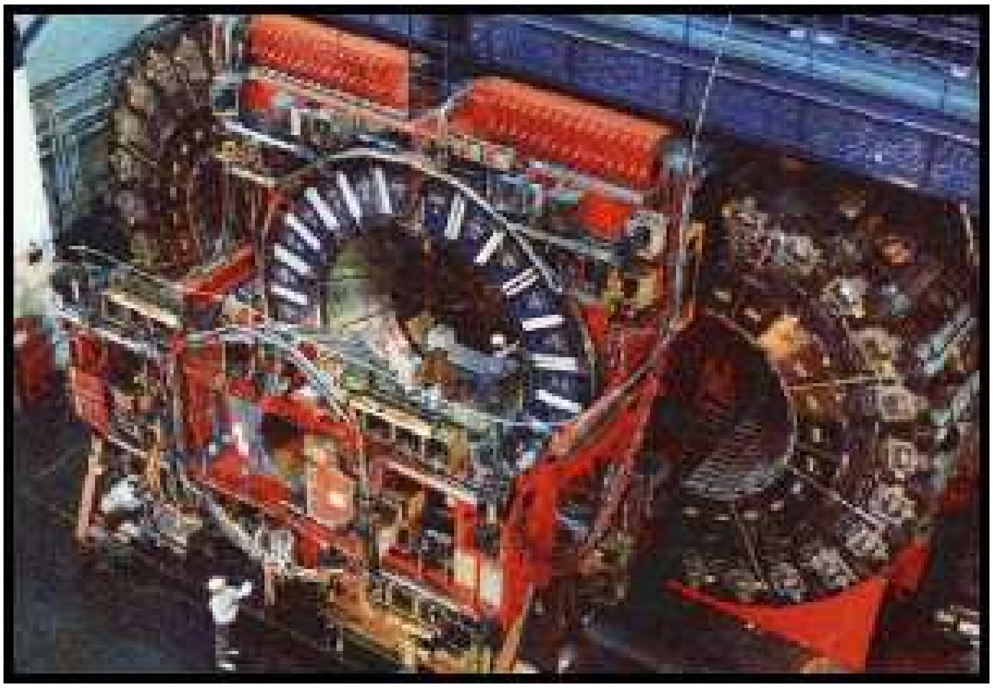

Figura 2.5: Fotografia della parte centrale di CDF, durante l’assemblaggio; si notano gli archi del calorimetro centrale, retratti, e l’alloggio del “blocco” tracciante, costituito da CTC,VTX e SVX.

diretto lungo l’asse del fascio, responsabile della curvatura della traiettoria delle particelle cariche, che risulta essere così elicoidale. Il campo magnetico consente la misura (nella CTC) del p_t delle tracce, essendo quest’ultimo inversamente proporzionale alla curvatura della traiettoria.

VTX e SVX sono deputati alla ricostruzione dei vertici. In particolare, il primo ha il compito di riconoscere i vertici cosiddetti *primari* (vertici dell’interazione $\bar{p}p$), mentre il secondo, oltre a fornire ulteriori dettagli per la loro ricostruzione spaziale (coordinate $r-\varphi$), sfruttando la sua geometria, individua accuratamente la posizione dei vertici *secondari*, cioè prodotti dal

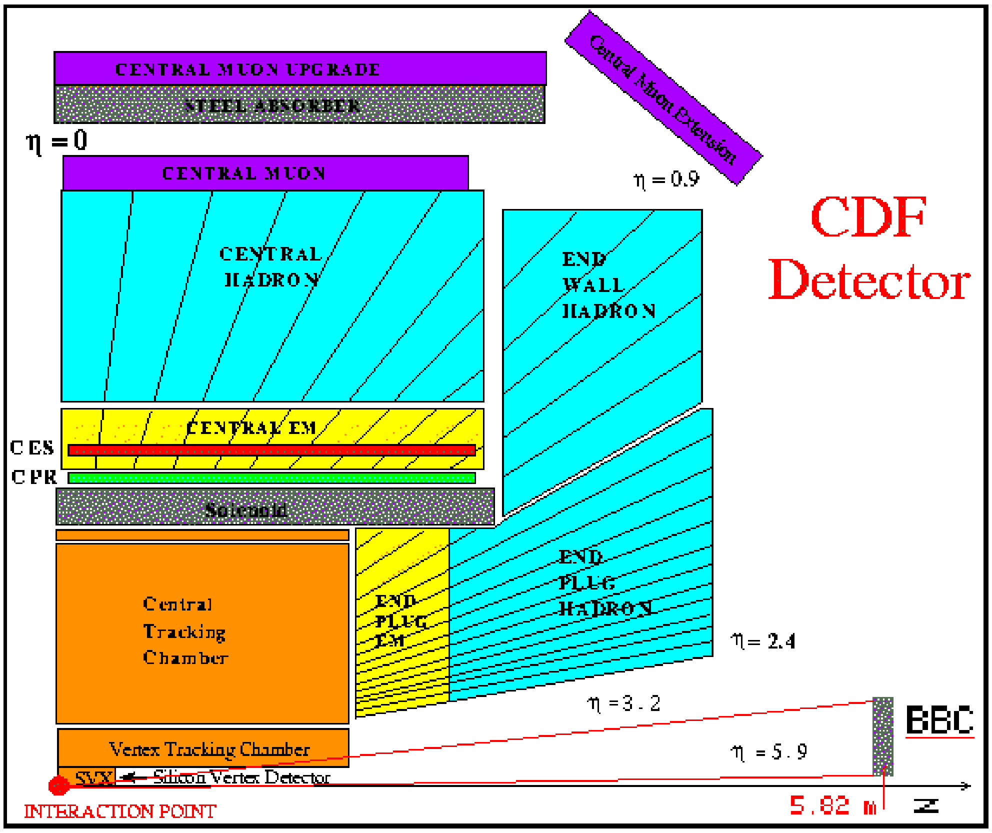

Figura 2.6: Disegno della sezione longitudinale di 1/4 di rivelatore centrale; è indicato inoltre, non in scala, uno dei due *sistemi odoscopici* di scintillatori (BBC).

decadimento delle particelle a vita media breve “uscenti” dalla regione d’interazione. D’altra parte CTC, sfruttando le maggiori dimensioni, permette la ricostruzione di buona parte della traiettoria. Una traccia di CTC con almeno due ‘segnali’ (*hit*) associati di SVX, è definita traccia di SVX. Vediamo i 3 sistemi traccianti singolarmente.

• SVX

SVX (**S**ilicon **V**erte**X** detector) [10] è un rivelatore di vertice, il cui centro è situato nel punto nominale dell'interazione $\bar{p}p$ di CDF. Essendo il vertice d'interazione distribuito secondo una gaussiana, con $\sigma = 30\ cm$, si è resa necessaria per questo detector, allo scopo di garantire un'accettanza ragionevole, una struttura longitudinale di dimensioni notevoli attorno alla beamline: la regione attiva di SVX è, infatti, di 51 cm e consente di ottenere un'accettanza del 60% circa.

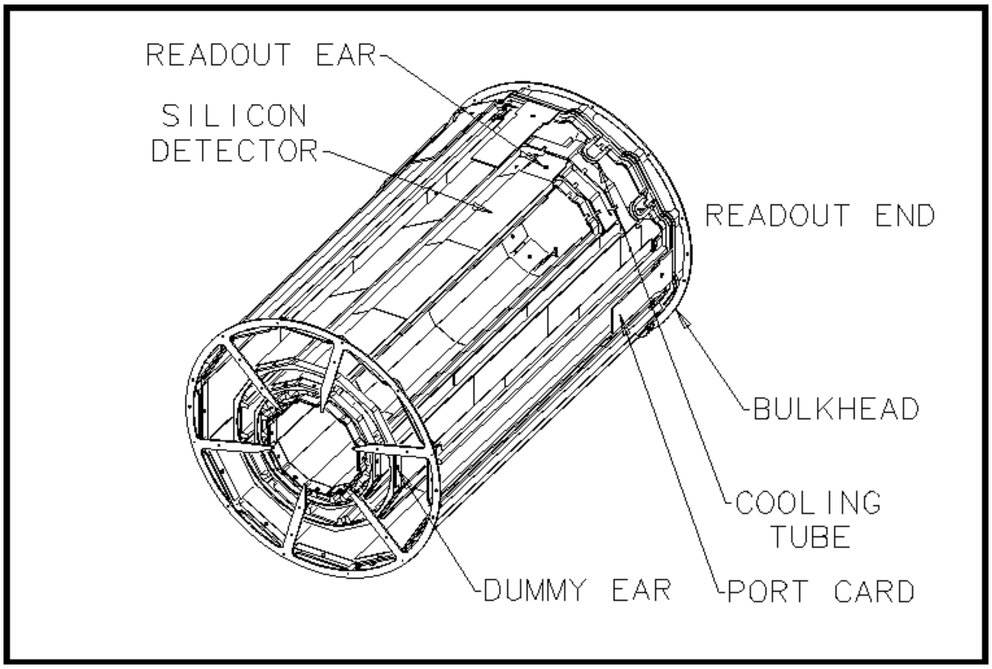

Figura 2.7: Disegno prospettico di uno dei 2 moduli di SVX.

SVX consiste di 2 moduli cilindrici (*barrel*, fig. 2.7) indipendenti, di uguale lunghezza, distanti 2.15 cm, i cui assi coincidono con l'asse del fascio. Ciascuno dei due moduli è composto da 4 strati (*layer*) cilindrici concentrici (numerati da 0 a 3, verso raggi crescenti); il più interno e il più esterno hanno, rispettivamente, un raggio di 3.005 *cm* e 7.866 *cm*.

Gli strati cilindrici sono costituiti da 'strisce' (*strip*) di silicio, disposte in modo tale da formare un prisma dodecagonale. Ogni striscia è in realtà ruotata di 3° rispetto al suo asse maggiore, per permettere una certa sovrapposizione con le altre adiacenti([8]), al fine di ottenere una migliore copertura angolare in φ ([9]).

Le striscie, chiamate *ladder*, costituiscono l'unità base di SVX e risultano dall'assemblaggio di 3 strip più piccole (lunghe 8.5 *cm*) di silicio, connesse tra loro elettricamente tramite un filo di alluminio di 25 μm di spessore, fuso ultrasonicamente a queste. Ad un'estremità di ciascun ladder, si trova una piccola piattaforma con i circuiti contenenti i chip deputati alla 'lettura del segnale' (*readout*), mentre l'altra estremità ha esclusivamente una funzione di connessione meccanica con la struttura di supporto (*bulkhead*, 2 per ogni barrel). Ci sono 4 diverse misure per i ladder, a seconda del layer di cui fanno parte; il numero totale è 12 facce$\times$4 strati$\times$2 moduli=94. Ogni gruppo di 4 ladder, ad azimut fissato ($\Delta\varphi = 30°$), ha proiezione per il punto d'interazione nominale: questa unità è chiamata 'cuneo' (*wedge*).

SVX fornisce informazioni sulle tracce nel solo piano $r - \varphi$, misurando il parametro d'impatto([10]) con risoluzione di 10 μm.

---

[8] È vero per ogni strato, escluso quello più interno.

[9] Il tipo di simmetria attorno alla beam-pipe, induce l'utilizzo, per SVX, di un sistema di coordinate cilindrico attorno all'asse z del fascio, con φ e r che danno rispettivamente l'informazione angolare e radiale nel piano perpendicolare a detto asse.

[10] Il parametro d'impatto è la distanza della traccia dal vertice primario.

• VTX

VTX (**V**er**T**e**X** proportional chamber) [10, 11, 12] è un sistema di camere a proiezione temporale, che nel 1992 ha sostituito il vecchio sistema composto da 8 VTPC (**V**ertex **T**ime **P**rojection **C**hamber) per poter, tra le altre cose, alloggiare al suo interno SVX. I due detector, in pratica indipendenti nell'analisi *offline* dei dati sulle tracce, sono infatti intimamente connessi dal punto di vista strutturale-operazionale:

- la totale stabilità meccanica di SVX dipende dal supporto di VTX;
- entrambi condividono lo stesso volume di argon-etano;
- il rumore di SVX può influenzare e disturbare VTX.

VTX fornisce informazioni sulle tracce fino ad un massimo di 22 cm dalla beam-line e in $|\eta| < 3.25$; è usato per determinare la posizione longitudinale del vertice d'interazione lungo l'asse del fascio (cioè la coordinata z), con una risoluzione di 1 mm, ed è pertanto complementare alla misura di SVX.

Rispetto alle vecchie VTPC, è stato ridotto il cammino di deriva (da 15 cm a 4 cm), per far fronte ad una più alta luminosità, e sono stati eliminati quei componenti (*pad*) che davano informazioni nel piano $r-\varphi$, per ridurre la massa e la potenza dissipata dall'elettronica di readout.

I moduli centrali di VTX, compresi quelli che alloggiano SVX, hanno 16 'fili attivi' (*sense wire*) per ottante (da confrontarsi con i 24 sense wire per ottante nell'intero sistema di VTPC). In tutto ci sono 18 moduli con 16 fili e 10 moduli, posti alle estremità dell'apparato, con 24 fili per ottante. La risoluzione spaziale è $\sigma \sim 200$ μm a 90°, circa 1-2 fattori meglio delle VTPC, mentre la risoluzione dei vertici è comparabile, a causa del *multiple scattering* ([11]) in SVX, al vecchio sistema.

• CTC

CTC (**C**entral **T**racking **C**hamber) [13] è una camera a deriva cilindrica di 1.3 *m* di raggio e 3.2 *m* di lunghezza, usata per misurare il p_t e per determinare il segno delle particelle cariche nella zona centrale ($30° < \theta < 150°$). Contiene 6156 fili, lunghi 3.2 *m* e distanziati di 7 *mm* nella direzione radiale (10 *mm* nel piano dei fili), ed ha una lunghezza massima di *drift* di 35 *mm*, in modo tale che il tempo di deriva degli elettroni risulti minore del periodo d'interazione (3.5 μs, con 6 bunch).

CTC è suddivisa in 84 strati di fili, raggruppati in 9 'superstrati' (*superlayer*) concentrici, a raggio crescente, dei quali il più interno ed il più esterno si trovano rispettivamente a 30.9 *cm* e a 132.0 *cm* dall'asse del fascio (fig. 2.8). Dei 9 superlayer, 5, detti assiali, composti a loro volta da 12 strati, hanno i fili paralleli all'asse z e danno quindi informazioni nel piano $r-\varphi$. Interposti agli *axial* si trovano 4 *stereo* superlayer, di 6 strati ciascuno, i cui fili sono ruotati alternativamente di $\pm 3°$ (nell'angolo θ) rispetto alla beam-line, per dare una misura di posizione nel piano $r-z$ ([12]). Entrambi i superstrati sono suddivisi, nella loro struttura, in *celle*, che sostanzialmente consistono di 1 piano di sense wire tra 2 piani di 'fili che generano il campo elettrico di drift' (*field wire*). Per ridurre i punti ciechi nella camera e per correggere l'effetto di deviazione degli elettroni di deriva da par-

[11] Si tratta dell'urto elastico (coulombiano) tra le particelle cariche e gli atomi che costituiscono la struttura del rivelatore attraversato.

[12] È grazie a questa struttura che CTC ricostruisce, per punti, le tracce nello spazio (§3.2).

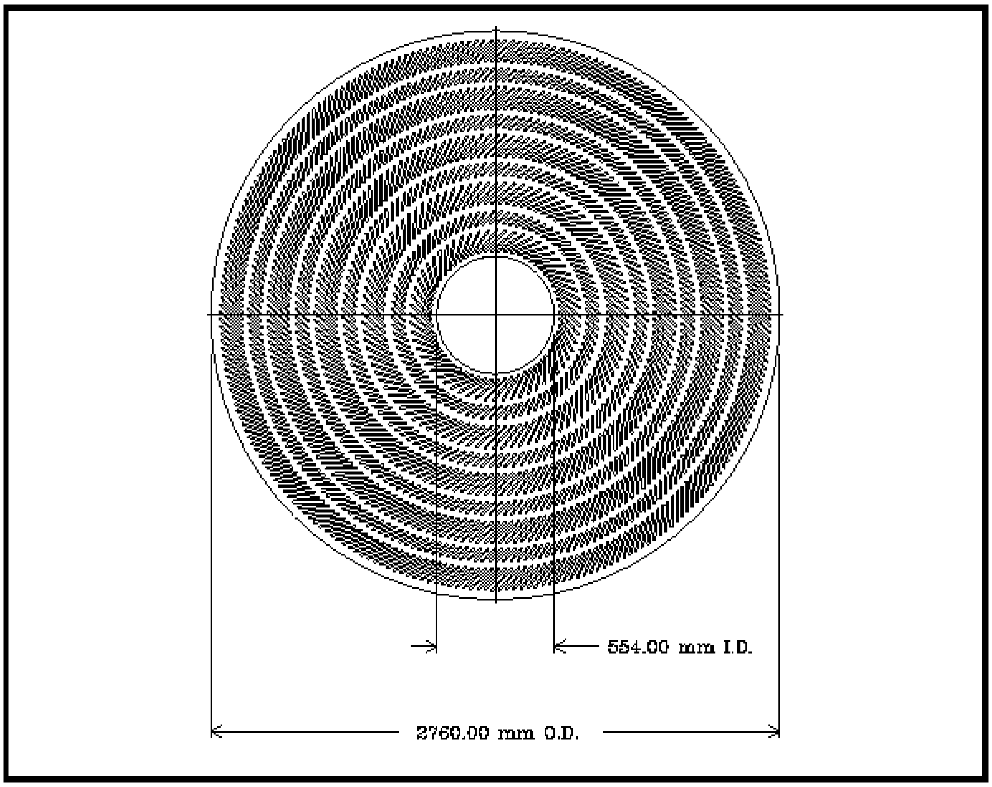

Figura 2.8: Disegno di una delle due piastre frontali della CTC che alloggiano i fili della camera; sono visibili i 9 *superlayer* e le celle inclinate di 45°.

te della forza di Lorentz (causata dal campo magnetico presente nella CTC), le celle sono ruotate di 45° rispetto alla direzione radiale, cosicché le traiettorie di drift sono approssimativamente azimutali.

Il design della CTC permette, per ciò che riguarda la misura della posizione, una risoluzione migliore di 200 μm per filo (in $r-\varphi$, migliore di 6 mm in z), mentre l'accuratezza nella misura dell'impulso è $\sigma_{p_t}/{p_t}^2 \leq 0.002\ (GeV/c)^{-1}$, nella regione compresa tra 40° e 140° ($|\eta| \leq 1$). L' efficienza della CTC, nell'identificazione delle tracce, è di circa il **99%** per particelle con $\boldsymbol{p_t \geq 400\ MeV/c}$ e $\boldsymbol{|\eta| \leq 1}$; diminuisce per tracce con $350 < p_t < 400\ \ (MeV/c)$, per portarsi rapidamente a zero per $p_t \leq 350\ Mev/c$.

2.2.4 I Calorimetri Centrali

Il sistema calorimetrico di CDF è complementare al sistema di rivelazione delle tracce (SVX,VTX e CTC): mentre quest'ultimo fornisce informazioni sui parametri delle singole tracce, il primo ne misura l'energia totale, senza però poterle distinguere.

Le particelle incidenti interagiscono all'interno del calorimetro, dando inizio ad un processo a catena, durante il quale ogni particella genera particelle secondarie, che a loro volta generano altre particelle e così via. Durante questo processo, parte dell'energia incidente appare come energia di ionizzazione e può essere convertita in un segnale elettrico.

Le proprietà dei calorimetri ne hanno fatto dei rivelatori fondamentali nella fisica delle alte energie:

- sono sensibili sia alle particelle cariche sia a quelle neutre;

- distinguono tra 'cascate' (*shower*) elettromagnetiche e cascate adroniche;

- sono basati su processi statistici, per cui la misura che eseguono è tanto più precisa quanto più alta è l'energia da misurare;

- possono avere tempi di risposta molto brevi e, quindi, essere utilizzati per il trigger (§2.2.5).

Nell'esperimento CDF, i calorimetri centrali elettromagnetico ed adronico hanno una copertura in pseudorapidità pari a $|\eta| < 1.1$ e $|\eta| < 1.3$, rispettivamente, ed entrambi di 360° in

φ. Sono stati costruiti con una geometria a *torri proiettive* (48, nella zona centrale): ogni torre copre un intervallo di 0.1 unità in η e 15° in φ, puntando verso la regione d'interazione. Poiché ciascuna torre è composta da un contatore di cascate elettromagnetiche e da un calorimetro adronico, è possibile un'analisi comparata torre per torre delle energie rilasciate.

• CEM

Il calorimetro ElettroMagnetico Centrale (*CEM*) [14] misura l'energia di e^+, e^-, γ ed è costituito da 30 lastre di piombo (3.2 *cm* di spessore), intervallate da scintillatori plastici. Questo corrisponde ad un totale di 20 lunghezze di radiazione([13]) e 1.1 lunghezze di assorbimento([14]) a $\eta = 0$.

Alla profondità di 6 lunghezze di radiazione, dove la cascata di particelle raggiunge mediamente la sua ampiezza massima, si trovano camere proporzionali che misurano le dimensioni trasverse della cascata ($\sigma \simeq 2$ *mm* nel piano $r-\varphi$) e permettono di distinguere i fotoni provenienti dal decadimento dei π°.

Ciascuna torre è letta dalla terminazione esterna in φ. La luce proveniente dagli scintillatori è shiftata in lunghezza d'onda e condotta, tramite guide di luce, a due fototubi, dove i fotoni sono convertiti in elettroni con un guadagno di circa 10^6. La differenza di altezza di segnale dei fototubi permette di determinare la posizione in φ, con un'accuratezza di circa 5°.

La risoluzione in energia del CEM è misurata essere $\sigma/E \sim$

[13]La lunghezza di radiazione L è la distanza dopo la quale l'energia di un elettrone è ridotta di un fattore $\frac{1}{e}$, a causa dell'emissione di radiazione ($E(x) = E_0 \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$) [15].

[14]La lunghezza di assorbimento (o attenuazione) l è definita come la distanza dopo la quale l'intensità luminosa di un fascio di luce è ridotta di un fattore $\frac{1}{e}$ ($\mathcal{L}(x) = \mathcal{L}_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right)$) [15].

$14\%/\sqrt{E}$, con E in GeV.

• **CHA** e **WHA**

Nel calorimetro adronico si formano shower composte in gran parte da $\pi^{\pm}$, k e protoni, insieme ad adroni a vita media lunga. La natura stessa della shower adronica porta a grosse limitazioni nella risoluzione energetica di questo tipo di calorimetri, rispetto a quelli elettromagnetici.

I calorimetri adronici centrali sono: il calorimetro Adronico Centrale (*CHA*) [16], che copre la regione $|\eta|<0.9$ e il calorimetro detto *Endwall* (*WHA*) [16] che, sovrapponendosi in parte a CHA, completa e integra la struttura, estendendo la copertura fino a $\eta=1.3$ (fig. 2.6).

Il CHA contiene 32 strati di lastre di acciaio di 2.5 cm di spessore, alternate con "fogli" di scintillatori plastici spessi 1 cm, per un totale di 4 lunghezze di assorbimento. La cascata adronica produce nell'acciaio particelle cariche, che a loro volta producono luce blu nello scintillatore. Detta luce è shiftata in lunghezza d'onda e condotta ai tubi fotomoltiplicatori tramite guide di luce. Se l'interazione primaria avviene nel calorimetro adronico, la risoluzione in energia è $70\%/\sqrt{E}$ fino a $E=50$ GeV e diventa costante, pari a 10%, per $50 < E < 150$ (GeV), mentre se l'interazione ha luogo nel calorimetro elettromagnetico, la risoluzione è $65\%/\sqrt{E}$ fino a $E=80$ GeV e diventa costante, pari all'8%, per $80<E<150$ (GeV).

Il WHA è costruito similmente al CHA, ma ha un campionamento ridotto, nel senso che è suddiviso in 15 strati di acciaio da 5.1 cm, intervallati comunque da scintillatori plastici di 1 cm di spessore. La risoluzione di WHA è stata misurata e risulta essere del 14% a $E = 50$ GeV.

2.2.5 Il ‘Trigger’ e i ‘BBCs’

Il *trigger* è un apparato hardware-software che permette di effettuare una selezione ‘in tempo reale’ (*on-line*) delle interazioni che si vogliono “registrare” durante la presa dati e, conseguentemente, scrivere sul nastro magnetico dei dati *RAW* (§3.1).

CDF ha 3 livelli di trigger [17], di cui 2 costituiti da componenti hardware, appositamente progettati per decidere se effettuare la lettura completa del detector, ed il 3° strutturato in una famiglia di processori, deputati all’esecuzione di algoritmi software. L’idea di una struttura multi-livello di trigger poggia sul fatto che ogni livello successivo può effettuare un’analisi più sofisticata; questa, richiedendo un tempo maggiore, va però ad incrementare il ‘tempo-morto’ (*dead-time*), durante il quale il rivelatore non è sensibile alle interazioni, le cui informazioni vanno così irrimediabilmente perse. Il processo che richiede il tempo maggiore a CDF è il readout dei componenti del detector da parte del DAQ (**D**ata **A**c**Q**uisition system), con tempi dell’ordine del millisecondo. La lettura inizia però solo dopo che il LIVELLO 2 è stato soddisfatto, il che deve avvenire ad una frequenza di 100 Hz o più, se si vuole mantenere il dead-time dovuto al readout al di sotto del 10%.

La decisione a LIVELLO 1 è presa durante i 3.5 μs ([15]) che intercorrono tra ogni *bunch-crossing* e, pertanto, non introduce dead-time. Nel tempo necessario al LIVELLO 1, il trigger ha accumulato solo informazioni globali sul deposito di energia nel calorimetro.

[15] Se l’acceleratore è operante a 6 bunch.

Al LIVELLO 2 è concesso un dead-time del $5-10\%$, che gli riserva circa 10 μs per prendere la decisione. In questa fase è possibile determinare caratteristiche particolari del deposito di energia trasversa([16]) ed effettuare semplici calcoli. Vengono, infatti, identificati 'gruppi' (*cluster*) di hit nel calorimetro e separate le informazioni elettromagnetiche da quelle adroniche; viene inoltre compilata una lista digitalizzata con le caratteristiche dei cluster, che è in seguito presentata ad un veloce (10 μs) processore hardware dello stesso livello. Per ogni cluster viene cercata una corrispondenza con le tracce di CTC e, se questa è trovata, viene fatta una prima approssimativa misura del p_t per traccia; lo stesso avviene per i muoni, rivelati al di fuori del calorimetro. Il trigger finale è quindi una selezione su muoni, elettroni, fotoni, jet e neutrini (*missing* E_t) da parte del medesimo processore.

Il LIVELLO 3, progettato per eseguire algoritmi di "filtro" scritti in FORTRAN-77, costituisce l'ultimo step della selezione on-line: in questa fase gli eventi vengono prima marcati con un '*flag*', poi scritti sul nastro magnetico che sarà utilizzato in seguito per l'analisi offline.

• BBCs

Il trigger di LIVELLO 1 si basa in modo prioritario sui segnali che giungono dai *BBCs* (**B**eam-**B**eam **C**ounters) [17], i quali sono 2 set di contatori a scintillazione, usati anche come monitor di luminosità. I BBCs sono posizionati a ± 5.82 m, lungo l'asse z, dal punto nominale d'interazione, precedono i calorimetri for-

[16]Introdotta nel 1981 da UA1 al Cern, è una quantità che oltre a fornire la misura del rilascio di energia, indica la direzione del flusso delle particelle secondarie provenienti dal vertice d'interazione, in termini di angolo dall'asse del fascio: $E_t = E \sin\theta$.

ward (fig. 2.3) e backward e avvolgono la beam-pipe coprendo il range di pseudorapidità $3.24 < |\eta| < 5.89$ ($0.32° < \theta_s < 4.49°$, sia nel piano orizzontale che in quello verticale). Ogni set ha 16 contatori arrangiati in 4 rettangoli, di 4 scintillatori ciascuno, di dimensioni via via crescenti dal punto $z=0$.

I contatori hanno una risoluzione temporale misurata pari a $\sigma = 200\ ps$, che permette di determinare il tempo di volo dal punto d'interazione con buona precisione e fornisce anche una misura rozza ($\sigma \sim 4\ cm$) della posizione del vertice primario.

La richiesta che almeno una particella carica attraversi ciascun gruppo di scintillatori, entro una finestra temporale di 15 *ns* rispetto al segnale di "*beam-crossing*", con cui viene presa la coincidenza, costituisce il trigger che viene utilizzato per studiare la fisica di **Minimum Bias** a CDF; questo è importante perché permette di distinguere le collisioni beam-beam da quelle beam-gas, gas residuo presente nella beam-pipe nonostante il vuoto.

Il trigger Min_Bias è in realtà prescalato, cioè si decide a priori di scrivere su nastro solo una percentuale dei frequentissimi eventi di questo tipo, in modo tale da non sovrastare i trigger che, con ulteriori richieste, selezionano gli eventi *rari* (i.e. eventi *top*).

2.3 Il Run II

La prima fase del programma di upgrade in vista dei run della nuova era del Tevatron Collider, nota come *Collider Run II* [18], che si svilupperà a partire dal 1999, implica la sostituzione del Main Ring con un nuovo acceleratore, il **F***ermilab* **M***ain* **I***njector* (**FMI**).

Il Main Injector è comunque un protosincrotrone, di dimensioni pari a circa la metà del Main Ring, ed è in costruzione all'esterno dell'anello del Tevatron, al quale risulta tangente. FMI è previsto supportare nel collider una luminosità maggiore di $8\times10^{31}\ cm^{-2}s^{-1}$; è progettato inoltre per fornire fasci da 120 GeV, contenenti 3×10^{13} protoni, da poter estrarre, a seconda delle esigenze, ad un rate basso (2.9 s) oppure a frequenza elevata (1.9 s).

Si sta prendendo in considerazione anche l'idea d'integrare il complesso con un nuovo anello di accumulazione per gli antiprotoni, il *Recycler*. La sua messa in opera dovrebbe portare ad una luminosità di $2\times10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$, grazie al conseguente aumento della produzione e al miglioramento delle capacità di immagazzinamento e recupero degli antiprotoni, e permettere di arrivare addirittura fino a $1\times10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$, operando qualche piccola modifica alla sorgente di antiprotoni. In quest'ultima, allettante prospettiva, si sarebbe oltre un fattore 1000 rispetto alla luminosità progettata inizialmente per il Tevatron Collider.

L'obiettivo dichiarato del Tevatron Run II è l'accumulo di 2 fb^{-1} a $\sqrt{s}=2.0\ TeV$, sfruttando una luminosità massima di $2\times10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$. Il modesto incremento di energia ha un maggiore impatto sulla fisica (i.e. aumento del 40% della produzione delle coppie $\bar{t}t$, antitop-top) rispetto a quanto influisca effettivamente sulle performance del detector. Le caratteristiche del rivelatore sono dettate, invece, dal numero di bunch e dal tempo che intercorre tra le interazioni, e, quindi, dalla luminosità. Proprio l'alta luminosità prevista per il Run II ha richiesto modifiche, tutt'ora in pieno svolgimento, all'apparato sperimentale, che dovrà rispondere a tutte le nuove esigenze e per il quale, oltre alla nuova veste, è stato scelto un "nuovo" nome : **CDF II** (fig. 2.9).

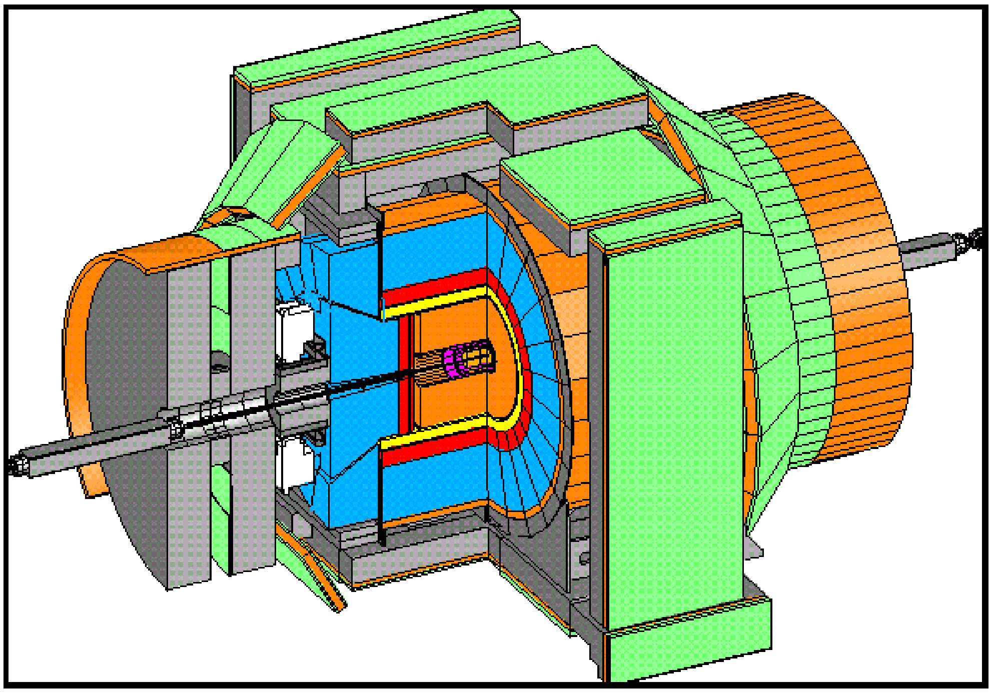

Figura 2.9: Disegno del nuovo rivelatore CDF II.

Sulla base di ciò che si è ottenuto e capito fino al Run I, mediante ragionevoli estrapolazioni, è stata definita una serie di obiettivi che, nel nuovo scenario del Run II, il nuovo detector dovrebbe raggiungere. In particolare CDF II [19] dovrebbe :

- ricostruire le tracce delle particelle cariche con efficienza maggiore del 95%, in tutto l'intervallo $|\eta| \leq 2.0$;

- misurare il momento delle particelle cariche con una precisione di $\delta p_t / {p_t}^2 = 0.1\%$, nel range $|\eta| \leq 1.0$, e con una precisione adeguata all'identificazione dei leptoni, $\delta p_t / {p_t}^2 \sim 0.4\%$, nel range $1.0 \leq |\eta| \leq 2.0$;

- triggerare, identificare e ricostruire la cinematica e la carica dei leptoni e e μ, con un'alta efficienza, nella regione $|\eta| \leq 2.0$;

- individuare ("*taggare*") i vertici secondari con la maggiore efficienza possibile, in $|\eta| \leq 2.0$ e in tutta la regione d'interazione, e triggerare sui parametri d'impatto "spostati" fino a $|\eta| \leq 2.0$;

- triggerare, identificare e ricostruire la cinematica dei fotoni nella regione $|\eta| \leq 2.0$;

- triggerare e ricostruire i jet nel range $|\eta| \leq 3.0$, misurarne l'energia con risoluzione pari a $\sigma_{E_t} = 10\% \cdot E_t + 1\ GeV$ e con una precisione assoluta, nella scala delle energie, migliore del 2.5%;

- identificare le particelle, usando dE/dx e il tempo-di-volo, nella regione $|\eta| \leq 1.0$.

Capitolo 3

Struttura dei Dati e Procedura di Selezione

3.1 La Struttura dei Dati

I dati, così come acquisiti dall'apparato sperimentale, vengono definiti **RAW**. Scritti su nastro magnetico, essi contengono informazioni sulle interazioni in termini di risposte elettroniche fornite dai diversi rivelatori che compongono CDF. Si tratta, in genere, di "conteggi" prodotti dagli ADC (Analogic to Digital Converters) e dai TDC (Time to Digital Converters). Le informazioni riguardanti ciascun evento vengono immagazzinate secondo una struttura a "banchi", la cui gestione avviene tramite un programma detto **YBOS**([1]).

I dati RAW sono in un secondo momento processati offline, tramite una catena di algoritmi di ricostruzione. In questa fase, le informazioni provenienti da ciascun rivelatore (SVX, VTX, CTC e calorimetri) vengono elaborate per ricavarne le quantità fisiche: impulsi e traiettorie delle tracce dal sistema di traccia-

[1] YBOS si basa su due precedenti sistemi di gestione memoria, "BOS" e "ZBOOK", sviluppati, rispettivamente, a Desy e al Cern.

mento (SVX, VTX e CTC), energia e zona in cui viene rilasciata dai calorimetri. Al termine di questa operazione, i dati RAW, in cui gli eventi provenienti da trigger diversi erano originariamente mescolati, vengono suddivisi in diversi **D***ata* **S***ummary* **T***ape* (**DST**), ciascuno corrispondente ad un tipo di trigger. La versione di DST detta "FULL" contiene sia i banchi ricostruiti (con tracce, traiettorie, energie, etc.) che quelli dei dati RAW, a differenza dell'altra versione a più rapido accesso, il "PAD", in cui alcuni banchi risultano compattati o addirittura soppressi.

La possibile fase successiva, per la preparazione dei dati su cui in seguito verrà fatta l'analisi, consiste in una prima grossolana "pulizia", la quale esclude gli eventi che presentano gravi lacune o problemi dovuti all'acquisizione, e in una compattazione delle informazioni, che vengono così ridotte a quelle essenziali, dipendentemente dal tipo di analisi svolta. L'insieme dei dati così ottenuti viene detto **micro-DST** (§3.3) e risulta in genere più facilmente accessibile rispetto al DST.

3.2 La Ricostruzione delle Tracce nella CTC

La ricostruzione delle tracce nella CTC (§2.2.3) parte dalla ricerca, nell'axial layer più esterno, di un gruppo di micro-hit che formino un segmento di retta (*seed*); per formare un seed, almeno 5 fili in una cella devono risultare colpiti. Il segmento viene poi estrapolato alle due celle adiacenti ed "allungato" con gli eventuali hit che gli si allineano. Per essere considerato una possibile traccia, deve avere almeno 8 hit nel super-layer. In seguito, lo stesso segmento viene esteso ai super-layer più interni: si assume che la traccia provenga dal vertice primario e se ne calcolano approssimativamente i parametri mediante un fit sugli hit conosciuti. Si può così tracciare un arco di cerchio che definisce una *road* e gli hit vicini a questa vengono aggiunti alla traccia.

Una traccia, per essere accettata definitivamente, deve avere almeno 16 hit totali e passare per il terzo super-layer; vengono escluse tutte le tracce per cui non risultano hit in più di 3 layer semplici successivi.

Il processo descritto viene ripetuto finché tutti i seed trovati non sono stati esaminati.

Le tracce così individuate nel piano $r-\varphi$ vengono poi ricostruite in tre dimensioni. Basandosi sulla misura della posizione del vertice fatta dalla VTX, viene stimata la posizione in z della traccia; si cerca quindi un segmento (considerato "buono" solo se risulta avere almeno 3 hit) di hit nei due stereo-layer più esterni e con questo viene fatta una prima parametrizzazione in $r-\varphi-z$, definita una nuova road e collezionati gli hit vicini.

Si richiede, quale criterio fondamentale per la ricostruzione spaziale, che la traccia tridimensionale abbia almeno 7 stereo-hit, oltre ai 16 assiali.

3.3 'Column-Wise-Ntuples'

Poiché è prevalentemente il gruppo di Bologna ad occuparsi dell'analisi di min_bias, è stato costruito in questo ambito uno specifico micro-DST [20]([2]), il quale risulta accessibile indipendentemente da YBOS, quindi dal programma che gestisce la

[2]Il micro-DST ora utilizzato, in realtà, differisce leggermente nella struttura rispetto a quello considerato nella referenza: sono state inserite recentemente anche le informazioni provenienti dalla ricostruzione delle V° (§4.2).

lettura dei suoi banchi([3]). I dati sono organizzati in record ad accesso diretto, non formattati e di tipo "misto", contenenti cioè dati sotto forma di numeri reali, interi e stringhe di caratteri. Si è fatto uso del formato standard delle N-tuple di PAW([4]), in particolare nella forma di **C**olumn-**W**ise-**N**tuple. L'N-tupla, in pratica, è una sorta di grande array bidimensionale, in cui ciascuna riga contiene "blocchi" con tutte le informazioni relative al singolo evento, dalle più generali (numero dell'evento, numero del run, numero di vertici, tipo di trigger, etc.), a quelle più specifiche riguardanti le caratteristiche, ad esempio la geometria, di ogni traccia (all'interno di VTX e, soprattutto, CTC) e il rilascio globale di energia nei calorimetri (Centrale e Plug). Il numero di colonne dipende dall'ammontare di informazioni che si vogliono mantenere per ogni evento e, data la scelta fatta di CWN, risulta libero (del resto le interazioni risultano fisicamente diverse l'una dall'altra), essendo fissato solo il numero massimo. La struttura delle CWN, infatti, è tale per cui gli elementi di ciascuna colonna sono memorizzati sequenzialmente; ciò permette di sfruttare appieno la dimensione del record, la cui lunghezza viene comunque preventivamente definita, consentendo un risparmio in termini di memoria di massa utilizzata.

Le CWN, utilizzate nell'analisi di min_bias, sono costituite da 6 "blocchi", le caratteristiche dei quali sono elencate di seguito.

B1. Informazioni generali sull'evento (3 PAROLE([5])): numero di run, numero dell'evento, flag a indicare se è stato supera-

[3] Il programma "guida" cui si fa riferimento si chiama ANALYSIS_CONTROL ed è specifico di CDF.

[4] Physics Analysis Workstation. Si tratta di uno strumento diffusamente utilizzato dai fisici del settore nell'analisi e nella presentazione dei dati.

[5] Le PAROLE sono costituite da 4 bytes se le variabili sono di tipo INTERO o REALE, mentre sono di 32 bytes se sono di tipo CARATTERE.

to o meno il numero massimo di tracce previsto nella CTC (§3.4.1, item 2).

B2. Informazioni sui trigger "passati" dall'evento (201 PAROLE): numero totale, livello e nome di ciascuno.

B3. Informazioni sulle V° ricostruite (301 PAROLE): numero di candidati e distanza del vertice di decadimento dal primario, coordinata z del vertice, puntatori che individuano nella CTC le tracce che costituiscono le "gambe" della V, massa invariante, etc., di ciascun candidato.

B4. Informazioni sui vertici individuati dalla VTX (41 PAROLE): numero totale, coordinata z e classe di ciascuno([6]).

B5. Informazioni sulle tracce dalla CTC e dalla VTX (3001 PAROLE): numero totale di tracce e impulso trasverso, impulso longitudinale, parametri d'urto (§3.4.2, item 2), chi-quadro del fit, dE/dx, etc., di ciascuna.

B6. Informazioni sul rilascio di energia dai calorimetri (1601 PAROLE): numero totale di torri "colpite", energia "adronica" ed "elettromagnetica" di ciascuna.

3.4 Procedura di Selezione

3.4.1 Tagli sugli Eventi

Una prima selezione degli eventi avviene a mezzo del trigger, durante la fase di acquisizione.

[6] I vertici sono classificati in base al numero di tracce e a come queste sono disposte nello spazio: in questo modo i 'primari' vengono distinti dai 'secondari'.

Al momento della "costruzione" del micro-DST, vengono poi scartate le interazioni per cui si ha il vertice primario situato alle estremità o al di fuori del rivelatore ($|z_{pvtx}| > 150\ cm$): le informazioni relative risulterebbero, a causa di ciò, largamente incomplete.

La selezione procede successivamente nella fase di analisi, durante la quale solo gli eventi in possesso di determinate caratteristiche([7]) sono utilizzati per lo studio che si vuole affrontare, mentre gli altri vengono esclusi. Gli eventi, per essere etichettati come "buoni" ("*good*") per l'analisi, devono rispondere ai seguenti requisiti:

(1) le condizioni imposte dai trigger, del secondo livello, di min_bias([8]) sono state effettivamente soddisfatte, risultando questi "fired";

(2) il numero di tracce prodotte non è superiore a 150. Questo assicura un buon margine, essendo mediamente, per il trigger utilizzato, la popolazione massima osservata nella CTC di circa un centinaio, escludendo allo stesso tempo possibili "splash" dal Main Ring;

(3) la distanza lungo l'asse z tra due o più vertici primari, nel caso si siano verificate interazioni multiple, è superiore o uguale a 60 cm ($|z_{pvtx} - z_{pvtx_i}| \geq 60\ cm$); questo per prevenire problemi di ricostruzione nell'apparato tracciante e per evitare l'accumulo di segnali di eventi diversi nel calorimetro, che non sarebbe in grado di distinguerli;

---

[7] Di qualità o fisiche intrinseche.

[8] A CDF, durante l'ultima presa dati, erano in fuzione 2 trigger di min_bias. Il primo, il cui nome completo è *YMON_L2_V3*, abbreviato comunemente a *YMON*, è stato decritto in precedenza (§2.2.5); l'altro trigger, *L2_CROSSING_TRIGGER_V1*, risulta ancor meno selettivo, richiedendo la sola presenza del segnale di beam-crossing.

(4) la distanza, lungo l'asse del fascio (asse z), del vertice primario principale dal punto nominale d'interazione ($z=0$) è inferiore a 60 cm ($|z_{pvtx}| < 60\ cm$); ci si assicura in questo modo che l'evento sia ben centrato all'interno del rivelatore;

(5) ciascuna traccia prodotta ha un impulso trasverso non superiore a 100 GeV ($p_t \leq 100\ GeV$): gli eventi che hanno tracce di questo tipo sono spuri, prodotti da infiltrazioni di cosmici o appartenenti ad altri trigger finiti per sbaglio nel min_bias.

3.4.2 Tagli sulle Tracce

Dopo aver effettuato i tagli sulle caratteristiche generali principali delle collisioni, si passano in rassegna le singole tracce di ciascun evento "good", per selezionare solo quelle con requisiti tali da poter essere chiaramente individuate dal rivelatore, in particolare dalla CTC. Le tracce ricostruite da questa camera di tracciamento (§3.2), di cui si è fatto esclusivamente uso nell'analisi fisica discussa in questo scritto, devono essere tali per cui:

(1) la distanza, lungo z, dal vertice primario non deve superare 5 cm ($|qz0 - z_{pvtx}| \leq 5\ cm$);

(2) il parametro d'impatto, cioè la distanza fra traccia e punto d'interazione proiettata nel piano xy, non deve eccedere 0.5 cm ($|qd0| \leq 0.5\ cm$);

(3) l'impulso trasverso risulta non inferiore a 0.4 GeV/c ($p_t \geq 0.4\ GeV/c$), affinchè la traccia attraversi completamente la CTC (evitando così che spiraleggi, a causa del campo magnetico, al suo interno);

(4) il fit della ricostruzione nella CTC risulta accettabile; la qualità dei parametri del fit è valutata nella fase di produzione del micro-DST, durante la quale viene posto un flag alle tracce che permette successivamente, a livello di analisi, di riconoscere e scartare quelle con un fit scadente;

(5) risultano comprese in un intervallo angolare limitato ($|\eta| \leq 1$), all'interno del quale la CTC opera con la massima efficienza (99%).

3.4.3 Tagli Specifici dell'Analisi

Per l'analisi specifica condotta e descritta in questo lavoro, nel capitolo successivo, sono stati applicati ai dati alcuni tagli supplementari. In particolare:

- si è fatta la scelta di considerare solo gli eventi selezionati dal trigger YMON([9]);

- sono stati scartati, dal momento che l'analisi verte escusivamente sullo studio delle tracce viste dalla camera a drift centrale, gli eventi per i quali la CTC, appunto, non ha rivelato nemmeno una particella prodotta nell'interazione;

- sono state escluse, dall'analisi di molteplicità carica (§4.1) e delle correlazioni in pseudorapidità (§4.3), le tracce cariche provenienti dal decadimento delle V°; esse sono state poi studiate a parte (§4.2).

[9] Si veda §3.4.1, item 1, nota 8.

3.5 Il Campione dei Dati

I dati provengono prevalentemente da due 'set' (*sample*) registrati con i trigger di min_bias([8]) di CDF, a due diverse energie nel cms, 1800 e 630 GeV.

Si è fatto uso, inoltre, di eventi selezionati dai trigger "JET_20" e "JET_50", i quali permettono l'acquisizione delle sole interazioni in cui s'individuano *cluster* di hit nel calorimetro, indicazione della presenza di *jet*, con rilascio di una certa energia minima. In particolare, il primo richiede un rilascio minimo per ciascun jet di 20 GeV, mentre per il secondo la soglia è leggermente più alta, essendo fissata a 50 GeV.

Infine, sono stati processati alcuni dati di min_bias a 1800 GeV risalenti a run precedenti, rispetto a quelli citati in precedenza. Per un quadro globale più dettagliato dei campioni utilizzati, si veda la tabella 3.1.

Run	Energia cms (GeV)	Trigger	Eventi	Eventi *good*
IA (1992-'93)	1800	MIN_BIAS	539314	299072
IC (1995-'96)	630	MIN_BIAS	410249	253322
IB (1994-'95)	1800	JET_20,JET_50	45564	13615
1988-'89	1800	MIN_BIAS	-	$\sim$ 280000

Tabella 3.1: Caratteristiche del set di dati utilizzato.

3.6 Il Monte Carlo MB1

Come termine di paragone per i risultati ottenuti analizzando i dati di CDF, si è utilizzato un set di dati prodotti da un Monte Carlo specifico di min_bias: MB1.

MB1 è un generatore di eventi inelastici di basso p_t, ottenuti a partire dalla parametrizzazione delle distribuzioni delle variabili fondamentali dell'interazione "soft". Non è quindi basato su alcun modello teorico, dal momento che ricalca le distribuzioni ricavate sperimentalmente da un'estrapolazione dei dati degli ISR e S$\bar{p}p$S del Cern, alle energie del Tevatron.

Le proprietà che questo particolare generatore tenta di riprodurre sono:

- la distribuzione in molteplicità delle particelle cariche;
- la distribuzione in impulso trasverso;
- la distribuzione in pseudorapidità.

Gli eventi inelastici vengono generati con la sequenza seguente:

1. viene calcolata la molteplicità carica;
2. viene generata la distribuzione di molteplicità carica;
3. vengono decisi i tipi di particelle da generare;
4. ad ogni particella viene attribuita una massa trasversa([10]), dopodiché tutti gli impulsi trasversi sono calcolati per dare un p_t totale nullo;

[10] $m_t = \sqrt{m^2 + {p_t}^2}$.

5. vengono generate le pseudorapidità delle particelle;
6. da ultimo, se la collisione generata non soddisfa la conservazione dell'energia e del momento, l'evento viene rigettato ed il programma ne genera un successivo.

Utilizzando programmi di simulazione del rivelatore sulle interazioni generate da MB1, si ottengono eventi che si avvicinano maggiormente a quelli acquisiti dall'apparato sperimentale, nel caso specifico CDF. Nella fase successiva, la stessa attraverso la quale passano i dati registrati dal rivelatore, gli eventi 'simulati' subiscono una ricostruzione offline.

Nel corso dell'analisi si è fatto uso sia degli eventi 'generati', sia di quelli 'ricostruiti' (§4.1.4 e §4.2.3).

Capitolo 4

L'Analisi dei Dati

Verrà descritto, in quest'ultima parte del lavoro, un tentativo preliminare di studio sistematico della struttura delle interazioni adroniche "soft", utilizzando dati raccolti a CDF, in particolar modo eventi registrati per lo più con il trigger di Minimum Bias (§2.2.5).

Lo scopo è un'analisi comparativa di alcune variabili che descrivono varie proprietà statistiche medie dello stato finale a molti corpi, prodotto nelle interazioni "soft" $\bar{p}p$ al Tevatron Collider, in funzione di un'unica variabile dinamica di riferimento. Saranno confrontati i risultati dell'analisi a due diverse energie, 1800 e 630 GeV. Un ulteriore confronto verrà fatto con l'analisi di altri dati a 1800 GeV, raccolti con trigger che selezionano eventi ad alta energia trasversa E_t, per indagare in quale modo si caratterizzano i differenti meccanismi di produzione([1]).

La variabile dinamica di riferimento è l'impulso trasverso medio per evento, definito come:

[1]Per tutto questo capitolo, se non altrimenti specificato, si può fare riferimento alla referenza [22].

$$< p_t >_{ev} = \frac{1}{n_{CTC}} \sum_{j=1}^{n_{CTC}} |p_t|_j \tag{4.1}$$

dove n_{CTC} è la molteplicità carica dell'evento, calcolata tenendo conto dei limiti di accettanza spaziale ($|\eta| \leq 1$) e di efficienza nella misura dell'impulso (99% per $p_t \geq 0.4$ GeV/c) della CTC, e $|p_t|_j$ è il modulo([2]) dell'impulso trasverso della j-esima traccia. Il $< p_t >_{ev}$, prendendo in considerazione il momento trasverso delle particelle prodotte e la molteplicità del singolo evento, è significativamente connesso alla dinamica dell'evento stesso e alla sua origine d'interazione "soft" o "hard".

Sono state analizzate 3 variabili "globali" in funzione del $< p_t >_{ev}$:

- la molteplicità carica normalizzata media dell'evento;

- l'intensità media delle correlazioni a "corto raggio" in pseudorapidità tra due tracce cariche;

- il numero medio di particelle neutre strane prodotte (k_s° e Λ°).

Le variabili verranno di seguito definite ed inoltre sarà descritto in dettaglio il comportamento di ciascuna.

[2] p_t non è un vettore, ma contiene il segno della traccia (così è almeno per gli eventi di CDF considerati.

4.1 Molteplicità Carica Normalizzata Media

La molteplicità "normalizzata", cioè divisa per la molteplicità media del campione di eventi, non è una variabile del tutto nuova, in quanto coincidente, nella sua definizione, con la variabile z utilizzata nell'analisi KNO (§1.6.2).

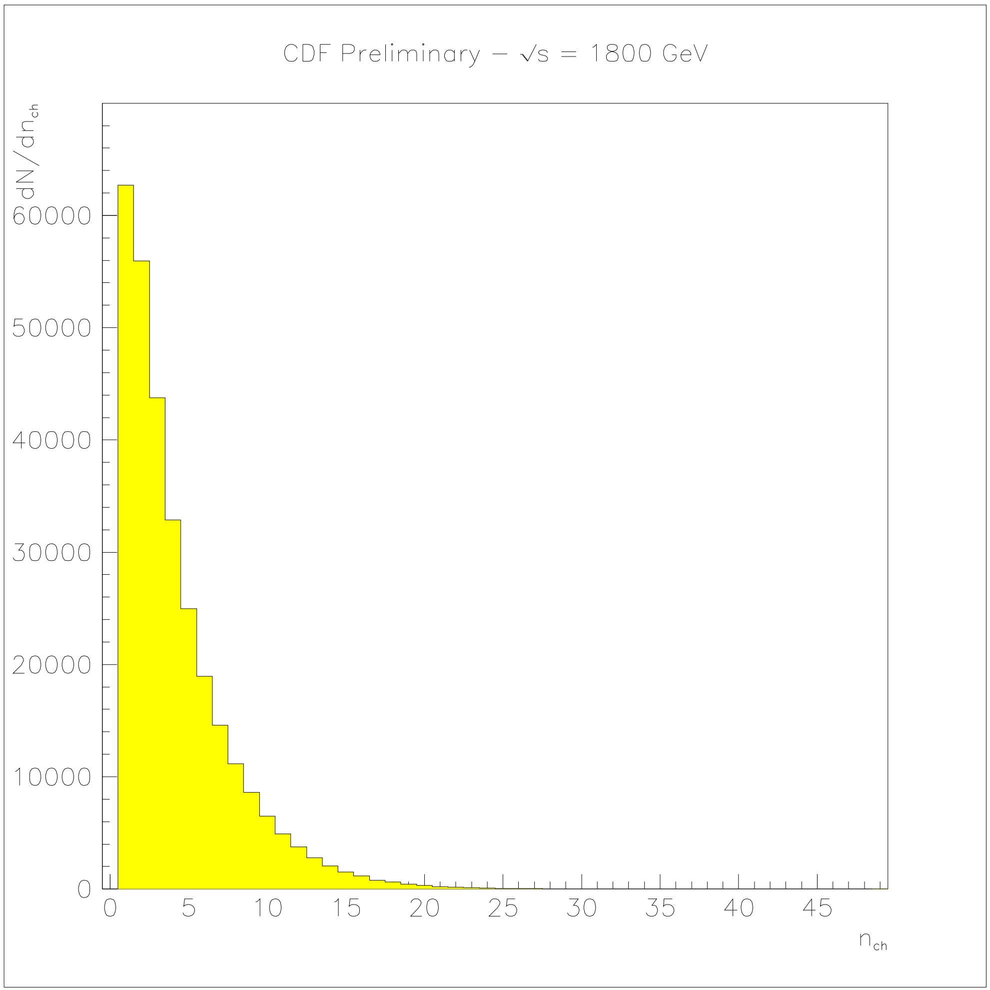

Figura 4.1: Distribuzione di molteplicità a 1800 GeV degli eventi MIN_BIAS.

La molteplicità media viene calcolata dalla distribuzione di molteplicità (fig. 4.1), in cui le *entries* sono, evento per evento, le molteplicità degli eventi good calcolate facendo la selezione sulle tracce di CTC([3]). Da questa distribuzione sono esclusi gli eventi per i quali risulta, dopo i tagli, una molteplicità nulla.

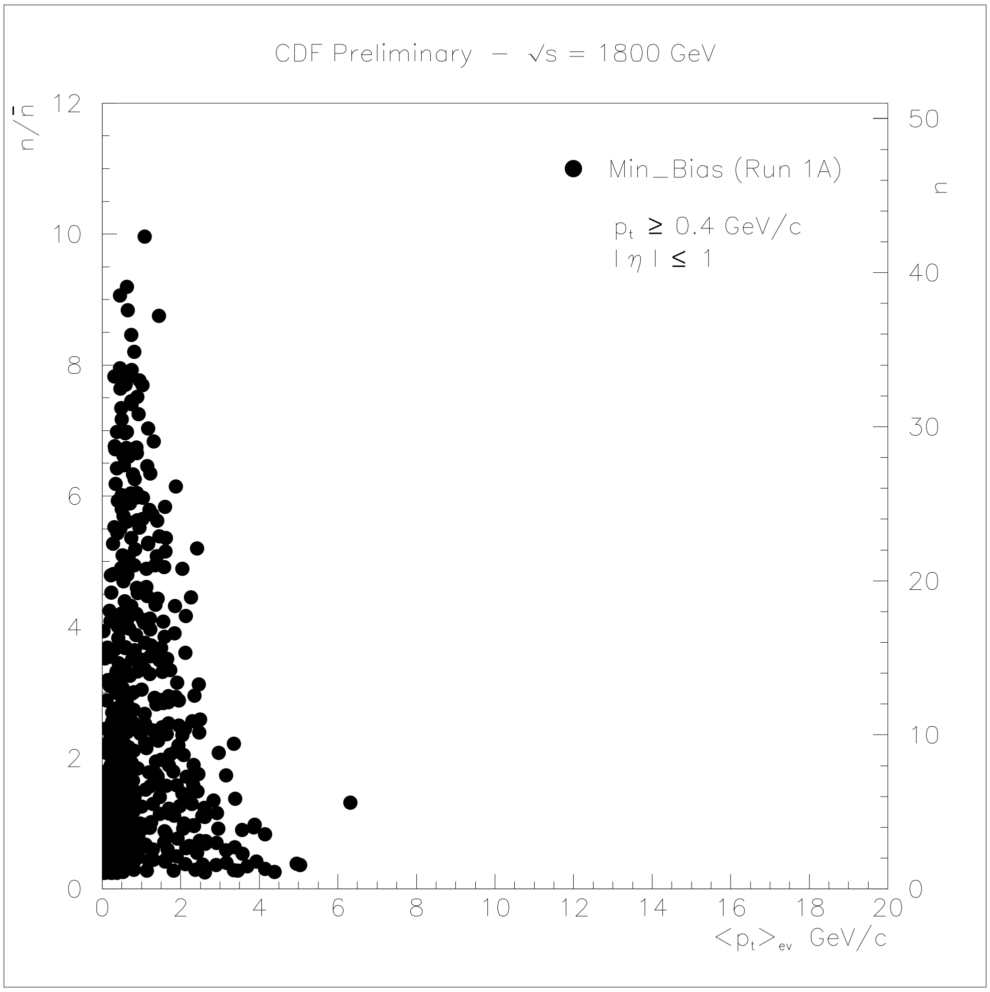

Figura 4.2: Molteplicità normalizzata in funzione dell'impulso trasverso medio dell'evento. Scatter plot.

[3]Si vedano i tagli sugli eventi e sulle tracce (§3.4).

Il primo passo verso il più significativo plot finale dell'analisi di molteplicità, è un istogramma bidimensionale nella cui scala orizzontale è graficato il p_t medio per evento come definito in (4.1), mentre nella scala verticale si legge la molteplicità normalizzata (fig. 4.2).

Istogrammi come quello a fianco raffigurato vengono chiamati *scatter* plot; si distinguono da un altro tipo di istogramma bidimensionale, indicato come *profile*. Idealmente il secondo si può far derivare dal primo, nel senso che, per ogni suddivisione della scala orizzontale, viene calcolato il valore medio della quantità plottata sulla scala verticale su tutte le entries corrispondenti al medesimo intervallo sulle ascisse. Nel caso qui discusso viene calcolata la molteplicità media per ogni suddivisione di $<p_t>_{ev}$, su tutti gli eventi che hanno un valore di $< p_t >_{ev}$ all'interno dello stesso intervallo, la cui larghezza è 0.2 GeV/c.

In seguito a questa operazione, la quantità sulla scala verticale risulterà indicata tra parentesi ("<" e ">"), dal momento che rappresenta una quantità media: la *molteplicità carica normalizzata media*, $<n/\bar{n}>$, nella circostanza specifica.

L'andamento di $< n/\bar{n} >$ in funzione di $< p_t >_{ev}$, per i dati min_bias a $\sqrt{s}=1800\ GeV$, è mostrato in fig. 4.3. Le caratteristiche della figura si possono così riassumere: si nota una salita ripida in corrispondenza dei valori di $<p_t>_{ev}$ più bassi, un picco nella regione intorno a circa 1 GeV/c, quindi una discesa più morbida fino a valori vicini a 1.5 GeV/c ed infine una coda a bassa molteplicità media. Questa coda non significa, come invece sembrerebbe indicare, che gli eventi ad alto $<p_t>_{ev}$ hanno tutti molteplicità più piccola rispetto a quelli a basso $< p_t >_{ev}$, ma è conseguenza diretta sia della scarsa popolazione statistica dello scatter plot di fig. 4.2, nella regione degli 'alti $<p_t>_{ev}$ ed alte molteplicità', sia del limitato intervallo di η osservato.

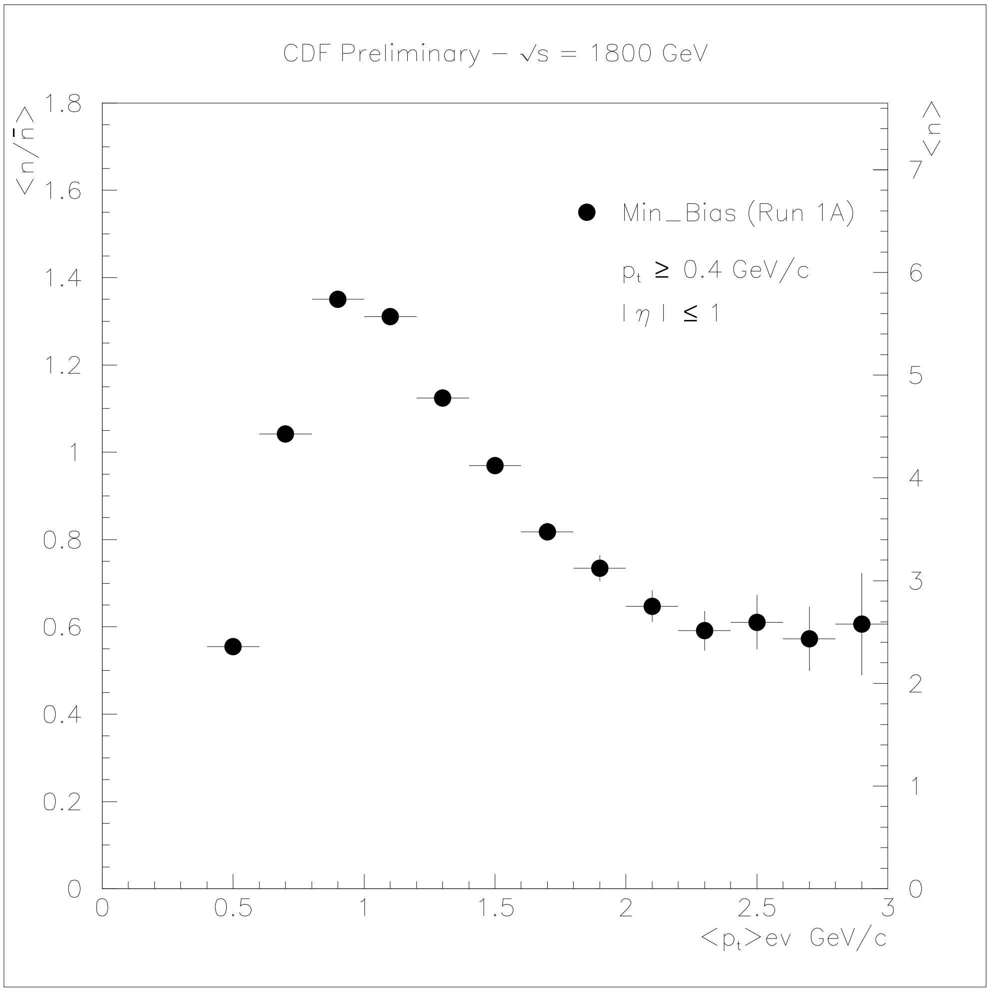

Figura 4.3: Molteplicità normalizzata media in funzione dell'impulso trasverso medio per evento. Profile plot.

In altre parole ciò significa che gli eventi ad alto $<p_t>_{ev}$ ed alta molteplicità, che alzerebbero i valori della coda di fig. 4.3, hanno una sezione d'urto troppo piccola per essere registrati in numero accettabile dal trigger di min_bias. Se si riuscisse ad attenuare il sovrastante numero di eventi a basso $<p_t>_{ev}$ (fig. 4.6), che dominano largamente il min_bias e la sezione d'urto inelastica $\bar{p}p$, si vedrebbero apparire i rari eventi ad alta molteplicità ed alto $< p_t >_{ev}$.

4.1.1 Confronto con gli Eventi JET

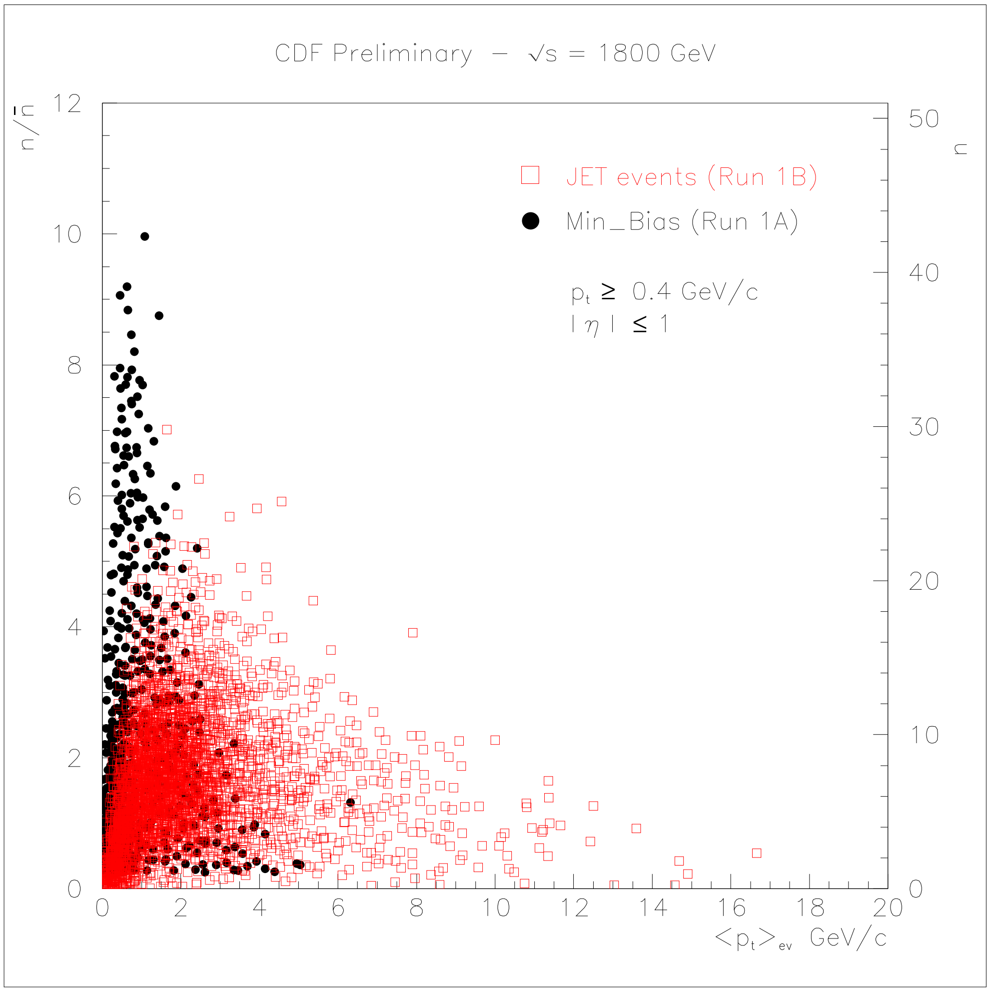

Figura 4.4: Confronto tra eventi JET e MIN_BIAS della molteplicità normalizzata in funzione dell'impulso trasverso medio per evento.

Per evidenziare le caratteristiche di quegli eventi "nascosti" dal trigger di min_bias, cui si è fatto riferimento nel paragrafo precedente, si è prodotto uno scatter plot utilizzando eventi provenienti dalla selezione dei trigger "JET_20" e "JET_50" (§3.5).

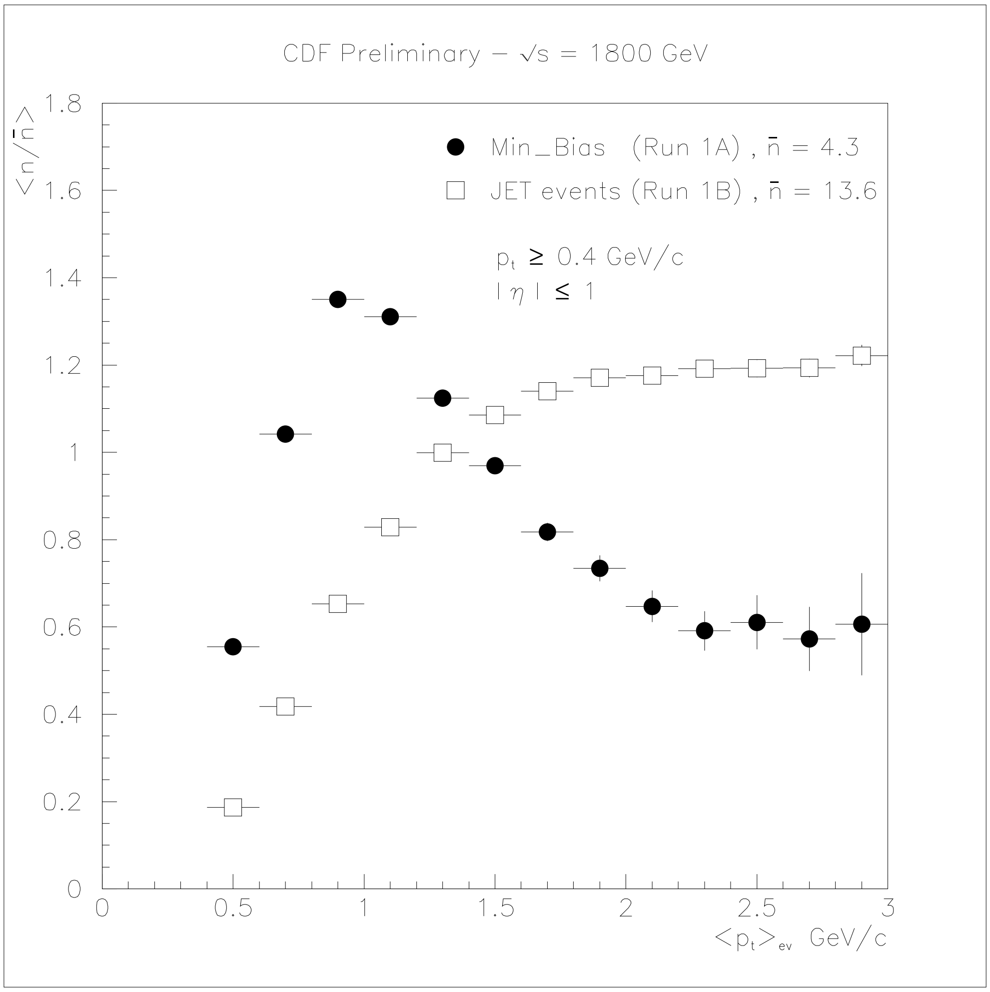

Figura 4.5: Confronto tra eventi JET e MIN_BIAS della molteplicità normalizzata media in funzione dell'impulso trasverso medio per evento.

Questi eventi coprono la regione medio alta di $<p_t>_{ev} - n/\bar{n}$ (fig. 4.4), in modo quasi complementare ai dati di min_bias. I profili della fig. 4.4 sono sovrapposti in fig. 4.5, in cui quello di min_bias di fig. 4.3 è riportato a confronto. È importante sottolineare come la prima parte della curva degli eventi ad alta E_t, cioè l'andamento lentamente crescente nella zona dei bassi $<p_t>_{ev}$, non stia ad indicare una caratteristica fisica intrinseca delle interazioni più "dure".

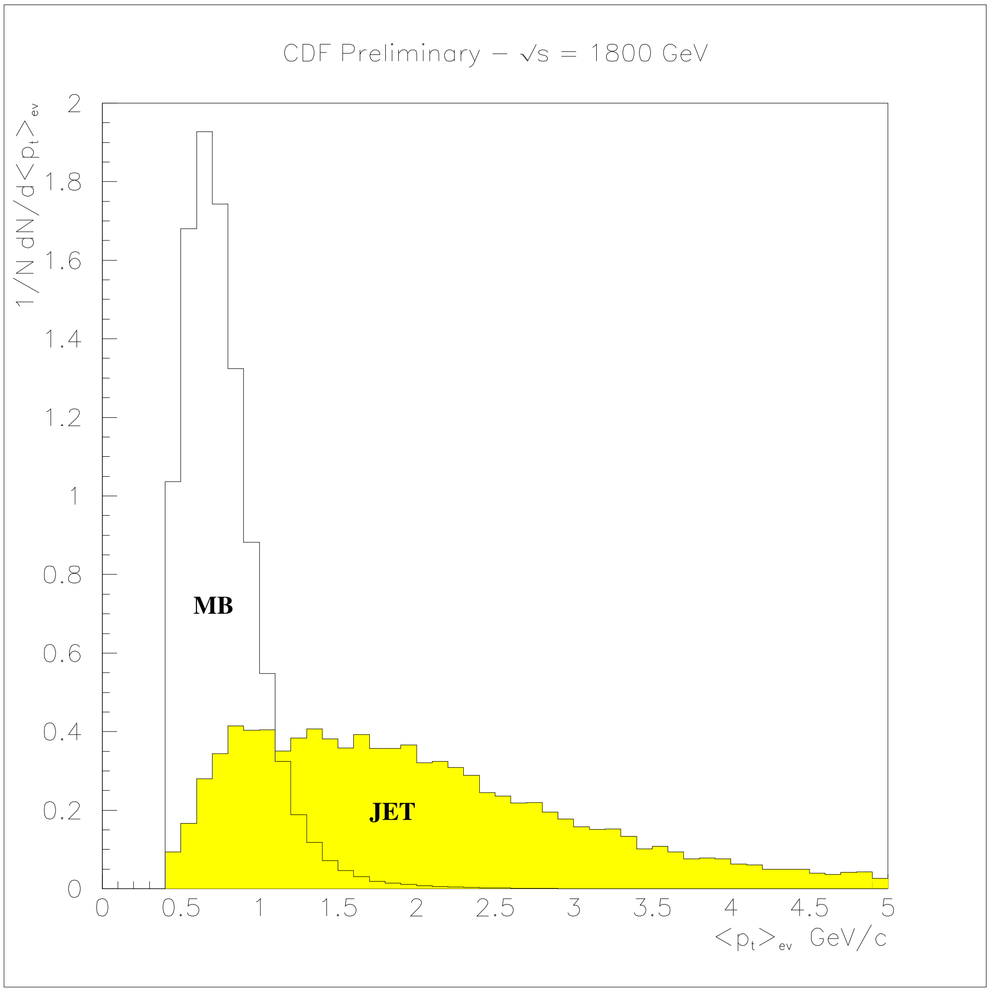

Figura 4.6: Distribuzione dell'impulso trasverso medio dell'evento per gli eventi MIN_BIAS e JET.

Si ha a che fare in questa regione con eventi che presentano attività di jet per valori grandi di η ([4]), dei quali nella CTC non entrano che poche tracce a basso p_t. Detti eventi, il cui $<p_t>_{ev}$ è calcolato da queste tracce, ammontano al 23% rispetto al totale e vanno a popolare la zona a bassa statistica nella distribuzione di $<p_t>_{ev}$ in fig. 4.6 (JET); essi sono responsabili della salita iniziale della curva degli eventi JET.

Alla luce delle considerazioni fatte, si può concludere, per ciò che riguarda l'analisi di molteplicità degli eventi JET, che la molteplicità normalizzata non subisce all'aumentare del $<p_t>_{ev}$ sensibili variazioni, rimanendo praticamente piatta.

4.1.2 Confronto con i Dati a 630 GeV

La fig. 4.7 contiene il profile della molteplicità media carica versus $<p_t>_{ev}$ a 630 GeV, al quale è stato sovrapposto il plot a 1800 GeV descritto in precedenza (fig. 4.3). Avendo utilizzato la scala normalizzata per la molteplicità, si osserva che le due curve a diversa energia appaiono sostanzialmente identiche nella forma e nel valore di picco (effetto dovuto all'approssimato KNO scaling). Il particolare più interessante, che non sembra invece imputabile a nessuna regolarità nota, è la posizione del picco che, essendo questo situato per entrambe le energie a $\sim 1\ GeV/c$ lungo la scala orizzontale, risulta pressoché la stessa.

4.1.3 Effetto "Spazio delle Fasi"

I risultati mostrati nelle figg. 4.1-4.7 sono stati ottenuti usando tracce di CTC, quindi appartenenti alla limitata regione di spa-

[4]Questi eventi possono essere anche in qualche modo corrotti dall'inefficienza di soglia del trigger e contenere una piccola contaminazione residua di raggi cosmici.

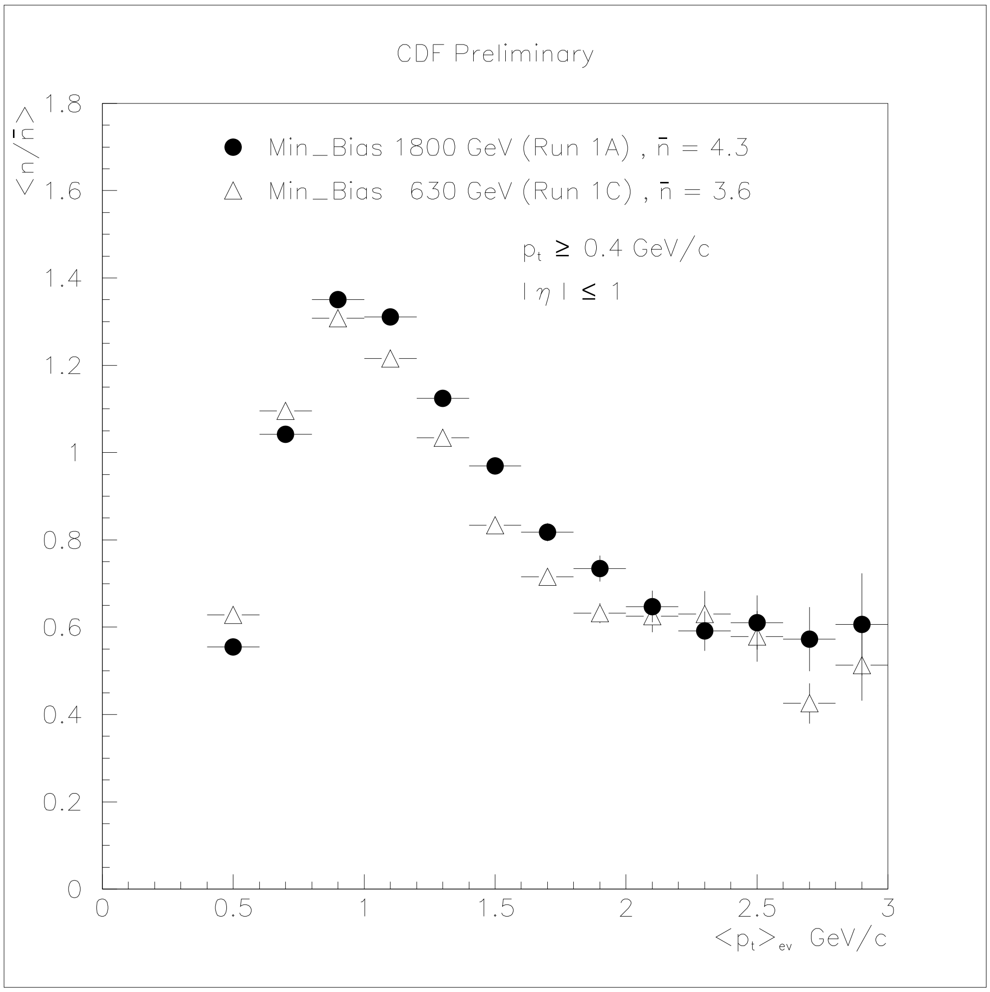

Figura 4.7: Confronto MIN_BIAS a due diverse energie della molteplicità normalizzata media in funzione dell'impulso trasverso medio per evento.

zio delle fasi nella quale opera la camera a deriva di CDF, cioè, come già più volte indicato, $p_t \geq 0.4\ GeV/c$ e $|\eta| \leq 1$. A causa di ciò le misure di $< p_t >_{ev}$ e $< n/\bar{n} >$ danno valori limitati a questa regione di spazio delle fasi. Per stimare e valutare gli effetti tramite i quali il suddetto limitato spazio delle fasi potrebbe influire sull'analisi, introducendo ad esempio distorsioni rilevanti nella forma delle curve di cui si è discusso in precedenza, è stata effettuata una sorta di verifica, utilizzando dati dai run del 1988-'89. All'epoca all'interno della CTC era montato il sistema VTPC (§2.2.3), in grado di misurare la molteplicità, ma non il p_t delle tracce, in un intervallo di η compreso tra -2.5 e $+2.5$, fornendone quindi una misura in una regione più estesa rispetto a quella di CTC. Non disponendo dei valori dei p_t delle tracce, si è costruita una variabile simile, dal punto di vista dinamico, al $< p_t >_{ev}$. Infatti, utilizzando l'energia trasversa totale rilasciata nel calorimetro (Centrale e Plug) dal singolo evento, è stata valutata l'energia trasversa media per interazione, $< E_t >_{ev}$, dividendo l'E_t^{TOT} per la molteplicità di VTPC, n_{VTPC}. La fig. 4.8 mostra l'andamento della molteplicità di VTPC normalizzata, in funzione della nuova variabile, cui è stato sovrapposto, a confronto, il plot di fig. 4.3. Si osserva che, nonostante i dati di VTPC appaiano traslati rispetto alla scala orizzontale, la forma riproduce in modo confortante quella dei dati di CTC. A riprova di quest'ultima affermazione, l'energia media per evento, così come misurata dai calorimetri e dalla VTPC, è stata plottata in funzione dell'impulso trasveso medio per evento, misurato invece dalla CTC (fig. 4.9). Le due variabili appaiono linearmente correlate nella regione tra 0.7 e 2.0 GeV/c della scala orizzontale.

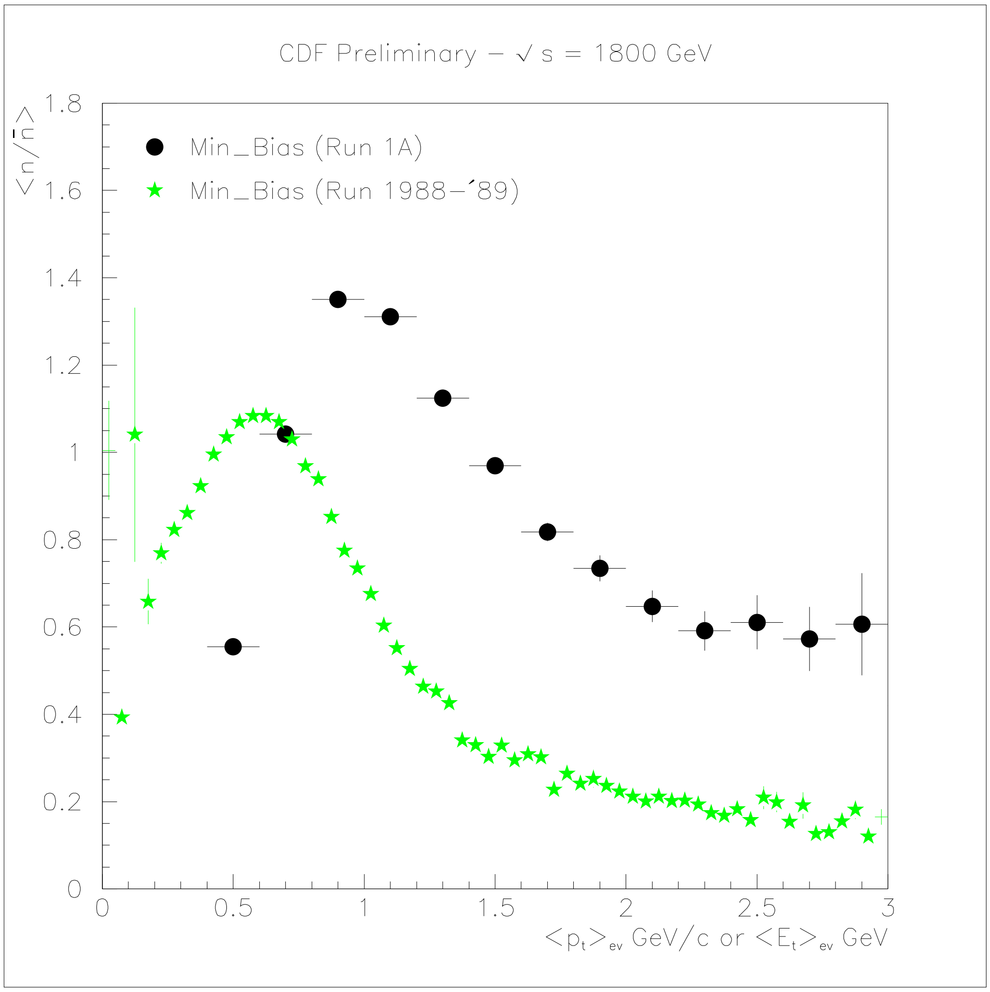

Figura 4.8: Confronto, in regioni diverse di spazio delle fasi, per gli eventi MIN_BIAS a $\sqrt{s} = 1800\ GeV$, della molteplicità normalizzata media in funzione dell'impulso trasverso medio per evento.

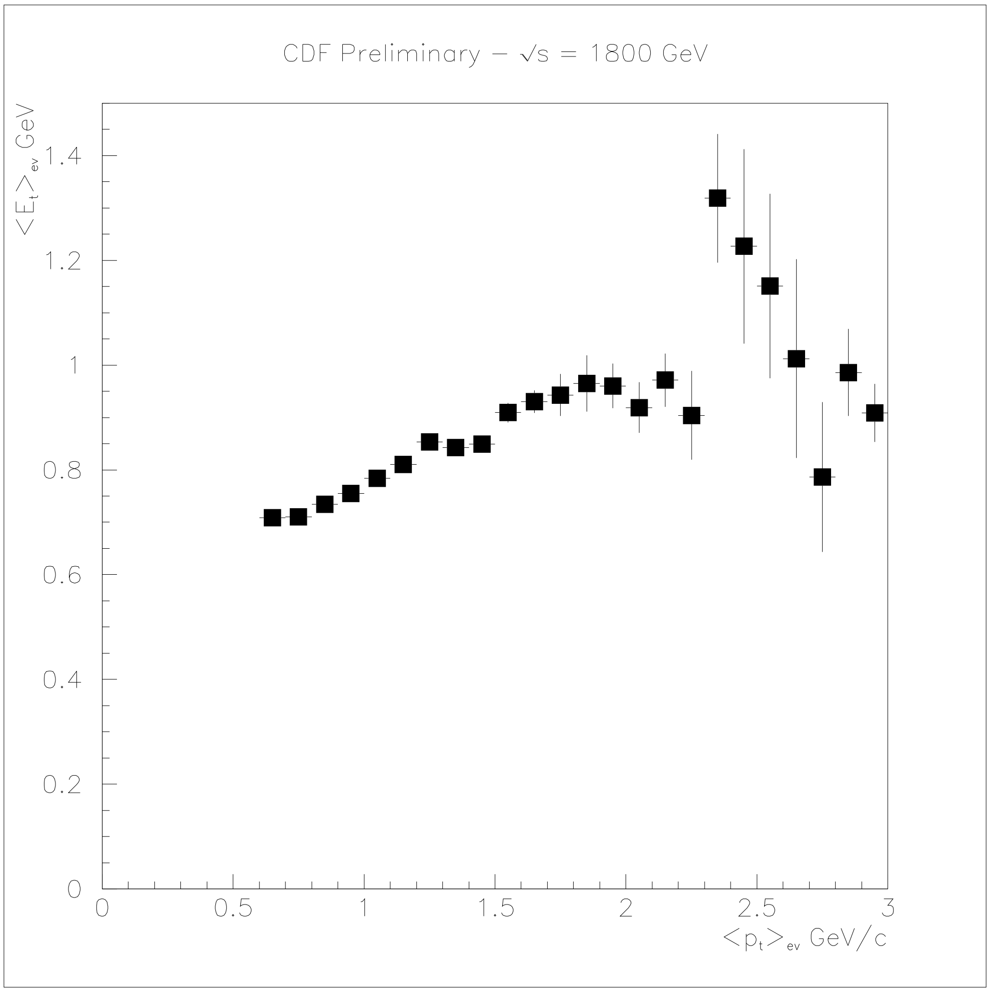

Figura 4.9: Relazione tra l'energia trasversa (calcolata usando la VTPC e il calorimetro) e l'impulso (calcolato tramite la CTC) medi per evento, per gli eventi MIN_BIAS a $\sqrt{s}=1800\ GeV$.

4.1.4 Confronto con il Monte Carlo

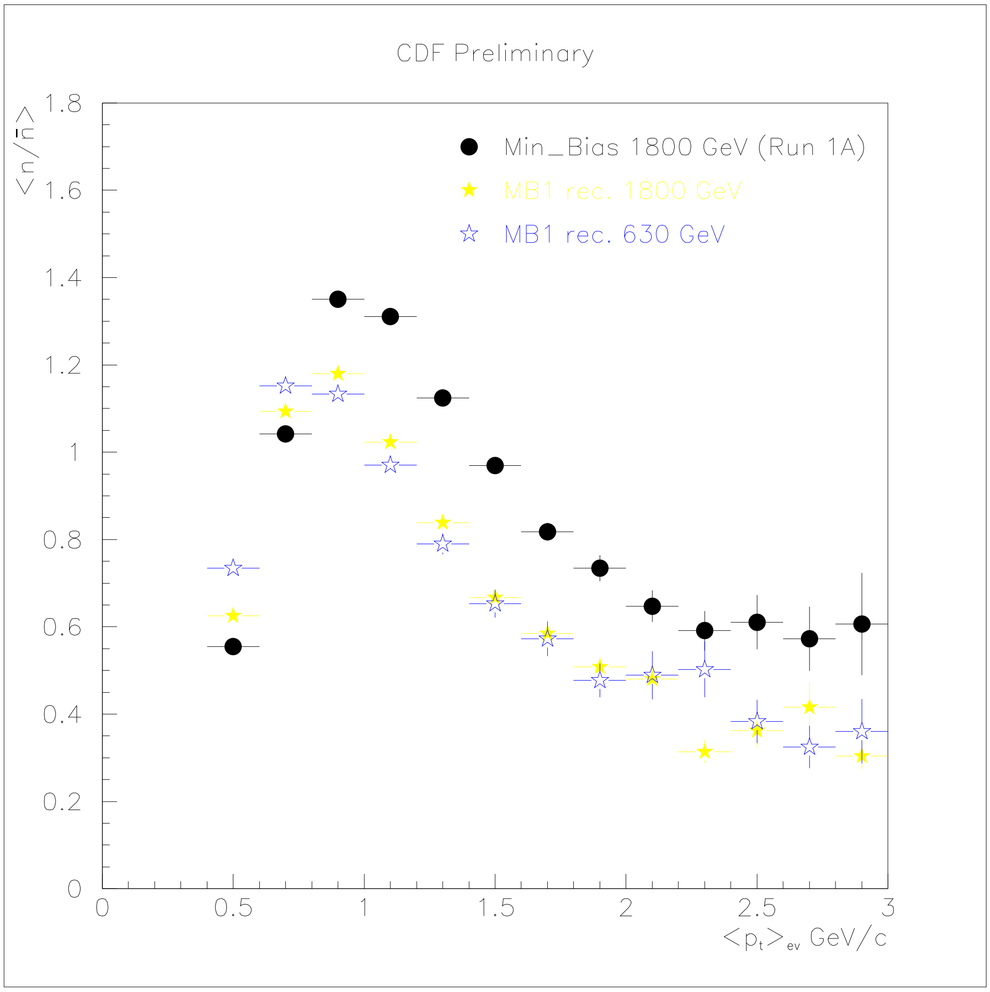

Figura 4.10: Confronto Dati-Monte Carlo per l'analisi della molteplicità normalizzata media in funzione dell'impulso trasverso medio per evento.

In fig. 4.10, insieme al profile di riferimento di fig. 4.3, sono mostrati i dati ricostruiti del Monte Carlo MB1 (§3.6), alle due energie esaminate anche per i dati sperimentali (stelle gialle per MB1 a 1800 GeV e stelle blu per MB1 a 630 GeV). Si nota che il Monte Carlo riproduce globalmente, per entrambe le energie, l'andamento dei dati sperimentali, ma non il valore della molteplicità carica normalizzata media; cosa anche più importante, non ne riproduce l'invarianza della posizione del picco (fig. 4.7).

4.2 Produzione di Particelle Strane

Verrà presa in considerazione, in questa sezione, la produzione di V° in funzione di $<p_t>_{ev}$.

Le cosiddette V° sono particelle neutre che risultano invisibili nei rivelatori di particelle cariche, come la CTC (§2.2.3); si ha un segno della loro presenza soltanto nel momento in cui decadono, quando cioè compaiono due (o più) tracce cariche congiunte in un unico vertice, a formare una sorta di "V". A causa della distanza dal punto d'interazione, si identificano solo le V° caratterizzate dalla presenza del quark 's' ('*strano*') fra i loro quark di valenza, visto che le particelle che contengono 'b' ('*bello*') e 'c' ('*carino*') hanno vita media molto più breve.

L'analisi è stata condotta considerando due tipi di particelle strane che rispondono ai requisiti di V°: k_s° e Λ°. Una loro caratteristica comune è quella di decadere prima di entrare nella CTC, cosicché possono essere identificate cercando coppie di tracce di segno opposto, convergenti ad un vertice secondario. L'operazione di ricostruzione è interamente svolta offline, mediante l'utilizzo di una routine standard di CDF [24].

Il punto fondamentale nello studio condotto è il riempimento di un istogramma bidimensionale (scatter o profile) in cui, al solito, lungo l'asse orizzontale viene plottato il $< p_t >_{ev}$, mentre sull'asse verticale è rappresentato il numero di k_s° e Λ° dell'evento, normalizzato al numero totale medio di V° del campione considerato. Tale numero medio è ricavato dalla distribuzione delle V°, considerando anche gli eventi per i quali il loro numero è zero. La normalizzazione ha la doppia funzione di rendere possibile il confronto a diverse energie (1800 e 630) e fra dati di tipo diverso (min_bias e JET), oltre a permettere la minimizzazione dei possibili difetti o carenze nella ricostruzione delle V°, dal momento che nel rapporto i fattori di inefficienza si elidono. In seguito verranno mostrati solo i profile ottenuti dall'analisi, in quanto di più immediata comprensione rispetto agli scatter plot. È bene qui ricordare che la quantità nelle ordinate dei profile risulta mediata, per cui negli istogrammi riportati si considera in realtà il numero di k_s° e Λ° normalizato <u>medio</u> in funzione di $<p_t>_{ev}$.

4.2.1 Confronto Min_Bias a 1800 e 630 GeV

La fig. 4.11 mostra l'andamento della produzione di V° in funzione di $<p_t>_{ev}$, alle due diverse energie disponibili per il min_bias. Per entrambe il numero medio di k_s° e Λ° evidenzia un incremento rapido per valori piccoli di p_t medio per evento, raggiunge un massimo attorno ad 1 GeV/c, per poi diminuire fino a 1.5 GeV/c. Per valori più alti di $<p_t>_{ev}$ la curva sembra appiattirsi. C'è una chiara analogia con la molteplicità carica normalizzata media, a parte piccole differenze nella coda. Essa, infatti, sembra cominciare per valori più bassi di $<p_t>_{ev}$ ed è posizionata ad un più alto livello, rispetto al valore massimo. In realtà, i grandi errori dovuti alla scarsa popolazione statistica in questa regione, non permettono di individuare un comportamento ben definito.

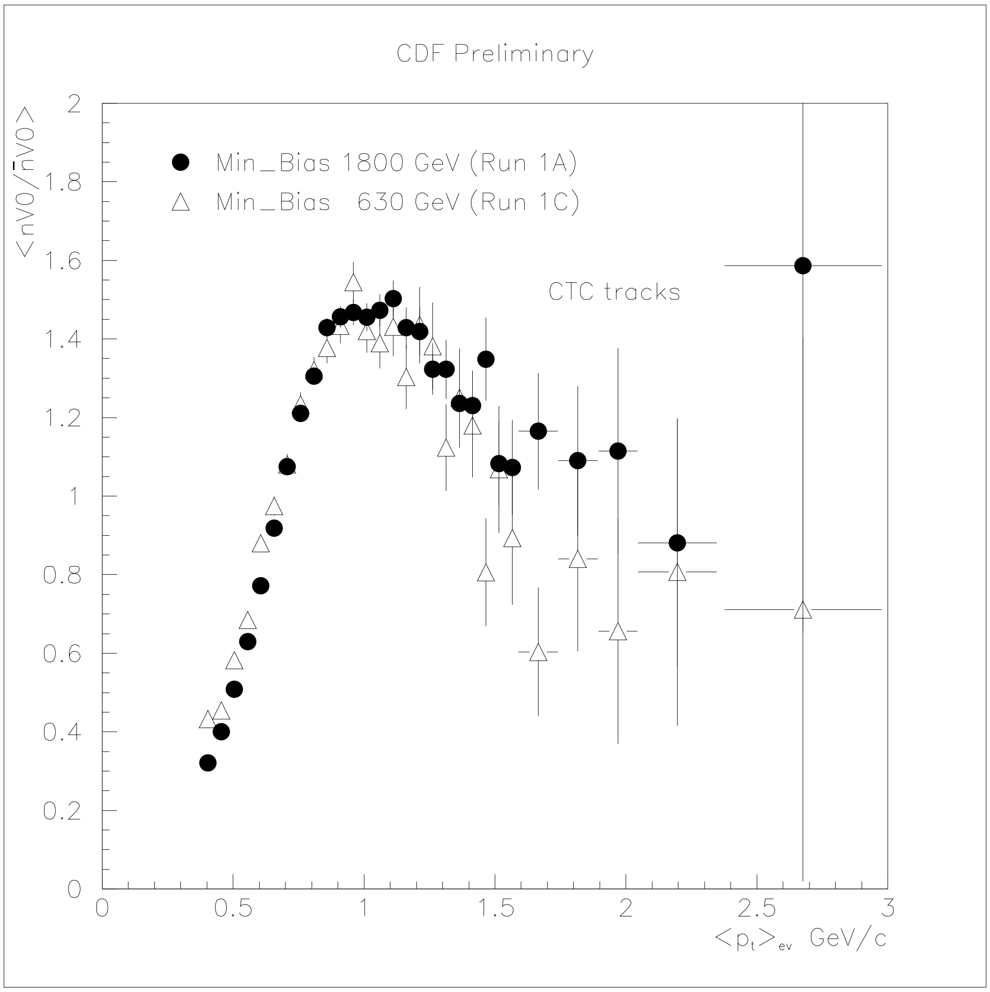

Figura 4.11: Confronto della produzione di V° alle due energie disponibili per il MIN_BIAS.

4.2.2 Confronto Min_Bias-Eventi JET

In fig. 4.12 sono confrontati, ancora una volta, i dati di min_bias con quelli, sempre a 1800 GeV, contenenti eventi ad alta E_t. Come per l'analisi di molteplicità carica, il numero medio di V°

negli eventi JET mostra un andamento piatto ad alti $< p_t >_{ev}$, ad un livello corrispondente, entro i grandi errori statistici in quella regione, alla coda del min_bias.

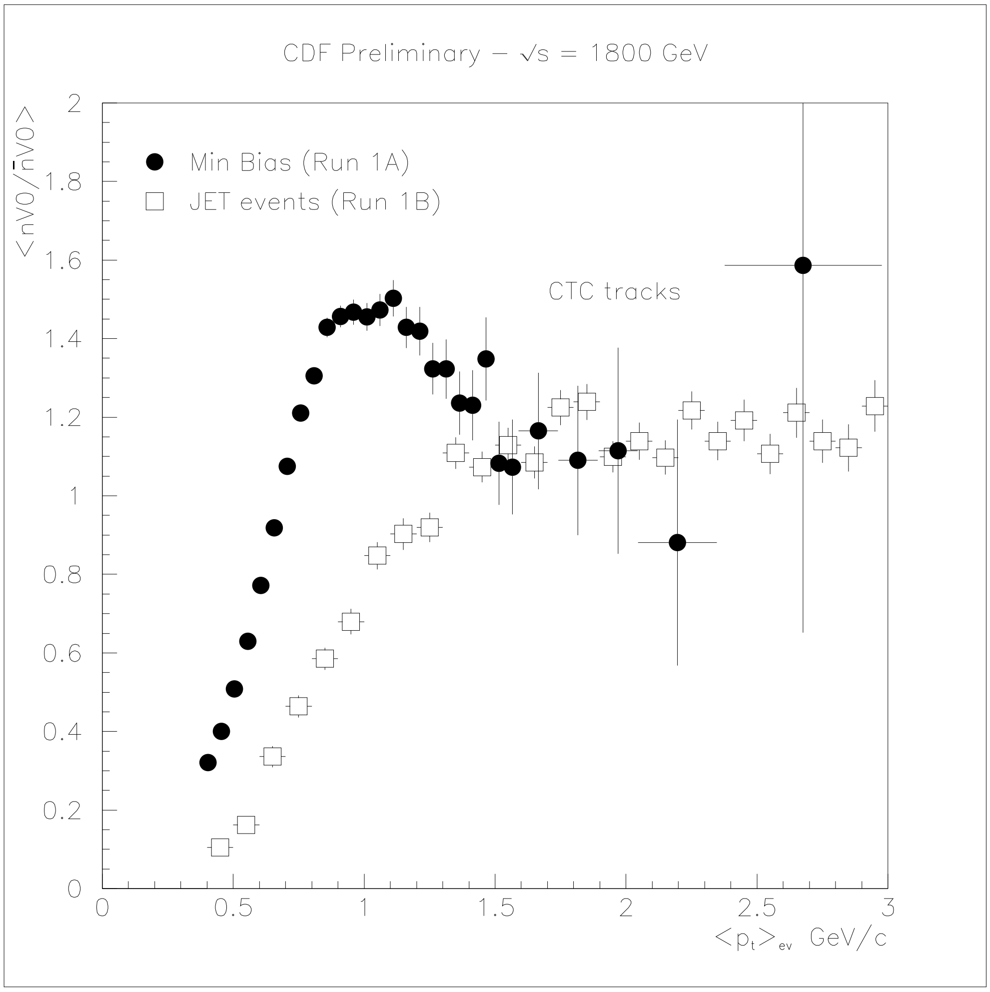

Figura 4.12: Confronto della produzione di k_s° e Λ° tra eventi JET e MIN_BIAS.

4.2.3 Confronto con il Monte Carlo

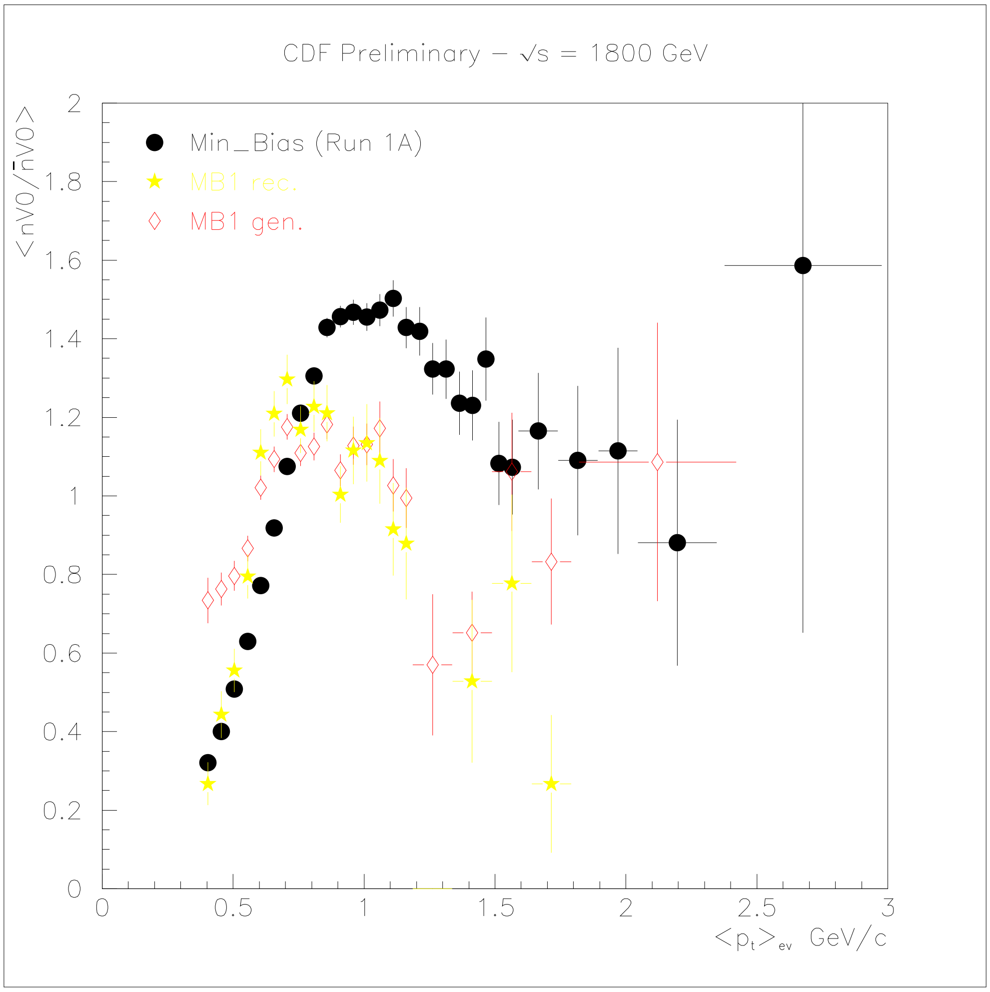

Figura 4.13: Confronto Dati-Monte Carlo della produzione di particelle strane.

Il confronto a 1800 GeV fra i dati e un Monte Carlo fenomenologico quale MB1, è mostrato in fig. 4.13.

Solo circa 10000 eventi dell'intero campione di MB1 hanno le V° ricostruite; nonostante la limitata statistica, tuttavia, i dati

Monte Carlo riproducono approssimativamente la forma della curva dei dati sperimentali, anche se non si riscontra comunque un accordo quantitativo con questi punti.

4.3 Correlazioni in Pseudorapidità tra Due Particelle Cariche

Questo tipo di correlazione a due corpi misura la tendenza delle coppie di particelle cariche, prodotte nelle stato finale multicorpi, ad essere emesse "vicine" in pseudorapidità, cioè con valori simili, all'interno di un intervallo di una o due unità.

La funzione di correlazione è definita come:

$$C_2(\eta_1, \eta_2) = \rho''(\eta_1, \eta_2) - \rho'(\eta_1)\rho'(\eta_2) \tag{4.2}$$

dove

$$\rho'(\eta) = \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\eta} = \frac{1}{N}\frac{\Delta n}{\Delta \eta} \tag{4.3}$$

$$\rho''(\eta_1, \eta_2) = \frac{1}{\sigma}\frac{d^2\sigma}{d\eta_1 d\eta_2} = \frac{1}{N}\frac{\Delta n_{12}}{\Delta \eta_1 \Delta \eta_2} \tag{4.4}$$

sono, rispettivamente, le densità di probabilità singola e doppia, Δn è il numero di tracce in $\Delta\eta$, Δn_{12} è il numero di coppie in $\Delta\eta_1 \times \Delta\eta_2$ e N rapppresenta in numero totale di eventi analizzati. La funzione (4.2) differisce da zero se la probabilità della produzione associata di una coppia di particelle è diversa da quella della produzione indipendente di due particelle con gli stessi valori di pseudorapidità.

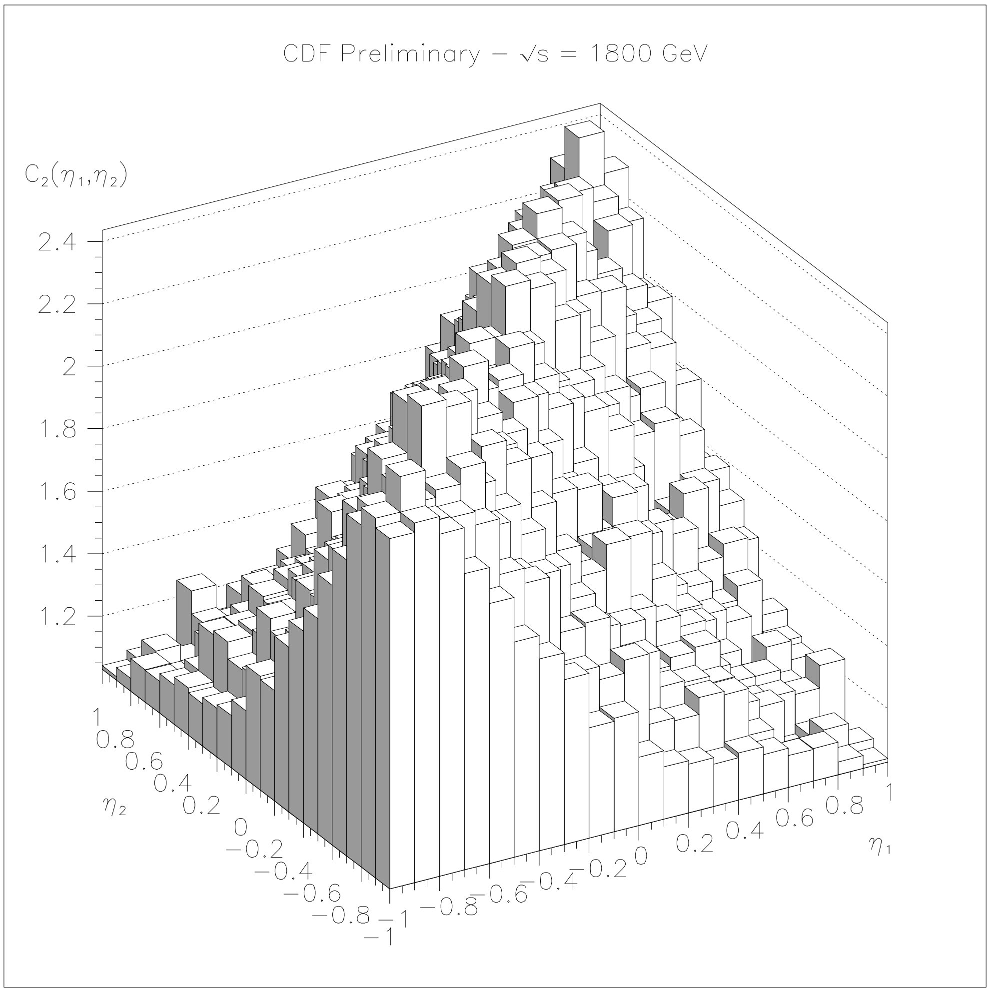

Figura 4.14: Intensità delle correlazioni a due corpi a corto raggio in pseudorapidità per gli eventi MIN_BIAS.

Per misurare la forza della correlazione, il comportamento di $C_2(\eta_1, \eta_2)$ viene esaminato a valori fissati di η_2, come funzione della sola η_1. In questo modo l'effetto di correlazione appare come picco della funzione in corrispondenza di $\eta_1 \sim \eta_2$ (figg. 4.14 e 4.15). L'altezza del picco risulta quasi indipendente dal valore di η_2, almeno finché questa spazia in un intervallo limitato.

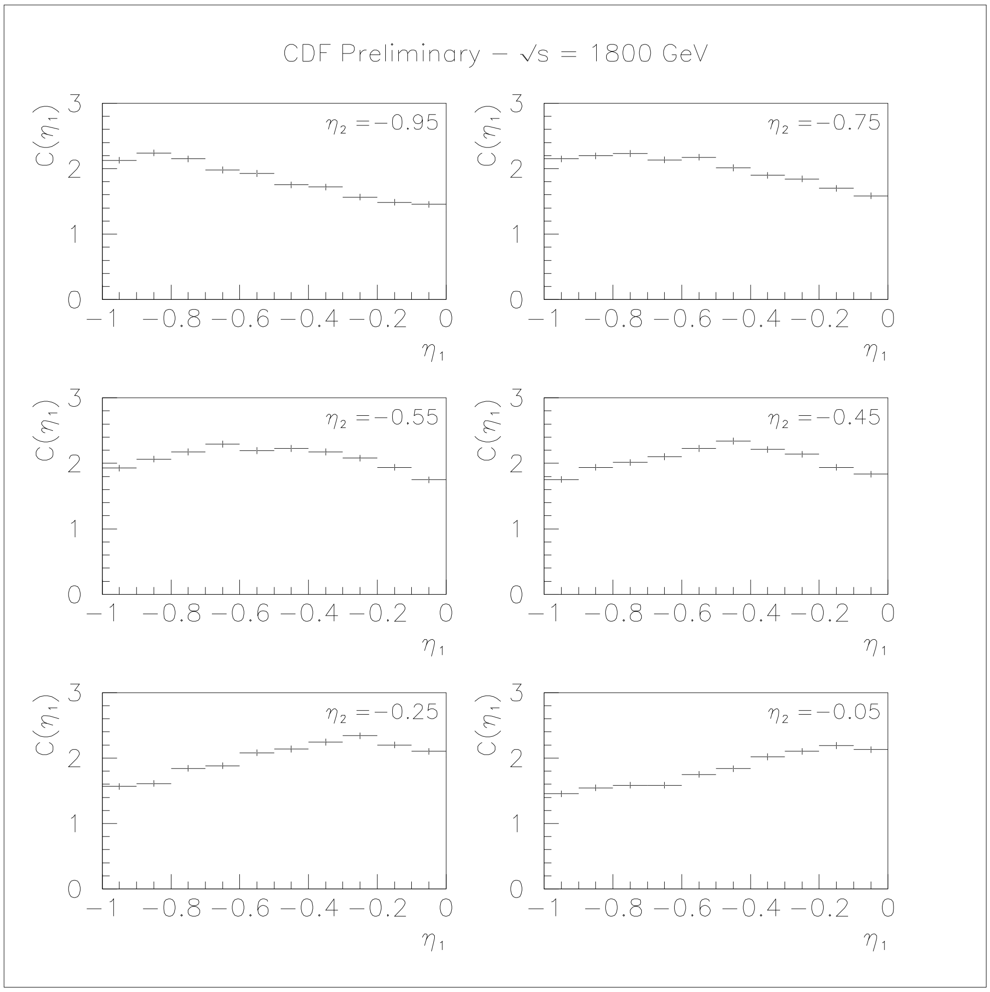

Figura 4.15: Intensità delle correlazioni in pseudorapidità in funzione della pseudorapidità di una traccia per alcuni valori fissati dell'altra.

La forza della correlazione può essere quindi misurata mediando i valori massimi assunti dalla $C(\eta_1, \eta_2)$, quando $\eta_1 = \eta_2$, per alcuni valori di η_2. Questa quantità è stata misurata usando, come in precedenza e come del resto in tutta l'analisi, tracce di CTC in $|\eta| \leq 1$.

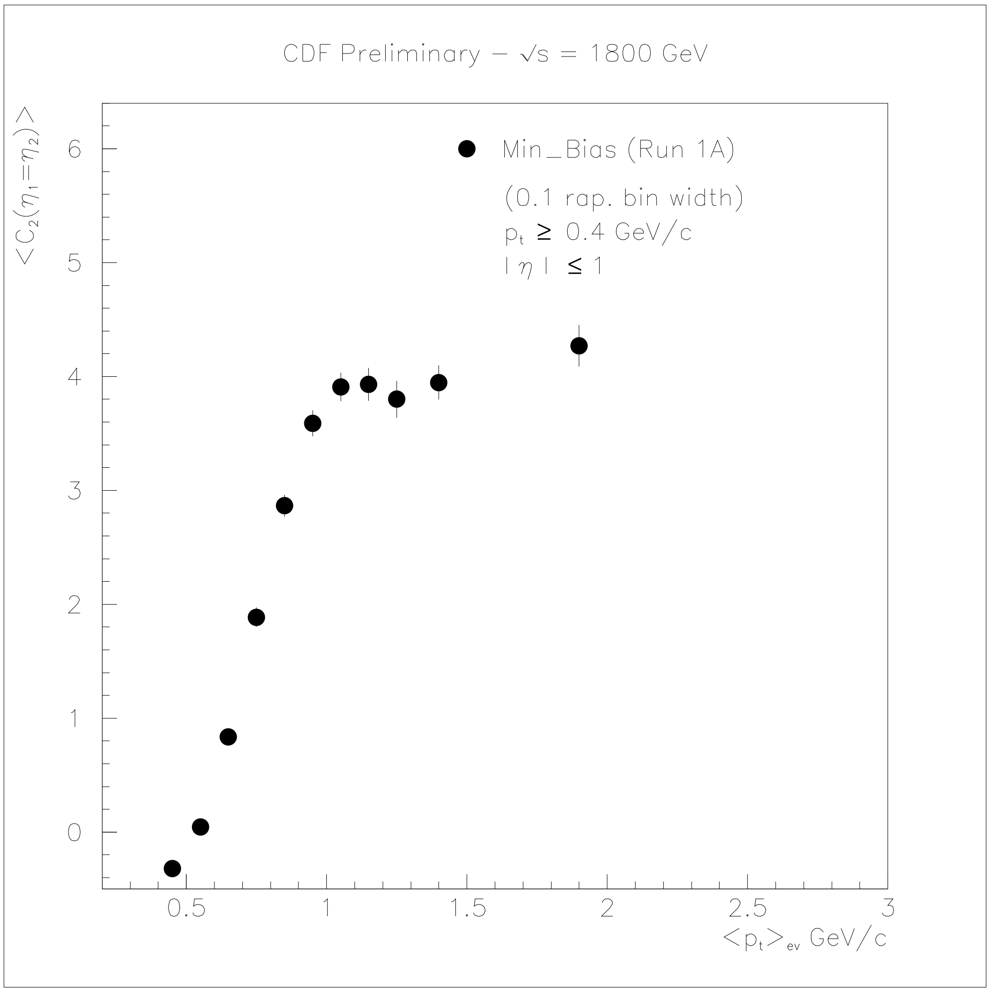

Figura 4.16: Intensità media delle correlazioni in pseudorapidità in funzione dell'impulso trasverso medio per evento.

Al fine di studiare il comportamento delle correlazioni *shortrange* in funzione di $<p_t>_{ev}$, è stato utilizzato il procedimento di cui sopra per ottenere la misura della loro intensità, dopo aver però preventivamente suddiviso gli eventi analizzati in intervalli di $< p_t >_{ev}$ di 0.1 GeV/c ([5]). Il risultato dell'analisi

[5]Questo è vero per la regione dei bassi $< p_t >_{ev}$, dove il min_bias vede concentrata

degli eventi min_bias a $\sqrt{s} = 1800\ GeV$ è visibile in fig. 4.16. La correlazione, o meglio l'intensità media della correlazione, plottata lungo l'asse delle ordinate, evidenzia una salita quasi verticale fino a $<p_t>_{ev} \simeq 1\ GeV/c$, quindi un brusco cambio di pendenza che porta, mantenendosi la correlazione approssimativamente costante per valori più elevati di $<p_t>_{ev}$, ad una sorta di pianerottolo.

4.3.1 Confronto con gli Eventi JET

Il confronto tra min_bias ed eventi JET è visibile nella fig. 4.17, in cui al solito le curve sono state sovrapposte. I dati registrati con i trigger "JET_20" e "JET_50" mostrano un incremento costante con il $<p_t>_{ev}$, raggiungendo valori di intensità molto maggiori rispetto a quelli del min_bias. Questa caratteristica degli eventi ad alta E_t può essere in qualche modo spiegata dalla presenza dei jet, all'interno dei quali le particelle, trovandosi in un cono di limitata apertura angolare, risultano fortemente correlate in pseudorapidità. L'effetto aumenta notevolmente con l' impulso in quanto, a causa del fattore relativistico γ ([6]), l'apertura angolare del cono si restringe notevolmente.

---

la maggior parte della sezione d'urto. Nella regione dei $<p_t>_{ev}$ più alti, per avere una statistica ragionevole, si è reso necessario allargare gli intervalli.

[6] $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$.

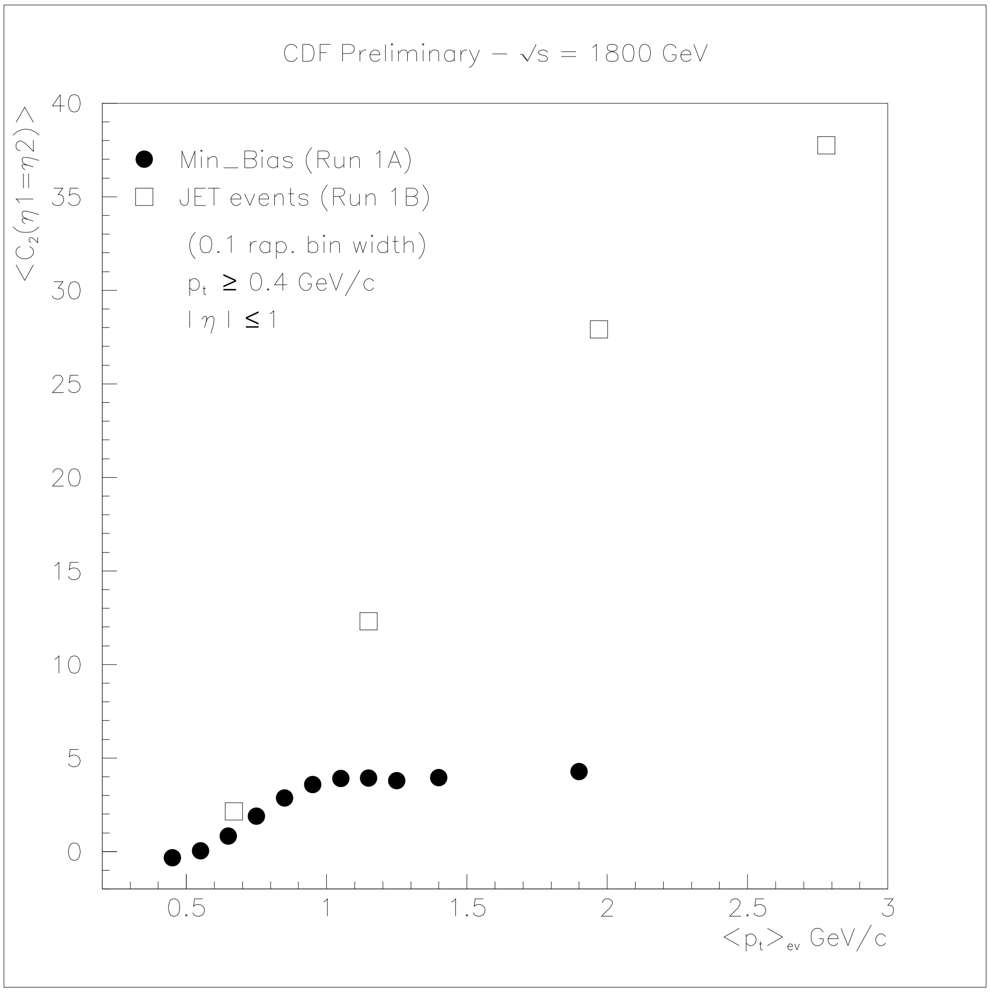

Figura 4.17: Confronto dell'intensità media delle correlazioni in pseudorapidità tra eventi JET e MIN_BIAS.

4.3.2 Confronto con i Dati a 630 GeV

La fig. 4.18 mostra l'intensità media della funzione $C_2(\eta_1, \eta_2)$ in funzione del p_t medio per evento, alle due energie a disposizione per il min_bias. Si noti come i dati a 630 GeV evidenzino un comportamento del tutto simile a quello dei dati ad energia più alta.

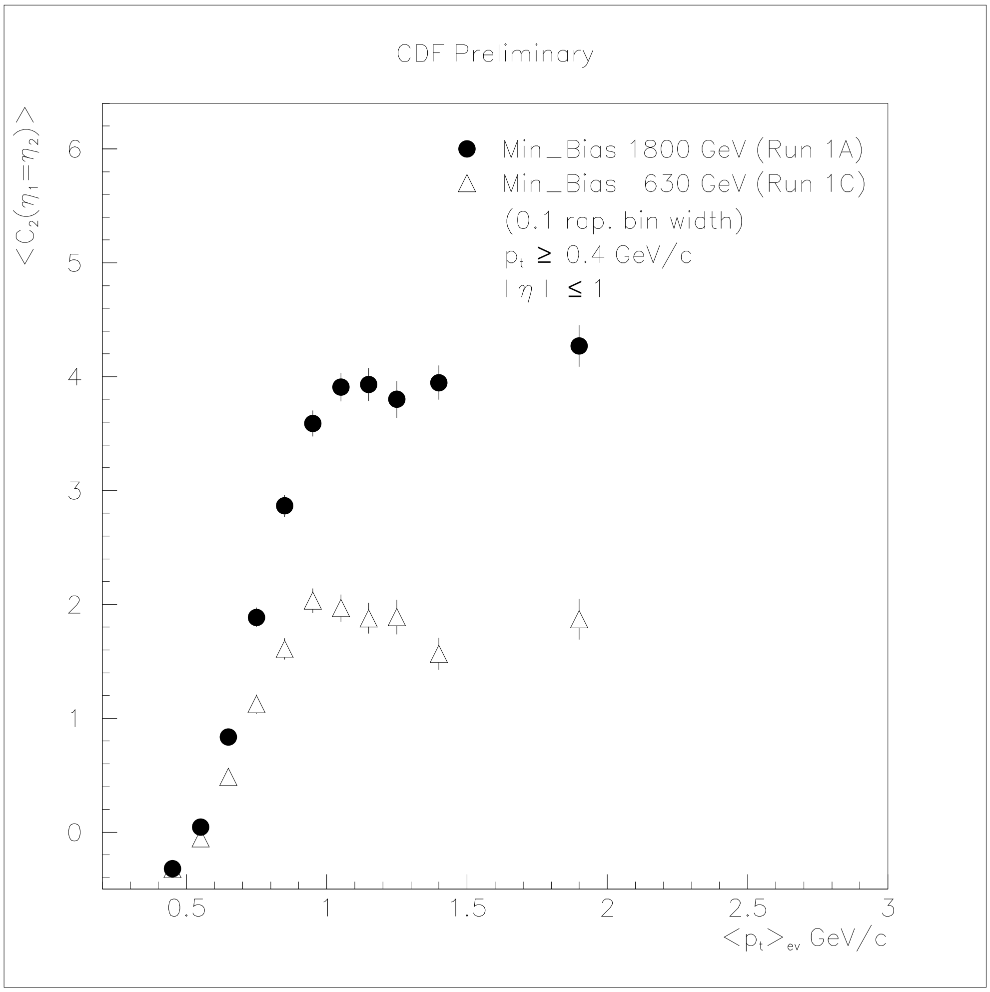

Figura 4.18: Confronto MIN_BIAS a due diverse energie delle correlazioni in pseudorapidità in funzione dell'impulso trasverso medio per evento.

In particolare, il cambio netto di pendenza della curva avviene in corrispondenza dello stesso valore ($\simeq 1\ GeV/c$) di $<p_t>_{ev}$, nonostante l'intensità della correlazione raggiunga un plateau più basso. Quest'ultimo effetto, conseguenza diretta della diversa energia nel cms, è già emerso in precedenti studi di correlazioni in rapidità e pseudorapidità [21].

4.3.3 Il Problema della Normalizzazione

Data la definizione (4.2), la funzione di correlazione ha come naturale normalizzazione l'espressione

$$\int\int \Delta\eta_1 \Delta\eta_2 C_2(\eta_1, \eta_2) = < n(n-1) > - < n >^2 . \tag{4.5}$$

Infatti, usando le definizioni (4.3) e (4.4), segue immediatamente

$$\int \rho'(\eta)\Delta\eta = \frac{n}{N} = < n > \tag{4.6}$$

$$\begin{aligned} \int\int \rho''(\eta_1, \eta_2)\Delta\eta_1\Delta\eta_2 &= \\ = \frac{n_{12}}{N} = \frac{n(n-1)}{N} &= < n(n-1) > , \end{aligned} \tag{4.7}$$

per cui la molteplicità compare effettivamente nella costante di normalizzazione come nella (4.5). Appare pertanto chiaro che sia ρ' che ρ'', quindi di conseguenza anche $C_2(\eta_1, \eta_2)$, contengono una dipendenza implicita dalla molteplicità che, per ottenere un'analisi più nitida, sarebbe in qualche modo utile isolare, per poi sopprimere.

In origine il problema della normalizzazione era sorto studiando la funzione di correlazione *ridotta* $R_2(\eta_1, \eta_2)$ ([7]), definita come

[7] Per i dettagli dell'analisi, del tutto analoga, delle correlazioni in pseudorapidità con la funzione $R_2(\eta_1, \eta_2)$, si veda la referenza [23].

$$R_2(\eta_1,\eta_2) = \frac{C_2(\eta_1,\eta_2)}{\rho'(\eta_1)\rho'(\eta_2)} = \frac{\rho''(\eta_1,\eta_2)}{\rho'(\eta_1)\rho'(\eta_2)} - 1 \ , \tag{4.8}$$

la cui normalizzazione può essere valutata nel modo seguente:

$$\begin{aligned} &\int\int R_2(\eta_1,\eta_2)\Delta\eta_1\Delta\eta_2 = \\ &\quad = \int\int \frac{\rho''(\eta_1,\eta_2)}{\rho'(\eta_1)\rho'(\eta_2)}\Delta\eta_1\Delta\eta_2 - \int\int \Delta\eta_1\Delta\eta_2 \ ; \end{aligned} \tag{4.9}$$

nell'intervallo di η considerato ($|\eta| \leq 1$) si ha, per ciò che riguarda il secondo integrale a destra dell'uguale,

$$\int_{-1}^{+1}\int_{-1}^{+1} \Delta\eta_1\Delta\eta_2 = 4 \ , \tag{4.10}$$

mentre per il primo, sostituendo a ρ' la sua rappresentazione analitica di distribuzione uniforme $<n>/2$ e a ρ'', considerata approssimativamente come una densità uniforme per $\eta_1 = \eta_2$ e nulla per tutti gli altri valori, l'espressione $<n(n-1)>/4$, si ottiene

$$\begin{aligned} &\int_{-1}^{+1}\int_{-1}^{+1} \frac{\rho''(\eta_1,\eta_2)}{\rho'(\eta_1)\rho'(\eta_2)}\Delta\eta_1\Delta\eta_2 = \\ &\quad = \int_{-1}^{+1}\int_{-1}^{+1} \frac{\frac{<n(n-1)>}{4}}{\frac{<n>}{2}\frac{<n>}{2}}\Delta\eta_1\Delta\eta_2 = \\ &\quad = \frac{<n(n-1)>}{<n>^2}\int_{-1}^{+1} \Delta\eta_1\Delta\eta_2 = \\ &\quad = 4\ \frac{<n(n-1)>}{<n>^2} \ , \end{aligned} \tag{4.11}$$

per cui alla fine risulta

$$\int_{-1}^{+1}\int_{-1}^{+1} R_2(\eta_1,\eta_2)\Delta\eta_1\Delta\eta_2 = 4\left(\frac{<n(n-1)>}{<n>^2}-1\right) \ . \qquad (4.12)$$

Una volta determinato il coefficiente di normalizzazione, verificato mediante il calcolo numerico dell'integrale (4.12), si è diviso il valore dell'intensità della correlazione di ogni intervallo di $< p_t >_{ev}$ per la corrispondente costante di normalizzazione. L'operazione descritta è stata effettuata prima e dopo aver mediato i valori massimi della correlazione in ciascuna regione di p_t medio per evento, trovando risultati compatibili entro gli errori. Si era pensato che la normalizzazione potesse in qualche modo eliminare parte o tutta la dipendenza della correlazione dalla molteplicità. I risultati dell'analisi con normalizzazione appaiono però quantomeno strani, perlomeno se confrontati con quelli che ne sono privi: dall'andamento continuo di questi ultimi, si passa ad una curva che sembra contenere una singolarità nell'intorno di $< p_t >_{ev} = 0.6\ GeV/c$. In qualche modo l'irregolarità deve essere introdotta dal fattore di normalizzazione. Per verificarlo è stato prodotto un profile come quello descritto per questa analisi di correlazioni, plottando però, per ogni suddivisione della variabile di riferimento, il solo fattore di normalizzazione. Questo plot (fig. 4.19), del tutto simile nell'andamento a quello ottenuto per l'analisi normalizzata delle correlazioni di tipo $R_2(\eta_1,\eta_2)$, rende conto del fatto che, essendo per qualche motivo, per alcuni valori di $< p_t >_{ev}$, $< n(n-1) > / < n >^2$ vicino a 1, venga introdotta una discontinuità analitica, la quale influisce pesantemente sull'andamento dall'analisi, falsandone e occultandone i contenuti più interessanti.

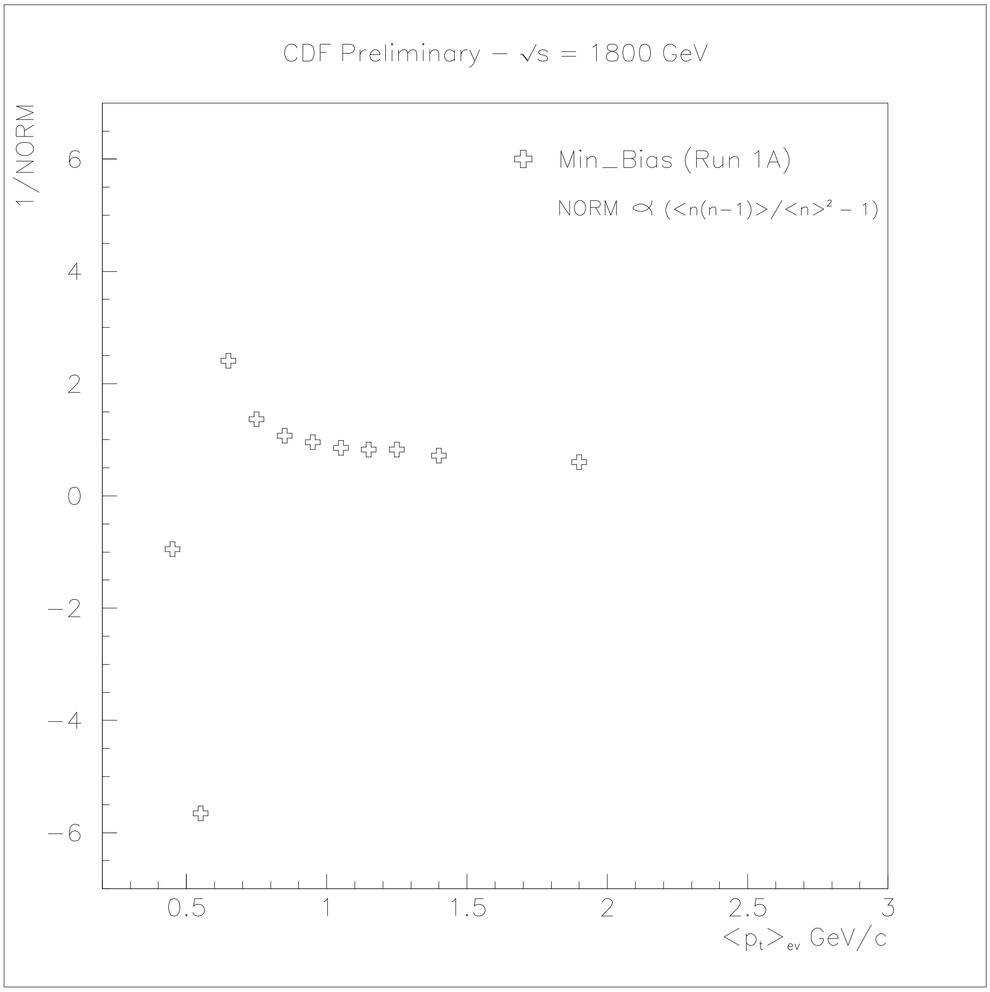

Figura 4.19: Fattore di normalizzazione delle correlazioni in pseudorapidità in funzione dell'impulso trasverso medio per evento.

Un discorso analogo si può ripetere per la funzione $C_2(\eta_1, \eta_2)$, la cui normalizzazione risulta critica allo stesso modo in corrispondenza di $< n(n-1) >=< n >^2$.

La via percorsa, verso un'auspicabile normalizzazione delle funzioni di correlazione, è stata quindi abbandonata e i risultati mostrati mantengono una dipendenza implicita dalla molteplicità.

Conclusioni

L'analisi della molteplicità carica normalizzata media e del numero di V° normalizzato medio per evento, in funzione dell'impulso trasverso medio per evento $<p_t>_{ev}$, presenta le caratteristiche seguenti:

⋆ per il Minimum Bias si ha un netto incremento con il $<p_t>_{ev}$ fino a $<p_t>_{ev} = 0.8 \div 1.1\ GeV/c$, seguito da una discesa che evolve in una coda piatta, al di sopra di $<p_t>_{ev} = 1.5 \div 2.0\ GeV/c$. La regione compresa tra 0.8 e 1.1 GeV/c corrisponde al massimo della distribuzione di $<p_t>_{ev}$, contenendo circa il 31% degli eventi (la percentuale diventa pari al 99% se si estende l'intervallo da 0.4 a 1.5 GeV/c). In questa regione limitata, in altre parole, è raccolta una porzione consistente della sezione d'urto totale inelastica $\bar{p}p$;

⋆ in entrambi i plot di molteplicità e V°, le curve a 1800 e 630 GeV sono quasi sovrapponibili, mostrando quindi un pieno accordo nella forma di dipendenza dal $<p_t>_{ev}$. In particolare, si nota un'interessante coincidenza nel valore e, soprattutto, nella posizione del picco;

⋆ i dati provenienti dai JET trigger, la cui distribuzione di $<p_t>_{ev}$ mostra, rispetto al Minimum Bias, uno spostamento verso valori più alti di circa 1 GeV/c, evidenziano un andamento piatto, per entrambe le variabili, al di sopra di 1.5 GeV/c. Mentre per il numero normalizzato medio di $V°$, l'altezza del plateau corrisponde alla coda del Minimum Bias, per ciò che riguarda la molteplicità normalizzata media si stabilisce ad un livello più alto.

Per ciò che concerne l'altra variabile analizzata in funzione di $< p_t >_{ev}$, cioè l'intensità media delle correlazioni in pseudorapidità, si è osservato che:

⋆ per gli eventi selezionati dal trigger di Minimum Bias, l'andamento appare comune ad entrambe le energie a disposizione: sia a 1800 che a 630 GeV si nota, infatti, una crescita quasi verticale della correlazione fino a circa 1 GeV/c, quindi un brusco cambio di pendenza che riduce le curve, per valori più elevati di $< p_t >_{ev}$, ad un plateau, la cui altezza risulta comprensibilmente diversa alle due energie. Si sottolinea come la posizione nella scala orizzontale in $< p_t >_{ev}$, a cui avviene la netta modificazione dell'andamento delle curve, corrisponda allo stesso valore, cioè $< p_t >_{ev} \simeq 1$ GeV/c, per cui si ha il picco nell'analisi della molteplicità carica e del numero di $V°$;

⋆ gli eventi ad alta E_t mostrano una crescita monotona in tutta la regione di $< p_t >_{ev}$ considerata. I valori di questa curva si trovano molto al di sopra dei corrispondenti valori dei dati di Minimum Bias alla stessa energia.

1) Le regolarità emerse nell'analisi dei dati di Minimum Bias, nello studio di tutte le variabili considerate, alle diverse energie a disposizione, potrebbero suggerire che le interazioni "soft", per cui, si ricorda, il trigger di Minimum Bias ha una sezione d'urto molto elevata, diano luogo ad una

condizione particolare. Ci si trova di fronte uno “stato” che appare sostanzialmente indipendente dall’energia e che è caratterizzato da un determinato valore di $<p_t>_{ev}$. Quest’ultimo, misurato nel limitato spazio delle fasi in cui è stata condotta l’analisi, risulta essere attorno a 1 GeV/c.

2) Il progressivo manifestarsi delle collisioni “hard”, che si evidenzia nell’incremento di $< p_t >_{ev}$, pone in risalto, nello studio delle stesse variabili dello stato finale a molti corpi per questo diverso tipo di interazioni, un andamento piatto o comunque monotonicamente crescente. Le interazioni “hard” danno luogo, quindi, ad uno stato finale che si caratterizza differentemente rispetto a quello delle interazioni “soft”. Nonostante ciò, sembra esservi una transizione continua tra i due meccanismi, la quale, comunque, deve ancora essere studiata a fondo, per essere meglio compresa.

Bibliografia

[1] A.Zichichi, “*Dal Modello Standard al Supermondo*”, Lezioni di Fisica Superiore, Università degli Studi di Bologna.

[2] G.Giacomelli, “*Introduzione alla fisica delle particelle elementari*”, Prof. Giorgio Giacomelli, Bologna, AA 1993-’94.

[3] I.S.Hughes, “*Elementary particles*”, third edition, Cambridge.

[4] M.Basile *et al.*, N.Cimento serie 11 A65 (1981) 400.

[5] G.Giacomelli, International Journal of Modern Physics A2 (1990) 223, ref. 1,2,42,77,97-105,110-125.

[6] L.Van Hove, Phys. Lett. 118B (1982) 138.

[7] http://www.fnal.gov/pub/accel_tour.html .

[8] F.Abe *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A271 (1988) 387.

[9] C.Fabjan, “*Calorimetry in high-energy physics*”.

[10] D.Amidei *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A350 (1994) 73.

[11] F.Abe *et al.*, Phys. Rev. 50D (1994) 2966.

[12] Nota interna 1172 (CDF/DOC/PUBLIC/1172).

[13] F.Bedeschi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 51.

[14] L.Balka *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 272.

[15] W.R.Leo, "*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*".

[16] S.Bertolucci *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 301.

[17] D.Amidei *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 51.

[18] http://www-fermi3.fnal.gov/run2/run2.html .

[19] FERMILAB PUB 96/390-E.

[20] V.Bolognesi, F.Rimondi, "*New Structure of Minimum_Bias Micro-DST*", nota interna di CDF n° 3251, 1995 (CDF/DOC/MIN_BIAS/CDFR/3251).

[21] CDF Coll.-F.Rimondi, 8^{th} Topical Workshop on $\bar{p}p$ Collider Physics, Castiglione della Pescaia (1989).

[22] V.Bolognesi, M.M.Deninno, D.Di Nuzzo, I.Fiori, N.Moggi, F.Rimondi, S.Zucchelli, "*Statistical Properties of the Final State as a Function of the Average Event P_t in Minimum Bias Interactions*", nota interna di CDF n° 3866, 1996 (CDF/ANAL/MIN_BIAS/CDFR/3866).

[23] V.Bolognesi, M.M.Deninno, D.Di Nuzzo, I.Fiori, N.Moggi, F.Rimondi, S.Zucchelli, "*Statistical Properties of the Final State as a Function of the Average Event P_t in Minimum Bias Interactions*", nota interna di CDF n° 3803, 1996 (CDF/ANAL/MIN_BIAS/CDFR/3803).

[24] G.Apollinari, J.P.Berge, J.Skarha, "*K0LM Module Testing*", nota interna di CDF $n°$ 2886, 1994 (CDF/ANAL/MIN_BIAS/CDFR/2886).

[25] A.Byon, "*Central Production of Charged Particles at CDF*", Purdue University, PhD Thesis, 1989.

[26] N.Moggi, "*Simulazione MonteCarlo di Interazioni* $\bar{p}p$ *a* $\sqrt{s} = 1.8\ TeV$ *a Basso Impulso Trasverso e loro Analisi*", Università di Bologna, Tesi di Laurea, 1995.

[27] A.Sgolacchia, "*Studio delle Distribuzioni di Molteplicità in Interazioni* $\bar{p}p$ *a* $\sqrt{s} = 1.8\ TeV$", Università di Bologna, Tesi di Laurea, 1993.

Ringraziamenti

Grazie a tutti * (sperando di non aver dimenticato nessuno).

A volte è forse meglio rinunciare alla ricerca esasperata di originalità, a favore del quieto vivere, evitando l'insorgere di bronci, suscitare malumori o, nel peggiore dei casi, possibili accettate nel bel mezzo della schiena, tra una scapola e l'altra.

Come si può, infatti, in pochi attimi ripercorrere lucidamente un intero anno di lavoro? Già la cosa non è di per sé piacevole per uno che avrebbe voglia, in questo momento, di buttarlo nel mare, questo lavoro, e poi, obiettivamente, richiede un notevole sforzo di memoria. Va beh, puoi dire, che ti costa farlo? Bene. Ma che succede se poi, dopo aver ulteriormente sollecitato la mente, peraltro ormai "bollita" nel QGP, mi rendo conto che non mi viene in mente nessuno? Nessuno che sia realmente meritevole di un grazie "speciale"...Cos'altro scriverei in questa pagina di "vaneggiamenti"? Lo sconforto si insinuerebbe tra gli anfratti più reconditi del mio cervello, quelli ancora sotto l'effetto dell'ultima dose di gianduiotti, che Irene mi ha somministrato in questi ultimi giorni di vita...da studente, e.......SAREBBE VERAMENTE LA FINE!

NO, GRAZIE. Per di più, non me la sento proprio di violentarmi, apparendo davanti a me stesso nella sontuosa veste

dell'ipocrisia. Preferisco così tenermi addosso i miei stracci e, senza sforzo alcuno, invio telepaticamente il mio messaggio di riconoscenza ad una persona che mi ha indicato la via.

Grazie, Valeria!

∗ Al Capo, per la sua Presenza e Disponibilità A Stefano, per avermi fatto provare per primo il sushi A Milena, per i dolcetti e le mitiche cenette A Niccolò, per il suo buon umore A Luca, per la "metodologia" Ad Irene, che mi è stata vicino negli ultimi giorni Ad Antonio, per l'indimenticabile giro in moto a Chicago A Riccardo, compagno di "viaggio"...