

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PAVIA

---

# SCIENTIFICA ACTA

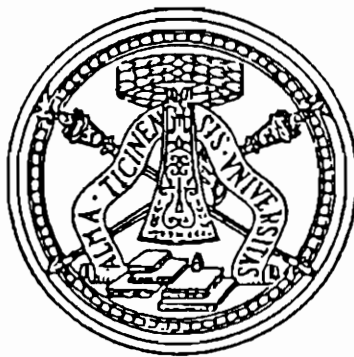
QUADERNI DEL DOTTORATO

VOLUME IV

ANNO IV

NUMERO 1

6 APRILE 1989



ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

---

CENTRO STAMPA - DIPARTIMENTI FISICI  
via Bassi, 6 27100 Pavia

**Paolo Bagnaia**  
*Dipartimento di Fisica*  
*Università di Roma "La Sapienza"*

**Fernanda Pastore**  
*Dipartimento di Fisica Nucleare e Teorica*  
*Università di Pavia*

---

## **LA FISICA DEI COLLIDER**

---

*Lezioni tenute negli Anni Accademici 1987-1988 e 1988-1989*

# 1. INTRODUZIONE ALLA FISICA DEI COLLIDER

---

Negli ultimi anni, le più importanti scoperte nel campo della Fisica delle Particelle Elementari sono state realizzate utilizzando macchine acceleratrici basate sul principio degli *anelli di accumulazione*. In questo tipo di esperimenti, due fasci di particelle vengono accelerati ad alta energia e fatti collidere l'uno contro l'altro. Per contro, negli esperimenti tradizionali *a bersaglio fisso* un singolo fascio di particelle di alta energia urta contro una certa quantità di materia, ferma nel laboratorio.

La maggiore complessità degli esperimenti agli anelli di accumulazione (dovuta alla necessità di fare collidere due fasci di particelle nel centro del rivelatore), la minore significanza statistica (causata dalla densità di particelle del fascio, minore di molti ordini di grandezza della materia ordinaria) e il numero ridotto di stati iniziali praticamente realizzabili sono più che compensati dal grande aumento di energia utile nel centro di massa, disponibile per creare nuove particelle pesanti.

La necessità di avere fasci di lunga durata limita la scelta dello stato iniziale: solamente particelle stabili possono essere accelerate e mantenute in rotazione per un tempo sufficiente.

Fino ad oggi sono stati costruiti o progettati un grande numero di anelli di accumulazione di tipo diverso:  $e^+e^-$  (il più grande dei quali è il LEP del CERN),  $\bar{p}p$  (i Collider del CERN e di Fermilab),  $pp$  (gli ISR del CERN) e  $ep$  (Hera).

Nel caso in cui lo stato iniziale sia costituito da una particella e dalla relativa anti-particella ( $e^+e^-$ ,  $\bar{p}p$ ), i due fasci possono ruotare in senso inverso nello stesso anello di magneti e di cavità a radiofrequenza. Negli altri casi ( $ep$ ,  $pp$ ), sono invece necessarie due differenti linee di accelerazione e rivoluzione, che si incontrino a piccolo angolo nei punti della traiettoria ove sono posti i rivelatori. Qualora uno dei due componenti dello stato iniziale non sia presente nella materia ordinaria ( $e^+$ ,  $\bar{p}$ ), vi è l'ulteriore problema della produzione, "raffreddamento" e accumulazione di tali particelle. Nel caso degli antiprotoni, questo problema è particolarmente difficile: la sua soluzione al CERN ha reso possibile la costruzione di macchine  $\bar{p}p$ .

In questo ciclo di Lezioni verrà illustrata la Fisica degli anelli di accumulazione.

Il Capitolo 1 contiene una esposizione del modello standard, di carattere discorsivo e non sistematico, seguita da una discussione generale della cinematica

delle reazioni e dei parametri fondamentali degli anelli di accumulazione.

Nel Capitolo 2 sono trattati gli anelli di accumulazione adronici, con particolare riferimento al Collider  $\bar{p}p$  del CERN. Vengono discusse le collisioni di alto impulso trasferito, che danno luogo alla produzione di jet nello stato finale, e la produzione ed il decadimento dei bosoni  $W$  e  $Z$ , mediatori delle interazioni deboli, la cui scoperta al Collider ha consentito a C. Rubbia e S. van der Meer di ottenere il premio Nobel per la Fisica nel 1984.

Nel Capitolo 3 è discussa la Fisica degli anelli di accumulazione  $e^+e^-$ , in particolare l'anello LEP del CERN, che entrerà in funzione nel corso del 1989. Sono illustrate le caratteristiche degli apparati e le previsioni teoriche sulla Fisica di LEP, in particolare la Fisica delle interazioni elettro-deboli all'energia dello  $Z$  e ad alte energie, l'identificazione del quark  $top$ , la ricerca del bosone di Higgs e delle supersimmetrie.

## 1.1 Il modello standard

• *1.1.1 - Le particelle fondamentali.* Il "modello standard" (nel seguito chiamato  $MS$ ) è una teoria [1, 2] che sembra spiegare tutte le interazioni elementari note. È una teoria di gauge locale, i cui campi fondamentali sono fermioni di spin  $1/2$  (la "materia") e bosoni di spin 1 (le "interazioni"). I fermioni comprendono i leptoni carichi ( $e, \mu, \tau$ ) e i corrispondenti neutrini  $\nu$ , e i quark  $q$  di differente *flavour* ( $u, d, s, c, b, t$ ), ciascuno dei quali esiste in tre differenti "colori". Come richiesto dalla simmetria sotto CPT, ad ogni fermione corrisponde un antifermione di uguale massa e numeri quantici opposti. Le interazioni tra i fermioni sono mediate da bosoni: il fotone ( $\gamma$ ) è responsabile delle interazioni elettromagnetiche, simmetriche rispetto al gruppo  $U(1)$  e descritte dalla elettrodinamica quantistica (QED); le interazioni deboli, la cui esistenza corrisponde al gruppo di simmetria  $SU(2)$ , sono mediate da due bosoni pesanti (IVB), le particelle  $W$  (carica =  $\pm 1$ ) e  $Z$  (carica nulla); le interazioni forti, simmetriche rispetto al gruppo  $SU(3)$ , generato dai tre "colori", sono mediate dai gluoni  $g$ , otto particelle di carica elettrica e massa nulla, e carica di colore non nulla. La corrispondente teoria è data dalla cromodinamica quantistica (QCD).

Mentre le simmetrie  $U(1)$  e  $SU(3)$  sono esatte e, di conseguenza, i corrispondenti bosoni mediatori ( $\gamma, g$ ) hanno massa nulla, i bosoni IVB acquistano una massa, pari a circa  $100 GeV$ , a causa della rottura della simmetria  $SU(2)$ . I fermioni appaiono in una gerarchia sistematica di famiglie: essi sembrano appartenere a tre generazioni successive, con identici numeri quantici e massa via via maggiore. Una generazione di fermioni comprende un doppietto di leptoni (un leptone carico e il suo neutrino) e tre doppietti di quark (uno per ciascun colore), contenenti un quark di tipo "up" (carica =  $2/3$ ) e un quark di tipo "down" (carica =  $-1/3$ ):

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

È interessante notare che la quasi tutta la materia presente nell'universo è composta da particelle della prima generazione ( $\nu_e, e, u, d$ ) e da neutrini e bosoni di gauge. I fermioni massivi delle generazioni successive sono prodotti in collisioni di alta energia e decadono con vite medie brevi.

Il quark  $t$  non è stato ancora individuato sperimentalmente, benché la sua presenza sia necessaria nel MS. La spiegazione di questo effetto è che la massa del  $t$ , non fissata dal MS, sia così elevata ( $m_t > 45 \text{ GeV}$ ) da renderne impossibile la produzione alle energie attualmente disponibili.

Mentre i leptoni e i bosoni  $\gamma$  e IVB appaiono liberi tra i prodotti finali di una collisione, e vengono di conseguenza identificati e misurati direttamente, le particelle fondamentali soggette ad interazione forte ( $q, g$ ) non esistono allo stato libero, ma solamente "confinata" negli adroni, particelle composte aventi una carica di colore totale nulla. I numeri quantici dei quark sono quindi misurati indirettamente: in particolare la massa, il cui valore esatto è oscurato dall'energia di legame all'interno degli adroni, è una grandezza fisica non misurabile (e neppure definibile) in modo univoco.

Nel settore leptonic, tutte le particelle, compresi i neutrini, hanno interazioni deboli, mentre solamente le particelle cariche ( $e, \mu, \tau$ ) sono soggette alle interazioni elettromagnetiche. A causa della struttura  $V - A$  delle correnti cariche (le interazioni deboli mediate da  $W^\pm$ ), solamente le componenti "levogire" dei doppietti fermionici (ad es. i neutrini ad elicità negativa) possiedono interazioni deboli cariche, mentre le componenti "destrogire" sono singoletti rispetto a tali interazioni.

Nel settore adronico, per quanto riguarda le interazioni elettro-deboli, la situazione è analoga: la sola differenza è che i quark, avendo tutti una carica non nulla, sono soggetti sia alle interazioni elettromagnetiche, sia a quelle deboli. Inoltre, tanto i quark, quanto i gluoni sentono le interazioni forti, che sono assenti tra i leptoni. Una ulteriore complicazione nel settore adronico è che le interazioni deboli non sono accoppiate direttamente ai quark, bensì a delle combinazioni lineari di essi. La matrice di "rotazione", che fornisce i coefficienti di tali combinazioni, nota come matrice di Kobayashi-Maskawa (KM), generalizza al caso di tre doppietti di quark l'idea, introdotta originariamente da Cabibbo, secondo cui l'interazione debole non si accoppia direttamente al quark  $d$ , ma piuttosto alla combinazione lineare ( $d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$ ), ove  $\theta_c$ , l'angolo di Cabibbo, misura l'ammontare della mistura tra quark  $d$  e  $s$ . Inoltre, se nella matrice KM si introducono coefficienti complessi, la teoria così ottenuta predice delle interazioni che violano la simmetria CP, consentendo così di spiegare in modo "naturale" i risultati sperimentali che mostrano come, nel decadimento del mesone  $K^0$ , sia appunto violata tale simmetria.

Il valore delle masse, delle costanti di accoppiamento e dei parametri della matrice KM non sono essi stessi predetti dal MS, ma sono piuttosto dei parametri

fondamentali, che compaiono direttamente o indirettamente nella lagrangiana della teoria. La loro spiegazione e previsione teorica va ricercata al di fuori del MS, in una teoria più generale che lo inglobi. Una tale teoria non è stata ancora formulata, sebbene questo sia uno dei più attivi campi di ricerca teorica, ove negli ultimi anni sono avvenuti importanti progressi.

• **1.1.2 - La Teoria GSW.** Le interazioni deboli ed elettromagnetiche sono incluse in una teoria elettro-debole "unificata", dovuta a Glashow, Salam e Weinberg (GSW), ed oggi parte integrante del MS. La teoria possiede come gruppo di simmetria  $SU(2) \otimes U(1)$ , ma la sua completa simmetria è visibile solamente ad energie maggiori della massa degli IVB (cioè  $\gg 100 \text{ GeV}$ ). Nella teoria GSW la simmetria  $U(1)$  della QED è una combinazione lineare della simmetria  $U(1)$ , dovuta alla ipercarica debole, e della terza componente della simmetria  $SU(2)$  di isospin debole. Tale combinazione lineare corrisponde alla simmetria esatta della QED, mentre entrambe le simmetrie originarie sono individualmente rotte. L'ammontare della mistura tra  $U(1)$  e  $SU(2)$  è dato da un parametro, l'angolo di Weinberg  $\theta_w$ , che può essere misurato sperimentalmente a bassa energia. La conoscenza di tale parametro, della costante di accoppiamento della QED (la carica elettrica dell'elettrone) e della costante di accoppiamento delle correnti deboli cariche (la costante di Fermi  $G_F$ , misurabile ad esempio dalla vita media del  $\mu$ ) consente di calcolare, nell'ambito della teoria elettro-debole, i valori delle masse degli IVB  $W^\pm$  e  $Z$ , che, trascurando le correzioni radiative <sup>(1)</sup> di ordine superiore, sono dati da :

$$m_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_w}} \simeq 78 \text{ GeV} \quad (1.1)$$

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_w} \simeq 89 \text{ GeV} \quad (1.2)$$

La rottura della simmetria  $SU(2)$  è data dalla presenza nel MS di un doppietto complesso di campi scalari, chiamato campo di Higgs. Mentre la Lagrangiana completa dal MS è simmetrica rispetto a  $SU(2)$ , il valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs rompe "spontaneamente" la simmetria. La versione minimale del MS predice l'esistenza di un singolo mesone scalare  $H$ , di carica nulla e massa non fissata dalla teoria. Versioni più complicate del MS prevedono l'esistenza di più bosoni di Higgs, carichi e neutri. Il parametro  $\rho$ , definito come

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_w} \quad (1.3)$$

vale 1 nel modello minimale, e valori differenti nelle versioni più complesse.

<sup>(1)</sup> Le formule comprensive delle correzioni sono date nei §3.2.3 (eq. 3.5) e §3.3.2 (eq. 3.18).

• *1.1.3 - Le interazioni forti.* Il fatto che le particelle fondamentali soggette ad interazioni forti (quark e gluoni) non esistano allo stato libero, pone una severa limitazione allo studio della QCD. Infatti, nel  $\overline{MS}$  le interazioni forti sono descritte in termini di quark e gluoni, mentre le particelle dello stato iniziale e finale sono singoletti di colore, consistenti in stati legati di più quark : i mesoni (stati  $q\bar{q}$  di spin intero) e i barioni (stati  $qqq$  o  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$  di spin semi-intero). In linea di principio, tutta la spettroscopia e la dinamica degli adroni sono calcolabili nel  $\overline{MS}$ , a partire dalla lagrangiana della teoria, in termini di pochi parametri fondamentali, le masse dei quark e la costante di scala  $\Lambda$  (vedi oltre). In pratica, con i metodi di calcolo sviluppati fino ad oggi, la QCD fornisce una spiegazione solo qualitativa della struttura e dei numeri quantici dei multipletti adronici. Per quanto riguarda la dinamica, è possibile effettuare dei calcoli solo per i processi elementari a corta distanza, caratterizzati da un elevato momento trasferito. In questo caso, le interazioni tra quark e gluoni possono essere calcolate perturbativamente, con uno sviluppo in serie nella costante di accoppiamento delle interazioni forti  $\alpha_s$ . Ciò avviene poiché nelle teorie di gauge non-abeliane vale la cosiddetta *libertà asintotica*, cioè la costante di accoppiamento decreisce all'aumentare dell'impulso trasferito. Al primo ordine nella approssimazione *leading log* si ha :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.4)$$

ove  $Q^2$  è il quadrato dell'impulso trasferito e  $n_f$  è il numero rilevante di flavour (cioè  $n_f = 5$ , fino ad energie ove la produzione di top è nulla o trascurabile). La costante  $\Lambda$  rappresenta la *scala* della teoria, cioè il valore tipico di momento trasferito a cui le interazioni divengono così forti che i calcoli perturbativi cessano di essere validi.

La formula (1.4) mostra che, a valori sufficientemente grandi di  $Q^2$ ,  $\alpha_s$  diviene così piccola da consentire un'analisi perturbativa della dinamica. Dal punto di vista euristico, ciò corrisponde ad applicare le prescrizioni del *modello a partoni* : in collisioni adrone-adrone, le particelle dello stato iniziale sono trattate come distribuzioni incoerenti di partoni (i quark e i gluoni della QCD), uno dei quali collide con un partone appartenente all'altro adrone, dando luogo ad un sottoprocesso elementare ad alto  $Q^2$ . Tutta la dinamica del confinamento dei partoni negli adroni è fattorizzata nella funzione di distribuzione dell'impulso degli adroni tra i partoni. Tali densità partoniche, note come *funzioni di struttura*, non sono esse stesse calcolabili perturbativamente, sebbene la loro evoluzione in  $Q^2$  sia descritta dall'equazione di Altarelli-Parisi. Tuttavia, esse possono essere misurate in processi a  $Q^2$  più basso (tipicamente interazioni leptone-nucleone), estrapolate ad un valore più alto di  $Q^2$ , ed utilizzate nei calcoli perturbativi, per descrivere la distribuzione in impulso dei partoni dello stato iniziale.

In tal modo, le interazioni adrone-adrone ad alto  $Q^2$  hanno una trattazione formalmente simile alle interazioni leptoniche : l'unica differenza è che, mentre un fascio di leptoni è composto di particelle puntiformi di energia ben definita,

un fascio di adroni si comporta come un insieme di partoni elementari, la cui distribuzione in impulso è data dalle funzioni di struttura.

Una situazione analoga si presenta nello stato finale : i partoni che emergono dal sottoprocesso elementare, calcolabile perturbativamente, interagiscono tra di loro, in modo da produrre un elevato numero di adroni, che costituiscono le particelle dello stato finale. Tali interazioni producono uno scambio di cariche di colore tra i partoni, in modo che, a partire da quark e gluoni (stati di colore non nullo), vengono prodotti adroni, che sono singoletti di colore. Anche per le interazioni dello stato finale può essere utilizzata la proprietà di fattorizzazione : tali interazioni sono largamente indipendenti dallo stato iniziale e dal sottoprocesso partonico. È quindi possibile descrivere il "rivestimento" dei partoni con delle *funzioni di frammentazione*, definite come la distribuzione normalizzata in momento degli adroni che provengono da un partone di un dato tipo. Inoltre, poiché la frammentazione è caratterizzata dallo scambio di piccoli momenti trasferiti, gli adroni dello stato finale hanno impulsi più piccoli dei partoni da cui provengono, ma sono essenzialmente collineari con essi.

È questa l'origine dinamica dei *jet*, getti collimati di adroni facenti parte dello stato finale, osservati in tutte le collisioni ad alto  $Q^2$  finora prodotte (interazioni leptone-leptone, leptone-adrone,adrone-adrone). La produzione di *jet* costituisce una delle migliori prove dell'esistenza dei partoni all'interno degli adroni. Per contro, la misura dell'energia e della direzione del *jet* (cioè la somma vettoriale degli impulsi degli adroni appartenenti al *jet*) è l'unico modo di osservare sperimentalmente il sottoprocesso elementare, a livello di partoni. Usualmente, gli sperimentatori identificano l'energia e la direzione del *jet* con quelle del partone che gli ha dato origine. Sebbene tale definizione soffra di una intrinseca debolezza, dovuta alla impossibilità di far provenire in modo non ambiguo un adrone da un singolo partone, essa si è rivelata in pratica di grande utilità, essendo l'unico modo di rivelare la dinamica di tutti quei processi elementari che producono quark e gluoni. L'ambiguità nella definizione dei *jet* si riflette, nel linguaggio sperimentale, in un *errore sistematico*, da cui è affetto il quadrimpulso dei partoni, dovuto al metodo stesso di misura.



## 1.2 Variabili cinematiche di uso frequente

• **1.2.1 - Sistemi di riferimento.** Usualmente, gli esperimenti agli anelli di accumulazione studiano le collisioni nel sistema di riferimento del laboratorio, che è anche in generale <sup>(2)</sup> il centro di massa (CM) della reazione. In tale sistema, l'asse  $z$  è diretto nella direzione delle particelle dello stato iniziale. L'angolo  $\theta$  delle coordinate polari rappresenta pertanto l'angolo di diffusione rispetto alle particelle incidenti, mentre l'angolo di azimuth  $\phi$  corrisponde ad una rotazione attorno alla direzione delle particelle dello stato iniziale.

• **1.2.2 - Processi a due corpi.** Data una reazione a due corpi :

$$a + b \rightarrow c + d \quad (1.5)$$

la cinematica dello stato finale della reazione è completamente descritta, nel CM, da 2 variabili indipendenti. Infatti, noto lo stato iniziale, si hanno 8 incognite (i quadrimpulsi delle particelle  $c$  e  $d$ ), a cui corrispondono i 2 vincoli di massa ( $m_i^2 = E_i^2 - (\vec{p}_i)^2$ ,  $i = c, d$ ) e 4 equazioni di conservazione del quadrimpulso ( $E_c + E_d = E_a + E_b$ ,  $\vec{p}_c + \vec{p}_d = 0$ ). È di uso comune introdurre delle variabili, note come *variabili di Mandelstam*, definite <sup>(3)</sup> in modo da essere invarianti per trasformazioni di Lorentz :

$$\begin{cases} s = (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2, \\ t = (p_a - p_c)^2 = (p_b - p_d)^2, \\ u = (p_a - p_d)^2 = (p_b - p_c)^2. \end{cases} \quad (1.6)$$

ove  $p_i$ ,  $i = a, b, c, d$  rappresenta il quadrimpulso delle particelle. Nel CM, se  $\theta$  è l'angolo formato dalla particella  $c$  con la  $a$  (vedi figura 1.1), si ha, trascurando le masse delle particelle :

$$\begin{cases} s = (E_a + E_b)^2 = 4E^2 = (\text{energia nel CM})^2 > 0, \\ t = -\frac{s}{2} (1 - \cos \theta) = -q^2 = -(\text{quadrimento trasferito})^2 \leq 0, \\ u = -\frac{s}{2} (1 + \cos \theta) \leq 0. \end{cases} \quad (1.6a)$$

<sup>(2)</sup> I sistemi del laboratorio e del centro di massa non coincidono agli ISR (collisioni  $pp$ ) e ad Hera (collisioni  $ep$ ).

<sup>(3)</sup> In collisioni adroniche,  $a, b, c, d$  rappresentano i partoni. Talvolta, per evitare confusione, nella letteratura si usano variabili con una " ^ " ( $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ ) per i processi partonici (1.5), riservando la variabile  $s$  al caso in cui  $a$  e  $b$  siano gli adroni dello stato iniziale : si dice, ad es., che il Collider del CERN produce collisioni a  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ . Analogamente, talvolta l'angolo polare nel CM partonico è chiamato  $\theta^*$ , riservando la variabile  $\theta$  al sistema del laboratorio. In queste Lezioni entrambe le convenzioni sono usate liberamente : dal contesto appare chiaramente a quale caso ci si riferisce.

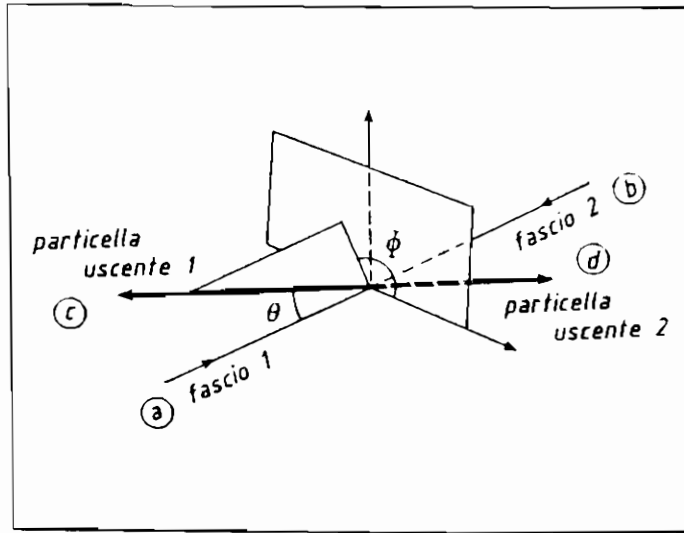


Figura 1.1 : Definizione della cinematica di un processo a due corpi.

Si noti che la variabile  $s$  è completamente definita dallo stato iniziale e che, tra  $s$ ,  $t$  e  $u$  vale la relazione  $s + t + u = 0$ . Ciò lascia libera la scelta della seconda variabile indipendente dello stato finale, usualmente data dall'angolo di azimuth  $\phi$ , la rotazione attorno all'asse delle particelle  $a, b$ . Tuttavia, poiché in assenza di polarizzazione delle particelle dello stato iniziale, non esiste una direzione preferenziale rispetto a  $\phi$ , tutte le sezioni d'urto differenziali sono funzione del solo angolo polare  $\theta$  :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{s}{4\pi} \frac{d\sigma}{dt} \quad (1.7)$$

In queste Lezioni, per descrivere le reazioni a due corpi, talvolta è usata la coppia di variabili  $(s, t)$ , talaltra la scelta  $(s, \theta)$ . Le formule precedenti mostrano che le due scelte sono equivalenti ed indicano come passare dall'una all'altra.

Si considerino i grafici a), b) e c) della figura (1.2), che si riferiscono a processi partonici elementari, con la cinematica definita in figura (1.1). Nel caso a), la collisione è prodotta dallo scambio di una particella virtuale ( $k$ ) del genere *tempo* (*time-like*) : il modulo quadrato del quadrimpulso  $p_k$  vale infatti :

$$(p_k)^2 = (p_a + p_b)^2 = s > 0 \quad (1.8)$$

Si dice in tale caso che il diagramma a) rappresenta una collisione *nel canale s*. Nella regione cinematica  $m_i^2 \ll s$  ( $i = a, b, c, d, k$ ), la corrispondente sezione d'urto varia approssimativamente come :

$$\frac{d\sigma}{ds} \propto \frac{1}{s^2} \quad (1.9)$$

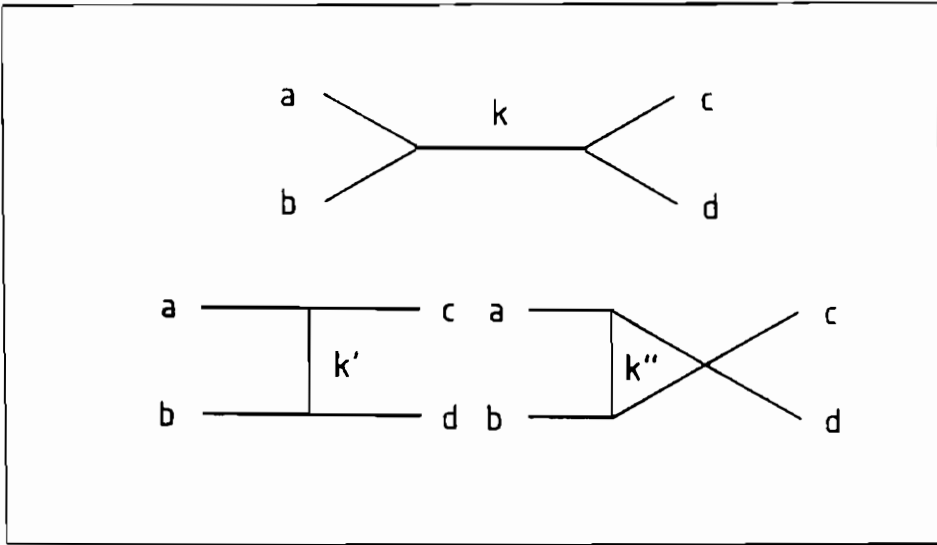


Figura 1.2 : Diagrammi di Feynman di processi del canale s (a), t (b), u (c).

Per contro, nel processo b), la particella virtuale scambiata  $k'$  è del genere spazio (*space-like*): il modulo quadrato del quadrimpulso  $p_{k'}$  è negativo:

$$(p_{k'})^2 = (p_a - p_c)^2 = t \leq 0 \tag{1.10}$$

Si dice in tale caso che il diagramma considerato rappresenta una collisione *nel canale t*. Nella regione cinematica in cui  $m_i^2 \ll t \ll s$ , la sezione d'urto del grafico b) varia come:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{1}{t^2} \propto \frac{1}{q^4} \tag{1.11}$$

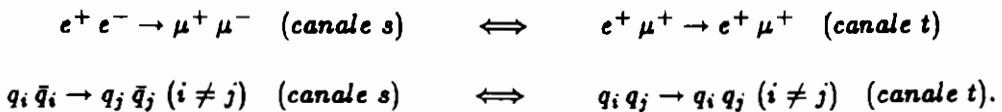
Analogamente, nel caso c) (*canale u*), il modulo quadrato del quadrimpulso è

$$(p_{k''})^2 = u \leq 0 \tag{1.12}$$

e la sezione d'urto vale

$$\frac{d\sigma}{du} \propto \frac{1}{u^2} \tag{1.13}$$

Confrontando le equazioni (1.9) e (1.11), si vede che le reazioni che procedono nel canale s hanno sezioni d'urto molto differenti dai processi analoghi del canale t. Ad esempio:



Tale diversità è particolarmente accentuata a piccolo angolo ( $\theta \rightarrow 0$ , cioè  $\cos \theta \rightarrow 1$ ,  $t \rightarrow 0$ ) ove, mentre i processi di canale  $s$  si mantengono finiti, i processi di canale  $t$  mostrano una forte divergenza, tanto in QED, quanto in QCD. Per i processi che, all'ordine più basso, possiedono sia grafici del canale  $s$  che del canale  $t$  (ad esempio, lo scattering di Bhabha  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  o il processo forte  $q_i\bar{q}_i \rightarrow q_i\bar{q}_i$ ), i due diagrammi giocano un ruolo differente al variare di  $\theta$ : mentre a  $\theta \approx 90^\circ$  i contributi relativi dei due grafici sono dello stesso ordine di grandezza, per  $\theta \rightarrow 0$  il canale  $t$  diviene di gran lunga predominante. Nella appendice A.1 è discusso l'andamento di alcune sezioni d'urto puramente elettromagnetiche.

• 1.2.3 - *Reazioni inclusive*. Per lo studio della reazione :

$$a + b \rightarrow c + X \quad (1.14)$$

ove  $X$  è qualsiasi particella o insieme di particelle dello stato finale, vengono introdotte alcune variabili adatte a descrivere la particella  $c$  :

- Rapidità  $y$  :

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p \cos \theta}{E - p \cos \theta} \right) = \tanh^{-1} \left( \frac{p \cos \theta}{E} \right) \quad (1.15)$$

Si noti che la rapidità è la grandezza, il cui differenziale è invariante per trasformazioni di Lorentz longitudinali. Infatti, un cambiamento di sistema di riferimento avente  $\vec{\beta}$  lungo l'asse  $z$ , cambia la rapidità di una quantità  $\Delta y$ , indipendente dal quadrivettore  $p_c$  :

$$y \rightarrow y + \Delta y, \quad \Delta y = \tanh^{-1} \beta \quad (1.16)$$

Di conseguenza, la sezione d'urto differenziale  $\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}$  ( $p_T \equiv p \sin \theta$ ) è invariante per trasformazioni di Lorentz longitudinali. È pertanto possibile definire la *sezione d'urto invariante* (per i calcoli dettagliati, vedi appendice A.2) :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{dp_T^2 dy} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \quad (1.17)$$

- Pseudorapidità  $\eta$  :

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.18)$$

Si noti che, se  $m_c = 0$ , ne segue che  $y = \eta$ . La pseudorapidità è una variabile più facile da misurare della rapidità, essendo funzione solo dell'angolo  $\theta$  nel laboratorio. Essa viene usualmente adoperata al posto della rapidità in tutti i casi in cui la massa della particella  $c$  è piccola rispetto alla sua energia, o

comunque ignota (ad es., per i jet di alto  $p_T$ ). In particolare, si trovano spesso nella letteratura delle misure della quantità :

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T d\eta} \simeq \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \quad (1.19)$$

La pseudorapidità è anti-simmetrica attorno a  $\theta = \pi/2$  :

$$\eta\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right) = 0, \quad \eta(\pi - \theta) = -\eta(\theta). \quad (1.20)$$

La pseudorapidità (e la rapidità) variano rapidamente per piccoli angoli ( $\theta \rightarrow 0$ ) :

$$d\eta = -\frac{d\theta}{\sin\theta}. \quad (1.21)$$

$\eta = 1$  corrisponde a  $\theta = 40.4^\circ$ ,  $\eta = 2$  a  $\theta = 15.4^\circ$ ,  $\eta = 3$  a  $\theta = 5.7^\circ$ .

### 1.3 Caratteristiche generali degli anelli di accumulazione

Il fatto che, negli anelli di accumulazione, il CM della collisione sia in quiete nel laboratorio, ha alcune importanti conseguenze :

- Tutta l'energia dei fasci di particelle è disponibile per creare nuovi stati. Ad esempio, al Collider del CERN (due fasci di protoni e antiprotoni, accelerati a  $315 \text{ GeV}$  ciascuno), in una collisione  $\bar{p}p$  viene formato un sistema di particelle di massa invariante  $m = \sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ . Per produrre lo stesso sistema in un esperimento  $\bar{p}p$  a bersaglio fisso sarebbe necessario accelerare gli antiprotoni (per farli collidere contro protoni fermi) ad una energia  $E$ , tale che  $\sqrt{s} \simeq \sqrt{2m_p E}$ , cioè  $E \approx 2 \times 10^6 \text{ GeV}$ . In quest'ultimo caso, la maggior parte dell'energia degli antiprotoni verrebbe utilizzata per fare muovere il centro di massa del sistema  $\bar{p}p$  e non sarebbe disponibile nella interazione.

- Poiché il CM della reazione è fermo nel laboratorio, le particelle dello stato finale sono sparse in tutte le direzioni, anziché essere collimate in un piccolo cono in avanti, come nel caso degli esperimenti a bersaglio fisso. Ciò comporta delle profonde diversità nei rivelatori : rispetto agli esperimenti a bersaglio fisso, gli apparati agli anelli di accumulazione hanno usualmente maggiore copertura in angolo solido (debbono di necessità abbracciare una frazione rilevante di  $4\pi$ , se vogliono vedere la gran parte dei prodotti della interazione) e una maggiore vicinanza al punto di collisione (non occorre situare i rivelatori a grande distanza per avere sufficiente spaziatura tra le varie particelle, non avvicinate le une alle altre dal boost di Lorentz). Gli apparati agli anelli di accumulazione tendono pertanto ad "avvolgere" il punto di collisione con una densa schiera di rivelatori, allo scopo di

non perdere <sup>(4)</sup> nessuna delle particelle prodotte. Per lo più gli apparati hanno simmetria cilindrica (talvolta sferica) rispetto all'asse  $z$ , per assicurare uniformità di efficienza di rivelazione e omogeneità di risposta.

In generale, negli anelli di accumulazione, le fasi di accelerazione dei fasci e di raccolta dei dati delle collisioni sono separate. Nella prima fase, i due fasci di particelle, usualmente pre-accelerati ad un'energia pari al 5 ÷ 10% dell'energia massima, vengono iniettati uno dopo l'altro nell'anello, e poi accelerati all'energia voluta. Durante questa fase gli apparati non registrano le collisioni. Nella seconda fase, mentre i fasci sono mantenuti in circolazione all'energia di regime, gli apparati registrano le collisioni. Dopo qualche tempo (da alcune decine di minuti a parecchie ore), il numero di particelle dei fasci e/o la loro struttura è tale da non dare più un numero di collisioni sufficiente. L'anello viene allora svuotato delle particelle rimaste e, dopo qualche tempo, è nuovamente pronto per una nuova fase di iniezione ed accelerazione.

Le caratteristiche di un anello di accumulazione sono riassunte da alcuni parametri fondamentali, che sono ora illustrati separatamente.

• 1.3.1 - Il raggio dell'anello ( $R$ ). È collegato alla massima energia  $E_{max}$  a cui sono accelerabili le particelle. Infatti, trascurando la massa delle particelle ed assumendo che tutta la circonferenza dell'anello sia riempita di dipoli magnetici di campo massimo  $B$ , ortogonale al piano della circonferenza, vale la nota relazione :

$$E_{max} (GeV) \simeq 0.3 B (Tesla) R (m) \quad (1.22)$$

La relazione (1.22) mostra che, a parità di campo magnetico, l'energia è direttamente proporzionale al raggio dell'anello. Un limite al raggio di deflessione delle particelle è dato dalla perdita di energia per bremsstrahlung. Una particella relativistica di massa  $m$ , accelerata ad un'energia  $E$ , perde in media in ogni rivoluzione un'energia ( $\mathcal{E}$ ) per irraggiamento :

$$\langle \mathcal{E} \rangle (MeV) \simeq \frac{6 \times 10^{-15}}{R (m)} \left( \frac{E}{m c^2} \right)^4 \quad (1.23)$$

(ad es., a LEP, gli elettroni e i positroni da 55 GeV perdono in media circa 260 MeV ad ogni giro). L'effetto è proporzionale a  $m^{-4}$ , e pertanto è oltre 13 ordini di grandezza più importante per elettroni che per protoni della stessa energia. Poiché la distribuzione di  $\mathcal{E}$  ha forma asimmetrica con una lunga coda, un valore alto di  $\langle \mathcal{E} \rangle$  implica che, ad ogni rivoluzione, vi è una frazione elevata di particelle che perde molta energia ed esce dal dominio di spazio delle fasi mantenuto in circolazione stabile dalle cavità a radiofrequenza. Di conseguenza, i fasci si depopolano

<sup>(4)</sup> Questa caratteristica è nota come *ermeticità* dei rivelatori. Come si vedrà in seguito, è molto importante per i processi in cui vengono prodotti  $\nu$  o altre particelle non rivelabili.

rapidamente e la macchina non produce più collisioni. Il rimedio è, per una data energia, di diminuire il campo magnetico  $B$  ed aumentare  $R$ , diminuendo così  $\langle \mathcal{E} \rangle$ . Si noti però che :

1. ciò aumenta il costo della macchina (approssimativamente proporzionale a  $R$ );
2.  $\langle \mathcal{E} \rangle \propto E^4/R$  : di conseguenza l'aumento di energia produce rapidamente valori di  $\langle \mathcal{E} \rangle$  che non possono essere di fatto compensati da un aumento di  $R$ . In pratica, nel caso di  $e^+e^-$ , LEP è considerato l'anello di accumulazione di energia massima realizzabile con i metodi oggi noti.

• 1.3.2 - *Il numero di pacchetti dei due fasci ( $k$ )*. A differenza di quanto avveniva in alcune macchine del passato (ad es., gli ISR), le particelle dei due fasci non circolano in un flusso continuo nell'anello, ma sono raggruppate in "treni" (pacchetti), la cui lunghezza varia da qualche centimetro ad alcune decine di centimetri. Questa caratteristica è indispensabile durante la fase di accelerazione, a causa della struttura temporale del campo elettrico a radiofrequenza, e viene mantenuta anche durante la fase di collisione, con opportune operazioni delle radiofrequenze, allo scopo di produrre due importanti effetti :

1. concentrare le collisioni nei punti desiderati della circonferenza, ove sono posti i rivelatori, aumentando pertanto il numero di collisioni registrate;
2. produrre una struttura temporale nelle interazioni tra i due fasci (possibili solamente in pochi nanosecondi ogni alcuni microsecondi), per separare le collisioni fascio-fascio dai fondi non fisici (raggi cosmici, collisioni tra i fasci e il gas della camera a vuoto o il materiale dell'anello).

• 1.3.3 - *Le dimensioni trasverse dei fasci ( $\sigma_H, \sigma_V$ )*. Mantenendo costante il numero di particelle di un pacchetto, minori dimensioni trasverse del fascio corrispondono ad una maggiore densità di particelle ed aumentano la probabilità di produrre collisioni. Dei magneti a quadrupolo speciali (*low- $\beta$* ) vengono usati per ridurre la superficie dei fasci nei punti di collisione. In genere, il profilo trasverso dei fasci è ben approssimato dalla convoluzione di due distribuzioni gaussiane, una con rms più alto ( $\sigma_H$ ) per il piano dell'orbita delle particelle (piano orizzontale) ed un'altra con rms minore ( $\sigma_V$ ) per il piano verticale.

• 1.3.4 - *La luminosità dell'anello ( $\mathcal{L}$ )*. Il numero  $r$  di eventi prodotto nell'unità di tempo in un dato processo è proporzionale alla sezione d'urto  $\sigma$  del processo :

$$r = \mathcal{L} \sigma \quad (1.24)$$

La costante  $\mathcal{L}$ , misurata in  $[cm^{-2} s^{-1}]$  è indipendente dalla dinamica del processo, concentrata in  $\sigma$ . Essa dipende invece dalle caratteristiche della macchina acceleratrice.  $\mathcal{L}$  è nota come *luminosità* (oppure *luminosità istantanea*) della macchina. La grandezza

$$L = \int \mathcal{L} dt \quad (1.25)$$

si chiama *luminosità integrata*. Si misura in [ $cm^{-2}$ ] (oppure [ $barn^{-1}$ ]) ed esprime la *significanza statistica* di un insieme di dati, o di un dato periodo di presa dati: moltiplicata per una sezione d'urto, dà il numero totale di eventi  $N$  accumulati in un dato periodo per il processo considerato :

$$N = L\sigma \quad (1.26)$$

La luminosità è legata alle caratteristiche dell'anello di accumulazione dalla formula :

$$\mathcal{L} = \frac{n_1 n_2 f k}{4\pi\sigma_H\sigma_V} \quad (1.27)$$

ove :

$n_1, n_2$  : numero di particelle per pacchetto per i due tipi di fasci;

$f$  : frequenza di rivoluzione ( $f = c/2\pi R$ );

$k$  : numero di pacchetti;

$\sigma_H, \sigma_V$  : dimensioni trasverse dei pacchetti.



## 2. IL COLLIDER ANTIPROTONE-PROTONE DEL CERN

---

La trattazione delle collisioni ad alto momento trasferito è usualmente divisa in studi effettuati agli anelli di accumulazione adronici ( $p\bar{p}$ ,  $pp$ ) e agli anelli  $e^+e^-$ . La differenza dello stato iniziale ha infatti importanti conseguenze :

- dal punto di vista della macchina acceleratrice, l'accelerazione di adroni relativamente "pesanti" si presenta più facile di quella degli elettroni (vedi §1.3.1) : il valore di  $\sqrt{s}$  ottenibile in macchine adroniche esistenti o in costruzione è oltre 20 volte superiore a quello degli anelli  $e^+e^-$  (2 TeV contro circa 100 GeV);
- la frazione dell'energia utile a livello partonico è però molto minore in macchine adroniche, poiché, a differenza degli elettroni, che sono essi stessi dei partoni puntiformi, gli adroni sono degli aggregati di partoni elementari (vedi §1.1.3);
- dal punto di vista dei rivelatori, una macchina adronica produce eventi con una sezione d'urto totale molto superiore ad una macchina  $e^+e^-$  (decine di mb contro alcuni nb); gran parte di questa sezione d'urto è però data da processi a basso  $p_T$ , in cui gli adroni interagiscono in modo coerente, senza mostrare la loro struttura partonica;
- nelle macchine adroniche, anche in collisioni ad alto  $p_T$ , gran parte dell'energia, portata dai partoni spettatori, non è utilizzata nell'interazione elementare (cioè  $\sqrt{\hat{s}} \ll \sqrt{s}$ );
- un vantaggio delle macchine adroniche è pertanto che, ad un dato valore di  $\sqrt{s}$ , gli esperimenti hanno accesso ad un largo intervallo di  $\sqrt{\hat{s}}$ ; tuttavia, a  $\sqrt{\hat{s}}$  fissato, il flusso partonico <sup>(5)</sup> disponibile è molto minore; inoltre, il valore dell'energia a livello partonico è differente in ogni collisione e, a causa della presenza dei partoni spettatori, la struttura degli eventi è più complessa.

In genere, le caratteristiche delle macchine adroniche le rendono adatte ad un lavoro di esplorazione di un dominio di energia nuovo : la minore difficoltà di costruzione e la possibilità di osservare nello stesso momento vari stati iniziali partonici di differente energia compensano la minore luminosità differenziale e i problemi dell'analisi. Le macchine  $e^+e^-$  sono invece insostituibili per gli studi det-

---

<sup>(5)</sup> Considerando un adrone come un fascio incoerente di partoni, si può definire una sorta di "luminosità differenziale" per ogni tipo di stato iniziale, in funzione di  $\sqrt{\hat{s}}$  (vedi §2.3.2).

tagliati, ove l'analisi richiede la conoscenza esatta dello stato iniziale del processo ed un'efficienza di osservazione pressoché totale.

Tra le macchine adroniche, è necessario effettuare un'ulteriore distinzione tra macchine  $pp$ , come gli ISR e (presumibilmente) LHC, e macchine  $\bar{p}p$ , come i Collider del Cern e di Fermilab. Dal punto di vista dell'acceleratore, le macchine  $pp$  sono concettualmente più semplici, non necessitando di costose e sofisticate apparecchiature per la produzione, il "raffreddamento" e l'accumulazione degli antiprotoni, ma richiedono la costruzione di due anelli magnetici indipendenti. Rispetto invece ai processi osservabili, le macchine  $\bar{p}p$  offrono la possibilità di avere uno stato iniziale a numero barionico nullo, nelle collisioni tra un antiquark dell'antiprotone e un quark del protone. Tale stato iniziale è disponibile anche in macchine  $pp$ , utilizzando un antiquark del "mare", ma con una probabilità trascurabile ad alta massa, a causa della forma delle funzioni di struttura del mare. Pertanto, le macchine  $\bar{p}p$  sono favorite nell'osservazione dei processi di annichilazione (ad esempio, il processo  $q_i\bar{q}_j \rightarrow IVB$  al Collider del Cern), mentre le macchine  $pp$  offrono luminosità più elevate (e quindi più eventi) nei processi di scambio o con gluoni nello stato iniziale.

Questo Capitolo è dedicato alla trattazione delle collisioni adroniche, in particolare al Collider  $\bar{p}p$  del Cern [3, 4], mentre le interazioni  $e^+e^-$  sono discusse nel Capitolo 3.

Dopo una discussione sulla macchina (§2.1), dedicata principalmente al metodo di produzione e raffreddamento degli antiprotoni, nel §2.2 sono descritti i rivelatori UA1 e UA2, protagonisti di quasi tutti gli studi sulle interazioni ad alto  $Q^2$  effettuati al Collider. Si passa quindi alla discussione della Fisica: nel §2.3 sono trattate le interazioni forti, descritte dalla QCD, mentre il §2.4 è dedicato agli IVB, forse il soggetto più importante tra gli studi del Collider. Il §2.5 descrive il programma di sviluppo del Collider del Cern, che ha consentito di migliorare la luminosità della macchina e le prestazioni dei rivelatori. Infine, il §2.6 contiene un breve cenno sui collider adronici del futuro, in particolare l'acceleratore LHC del Cern.

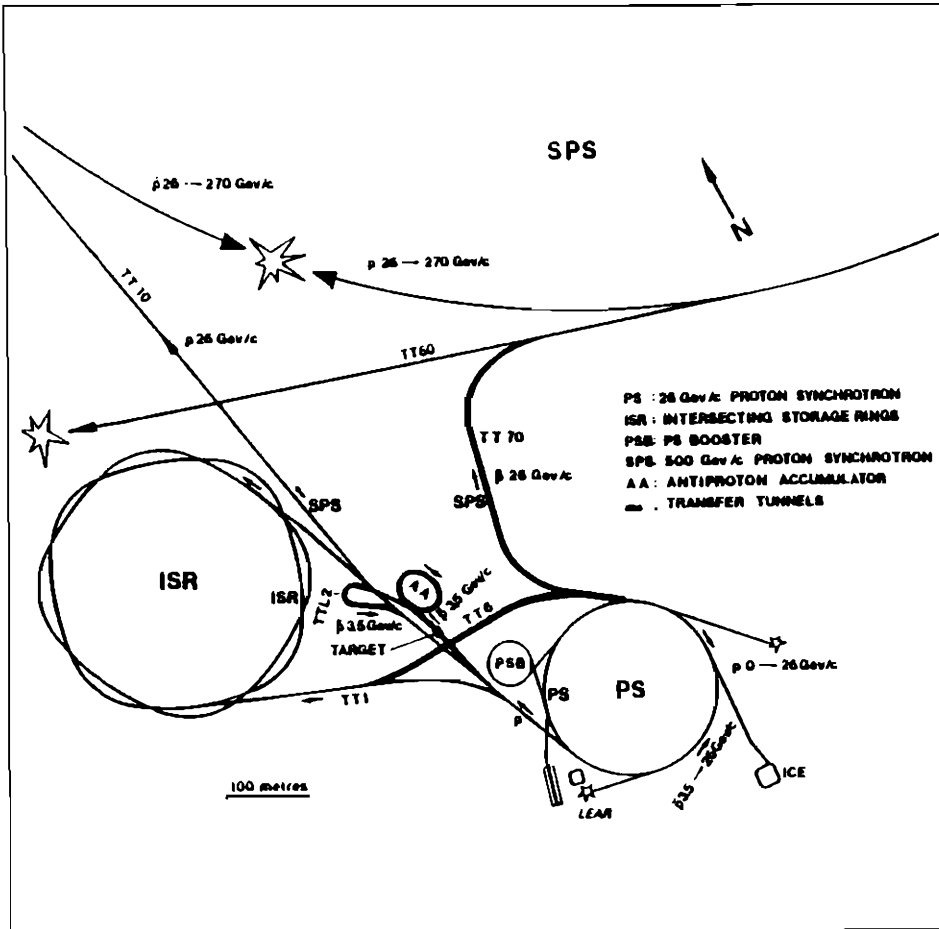


Figura 2.1 : Il complesso  $\bar{p}p$  del CERN.

## 2.1 Il Collider

La maggiore difficoltà incontrata nella fase di progettazione del Collider è stata la realizzazione di un fascio di antiprotoni in grado di fornire la luminosità richiesta per rivelare i bosoni vettoriali intermedi. Infatti, dal momento che le sezioni d'urto per la produzione di tali particelle sono dell'ordine di alcuni nanobarn, è necessario raggiungere una luminosità di almeno  $10^{29} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  per produrre qualche IVB al giorno. La figura 2.1 mostra lo schema generale del complesso protone-antiprotone del CERN.

Gli antiprotoni sono ottenuti come prodotti secondari delle collisioni di un fascio di protoni di 26 GeV proveniente dal PS ( $\approx 10^{13}$  protoni ogni 2.4 secondi) su un bersaglio di rame e tungsteno. Poiché la sezione d'urto di produzione di antiprotoni dalle reazioni protone-nucleo è piuttosto bassa (occorrono circa  $10^6$

protoni per produrre un antiprotoni!) essi sono accumulati in uno speciale anello magnetico (AA = Antiproton Accumulator) per parecchie ore prima di essere iniettati nel SPS. Poiché gli antiprotoni sono creati con impulsi largamente differenti (sia in direzione, sia in modulo), l' AA deve possedere un'apertura sufficientemente grande (circa 70 cm), allo scopo di raccogliere uno spazio delle fasi di antiprotoni il più esteso possibile. Alcuni parametri caratteristici sono mostrati nella tabella (2.1).

Tabella 2.1 : Parametri dell' AA

Diametro lungo l'asse minore	48.1 m
Diametro lungo l'asse maggiore	49.6 m
Valore medio dell'impulso dei $\bar{p}$	3.5 GeV
$\Delta p/p$	$\pm 30 \times 10^{-3}$
Pressione	$10^{-10}$ Torr
Dimensioni del bersaglio - diametro	3 mm
Dimensioni del bersaglio - lunghezza	110 mm
Flusso di protoni per ciclo di PS	$1 \times 10^{13} / 2.4$ s
Flusso di antiprotoni dal bersaglio	$2.5 \times 10^7 / 2.4$ s
Accumulazione iniziale ( $1 \times 10^{12} \bar{p}$ )	33 h

È necessario applicare agli antiprotoni un processo che ne aumenti la densità nello spazio delle fasi in modo da renderla confrontabile con quella del fascio di protoni. Questa tecnica viene chiamata "raffreddamento", con un'espressione presa a prestito dalla teoria cinetica dei gas.

I primi tentativi di raffreddamento furono dovuti a Budker che, nel 1966, propose il *raffreddamento ad elettroni*. In questo caso, il fascio di antiprotoni è sovrapposto a fasci molto intensi di elettroni ben collimati, aventi la stessa velocità media degli antiprotoni. Gli urti ripetuti tra i due tipi di particelle hanno l'effetto medio di raffreddare gli antiprotoni.

Nel 1972, Van der Meer sperimentò il *raffreddamento stocastico*, basato sull'informazione fornita dalla misura dei parametri effettivi degli antiprotoni, come vedremo nel paragrafo seguente. Questa è la tecnica usata al Collider del CERN.

La figura 2.2 mostra lo schema temporale dell' accumulazione di antiprotoni nell'AA.

• 2.1.1 - Il *raffreddamento stocastico*. Questo sistema sfrutta le fluttuazioni della posizione media nello spazio delle fasi di piccole porzioni del fascio di antiprotoni e si basa sul fatto che le correzioni sono eseguite su un insieme finito di

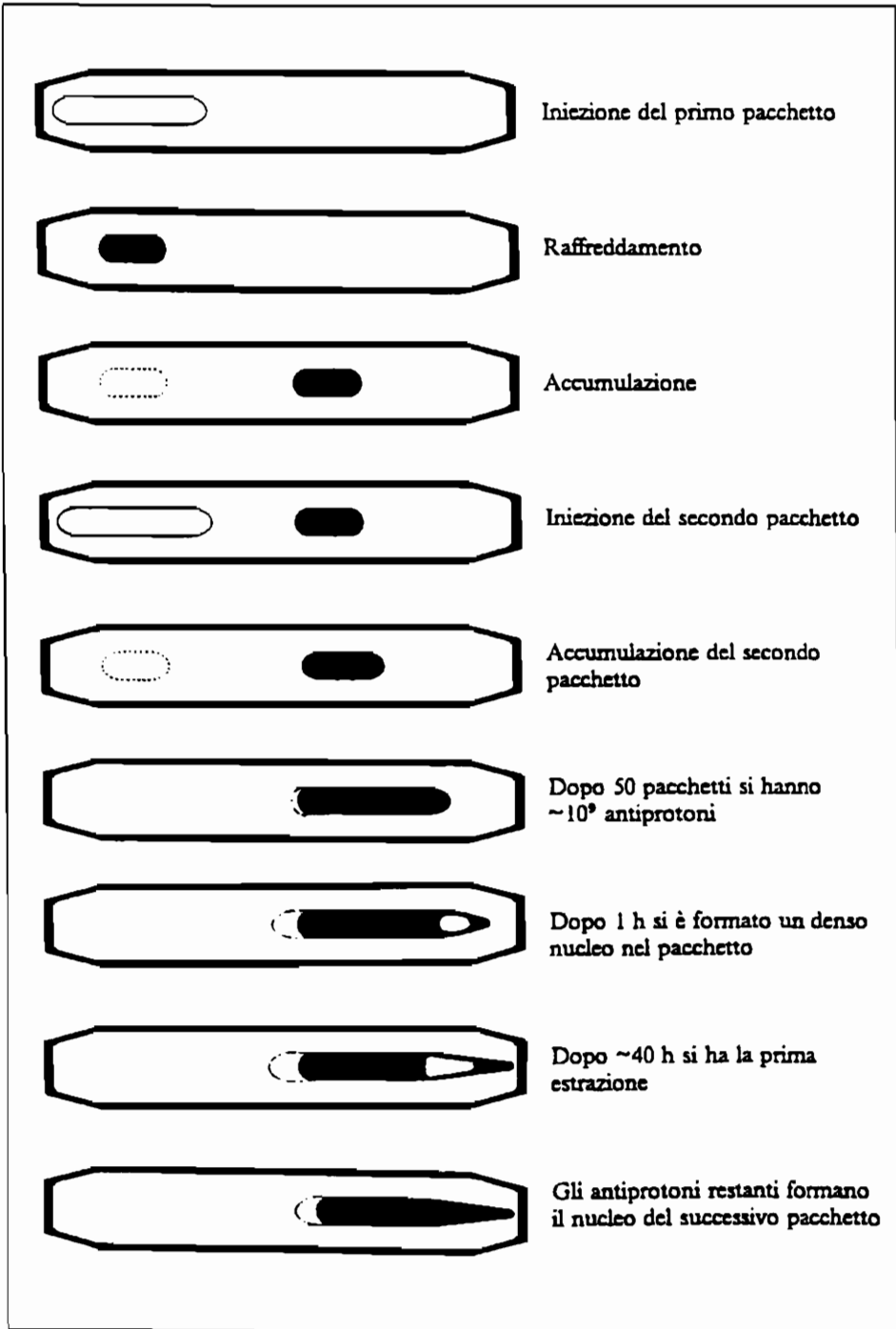


Figura 2.2 : Schema temporale dell'accumulazione di antiprotoni.

particelle. In questo caso, il teorema di Liouville, che stabilisce la conservazione della densità di un fluido nello spazio delle fasi sotto l'azione di un campo esterno, non viene violato, dal momento che esso è valido solo per sistemi con infiniti gradi di libertà. Il raffreddamento stocastico diminuisce sia la dimensione longitudinale del pacchetto (raffreddamento in momento) sia quella trasversale (raffreddamento di betatrone).

• 2.1.2 - *Raffreddamento trasverso.* Poichè è impossibile effettuare una misurazione e successiva correzione della posizione di ogni particella nel fascio, si devono analizzare separatamente piccole porzioni del fascio. Il numero di porzioni deve essere sufficientemente piccolo per motivi di realizzabilità pratica ma, nello stesso tempo, il valore medio della posizione e dell'impulso delle particelle che ne fanno parte deve poter fluttuare a valori significativamente differenti da quelli nominali, per consentire la correzione. L'informazione sulla posizione di tali campioni è raccolta da un cosiddetto "elettrodo di pick-up" (vedi figura 2.3) amplificata ed elaborata.

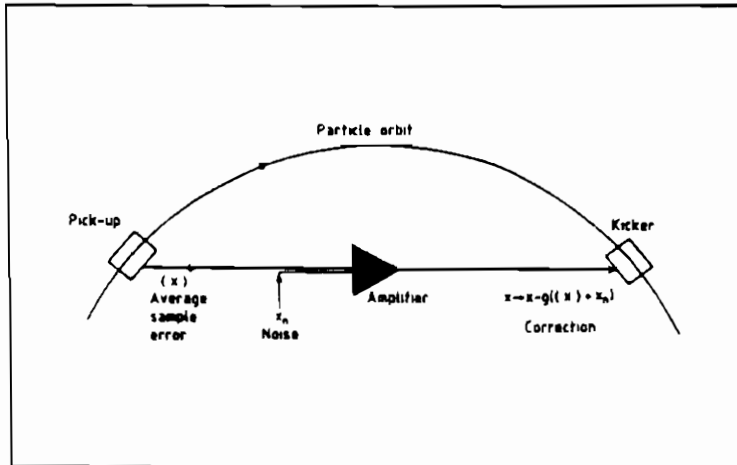


Figura 2.3 : Schema di raffreddamento trasverso.

La correzione viene effettuata da un deflettore magnetico, che imprime una deviazione proporzionale alla differenza tra la posizione misurata dal pick-up e la posizione nominale del fascio. Poichè il segnale di correzione e il campione di particelle devono arrivare contemporaneamente al deflettore magnetico, pick-up e deflettore devono essere opportunamente situati sulla circonferenza dell'AA: la distanza tra i due dispositivi deve essere pari a  $1/4$  dell'oscillazione di betatrone, eventualmente aumentata di un numero intero di lunghezze d'onda. In tal modo, solo particelle al massimo dell'ampiezza di oscillazione sono completamente corrette da una sola deflessione. Negli altri casi la deflessione corregge solo parzialmente la posizione. La presenza, nel campione analizzato, di particelle sfasate le une

rispetto alle altre fa sì che, all'effetto coerente di raffreddamento di una singola particella, si sommi quello incoerente di disturbo dovuto alle altre.

• *2.1.3 - Raffreddamento longitudinale.* Questa tecnica agisce sul momento delle particelle utilizzando le relazioni che legano momento e frequenza di rivoluzione. Il principio adottato è analogo al caso del raffreddamento trasverso dove si aggiunge l'inserimento di un filtro nella catena di controreazione. Questo fa sì che il segnale di correzione dipenda dalla frequenza e quindi dal momento. In questo modo le particelle troppo energetiche vengono decelerate e quelle poco energetiche accelerate, ottenendo una compressione del fascio rispetto alle variabili longitudinali. Il raffreddamento nell'AA riduce la densità nello spazio delle fasi e momento degli antiprotoni di un fattore  $10^9$ : tale riduzione è richiesta dall'accettabilità del SPS. Quando un fascio sufficientemente elevato di antiprotoni è accumulato nell'AA, l'iniezione nell'SPS avviene attraverso sei cicli consecutivi di PS ad intervalli di 2.4 secondi. Nei primi tre cicli vengono iniettati, attraverso la linea TT10, tre pacchetti di protoni contenenti circa  $10^{11}$  particelle ciascuno, precedentemente accelerate a 26 GeV nel PS. Nei cicli successivi tre pacchetti di antiprotoni, contenenti tipicamente  $10^{10}$  particelle, sono estratti dall'AA e, attraverso la linea di trasferimento TTL2, sono iniettati nel PS, dove vengono accelerati a 26 GeV in direzione opposta a quella dei protoni e sono poi immessi nell'SPS attraverso la linea di trasferimento TT70 (vedi figura 2.1). Dopo l'iniezione, i sei pacchetti di protoni e antiprotoni, equispaziati lungo la circonferenza dell'SPS, sono accelerati dal sistema a radiofrequenza (RF) fino ad un'energia di 315 GeV, che rappresenta il limite imposto dalla dissipazione di potenza a campo magnetico costante. Dopo l'accelerazione, i fasci sono mantenuti a pacchetti dal sistema a RF. Ciascun pacchetto ha una distribuzione pressoché gaussiana con una r.m.s. longitudinale di circa 20 cm e trasversale di 1 mm.

I pacchetti collidono in sei diversi punti dell'SPS (LSS1 - LSS6), ma le aree sperimentali per la presa dati sono state predisposte solo in due zone LSS4 e LSS5. In queste regioni la luminosità istantanea viene aumentata grazie a speciali quadrupoli che provvedono a ridurre localmente le dimensioni trasverse del fascio. La luminosità decade esponenzialmente nel tempo con un periodo medio di decadimento dell'ordine di circa 20 ore. Questo valore rappresenta anche la durata tipica di una presa dati al Collider del CERN. Dopo tale periodo, i fasci vengono deviati su un assorbitore e si provvede all'iniezione di nuovi fasci.

• *2.1.4 - Le prestazioni del complesso  $S\bar{p}pS$ .* A conclusione del paragrafo, la tabella 2.2 mostra l'energia e la luminosità integrata del Collider negli anni 1981-88. La luminosità fornita dal  $S\bar{p}pS$  e quella raccolta dal rivelatore UA2 sono presentate separatamente. Dalla tabella appare evidente il progressivo miglioramento delle prestazioni della macchina e la buona efficienza degli esperimenti. Si noti inoltre il miglioramento della luminosità integrata dovuto all'entrata in funzione del nuovo collettore di antiprotoni a partire dal 1987 (vedi §2.5.1).

Tabella 2.2 : Luminosità integrata del  $S\bar{p}pS$ 

Anno	$\sqrt{s}$ (GeV)	Luminosità dal $S\bar{p}pS$ ( $nb^{-1}$ )	Luminosità in UA2 ( $nb^{-1}$ )
1981	546	0.23	0.08
1982	546	28	16.5
1983	546	153	122
1984	630	395	310
1985	630	655	440
1987	630	94	46
1988	630	3400	2700

## 2.2 I Rivelatori UA1 e UA2

UA1 e UA2 sono i due maggiori rivelatori del Collider. Essi hanno una struttura a strati successivi, attorno al punto di interazione, il cui principio di funzionamento è illustrato nella figura 2.4 <sup>(6)</sup> per i vari tipi di particella (o insieme di particelle) :

- Un elettrone dà un segnale singolo nelle camere a drift (JVD nella figura), nei rivelatori a semiconduttore (Silicon) e nei rivelatori a fibre scintillanti (SFD). Dà invece un segnale elevato nei rivelatori a radiazione di transizione (TRD). Nei calorimetri lo sciame elettromagnetico è caratterizzato da un inizio precoce (rivelato come molti "mip" <sup>(7)</sup> nel preshower) e dal contenimento pressoché totale dello sciame nella prima sezione (elettromagnetica) dei calorimetri. L'eventuale presenza di un campo magnetico consente di imporre l'ulteriore vincolo della compatibilità tra l'energia, misurata nel calorimetro, e l'impulso, misurato dalla deflessione magnetica nella camera a drift.
- Un adrone carico ( $\pi^\pm$ ) ha un comportamento simile ad un elettrone nel JVD, Silicon e SFD. Il segnale del TRD è invece differente, come anche la forma dello sciame nei calorimetri : contrariamente ad un elettrone, un adrone in

<sup>(6)</sup> La figura si riferisce in particolare al rivelatore UA2, nella sua seconda fase, dopo il 1987.

<sup>(7)</sup> La ionizzazione prodotta in un dato materiale da una singola particella energetica non interagente è talora chiamata *mip* (per *minimum ionizing particle*).



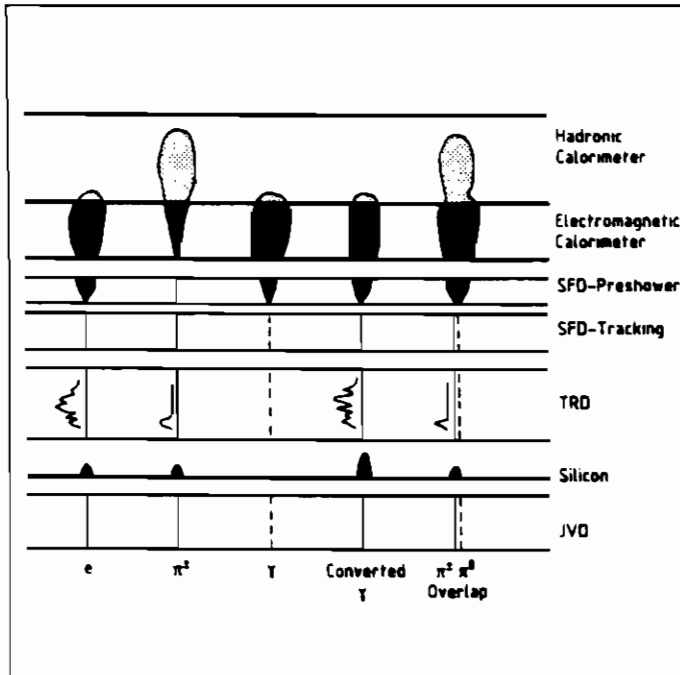


Figura 2.4 : Principi di funzionamento dei rivelatori al Collider.

- genere dà un segnale di un mip nel preshower, mentre lo sciame adronico è più largo e profondo di quello elettromagnetico.
- Un fotone ( $\gamma$ ), che non converte nell'apparato, non lascia alcun segnale nelle camere di tracciamento, mentre ha un comportamento simile ad un elettrone nel preshower e nei calorimetri.
  - Un fotone che converta (ad esempio nella camera del fascio) rappresenta un pericoloso fondo nella ricerca di elettroni : un campo magnetico, che divarica i due elettroni di conversione, consente l'identificazione di queste particelle. In assenza di esso, i rivelatori a semiconduttore distinguono tra la ionizzazione di una traccia singola (l'elettrone) e quella di due tracce (i due elettroni di conversione).
  - Un altro pericolo nella ricerca di elettroni è dato dalla sovrapposizione ("overlap") tra un adrone carico di basso impulso e un  $\pi^0$  energetico. In tale caso, la selezione può essere basata tanto su un campo magnetico, quanto sul segnale del TRD e sulla distanza tra la posizione dello sciame nel preshower e l'estrapolazione della traccia.
  - Un jet è dato dalla sovrapposizione di molti adroni, carichi e neutri, e dei fotoni provenienti dal decadimento dei  $\pi^0$ . Produce pertanto molte tracce nel JVD, Silicon, TRD, SFD e un unico sciame molto largo e non risolto, con caratteristiche intermedie tra gli sciame elettromagnetici (quasi comple-

tamente contenuti nei calorimetri e.m.) e quelli adronici (aventi la maggior parte dell'energia nei calorimetri adronici).

- Un  $\mu$  ha caratteristiche simili ad un mesone  $\pi^\pm$  nelle camere, mentre i calorimetri registrano la presenza di un solo mip. L'identificazione dei  $\mu$  si basa pertanto sul basso segnale dei calorimetri, in coincidenza con un segnale nel sistema di camere all'esterno del rivelatore. La misura dell'impulso è effettuata misurando la deflessione magnetica della traccia, che può essere ottenuta tanto con un campo all'interno del calorimetro, quanto magnetizzando il ferro del calorimetro adronico.
- Un  $\nu$  non è osservato da nessun rivelatore : la sua presenza appare come uno sbilanciamento nella somma vettoriale degli impulsi di tutte le altre particelle. Poiché, in genere, molte particelle di alta energia, provenienti dalla frammentazione dei partoni spettatori, sfuggono ai rivelatori lungo la camera del fascio, il solo sbilanciamento osservabile è quello nel piano trasverso alla linea dei fasci.

Queste osservazioni generali sono ora applicate ai singoli apparati sperimentali. Nei §2.2.1 e 2.2.2 sono descritti i rivelatori UA1 e UA2 nella prima fase del Collider, negli anni 1981-86, mentre la seconda fase della macchina e degli apparati è trattata nel §2.5.

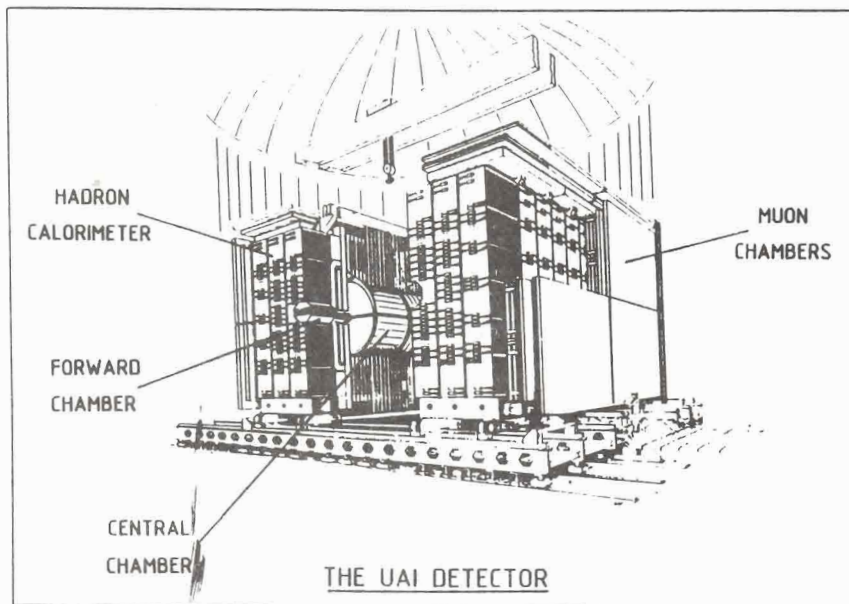


Figura 2.5 : Il rivelatore UA1.

• **2.2.1 - Il rivelatore UA1.** UA1 (figura 2.5) ha un campo magnetico di dipolo di  $0.7T$ , ortogonale ai fasci  $p$  e  $\bar{p}$ . All'interno del magnete, una grande camera a drift, il *rivelatore centrale (CD)*, misura gli impulsi delle particelle cariche, tramite la loro deflessione in campo magnetico. Poiché i fili del CD sono paralleli alla direzione dei fasci, il metodo della *divisione di carica* consente di calcolare la coordinata  $z$ .

Un sistema di calorimetri misura l'energia rilasciata dalle particelle, sia cariche che neutre. I calorimetri coprono tutto l'angolo solido attorno al punto di interazione <sup>(8)</sup>.

Nella regione centrale ( $25^\circ < \theta < 155^\circ$ ) i calorimetri elettromagnetici (*gondole*) sono segmentati in quattro compartimenti costituiti da strati successivi di piombo e scintillatore, per un totale di 26.6 lunghezze di radiazione (r.l.). Ciascuna gondola copre un angolo solido  $\Delta\theta \times \Delta\phi = 5^\circ \times 180^\circ$ .

Nella regione in avanti, i calorimetri elettromagnetici, profondi 27 r.l., coprono gli angoli polari  $5^\circ < \theta < 25^\circ$  e  $155^\circ < \theta < 175^\circ$ , per un totale di 64 moduli (32 per ciascun lato del rivelatore).

I calorimetri e.m. sono seguiti da un calorimetro adronico, di circa 5 lunghezze di assorbimento, costituito dal ferro di ritorno del flusso magnetico, intervallato da strati di scintillatore.

Un sistema di rivelatori per  $\mu$ , dato da camere a drift e camere a tubi a streamer, completa l'apparato.

• **2.2.2 - Il rivelatore UA2.** UA2 (vedi figura 2.6) è molto più piccolo di UA1. Esso consiste di due regioni, ciascuna delle quali ospita rivelatori differenti, aventi completa simmetria azimutale: *la regione centrale*, a  $40^\circ < \theta < 140^\circ$  e *le regioni in avanti*, a  $20^\circ < \theta < 40^\circ$  e  $140^\circ < \theta < 160^\circ$ .

La regione centrale (corrispondente a circa  $\pm 1$  unità di pseudorapidità) contiene il *rivelatore di vertice*, un sistema cilindrico di camere proporzionali e a drift. Dopo un radiatore di 1.5 r.l., un'ulteriore camera proporzionale è utilizzata come contatore di preshower.

Il calorimetro centrale (*CC*), a simmetria sferica, contiene 240 torri, ciascuna delle quali con una granularità  $\Delta\theta \times \Delta\phi = 10^\circ \times 15^\circ$ . Ciascuna torre è segmentata in tre compartimenti: un compartimento e.m., di 17 r.l., e due compartimenti adronici, ciascuno dei quali di circa 2 lunghezze di assorbimento. La precisione dei calorimetri è data dalla formula ( $E$  in  $GeV$ ):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\sigma_E}{E} \Big|_{e.m.} \cong \frac{0.15}{\sqrt{E}} \\ \frac{\sigma_E}{E} \Big|_{had.} \cong 0.32 E^{-1/4} \end{array} \right. \quad (2.1)$$

<sup>(8)</sup> A causa della struttura meccanica del magnete, vi sono delle aperture a  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ . Le particelle prodotte a questi angoli rilasciano una energia minore nei calorimetri, peggiorando la misura del momento trasverso mancante  $\not{p}_T$ .

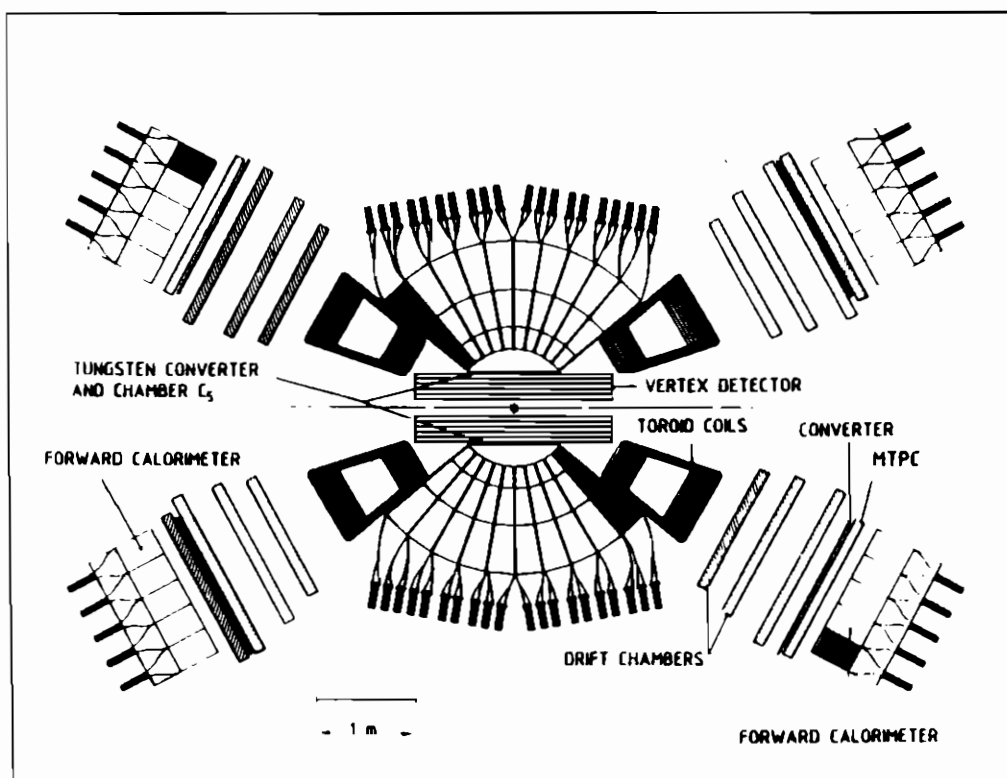


Figura 2.6 : Il rivelatore UA2.

Ciascuna delle regioni in avanti è equipaggiata con un campo magnetico toroidale, seguito da un sistema di camere a drift per la misura del momento delle tracce cariche, da camere a tubi proporzionali, che operano come contatori di preshower, e da calorimetri e.m. di 24 r.l., mentre è assente la calorimetria adronica.

In UA2 non c'è campo magnetico (a parte le regioni in avanti), né rivelazione di  $\mu$ . Manca inoltre la possibilità di rivelare ogni particella ad un angolo polare minore di  $20^\circ$  o maggiore di  $160^\circ$ .

### 2.3 Le interazioni forti

• 2.3.1 - *La cinematica delle collisioni.* In macchine adroniche, i processi elementari discussi nel §1.2.2 possono essere convenientemente descritti utilizzando un numero ridotto di variabili cinematiche. Si consideri il processo

$$a + b \rightarrow f \quad (2.2)$$

ove  $a$  ( $b$ ) è un partone appartenente al protone (antiprotone) e  $f$  un qualsiasi stato finale, non necessariamente adronico <sup>(9)</sup>. Le approssimazioni del modello a partoni implicano <sup>(10)</sup>:

$$\begin{cases} p_T^a = p_T^b = 0 \\ m_a = m_b = 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

È pertanto possibile definire due variabili adimensionali ( $x_a, x_b$ ), che rappresentano la frazione di momento longitudinale portata dai partoni interagenti :

$$\begin{cases} p_L^a = \frac{\sqrt{s}}{2} x_a \\ p_L^b = -\frac{\sqrt{s}}{2} x_b \\ 0 \leq x_a, x_b \leq 1 \end{cases} \quad (2.4)$$

La cinematica relativistica consente immediatamente di ricavare, dalle equazioni (2.3-2.4), il quadrivettore energia-impulso del sistema ( $ab$ ), e quindi del sistema ( $f$ ) :

$$\begin{cases} \hat{s} \equiv m_{ab}^2 = s x_a x_b \\ p_L^{ab} = p_L^a + p_L^b = \frac{\sqrt{s}}{2} (x_a - x_b) \\ \vec{p}_T^{ab} = \vec{p}_T^a + \vec{p}_T^b = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

Per contro, la determinazione sperimentale del quadrivettore  $p_f = (E_f, \vec{p}_f)$  con-

<sup>(9)</sup> Con poche variazioni, quanto esposto nel presente paragrafo si applica anche alle interazioni elettrodeboli del §2.4.

<sup>(10)</sup> Si denota con  $p_T$  il *modulo* del momento trasverso  $\vec{p}_T$ , di componenti  $p_x$  e  $p_y$ . Viceversa,  $p_L$  denota la componente longitudinale del vettore  $\vec{p}$ , cioè  $p_L \equiv p_x$ .

sente di ricavare le variabili dello stato iniziale <sup>(11)</sup>:

$$\begin{cases} \sqrt{\hat{s}} = \sqrt{E_f^2 - (\vec{p}_f)^2} \\ x_{a,b} = \frac{1}{\sqrt{\hat{s}}} \left( \sqrt{(p_L^f)^2 + \hat{s}} \pm p_L^f \right) \end{cases} \quad (2.6)$$

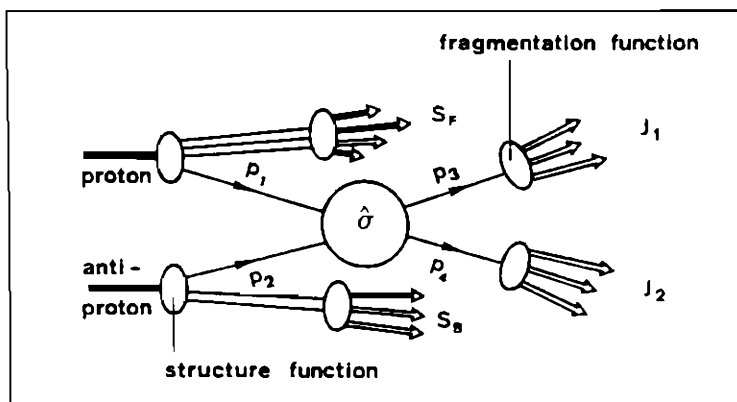


Figura 2.7 : Rappresentazione schematica delle collisioni ad alto  $Q^2$ .

• 2.3.2 - La sezione d'urto a livello partonico. Si consideri un processo a due corpi, in cui lo stato finale ( $f$ ) consista di due partoni ( $c, d$ ), ciascuno dei quali dia origine ad un jet :

$$a + b \rightarrow c + d \rightarrow jet_1 + jet_2 \quad (2.7).$$

Schematicamente, il processo è descritto nella figura (2.7), ove, applicando la proprietà di fattorizzazione, discussa nel §1.1.3, sono mostrati i vari contributi alla sezione d'urto del processo (2.7). Tutta la dinamica è descritta da tre variabili indipendenti :  $x_a, x_b$ , e l'angolo di scattering  $\theta^*$  nel CM del sistema ( $ab$ ).

<sup>(11)</sup> Le interazioni dello stato iniziale e il moto di Fermi dei partoni nel nucleone fanno sì che, in generale,  $\vec{p}_T^{ab} \neq 0$ , contrariamente alle assunzioni del modello a partoni. In tale caso, viene usualmente adoperata la cosiddetta *convenzione di Collins-Soper (CCS)*, che corrisponde ad assumere  $\vec{p}_T^a = \vec{p}_T^b = \vec{p}_T^{ab}/2$ . Le formule (2.5, 2.6) vengono modificate di conseguenza. La CCS minimizza l'errore derivante dall'impossibilità di misurare direttamente il momento trasverso dei partoni dello stato iniziale, nel caso  $|\vec{p}_T^f| \ll \sqrt{\hat{s}}$ , condizione usualmente soddisfatta dai dati (vedi §2.3.4).

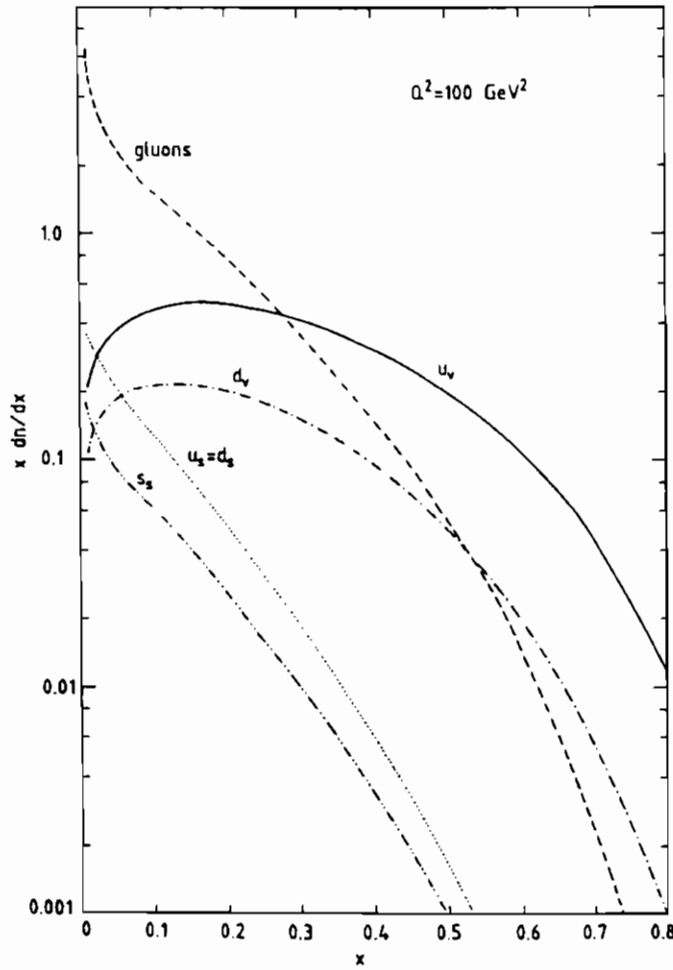


Figura 2.8 : Le funzioni di struttura del protone a  $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ .

Le distribuzioni delle variabili  $x_a$  e  $x_b$  sono date dalle funzioni di struttura  $F_p^a(x_a)$  e  $F_p^b(x_b)$ , che descrivono la densità in momento del partone  $a$  ( $b$ ) nel protone (antiprotone), con la normalizzazione :

$$\sum_a \int_0^1 F_p^a(x_a) dx_a = \sum_b \int_0^1 F_p^b(x_b) dx_b = 1 \quad (2.8)$$

ove la somma è estesa su tutti i partoni (quark e gluoni) di cui è costituito il nucleone <sup>(12)</sup>. Se  $\bar{a}$  è il partone coniugato di carica di  $a$ , vale la relazione di simmetria :

$$F_p^{\bar{a}}(x) = F_p^a(x) \quad (2.9)$$

<sup>(12)</sup> La probabilità di trovare un partone di tipo  $a$  nel nucleone con un momento

La figura (2.8) mostra le funzioni  $F_p^a(x)$  del protone per tutti i tipi di partoni, misurate in interazioni leptone-nucleone a basso  $Q^2$ .

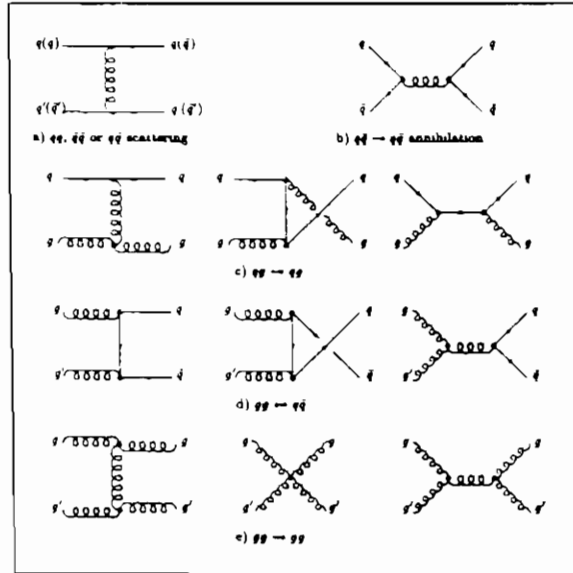


Figura 2.9 : Diagrammi di Feynman dei processi partonici in QCD.

Il secondo ingrediente mostrato nella figura (2.7) è la sezione d'urto a livello partonico  $\hat{\sigma}$ , che può essere calcolata in QCD perturbativa. La figura (2.9) mostra i diagrammi di Feynman all'ordine più basso in  $\alpha_s$  per i vari processi partonici elementari di QCD. Per ognuno dei processi, la sezione d'urto differenziale all'ordine  $\alpha_s^2$  può essere espressa, evidenziando la dipendenza da  $\hat{s}^{-1}$ , tramite una grandezza adimensionale  $|\mathcal{M}|^2$ , funzione delle variabili di Mandelstam del processo :

$$\frac{d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd}}{dt} = \frac{\pi \alpha_s^2}{\hat{s}} |\mathcal{M}(ab \rightarrow cd)|^2 \quad (2.10)$$

La tabella (2.3) elenca i processi, con le corrispondenti funzioni  $|\mathcal{M}|^2$  e i valori che esse assumono a  $\theta^* = 90^\circ$ , corrispondente a  $t = u = -\hat{s}/2$  (vedi equazione 1.6a). Nella tabella,  $q_i$  e  $q_j$  rappresentano quark di differente flavour.

La conoscenza delle funzioni di struttura e delle sezioni d'urto a livello partonico consente di scrivere la sezione d'urto del processo (2.7). Con riferimento

frazionario compreso tra  $(x)$  e  $(x + dx)$  è data da  $F_p^a(x) dx/x$ . Le funzioni  $F_p^a(x)$  rappresentano quindi la densità di distribuzione dell'impulso del nucleone tra i partoni. La normalizzazione (2.8) esprime la condizione che l'impulso del nucleone sia uguale alla somma degli impulsi di tutti i suoi costituenti.



Tabella 2.3 : I processi elementari in QCD (vedi testo).

Processo	$ \mathcal{M} ^2$	$ \mathcal{M} ^2$ a $\theta^* = 90^\circ$
1) $q_i q_j (\bar{q}_j) \rightarrow q_i q_j (\bar{q}_j)$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + u^2}{t^2}$	2.22
2) $q_i q_i \rightarrow q_i q_i$	$\frac{4}{9} \left[ \frac{\hat{s}^2 + u^2}{t^2} + \frac{\hat{s}^2 + t^2}{u^2} \right] - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{u t}$	3.26
3) $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_j \bar{q}_j$	$\frac{4}{9} \frac{t^2 + u^2}{\hat{s}^2}$	0.22
4) $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_i \bar{q}_i$	$\frac{4}{9} \left[ \frac{\hat{s}^2 + u^2}{t^2} + \frac{t^2 + u^2}{\hat{s}^2} \right] - \frac{8}{27} \frac{u^2}{\hat{s} t}$	2.59
5) $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \frac{t^2 + u^2}{t u} - \frac{8}{3} \frac{t^2 + u^2}{\hat{s}^2}$	1.04
6) $gg \rightarrow q_i \bar{q}_i$	$\frac{1}{6} \frac{t^2 + u^2}{t u} - \frac{3}{8} \frac{t^2 + u^2}{\hat{s}^2}$	0.15
7) $q_i (\bar{q}_i) g \rightarrow q_i (\bar{q}_i) g$	$-\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + u^2}{\hat{s} u} + \frac{\hat{s}^2 + u^2}{t^2}$	6.11
8) $gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left[ 3 - \frac{u t}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s} u}{t^2} - \frac{\hat{s} t}{u^2} \right]$	30.4

alla figura (2.7), si può scrivere :

$$\frac{d^3 \sigma^{ab \rightarrow cd}}{dx_a dx_b d \cos \theta^*} = \frac{F_p^a(x_a)}{x_a} \frac{F_p^b(x_b)}{x_b} \frac{d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd}}{d \cos \theta^*} \tag{2.11}$$

ove il valore di  $d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd}/d \cos \theta^*$  si ricava dalle equazioni (1.6a) e (2.10), per tutti i processi della tabella (2.3).

L'equazione (2.11), insieme con la tabella (2.3), riassume tutte le proprietà del modello a partoni e della QCD perturbativa. Essa permette di correlare le variabili a livello adronico ( $x_a, x_b$ ), misurate direttamente, con quelle a livello partonico ( $\hat{s}, t, u, \cos \theta^*$ ), in termini delle quali è possibile effettuare calcoli di QCD perturbativa. Il prodotto delle funzioni di struttura dei partoni interagenti, diviso per  $x_a x_b$  (cioè i primi due fattori del secondo membro dell'equazione 2.11) costituisce la densità nel piano  $x_a/x_b$  dello stato iniziale ( $ab$ ). Essa può essere interpretata come la "luminosità differenziale" della collisione  $ab$ .

Nel caso in cui non sia possibile identificare il tipo di partoni dello stato iniziale o finale, le quantità osservabili sono espresse come sommatorie, contenenti termini uguali al secondo membro dell'equazione (2.11). Ad esempio, la sezione d'urto inclusiva per produzione di jet può essere scritta come :

$$\frac{d^2\sigma^{jet}}{dp_T d\eta} = 2 p_T \sum_{a,b,c,d} \int dx_a dx_b \delta(\hat{s} + t + u) \frac{F_p^a(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^b(x_b)}{x_b} \frac{d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd}}{d\cos\theta^*} \quad (2.12)$$

La conoscenza delle funzioni di struttura (figura 2.8) e degli elementi di matrice a livello partonico (tabella 2.3) consente alcune predizioni sulla dinamica delle interazioni forti :

- 1) Gli stati iniziali e finali contenenti gluoni dominano su quelli contenenti quark. Ciò è conseguenza tanto della maggiore carica di colore dei gluoni rispetto ai quark, quanto della maggiore densità di gluoni nel nucleone a piccolo  $x$ . Solamente a grande  $x$ , il contributo dei quark di valenza domina rispetto ai gluoni. Pertanto, nel CM del laboratorio, jet a piccolo e medio  $p_T$  ( $p_T < 50 \text{ GeV}$  a  $\theta = 90^\circ$ ) provengono prevalentemente dalla frammentazione dei gluoni, mentre a grande  $p_T$  la percentuale di quark è dominante.
- 2) I processi di canale  $t$  dominano la sezione d'urto totale. Ad esclusione del processo (3) della tabella (2.3), che possiede solamente un grafico del canale  $s$ , tutti gli altri processi hanno un termine dipendente da  $t^{-2}$  (13). La distribuzione angolare nel CM partonico mostra pertanto una divergenza per  $t \rightarrow 0$ , caratteristica dello scattering di Rutherford. La distribuzione nel laboratorio, modulata dal boost di Lorentz determinato da  $x_a$  e  $x_b$ , ha un andamento pressochè costante in rapidità.

Inoltre, le distribuzioni angolari dei differenti processi elementari sono piuttosto simili le une alle altre, il che permette di scrivere una sezione d'urto differenziale inclusiva completamente fattorizzata :

$$\frac{d^3\sigma}{dx_1 dx_2 d\cos\theta^*} \cong \frac{F^{eff}(x_1)}{x_1} \frac{F^{eff}(x_2)}{x_2} \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}} \mathcal{F}(\cos\theta^*) \quad (2.13)$$

ove :

- 1)  $x_1$  e  $x_2$  sono i momenti frazionari dei partoni del protone e dell'antiprotone che interagiscono, che non dipendono più dal tipo (gli indici  $a$  e  $b$  delle formule precedenti).
- 2)  $F^{eff}(x)$  è una funzione di struttura efficace del protone :

$$F^{eff}(x) = \sum_a F_p^a(x) = \sum_b F_{\bar{p}}^b(x) \quad (2.14)$$

(13) Oppure da  $u^{-2}$ , ma nei processi ove manca l'identificazione dei partoni dello stato iniziale e finale,  $t$  è indistinguibile da  $u$ .

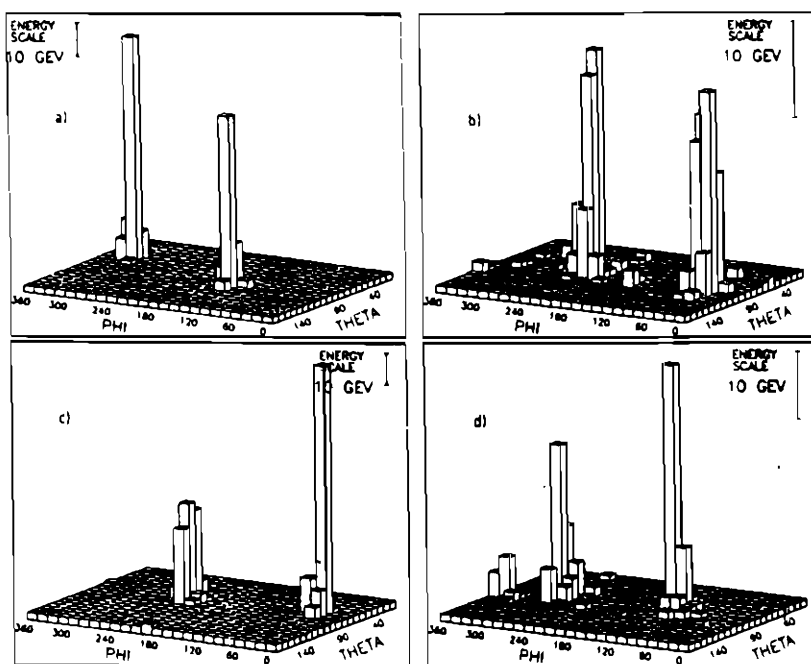


Figura 2.10 : Tipici eventi adronici in UA2.

La sommatoria (2.14) può essere espressa in modo da evidenziare i contributi relativi di quark e gluoni :

$$F^{eff}(x) = G(x) + \frac{4}{9} [Q(x) + \bar{Q}(x)] \quad (2.15)$$

ove

- $G(x)$  è la funzione di struttura del gluone;
  - $Q(x)$  è la somma delle funzioni di struttura dei quark nel protone (anti-quark nell'antiprotone), che riceve contributi tanto dalla valenza, quanto dal mare;
  - $\bar{Q}(x)$  è la somma delle funzioni di struttura degli antiquark nel protone (quark nell'antiprotone), che riceve contributi solamente dal mare;
  - il fattore  $4/9$  proviene dalla maggiore carica di colore dei gluoni rispetto ai quark.
- 3)  $\mathcal{F}(\cos \theta^*)$  rappresenta la distribuzione angolare (adimensionale) dello scattering tra partoni. Nel caso di scattering di Rutherford (scambio di un bosone di massa nulla e spin 1 nel canale  $t$ , in questo caso il gluone) :

$$\mathcal{F}(\cos \theta^*) \propto \frac{1}{t^2} \propto \frac{1}{(1 - \cos \theta^*)^2} \quad (2.16)$$

• 2.3.3 - *L'identificazione dei jet.* L'analisi di eventi contenenti jet adronici richiede l'utilizzo di un algoritmo di ricostruzione del quadrimpulso dei jet, a partire dalla deposizione di energia nei calorimetri. Dal punto di vista fenomenologico, la definizione di un jet sembra un problema piuttosto difficile: occorre tenere conto della presenza di frammenti a grande angolo, della sovrapposizione del jet con particelle provenienti dai partoni spettatori e dell'impossibilità stessa di definire rigorosamente da quale partone provenga un adrone dello stato finale. Tuttavia, per jet di alto  $p_T$ , la situazione sperimentale sembra sufficientemente chiara: la figura (2.10) mostra i "lego plot" <sup>(14)</sup> di alcuni tipici eventi adronici ad alto  $Q^2$  in UA2. Dalle figure si vede come l'identificazione topologica e la ricostruzione del quadrimpulso dei jet sia relativamente semplice. Un jet è identificato con un "cluster" di energia nel calorimetro, ricostruito con un *algoritmo di cluster*. Quello utilizzato da UA2 consiste dei seguenti passi:

- 1) La cella contenente la maggiore deposizione di energia del calorimetro è scelta come iniziatore del primo cluster.
- 2) L'algoritmo seleziona come appartenenti al cluster celle che abbiano un lato in comune con una cella già assegnata al cluster e la cui energia soddisfi i requisiti del punto successivo.
- 3) L'energia depositata in una cella deve essere superiore ad una soglia (tipicamente  $400 \text{ MeV}$ ), scelta in modo da escludere celle non appartenenti al jet. Nel calcolo dell'energia depositata, vengono esclusi singoli compartimenti, aventi un'energia compatibile con una fluttuazione dei piedistalli degli ADC del calorimetro (tipicamente  $150 \text{ MeV}$ ). Nel calcolo dell'energia di una cella appartenente ad un jet, i contributi dei differenti compartimenti sono pesati, tenendo conto del contenuto medio di un jet in  $\pi^0$  e  $\pi^\pm$ . In tal modo, la differente risposta della sezione elettromagnetica del calorimetro agli sciami elettromagnetici e adronici è parzialmente corretta.
- 4) Quando non è più possibile aggiungere altre celle al primo cluster, la cella avente energia depositata massima tra quelle non ancora utilizzate, viene scelta come iniziatore del secondo cluster, e così di seguito, fino ad esaurire tutte le possibilità di costruire cluster di energia superiore ad una soglia data (dipendente dall'analisi, ma tipicamente mai inferiore a  $6 \div 8 \text{ GeV}$ ).
- 5) Al termine della fase di ricerca dei cluster, a ciascuno di essi viene assegnato un impulso vettoriale. Per ciascuna cella appartenente al cluster viene costruito un vettore, avente come modulo l'energia depositata nella cella e come direzione la linea congiungente il centro del rivelatore con il centro della cella. Il quadrimpulso del cluster ha come energia la somma delle energie delle celle e come direzione quella della somma vettoriale degli impulsi delle singole celle. Il modulo dell'impulso è uguale all'energia, in modo che la "massa" del cluster

<sup>(14)</sup> Diagrammi che mostrano la deposizione di energia nel piano  $\theta/\phi$ . Per UA2, ciascun quadretto rappresenta una cella del calorimetro; l'altezza del diagramma è proporzionale all'energia depositata nella cella.

sia nulla.

Per singole analisi la definizione precedente viene raffinata, in modo da migliorare singoli parametri del cluster (tipicamente la risoluzione in energia a scapito della risoluzione angolare di cluster vicini, o viceversa). Le modifiche più comuni dell'algoritmo consistono nel sommare tutte le celle entro una distanza data dall'inziatore (tipicamente  $\sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 1$ , come nell'algoritmo di UA1), nel sommare cluster vicini, o nel dividere un cluster in due, se in esso si trovano due massimi di energia, separati da una "valle".

Tuttavia, le differenze tra i vari algoritmi, importanti per la misura dei parametri dei jet e in situazioni particolari (un cluster di bassa energia vicino ad uno di energia maggiore), modificano di poco l'identificazione topologica dei jet nella maggioranza degli eventi.

• 2.3.4 - *La dominanza degli eventi a due jet.* Il primo e forse più importante studio sperimentale effettuato al Collider è la verifica del modello illustrato in §2.3.1 e 2.3.2. Secondo le predizioni, ad alto  $Q^2$ , la struttura degli eventi è dominata da configurazioni con due partoni aventi momento trasverso di uguale grandezza e opposto azimuth. Dal punto di vista sperimentale, ciò si traduce nella richiesta che, per un alto valore dell'energia trasversa dell'intero evento  $\Sigma E_T$ , la configurazione dominante degli eventi abbia due jet di alto  $p_T$ , opposti nel piano trasverso, che si distribuiscano quasi tutta l'energia trasversa dell'evento.

UA2 ha studiato questo fenomeno, introducendo le variabili :

$$\begin{cases} h_1 = \frac{E_T^1}{\Sigma E_T} \\ h_2 = \frac{E_T^1 + E_T^2}{\Sigma E_T} \end{cases} \quad (2.17)$$

che sono calcolate dopo avere ricostruito i jet nel CC del rivelatore e averli ordinati a seconda della loro energia trasversa :  $E_T^1 \geq E_T^2 \geq E_T^3 \geq \dots$ .

Nel modello a partoni ci si aspetta  $h_1 = 1/2$ ,  $h_2 = 1$ . La presenza di differenti meccanismi dinamici (interazioni coerenti dei nucleoni, dominanti a basso  $Q^2$ ), il contributo degli adroni provenienti dalla frammentazione dei partoni spettatori e le incertezze di ricostruzione e misura dei jet fanno sì che le condizioni del modello a partoni siano soddisfatte solo approssimativamente, per cui  $h_1 < 1/2$ ,  $h_2 < 1$ . Ci si aspetta però che le assunzioni del modello a partoni siano tanto più valide, quanto più  $\Sigma E_T$  (e quindi  $Q^2$ ) sia elevata.

La figura (2.11) mostra i valori di  $h_1$  e  $h_2$  in funzione di  $\Sigma E_T$ , definita come l'energia trasversa totale depositata nel CC di UA2, in  $\pm 1$  unità di pseudorapidità attorno a  $\eta = 0$ . La figura dà una buona conferma delle previsioni : i valori previsti dal modello a partoni sono pressoché raggiunti ad alta  $\Sigma E_T$ .

Un'ulteriore conferma si ha dalla figura (2.12), che mostra l'impulso trasverso del sistema a due jet (entrambi con  $E_T > 20 \text{ GeV}$ ), nella direzione ortogonale all'asse dei jet. Il valore ridotto di  $p_\eta^{jj}$  e l'accordo tra la distribuzione sperimentale e

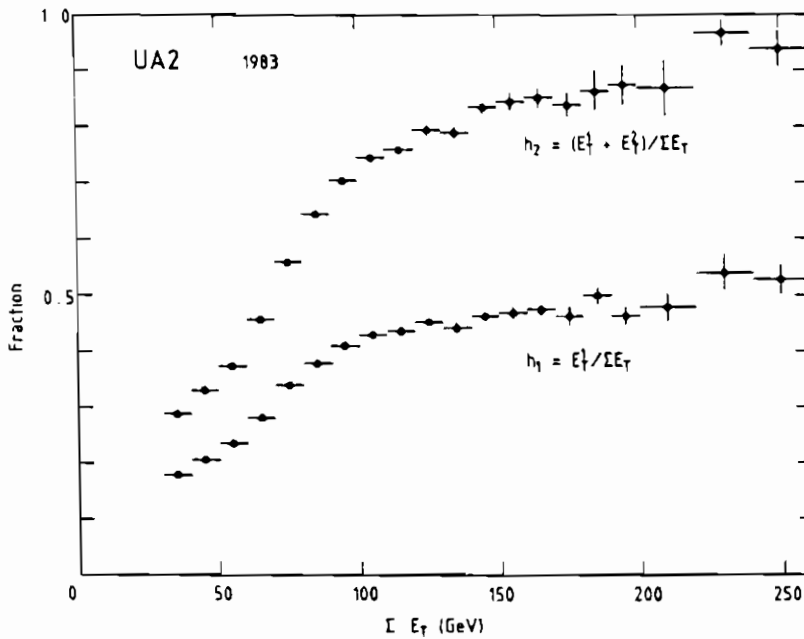


Figura 2.11 : I valori di  $h_1$  e  $h_2$  in funzione di  $\Sigma E_T$  (vedi testo).

la predizione (che include il calcolo di QCD e la risposta del rivelatore) giustificano l'uso delle approssimazioni del modello a partoni.

• **2.3.5 - La produzione inclusiva di jet.** I risultati illustrati nel paragrafo precedente confermano l'esistenza di un dominio cinematico (gli eventi ad alta  $\Sigma E_T$ ), ove il modello a partoni e la QCD perturbativa sono giustificati. In tale dominio cinematico le predizioni dei §2.3.1 e 2.3.2 possono essere direttamente confrontate con i dati sperimentali. La figura (2.13) mostra il valore della sezione d'urto inclusiva per produzione di jet  $d^2\sigma/dp_T d\eta$  a  $\eta = 0$ , in UA1 (figura 2.13a) e UA2 (figura 2.13b). I valori per  $\sqrt{s} = 540$  e  $630$  GeV sono mostrati, insieme ad un calcolo di QCD. Le maggiori incertezze sistematiche di origine teorica sono le seguenti :

- 1) Le correzioni di ordine superiore (cioè i diagrammi di ordine  $(\alpha_s)^n$ , con  $n > 2$ ) sono usualmente parametrizzate in funzione dei cosiddetti "fattori  $K$ " <sup>(15)</sup>.

(15) Per un processo  $x$ , si definisce un fattore  $K_x$  tale che :

$$\sigma^x \equiv K_x \sigma_{l.o.}^x \quad (2.18)$$

ove  $\sigma^x$  è la sezione d'urto del processo e  $\sigma_{l.o.}^x$  è il calcolo di  $\sigma^x$  all'ordine più basso in  $\alpha_s$ . I fattori  $K$  sono calcolabili, in linea di principio, come una serie infinita in potenze di  $\alpha_s$ . In pratica, la serie converge molto lentamente, a causa del

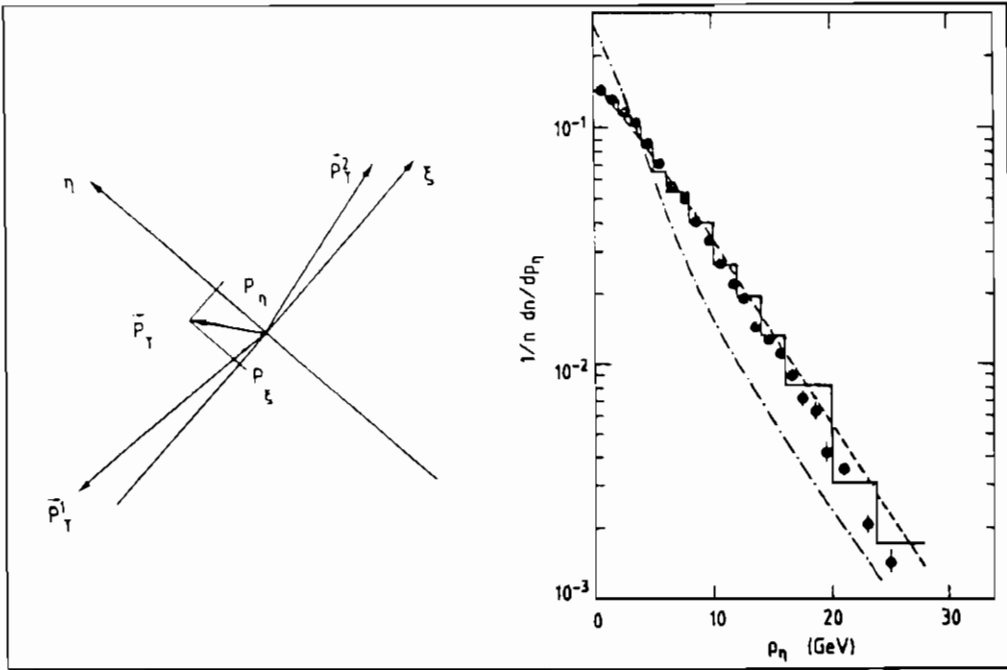


Figura 2.12 : L'impulso trasverso del sistema a due jet (vedi testo).

La mancata conoscenza del fattore  $K$  rilevante introduce un importante errore sistematico nel confronto tra teoria ed esperimento.

- 2) Le funzioni di struttura ed il valore di  $\alpha_s$  sono calcolati ad un certo  $Q^2$  e fanno uso di un dato valore della scala di QCD  $\Lambda$ . Sia UA1 che UA2 usano la definizione  $Q^2 = (p_T^{jet})^2$  e adoperano  $\Lambda = 200 \text{ MeV}$ . Tuttavia, la mancata conoscenza della cinematica dettagliata del processo e le incertezze nelle misure di  $\Lambda$  costituiscono un ulteriore errore sistematico.

Dal punto di vista sperimentale, le maggiori incertezze sistematiche sono invece (i numeri in parentesi si riferiscono ai valori di UA2) :

- 1) l'incertezza nel calcolo dell'accettanza del rivelatore e della deviazione dalla linearità dei calorimetri ( $\pm 35\%$ );
- 2) la mancata conoscenza della calibrazione del calorimetro, in particolare della parte adronica ( $\pm 30\%$ );
- 3) l'errore sulla conoscenza della luminosità integrata ( $\pm 8\%$ ).

Il contributo totale degli errori sistematici sperimentali è di circa  $\pm 45\%$  per UA2 (circa  $\pm 70\%$  per UA1). L'accordo tra teoria ed esperimento è buono, anche se la

---

valore grande di  $\alpha_s$ . Inoltre, nei processi in questione, il numero di diagrammi da calcolare, anche ad ordini bassi in  $\alpha_s$ , è di parecchie migliaia. Allo stato attuale, per molti processi adronici, il valore di  $K$  non è calcolato, né lo sarà in un prossimo futuro.

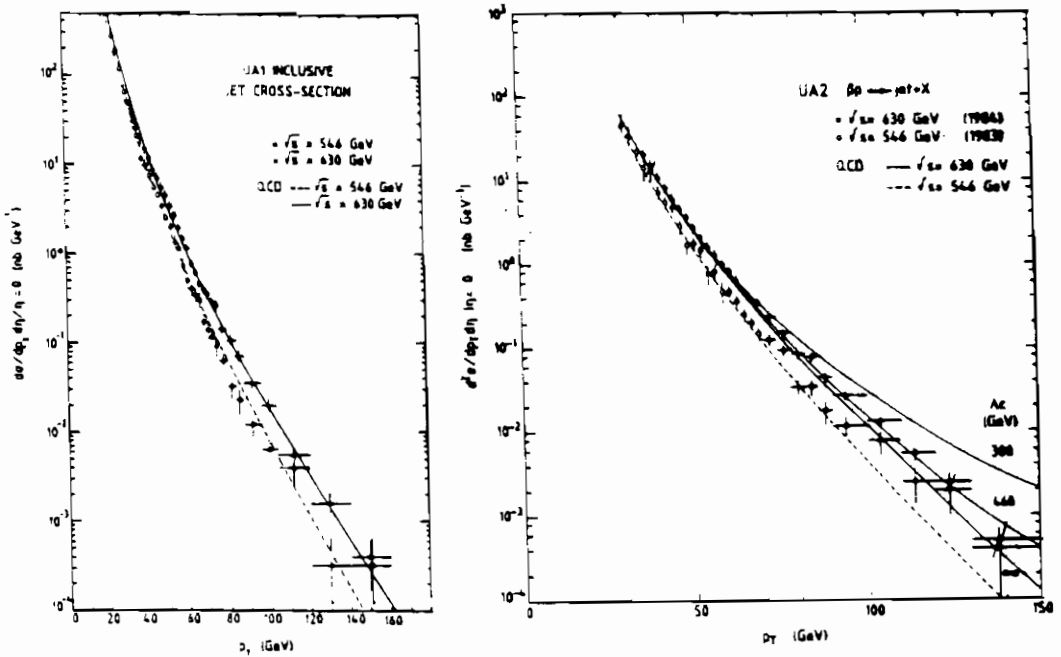


Figura 2.13 : La sezione d'urto inclusiva di produzione di jet a  $\theta = 90^\circ$ : a) UA1, b) UA2.

grandezza degli errori sistematici impedisce un confronto dettagliato.

• **2.3.6 - Le funzioni di struttura.** La figura (2.14) mostra la funzione di struttura efficace (equazioni 2.13 ÷ 2.15), misurata in UA1 e UA2, insieme con le predizioni, ottenute dalle funzioni mostrate nella figura (2.8). La figura mostra separatamente il contributo di quark e gluoni nella equazione (2.15). La differenza tra la  $F^{eff}(x)$  a basso  $Q^2$  (mostrata in figura) e quella ad un valore di  $Q^2$  tipico del Collider è dovuta alla dipendenza delle funzioni di struttura da  $Q^2$ , le cosiddette *violazioni di scala*. Vi è buon accordo tra predizione e dati sperimentali, tanto a basso  $x$ , ove domina la presenza dei gluoni, quanto ad alto  $x$ , ove si trovano prevalentemente quark di valenza. Il confronto nel dominio cinematico ove predominano i gluoni è particolarmente importante: le funzioni di struttura dei gluoni non sono misurate direttamente in collisioni leptone-nucleone (che, a livello elementare, sono interazioni leptone-quark), ma dedotte dalle funzioni dei quark, tramite l'equazione di Altarelli-Parisi. Il confronto è quindi un test non banale della teoria, che ne mette alla prova differenti aspetti: il comportamento a basso  $Q^2$ , l'equazione di estrapolazione, le proprietà di fattorizzazione al Collider, la differente carica di colore tra quark e gluoni.

• **2.3.7 - La distribuzione angolare.** La distribuzione angolare dell'angolo di scattering nel CM partonico (vedi equazioni 2.13, 2.16) è studiata conveniente-



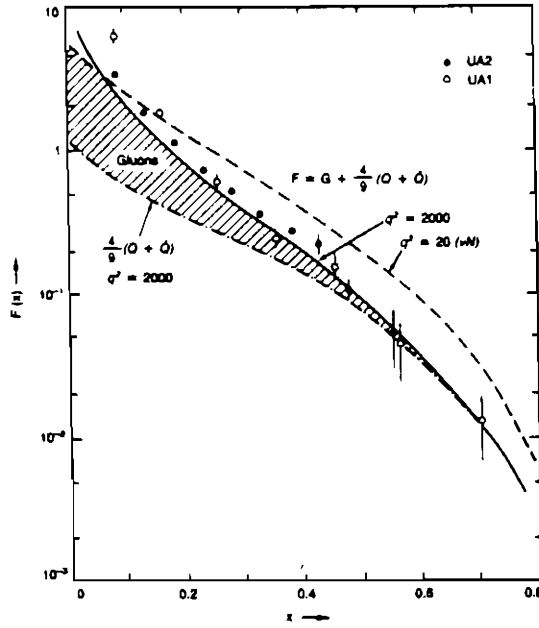


Figura 2.14 : La funzione di struttura efficace.

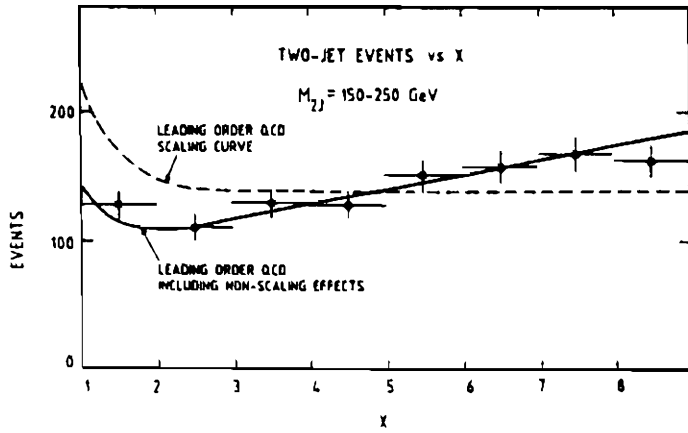


Figura 2.15 : La distribuzione angolare  $d\sigma/d\chi$  (normalizzazione arbitraria).

mente in funzione della variabile  $\chi$  :

$$\chi = \frac{1 + \cos \theta^*}{1 - \cos \theta^*} \tag{2.19}$$

Dalla formula si deduce immediatamente che, se vale l'equazione (2.16), allora si

ha :

$$\frac{d\sigma}{d\chi} = \text{costante.} \quad (2.20)$$

La figura (2.15) mostra la distribuzione angolare, misurata da UA1, insieme alla predizione di QCD, che tiene conto delle deviazioni dalla formula di Rutherford (2.16, 2.20). Le deviazioni a  $\chi = 1$  (cioè a  $\theta^* = 90^\circ$ ) provengono dallo scattering all'indietro (ricordiamo che, senza identificare i partoni dello stato finale, è possibile solamente misurare il valore assoluto  $|\cos \theta^*|$ ). Viceversa, le deviazioni a  $\chi$  grande (cioè a piccolo angolo) provengono dalla dipendenza da  $Q^2$  di  $\alpha_s$ , (vedi equazione 1.4) e dalle violazioni di scala. La curva tratteggiata mostra la predizione ottenuta senza tenere conto delle violazioni di scala, mentre la curva continua include tutti gli effetti.

Ancora una volta, il buon accordo tra teoria e dati è un test non banale della QCD, che può anche essere interpretato come una "misura" dello spin del gluone, responsabile della forma (2.20). È però da ricordare che una modifica dello spin del gluone renderebbe la QCD una teoria inconsistente, modificando gran parte delle formule di questo Capitolo, e rendendo privi di significato i confronti tra teoria ed esperimento. La migliore "verifica" della QCD proviene dal buon accordo (anche se talvolta solo qualitativo) di tutte le distribuzioni : la teoria sembra in grado di fornire predizioni, non smentite dagli esperimenti, per ogni aspetto della fisica del Collider.

• 2.3.8 - *La frammentazione.* A differenza della produzione dei jet, la QCD offre ben poche predizioni sulla adronizzazione dei partoni dello stato finale. Tuttavia, la maggiore carica di colore dei gluoni rispetto ai quark lascia supporre che devono esistere delle differenze nella frammentazione dei jet originati da un gluone, rispetto a quelli prodotti da un quark : la frammentazione dei gluoni dovrebbe produrre un numero maggiore di adroni di momento frazionale più basso, rispetto alla frammentazione dei quark. La ricerca di queste differenze, utili anche per selezionare jet di un dato tipo (ad esempio, nello studio dei decadimenti adronici degli IVB, trattati nel §2.4.3), è il principale obiettivo degli studi sulla frammentazione al Collider.

La *funzione di frammentazione*  $D(z)$  è definita come la distribuzione della variabile  $z$ , la frazione di impulso del jet portata dall'adrone, con le definizioni :

$$\left\{ \begin{array}{l} z = \frac{\bar{p} \cdot \bar{p}^{jet}}{(\bar{p}^{jet})^2} \\ D(z) = \frac{1}{N_{eventi}} \frac{dN_{adroni}}{dz} \end{array} \right. \quad (2.21)$$

ove :

$\bar{p}$  è l'impulso di un adrone in un jet;  
 $\bar{p}^{jet}$  è l'impulso del jet;

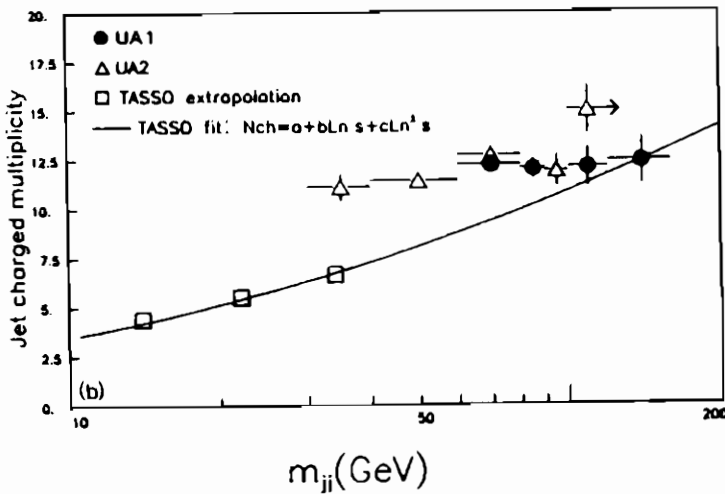


Figura 2.16 : La molteplicità carica nei jet, in funzione della massa del sistema dei jet.

$N_{eventi}$  è il numero totale di eventi;

$N_{adroni}$  è il numero totale di adroni.

Dagli studi al Collider appare che la molteplicità delle particelle cariche nei jet è più alta di quella predetta da un'estrapolazione dei dati raccolti in macchine  $e^+e^-$ , composti prevalentemente da jet di quark. La figura (2.16) mostra la molteplicità media di particelle cariche in un jet (cioè  $\int dz D(z)$ ), in funzione della massa del sistema a due jet,  $m_{jj}$ . I risultati sono confrontati con un simile studio in jet provenienti dall'annichilazione di  $e^+e^-$  in adroni, in un intervallo di  $m_{jj}$  minore. La figura mostra che la molteplicità dei jet del Collider è pressoché indipendente dalla massa e significativamente maggiore dell'estrapolazione dei dati di  $e^+e^-$ . Il risultato è in accordo qualitativo con l'aspettativa: a piccolo  $m_{jj}$  (e quindi piccoli  $x$ ), i jet sono prevalentemente di origine gluonica, mentre ad alto  $m_{jj}$  predominano i jet di quark. L'aumento di molteplicità dovuto all'aumentare di  $m_{jj}$  è quindi parzialmente compensato dalla loro differente origine.

• 2.3.9 - Gli eventi a tre jet. Le correzioni di ordine superiore (bremstrahlung di gluoni o creazione di coppie quark-antiquark) possono produrre, in un piccolo numero di eventi, stati finali contenenti più di due jet.

Tanto UA1, quanto UA2 hanno studiato gli eventi a tre jet con lo scopo di misurare la costante di accoppiamento delle interazioni forti  $\alpha_s$ . Il metodo di misura è relativamente semplice. All'ordine più basso in  $\alpha_s$ , la sezione d'urto per la produzione di due jet  $\sigma_2^{l.o.}$  è proporzionale ad  $\alpha_s^2$ , mentre la sezione d'urto di produzione di tre jet  $\sigma_3^{l.o.}$  è proporzionale a  $\alpha_s^3$ . Pertanto, il rapporto  $\sigma_3^{l.o.}/\sigma_2^{l.o.}$  è uguale ad  $\alpha_s$ , moltiplicato per dei fattori, dipendenti dalla cinematica dei processi e dall'accettazione dei rivelatori, che sono calcolabili in QCD. Tuttavia, le sezioni d'urto topologiche, misurate sperimentalmente, per produzione di due e tre jet

( $\sigma_2$  e  $\sigma_3$ ), includono anche le correzioni di ordine superiore. Introducendo quindi i fattori  $K$  per produzione di due e tre jet, in accordo con l'equazione (2.18), si ottiene :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_2 \equiv \frac{\sigma_2}{\sigma_2^{l.o.}} \\ K_3 \equiv \frac{\sigma_3}{\sigma_3^{l.o.}} \\ \frac{\sigma_3}{\sigma_2} = \alpha_s \left( \frac{K_3}{K_2} \right) \times \text{fattori calcolabili} \end{array} \right. \quad (2.22)$$

Le due collaborazioni ottengono :

$$\alpha_s \left( \frac{K_3}{K_2} \right) = \begin{cases} 0.23 \pm 0.02 & \text{(UA1)} \\ 0.24 \pm 0.01 & \text{(UA2)} \end{cases} \quad (2.23)$$

più errori sistematici, di origine sia teorica, sia sperimentale, due o tre volte maggiori di quelli statistici.

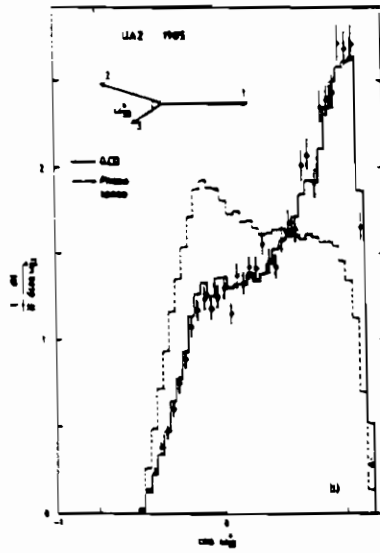


Figura 2.17 : La distribuzione del coseno dell'angolo tra il secondo ed il terzo jet.

Le distribuzioni sperimentali degli eventi a tre jet contengono inoltre molta informazione sulla dinamica delle collisioni partoniche. Ad esempio, la figura (2.17) mostra la distribuzione della variabile  $\cos \omega_{23}$ , l'angolo tra i due jet di modulo minore, nel CM del sistema dei tre jet. I dati sperimentali di UA2 sono confrontati con una predizione di QCD e con un calcolo, in cui i tre jet sono distribuiti secondo lo spazio delle fasi. Entrambe le curve mostrate in figura includono l'accettanza del

rivelatore. Il picco, predetto dalla QCD a  $\cos\omega_{23} = 1$ , dovuto alla bremsstrahlung dei gluoni, è ben riprodotto dai dati, entro il potere di risoluzione del rivelatore, che non distingue due jet parzialmente sovrapposti.

• *2.3.10 - Gli eventi a quattro jet.* Oltre alle correzioni di ordine superiore, discusse nel paragrafo precedente, un altro meccanismo dinamico appare in grado di produrre eventi con quattro jet nello stato finale : due collisioni indipendenti, dovute a due partoni di un protone, ciascuno dei quali interagisce separatamente con un partone di un antiprotone.

Tuttavia, esistono risultati preliminari di UA2, che mostrano che, entro la sensibilità statistica e sistematica dell'esperimento, il campione di eventi a quattro jet non richiede tale meccanismo dinamico per essere spiegato. Applicando la proprietà di fattorizzazione tra le due collisioni, la sezione d'urto per produzione di quattro jet in tale modello può essere scritta :

$$\frac{d^4\sigma_{doppia}}{dE_T^1 dE_T^2 dE_T^3 dE_T^4} \equiv \frac{1}{\sigma_{eff}} \frac{d^2\sigma_{QCD}}{dE_T^1 dE_T^2} \frac{d^2\sigma_{QCD}}{dE_T^3 dE_T^4} \quad (2.24)$$

ove  $\sigma_{QCD}$  è la consueta sezione d'urto per collisione singola e  $\sigma_{eff}$  è una sezione d'urto efficace, che rappresenta il quadrato della distanza efficace tra due partoni nel nucleone, moltiplicata per  $\pi$ . Il fatto che il valore di  $\sigma_{eff}$  compaia a denominatore nell'equazione (2.24) significa che, quanto più esso è ridotto (e, di conseguenza, il nucleone è "piccolo"), tanto più le interazioni doppie sono probabili.

UA2 trova  $\sigma_{eff} > 10 mb$  al 90% di CL, in apparente contrasto con i risultati dell'esperimento AFS agli ISR del CERN, che, in collisioni  $pp$ , trova evidenza per il meccanismo di doppia collisione. È tuttavia da notare che questa differenza può provenire dai differenti regimi cinematici dei due esperimenti (alto  $x$  con prevalenza di quark agli ISR, contro basso  $x$  con prevalenza di gluoni al Collider).

## 2.4 La fisica degli IVB

Come già detto all'inizio del Capitolo, la motivazione principale per trasformare il SPS in un anello di collisione per fasci di protoni e di antiprotoni, è stata quella di rivelare i bosoni vettoriali intermedi (IVB), mediatori delle interazioni deboli, predetti dal modello di Weinberg e Salam (modello standard). In questo paragrafo verranno richiamate alcune predizioni del modello standard quali masse e larghezze (che saranno poi riprese nel Capitolo 3) e sarà discusso brevemente il meccanismo di base responsabile della loro produzione nelle collisioni protone-antiprotone, dando anche i valori delle sezioni d'urto.

• **2.4.1 - Masse e modi di decadimento degli IVB.** La teoria elettrodebole, esposta in §1.1.2 e §3.2, predice il valore delle masse (a) e i modi di decadimento (b) degli IVB :

a)

$$\begin{aligned} m_W &\approx 80 \text{ GeV} \\ m_Z &\approx 90 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (2.25)$$

b) Se si assume che esistano solo 3 famiglie di leptoni ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$  e i rispettivi neutrini) e che i decadimenti degli IVB in top siano cinematicamente vietati :

$$\begin{aligned} \Gamma(W \rightarrow e\nu)/\Gamma_W &= \Gamma(W \rightarrow \mu\nu)/\Gamma_W = \Gamma(W \rightarrow \tau\nu)/\Gamma_W \approx 11\% \\ \Gamma(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-)/\Gamma_Z &\approx 3\% \\ \Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})/\Gamma_Z &\approx 6\% \end{aligned} \quad (2.26)$$

e pertanto

$$\Gamma(W \rightarrow q\bar{q})/\Gamma_W \approx \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})/\Gamma_Z \approx 70\% \quad (2.27)$$

• **2.4.2 - Produzione degli IVB.** Nelle collisioni protone-antiprotone, ci si aspetta che la produzione di  $W$  e  $Z$  sia dominata dal meccanismo di Drell-Yan, ovvero da un processo di fusione quark-antiquark del tipo illustrato in figura 2.18a. Nel Capitolo 1 abbiamo visto che il protone (antiprotone) può essere schematizzato come un fascio di quark, antiquark e gluoni. La formazione di IVB è ben descritta dal modello a partoni, illustrato nel §2.3. Di conseguenza, si possono applicare le formule (2.2-6), con  $\sqrt{s} = m_{IVB}$ . A differenza del continuo adronico, la formazione di IVB richiede però che i partoni dello stato iniziale abbiano una massa invariante pari a quella del  $W$  ( $Z$ ). Di conseguenza, la produzione di IVB non avviene per ogni valore di  $x_a$  e  $x_b$ , ma solo per un valore fissato del prodotto  $x_a \cdot x_b$ . Al variare di  $x_a$  rispetto a  $x_b$ , il momento longitudinale del  $W$  ( $Z$ ) varia, assumendo anche valori elevati (vedi equazione 2.5b). Invece, in accordo con il modello a partoni, poiché l'impulso trasverso dei quarks iniziali è piccolo, gli IVB sono prodotti a basso valore di  $p_T$ [5].

Per descrivere il momento longitudinale degli IVB, si introduce la variabile  $x_{IVB}$ , definita come:

$$x_{IVB} = 2 \cdot p_L^{IVB} / \sqrt{s} = (x_a - x_b) \quad (2.28)$$

È interessante notare che al Collider protone-antiprotone del CERN,  $\sqrt{s} = 630$  GeV. Nel caso del  $W$ , la media geometrica delle  $x$  della coppia di quark-antiquark interessati è

$$\sqrt{x_a \cdot x_b} = m_W / \sqrt{s} \approx .13 \quad (2.29)$$

e pertanto (vedi figura 2.8) la produzione degli IVB è dominata dai quark di valenza.

Al tevatrone di Fermilab, dove è stato costruito un anello di collisione protone antiprotone con un'energia disponibile nel centro di massa  $\sqrt{s} \approx 1600-2000$  GeV,  $\sqrt{x_a \cdot x_b} = .04 - .05$  e pertanto (vedi ancora la figura 2.8) ci si aspetta che la maggior parte dei quark (antiquark) provenga dal mare. È interessante notare che nel caso di collisioni protone-protone, gli antiquark devono certamente provenire dal mare.

Se si torna al caso delle collisioni protone-antiprotone, la sezione d'urto differenziale per il processo di produzione di Drell-Yan puramente elettromagnetico è

$$\frac{d^2\sigma}{dx_a dx_b} = \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}} \sum_q \frac{e_q^2}{3} \left[ \frac{F_p^q(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^q(x_b)}{x_b} + \frac{F_p^q(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^q(x_b)}{x_b} \right] \quad (2.30)$$

dove  $F_p^q(x)$  e seguenti sono definite in (2.8 e seguenti). Mentre il primo termine nella sommatoria riceve contributi sia dalla valenza che dal mare, il secondo termine è unicamente dovuto ai quark del mare. Pertanto il primo termine predomina rispetto al secondo. Il termine  $e_q$  è la carica dei quark che si annichilano, mentre il fattore 3, che compare al denominatore nella sommatoria, rende conto del fatto che il quark e l'antiquark devono avere lo stesso colore.

I sottoprocessi elementari per produrre il  $W$  sono:

$$\begin{aligned} u\bar{d} &\rightarrow W^+; & u\bar{s} &\rightarrow W^+; \\ \bar{u}d &\rightarrow W^-; & \bar{u}s &\rightarrow W^-. \end{aligned} \quad (2.31)$$

dove si tiene conto anche dei canali contenenti quark (antiquark) strani, che interagiscono con i quark up e down con un accoppiamento più piccolo, proporzionale a  $\sin^2\theta_c$ . La sezione d'urto differenziale per la produzione di  $W^+$  è perciò data da

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{W^+}}{dx_a dx_b} = \frac{\sqrt{2}G_F\pi}{3} &\left[ \left( \frac{F_p^u(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^{\bar{d}}(x_b)}{x_b} + \frac{F_p^{\bar{d}}(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^u(x_b)}{x_b} \right) \cos^2\theta_c + \right. \\ &\left. \left( \frac{F_p^u(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^{\bar{s}}(x_b)}{x_b} + \frac{F_p^{\bar{s}}(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^u(x_b)}{x_b} \right) \sin^2\theta_c \right] \end{aligned} \quad (2.32)$$

ove  $F_p^u(x)$  è la distribuzione dei quark di valenza "up" nel protone ( $= F_{\bar{p}}^u(x)$ ),  $F_p^{\bar{u}}(x)$  è quella degli antiquark del mare "up" nel protone ( $= F_{\bar{p}}^{\bar{u}}(x)$ ) e la sezione d'urto totale è

$$\sigma^{W^+} = \int \int dx_a dx_b \frac{d^2\sigma^{W^+}}{dx_a dx_b} \delta\left(x_a x_b - \frac{m_W^2}{s}\right) \quad (2.33)$$

Nel caso della produzione di  $Z$ , i contributi provengono da

$$u\bar{u} \rightarrow Z; \quad d\bar{d} \rightarrow Z; \quad s\bar{s} \rightarrow Z. \quad (2.34)$$

e la sezione d'urto differenziale si esprime come

$$\frac{d^2\sigma^Z}{dx_a dx_b} = \frac{\sqrt{2}G_F\pi}{3} \left[ \left( \frac{F_p^u(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^u(x_b)}{x_b} + \frac{F_p^{\bar{u}}(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^u(x_b)}{x_b} \right) \mathcal{F}_1(\theta_W) + \left( \frac{F_p^d(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^d(x_b)}{x_b} + \frac{F_p^{\bar{d}}(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^d(x_b)}{x_b} + \frac{F_p^s(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^s(x_b)}{x_b} + \frac{F_p^{\bar{s}}(x_a)}{x_a} \frac{F_{\bar{p}}^s(x_b)}{x_b} \right) \mathcal{F}_2(\theta_W) \right] \quad (2.35)$$

dove

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1(\theta_W) &= \frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W + \frac{8}{9} \sin^4 \theta_W; \\ \mathcal{F}_2(\theta_W) &= \frac{1}{4} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W + \frac{2}{9} \sin^4 \theta_W \end{aligned} \quad (2.36)$$

ottenuti dai prodotti degli accoppiamenti delle correnti neutre per quark aventi carica  $2/3$  e  $1/3$  rispettivamente (vedi §3.2.5).

La discussione precedente non tiene conto delle correzioni di ordine superiore, dovute a diagrammi di Feynman del tipo di quelli mostrati in figura 2.18.

La loro inclusione nei calcoli produce due principali risultati :

- a) un aumento della sezione d'urto di produzione degli IVB;
- b) la predizione di un loro momento trasverso non nullo, bilanciato, nella grande maggioranza dei casi, da un jet adronico.

L'effetto delle correzioni di ordine superiore è stato calcolato e misurato sperimentalmente nella produzione di coppie di leptoni prodotti in interazioni adroniche ad energie più basse: le sezioni d'urto sono incrementate approssimativamente di un fattore 2 (definito fattore  $k$ , analogamente al caso dei tre jet adronici - eq. 2.18 e 2.22); si osserva inoltre che il momento trasverso del sistema composto dai due leptoni aumenta all'aumentare di  $\sqrt{s}$ . Per produzione inclusiva di  $W$  e di  $Z$  al Collider del CERN, è stato predetto un valore  $k = 1.5$ .

Una stima delle sezioni d'urto per la produzione inclusiva di  $W$  e  $Z$  in collisioni protone-protone e protone-antiprotone è riportata nella figura 2.19, in funzione di  $\sqrt{s}$ .

Al collider protone-antiprotone del CERN a  $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ , i valori numerici sono:

$$\begin{aligned} \sigma(\bar{p}p \rightarrow W^+) &= \sigma(\bar{p}p \rightarrow W^-) \approx 1.8 \times 10^{-33} \text{ cm}^2; \\ \sigma(\bar{p}p \rightarrow Z) &\approx 10^{-33} \text{ cm}^2 \end{aligned} \quad (2.37)$$



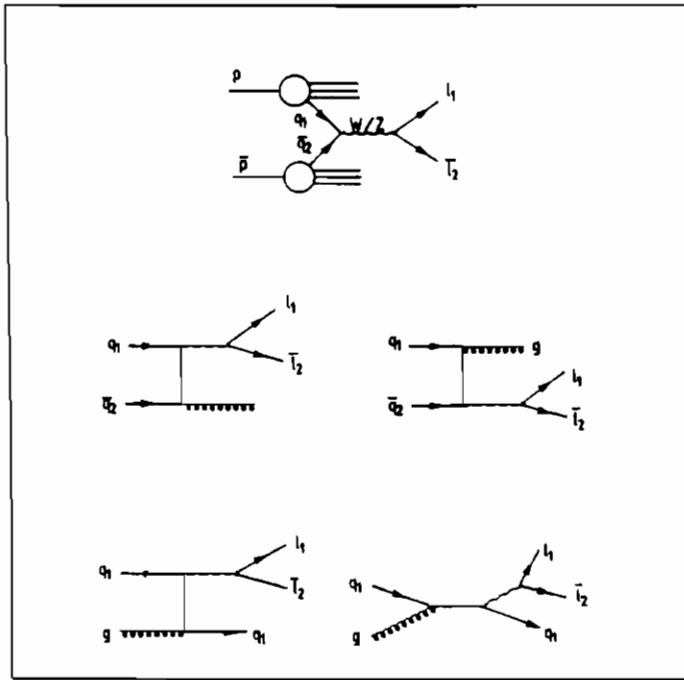


Figura 2.18 : Diagrammi di Feynman di produzione degli IVB.

A  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ , entrambe le sezioni d'urto aumentano del 25% circa.

I valori misurati a  $\sqrt{s} = 546$  e  $630 \text{ GeV}$  sono riportati in tabella 2.4, insieme alle previsioni teoriche.

• **2.4.3 - Rivelazione degli IVB.** Come discusso nel paragrafo precedente, gli IVB decadono in una coppia fermione-antifermione (in prevalenza  $q\bar{q}$ ) di alto momento.

Dal punto di vista sperimentale, il rapporto segnale/fondo (interazioni adroniche di QCD) è più favorevole a grande angolo rispetto ai fasci di protoni e antiprotoni. Ciò è dovuto a due principali motivi :

- la presenza a piccolo angolo dei prodotti di frammentazione dei partoni spettatori oscura la segnatura sperimentale dei leptoni e costituisce per i jet un fondo statisticamente insuperabile.
- la distribuzione angolare dei partoni dello stato finale delle collisioni "dure" di QCD (eq. 2.19-20) ha un massimo in avanti molto più pronunciato di quella dei fermioni di decadimento degli IVB. Tale caratteristica permane anche al passaggio dal sistema di riferimento dello scattering partonico a quello del laboratorio.

Pertanto, è preferibile rivelare gli IVB partendo da un campione di eventi contenenti partoni ad alto momento trasverso.

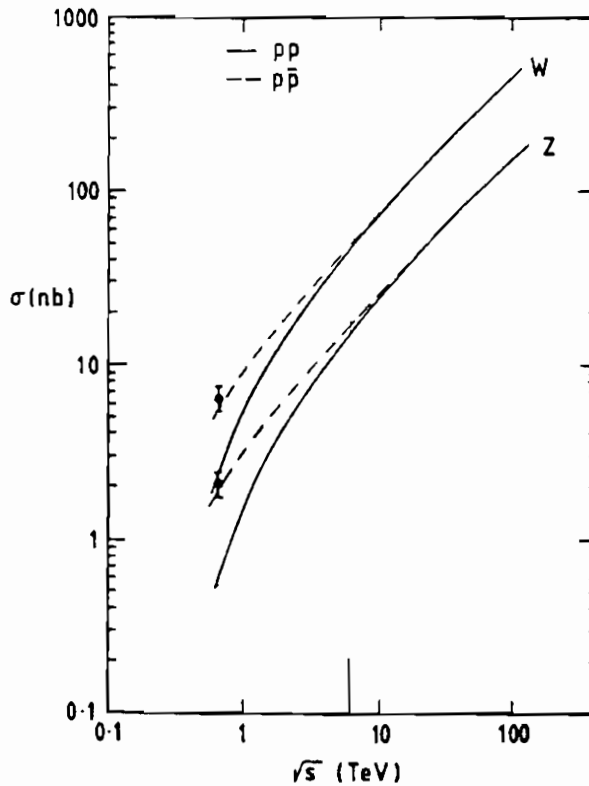


Figura 2.19 : Sezione d'urto di produzione degli IVB in funzione di  $\sqrt{s}$ .

In conseguenza, ci si aspetta che il modo più adeguato per rivelare gli IVB, sia l'osservazione di due picchi nello spettro di massa invariante del sistema di 2 jet ad alto  $p_T$ , nella regione tra 80 e 90 GeV. Tuttavia, anche ad alto  $p_T$ , il contributo proveniente dal fondo di QCD "dura", rende la misura molto difficile. Per avere un ordine di grandezza della sezione d'urto associata a tale fondo, possiamo integrare la sezione d'urto inclusiva (2.12) per  $\eta$  tra  $-1$  e  $+1$  e per  $p_T$  del jet maggiore di 30 GeV. Il risultato che si ottiene è  $\sigma(\text{jet}) = 2 \times 10^{-31} \text{cm}^2$ , che risulta circa due ordini di grandezza più alto della sezione d'urto di produzione di  $W$  e  $Z$ . Un rapporto segnale/fondo così sfavorevole non può essere ridotto sperimentalmente con grande facilità, poiché è impossibile separare evento per evento jet provenienti dal decadimento degli IVB da jet provenienti dallo scattering partonico forte. Solo un buon calorimetro con un'ottima risoluzione di massa (dell'ordine della larghezza degli IVB) potrebbe aiutare ad identificare i due picchi sovrapposti ad una distribuzione di massa monotonicamente decrescente. È utile ricordare che negli esperimenti UA1 e UA2 le energie dei jet sono misurate da calorimetri convenzionali (vedi §2.2) e che nella regione di massa invariante del sistema a 2-jet intorno a 90 GeV, la risoluzione è di circa 8 GeV. Tuttavia UA2 ha osservato un

Tabella 2.4 : Sezioni d'urto di produzione  $\times$  frazioni di decadimento degli IVB

Canale di decadimento	$\sigma \times BR$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ (nb)	$\sigma \times BR$ a $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ (nb)
<u>UA1</u>		
$W \rightarrow e\nu$	$0.55 \pm 0.08 \pm 0.09$	$0.63 \pm 0.05 \pm 0.10$
$W \rightarrow \mu\nu$	$0.56 \pm 0.18 \pm 0.12$	$0.63 \pm 0.08 \pm 0.11$
$W \rightarrow \tau\nu$	$0.63 \pm 0.13$	$0.63 \pm 0.12$
<u>UA2</u>		
$W \rightarrow e\nu$	$0.61 \pm 0.10 \pm 0.07$	$0.57 \pm 0.04 \pm 0.07$
<u>Teoria</u>		
$W \rightarrow l\nu$	$0.46^{+0.14}_{-0.07}$	$0.57^{+0.18}_{-0.10}$
<u>UA1</u>		
$Z \rightarrow e^+e^-$	$0.042^{+0.033}_{-0.020} \pm 0.006$	$0.074 \pm 0.014 \pm 0.011$
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$0.098^{+0.078}_{-0.046} \pm 0.020$	$0.066 \pm 0.017 \pm 0.011$
<u>UA2</u>		
$Z \rightarrow e^+e^-$	$0.116 \pm 0.039 \pm 0.011$	$0.073 \pm 0.014 \pm 0.007$
<u>Teoria</u>		
$Z \rightarrow l^+l^-$	$0.042^{+0.013}_{-0.006}$	$0.051^{+0.016}_{-0.010}$

eccesso di eventi nella regione di massa in questione, come mostrato in figura 2.20. Questi dati si riferiscono ad un'energia del centro di massa  $\sqrt{s} = 630$  GeV e ad una luminosità integrata di circa  $730 \text{ nb}^{-1}$ . Si osserva immediatamente che, data la risoluzione in massa quotata precedentemente, i picchi corrispondenti a  $W$  e  $Z$  non sono risolti. La significanza statistica del segnale è di 3.3 deviazioni standard e corrisponde a  $632 \pm 190$  eventi. Questo numero è consistente con il numero di eventi aspettato dal modello standard, dopo aver effettuato le correzioni dovute all'accettazione dell'apparato e all'efficienza dei criteri di selezione usati per ricavare lo spettro mostrato.

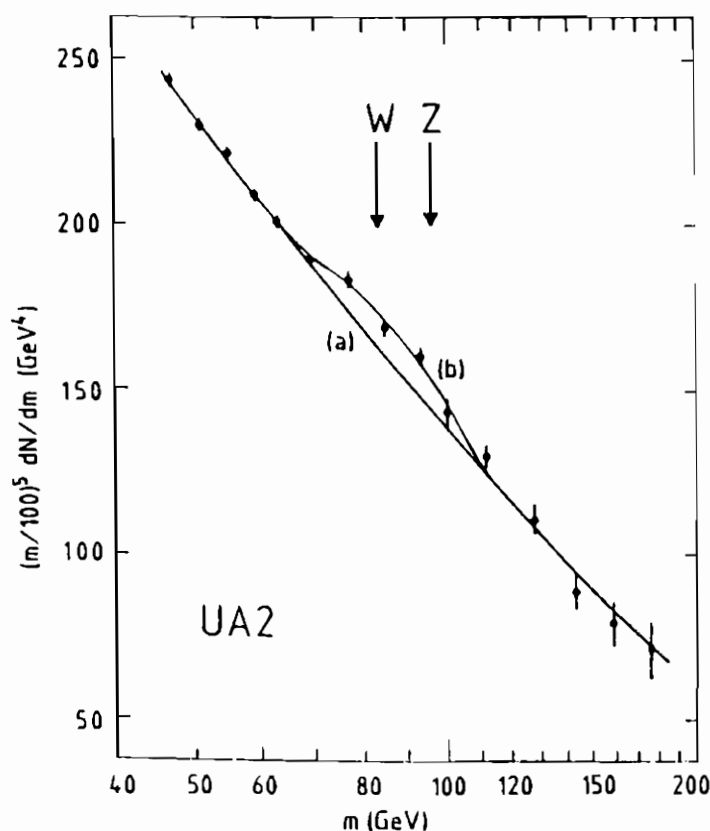


Figura 2.20 : Massa invariante jet-jet misurata da UA2.

L'osservazione del decadimento degli IVB nel canale quark-antiquark è un primo esempio della possibilità che esperimenti ai collider adronici possano scoprire nuove particelle pesanti ricostruendo la massa invariante di un sistema multi-jet.

La scarsa significanza statistica del canale adronico ha fatto sì che, sin dalla fase di progetto, UA1 e UA2 abbiano posto enfasi sulla rivelazione degli IVB

attraverso i canali di decadimento leptonici ed in particolare

$$\text{UA1} \begin{cases} W \rightarrow e\nu_e & (\rightarrow \mu\nu_\mu, \rightarrow \tau\nu_\tau) \\ Z \rightarrow e^+e^- & (\rightarrow \mu^+\mu^-) \end{cases} \quad (2.38)$$

$$\text{UA2} \begin{cases} W \rightarrow e\nu_e \\ Z \rightarrow e^+e^- \end{cases} \quad (2.39)$$

per i quali, come si vedrà in seguito, il rapporto segnale / fondo è maggiore, nonostante il minore branching ratio.

Presentiamo ora alcune considerazioni sulle tecniche di rivelazione degli elettroni e dei muoni basate sulle caratteristiche della loro interazione con la materia.

- 1) l'elettrone è una particella carica che, passando attraverso la materia, perde rapidamente energia, dando origine ad una cascata elettromagnetica.
- 2) il muone è una particella carica che non subisce interazioni nucleari e che, ad energie di alcune decine di GeV, penetra nella materia, senza subire apprezzabili perdite di energia.

Questo significa che un buon calorimetro elettromagnetico è in grado di identificare la presenza di un elettrone e di misurarne l'energia, mentre la rivelazione del muone avviene con l'aiuto di un campo magnetico, che consente di misurarne l'impulso, seguito da un assorbitore di grande spessore, in grado di arrestare tutte le particelle che subiscono interazioni nucleari (es. pioni).

Si considerino ora le precisioni ottenibili sulla massa degli IVB utilizzando i due metodi sopra esposti (tecniche calorimetriche e curvatura di una traccia in campo magnetico).

Quando si cercano decadimenti del tipo  $Z \rightarrow e^+e^-$  ( $\rightarrow \mu^+\mu^-$ ), la misura della massa invariante dello  $Z$  si ottiene misurando le energie (o i momenti) dei due leptoni e l'angolo  $\alpha$  tra le loro direzioni

$$m^2 = 4E_1 \cdot E_2 \cdot \sin(\alpha/2) \quad (2.40)$$

La determinazione della larghezza dello  $Z$  è possibile solo se la risoluzione in massa ( $\Delta m$ ) è confrontabile con la larghezza stessa.

Se si conoscono gli errori di misura associati a  $E_1$ ,  $E_2$  e all'angolo  $\alpha$ , si può stimare la risoluzione in massa  $\Delta m$  come:

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{\tan \alpha/2}\right)^2} \quad (2.41)$$

L'angolo  $\alpha$  è misurato con buona precisione e  $\Delta \alpha$  può facilmente essere ridotto a meno di 0.01 rad. Il suo contributo a  $\Delta m/m$  è perciò trascurabile, dal momento che alle energie del Collider  $\alpha > \pi/2$ .

Nel caso di  $Z \rightarrow e^+e^-$ , le energie degli elettroni sono misurate con tecniche calorimetriche. La risoluzione è data da  $\Delta E/E = 0.15/\sqrt{E}$  ( $E$  in GeV) e pertanto si ottiene, nel caso tipico  $E_1 = E_2 = m/2$ :

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{0.15}{\sqrt{m}} \quad (2.42)$$

(dove  $m$  è in GeV). Ad una massa  $m_Z = 90 \text{ GeV}$ , la risoluzione in massa è  $\Delta m = 1.4 \text{ GeV}$ : questo valore è adeguato per misurare la larghezza della  $Z$ , che, come vedremo nel Capitolo 3, è prevista essere  $2.5 \text{ GeV}$ .

Nel caso di  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ , i momenti dei muoni  $p_1$  e  $p_2$  sostituiscono le energie degli elettroni nelle formule (2.40) e (2.41). I loro valori sono ottenuti misurando la deflessione dei muoni nel campo magnetico con una risoluzione, nel caso di UA1, data da  $\Delta p/p = 0.5\% \times p$  ( $p$  in GeV). In questo caso si ottiene

$$\frac{\Delta m}{m} = 1.8 \times 10^{-3} m \quad (2.43)$$

dove  $m$  è in GeV. Questo significa che per  $m_Z = 90 \text{ GeV}$ ,  $\Delta m = 14 \text{ GeV}$ . Questo valore non è affatto adeguato per fornire una misura della larghezza dello  $Z$ . Inoltre si può osservare come, nel caso di coppie  $\mu^+\mu^-$ ,  $\Delta m/m$  peggiori all'aumentare della massa, mentre nel caso di coppie  $e^+e^-$  decresce come  $1/\sqrt{m}$ . Nel caso degli esperimenti attualmente in presa dati al collider del Cern, viene così dimostrata la migliore risoluzione del canale  $e^+e^-$ .

Tuttavia, sperimentalmente, il metodo calorimetrico presenta la difficoltà di mantenere le calibrazioni del calorimetro costantemente sotto controllo durante tutto il periodo di presa dati. Poiché alle energie del Collider protone-antiprotone non ci sono particelle pesanti di massa nota la cui sezione d'urto sia sufficientemente elevata da essere usata come calibrazione, è necessario monitorare la risposta del calorimetro in vari modi, come ad esempio l'uso di sorgenti radioattive e di impulsi noti di luce. L'incertezza dovuta alla calibrazione è origine di un contributo sistematico di  $1.5 \div 3\%$ , che deve essere aggiunto al valore di  $\Delta m/m$ .

• **2.4.4 - Segnature sperimentali degli IVB.** Il decadimento del  $W^\pm$  in un leptone carico e il suo (anti)neutrino, sebbene più infrequente del decadimento  $W^\pm \rightarrow q\bar{q}'$ , è molto più facile da rivelare. In questo caso, anche la cinematica cospira in nostro favore poiché la distribuzione del momento trasverso  $p_T$  del leptone proveniente dalla produzione e dal decadimento in due corpi di una risonanza mostra un picco (detto picco Jacobiano) a  $p_T = m_W/2$ . Dimostriamo questa ultima proprietà.

Nel sistema a riposo del  $W$ , l'energia del leptone è proprio  $m_W/2$ . Se il momento trasverso del  $W$  ( $p_T^W$ ) è trascurabile, il momento trasverso del leptone,  $p_T (= m_W \sin \theta^*/2$ , dove  $\theta^*$  è l'angolo di decadimento rispetto alla direzione del fascio nel sistema a riposo del  $W$ ) è un invariante relativistico. Lo spettro in  $p_T$

può essere ottenuto dalla distribuzione angolare di decadimento  $f(\cos \theta^*)$  attuando un cambio di variabile. Infatti :

$$f(p_T) dp_T = f(\cos \theta^*) d\cos \theta^*;$$

$$f(p_T) = f(\cos \theta^*) \left/ \left| \frac{dp_T}{d\cos \theta^*} \right| \right. \quad (2.44)$$

ma :

$$\left| \frac{dp_T}{d\cos \theta^*} \right| = \frac{m_W}{2} \frac{\cos \theta^*}{\sin \theta^*} = \frac{m_W}{4p_T} \sqrt{m_W^2 - 4p_T^2} \quad (2.45)$$

e pertanto, sostituendo l'equazione (2.45) nella (2.44), si ottiene :

$$f(p_T) = f(\cos \theta^*) \frac{4p_T}{m_W} \frac{1}{\sqrt{m_W^2 - 4p_T^2}} \quad (2.46)$$

dove la singolarità a  $p_T = m_W/2$  proviene solo dal cambiamento di variabile. In realtà il picco viene allargato e distorto dalla larghezza finita del  $W$  e dal suo momento trasverso diverso da zero, dovuto a radiazione di gluoni. Tuttavia il picco Jacobiano è la caratteristica osservabile più peculiare della distribuzione in  $p_T$  del leptone carico proveniente dal decadimento del  $W \rightarrow e\nu$  ( $\rightarrow \mu\nu$ ) (vedi figura 2.21). Sperimentalmente, il problema consiste nel rivelare leptoni carichi ad alto momento trasverso ( $e^\pm$  o  $\mu^\pm$ ) su un angolo solido il più ampio possibile e di cercare un picco nella loro distribuzione in  $p_T$ . Un esempio di evento osservato da UA2 è mostrato in figura 2.22.

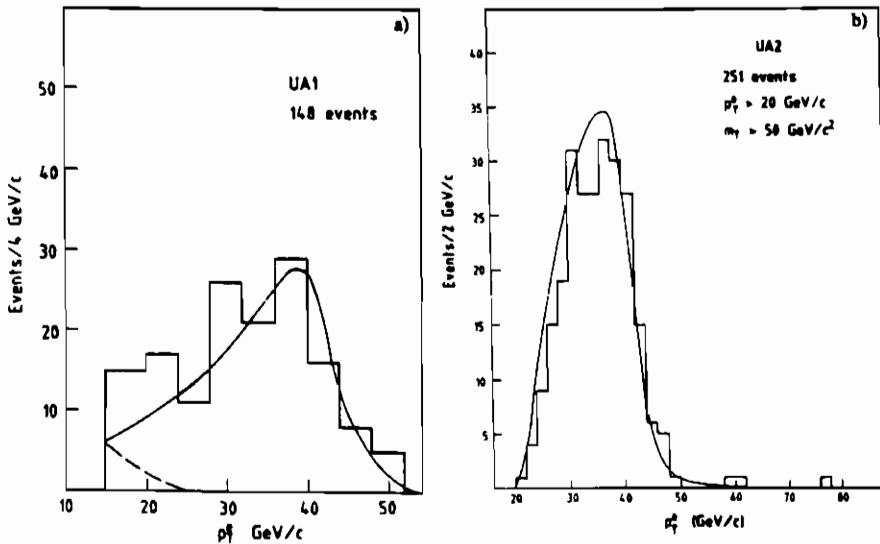


Figura 2.21 : Distribuzione di  $p_T^e$  osservata da UA1 e UA2.

Il neutrino (antineutrino) viene identificato misurando il vettore momento trasverso mancante, associato alle particelle osservabili nella reazione. In UA2, ad esempio, il vettore momento trasverso mancante è approssimativamente misurato come

$$\vec{p}_T^{miss} = - \sum_i (\vec{p}_T^i) \quad (2.47)$$

dove  $\vec{p}_T^i$  è un vettore diretto dal vertice dell'evento al centro della  $i$ -esima cella del calorimetro e il cui modulo è dato dall'energia della cella in questione. La somma è estesa a tutte le celle del calorimetro.

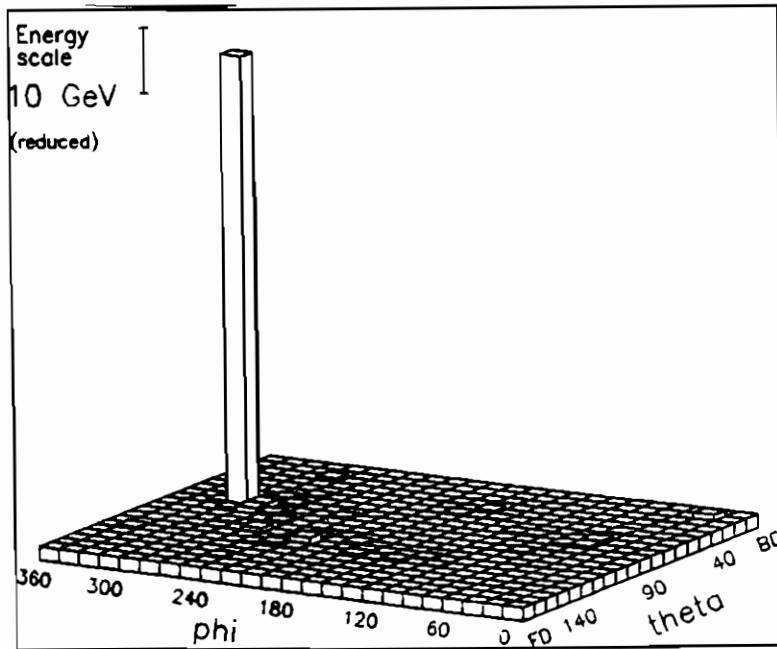


Figura 2.22 : Il "lego-plot" di un evento  $W \rightarrow e\nu$  osservato da UA2.

I leptoni di decadimento del  $W$  possiedono inoltre una specifica asimmetria di carica nella distribuzione angolare. Infatti il modello di Glashow-Weinberg-Salam è stato costruito in modo che solo i fermioni sinistrorsi possano accoppiarsi al campo del  $W$ , in accordo con il modello fenomenologico  $V - A$  delle interazioni deboli. Pertanto solo quark sinistrorsi e antiquark destrorsi provenienti dai due proiettili (protone e antiprotone) possono fondersi per formare un  $W$  che risulterà così completamente polarizzato longitudinalmente. Dal momento che, alle energie del Collider del CERN, (vedi §2.4.2), i contributi alla produzione del  $W$  provengono quasi totalmente da quark di valenza, il quark interagente deriva dal protone e l'antiquark dall'antiprotone. Questo significa che tutti i  $W$  prodotti sono sempre



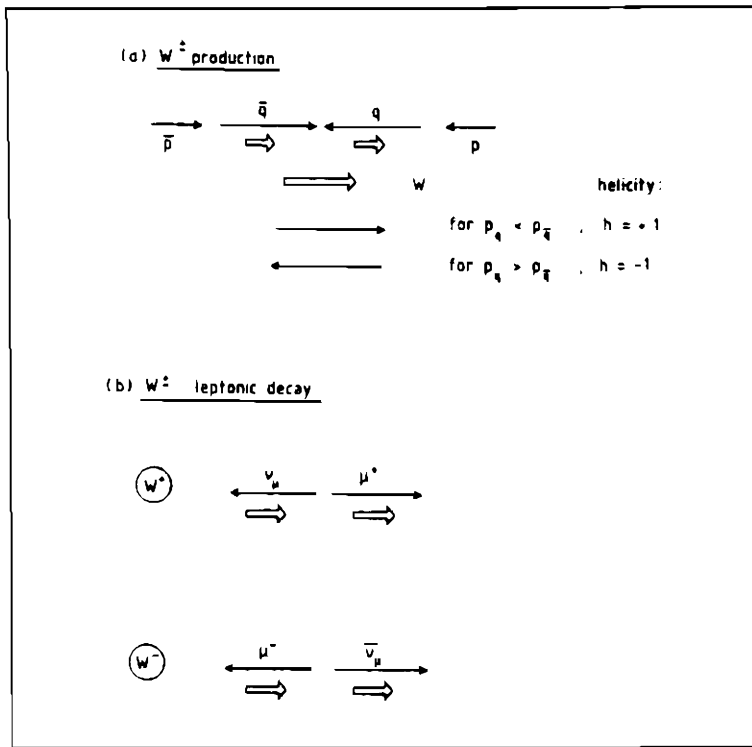


Figura 2.23 : Stati di polarizzazione nella produzione e nel decadimento del  $W$ .

polarizzati nella stessa direzione, con lo spin allineato con la direzione di volo degli antiprotoni (vedi figura 2.23).

Il successivo decadimento debole del  $W$  dà origine ad una forte asimmetria avanti-indietro nella distribuzione angolare: nel sistema a riposo del  $W$  gli elettroni (sinistrorsi), provenienti dal decadimento di un  $W^-$ , sono emessi preferibilmente nella direzione di volo dei protoni mentre i positroni (destrorsi), provenienti da un  $W^+$ , hanno la stessa direzione di volo degli antiprotoni. Con un accoppiamento  $V-A$ , la distribuzione dell'angolo di emissione  $\theta^*$  degli elettroni (positroni) rispetto al fascio di protoni (antiprotoni) è proporzionale a  $(1 + \cos \theta^*)^2$ . Tuttavia, lo stesso risultato è ottenuto anche con un accoppiamento  $V+A$  (ovvero con una corrente destrorsa anziché sinistrorsa). La sola misura della distribuzione angolare dei leptoni non consente pertanto di distinguere tra  $V-A$  e  $V+A$ . Questo è invece possibile con una misura di polarizzazione dei leptoni di decadimento. Alle energie di Fermilab, l'asimmetria è molto meno evidente poiché il contributo di quark ed antiquark del mare è dominante rispetto al contributo di quark ed antiquark di valenza e pertanto il  $W$  è prodotto in uno stato di polarizzazione non definito.

La segnatura per il modo di decadimento leptonic dello  $Z$  è molto chiara: due leptoni dello stesso tipo, aventi carica opposta e grande momento trasverso

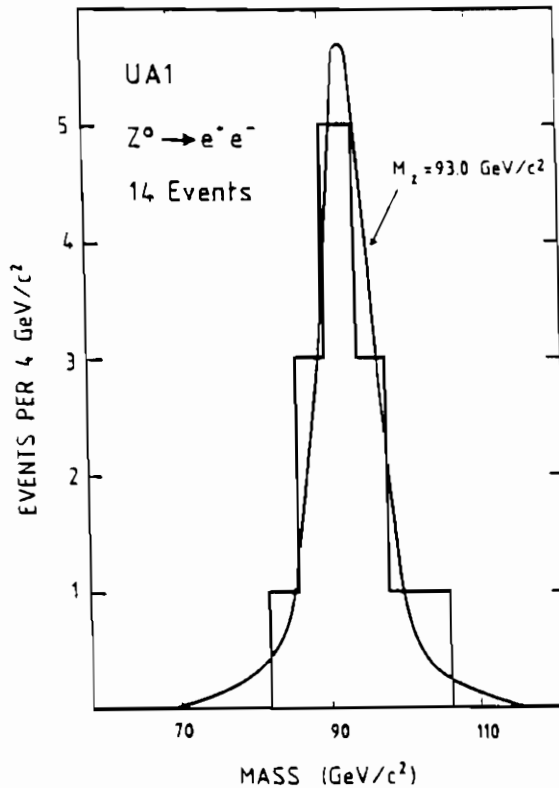


Figura 2.24 : Distribuzione di  $m(e^+e^-)$  osservata da UA1.

devono presentare un picco nella massa invariante intorno a 90 GeV (vedi figura 2.24). Il fondo derivante da coppie di leptoni provenienti dalla sola produzione di un fotone virtuale in questa regione di massa è stato calcolato ed è risultato molto piccolo [4]. Analogamente al  $W$ , anche l'accoppiamento dello  $Z$  con i leptoni di decadimento, combinazione di un termine vettoriale e di uno assiale, dà luogo ad una asimmetria di carica. Tuttavia i termini sono tali (vedi Capitolo 3) che la asimmetria non è sperimentalmente misurabile con la presente statistica.

• 2.4.5 - *Fondi al segnale di leptone.* Nell'identificazione di leptoni ad alto  $p_T$ , il fondo principale è rappresentato da adroni o da jet adronici male identificati. La figura 2.25 mostra l'importanza relativa del segnale e dei fondi, confrontando gli spettri inclusivi di jet e di adrone singolo con quello di un leptone proveniente dal decadimento  $W \rightarrow \ell\nu_\ell$ . Si osserva che, ad un valore di  $p_T$  vicino a quello del picco Jacobiano, i rapporti sono approssimativamente dati da:

$$jet : adrone\ singolo : leptone = 10^3 : 1 : 1 \quad (2.48)$$

Questa situazione è piuttosto favorevole poichè fattori di reiezione contro i jet

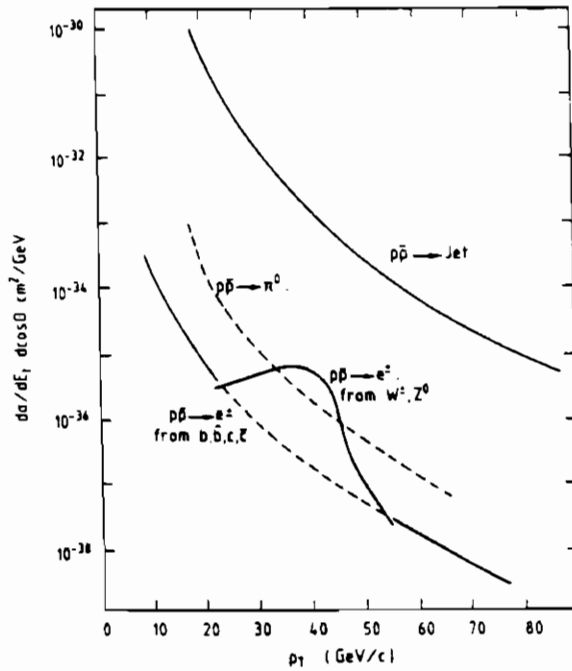


Figura 2.25 : Sezioni d'urto di produzione di jet, adroni singoli e leptoni.

dell'ordine di  $10^4$  (o anche maggiori) sono ottenibili con adeguate tecniche sperimentali.

Un altro metodo per separare un leptone proveniente dal decadimento  $W \rightarrow \ell\nu_\ell$  dal fondo consiste nell'identificare il momento trasverso mancante dovuto alla presenza di un neutrino. Poichè, per un  $W$  a basso  $p_T$

$$\vec{p}_T^{\nu_\ell} \approx -\vec{p}_T^\ell \tag{2.49}$$

dove  $\vec{p}_T^\ell$  è l'impulso trasverso del leptone e  $\vec{p}_T^{\nu_\ell}$  quello del neutrino, ne segue che

$$\vec{p}_T^{miss} \approx \vec{p}_T^{\nu_\ell} \approx -\vec{p}_T^\ell \tag{2.50}$$

ovvero negli eventi  $W \rightarrow \ell\nu_\ell$  l'impulso trasversale del neutrino e dell'elettrone sono pressochè uguali in modulo ed opposti in direzione.

• 2.4.6 - Misura delle masse di  $W$  e  $Z$ . Poiché negli esperimenti al Collider gran parte dell'energia sfugge nella camera del fascio, solo la componente trasversa dell'impulso del neutrino è misurabile. Pertanto la massa invariante del sistema leptone-neutrino non può essere ricostruita direttamente, partendo dai quadrivettori dei prodotti di decadimento. Si ricorre pertanto a due metodi indiretti :

- 1) la distribuzione sperimentale del momento trasverso del leptone carico (picco Jacobiano, vedi figura 2.21) è confrontata con quella aspettata per un dato

valore della massa del  $W$ , ottenuta con un metodo montecarlo che tiene conto della densità dei partoni nello stato iniziale, dell'accettazione del rivelatore, della risoluzione sperimentale e dei criteri di selezione utilizzati nell'analisi. Il metodo della massima verosimiglianza consente di stimare il valore della massa con il relativo errore di misura.

2) si definisce una massa trasversa come

$$m_T = 2p_T^l p_T^{\nu l} \cos \Delta\phi \quad (2.51)$$

dove  $\Delta\phi$  è l'angolo tra i leptoni nel piano trasverso. Analogamente al caso precedente, si determina la massa del  $W$  confrontando la distribuzione sperimentale con quella aspettata per un dato valore di  $m_W$ .

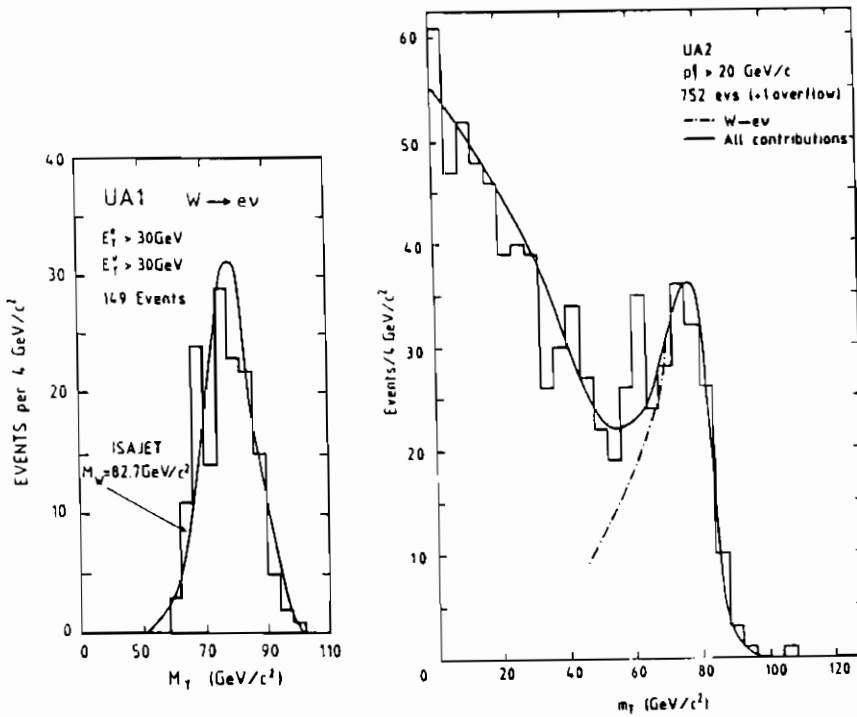


Figura 2.26 : Distribuzione di  $m_T$  osservata da UA1 e UA2.

Per quanto riguarda lo  $Z$ , si può invece misurare direttamente la massa invariante del sistema dei due leptoni carichi.

I risultati delle masse e delle larghezze di  $W$  e  $Z$  sono riportati in tabella 2.5. Gli errori statistici e gli errori sistematici sono quotati separatamente. Gli errori sistematici derivano sia dalle incertezze sperimentali (la scala assoluta di energia, le incertezze sulla variazione temporale delle calibrazioni del calorimetro)

Tabella 2.5 : Masse degli IVB

Canale di decadimento	$m(UA1)$ (GeV)	$m(UA2)$ (GeV)
<u><math>W^\pm</math></u>		
$W \rightarrow e\nu$	$82.7 \pm 1.0 \pm 2.7$	$80.2 \pm 0.6 \pm 0.5 \pm 1.3$
$W \rightarrow \mu\nu$	$81.8^{+6.0}_{-5.3} \pm 2.6$	
$W \rightarrow \tau\nu$	$89 \pm 3 \pm 6$	
<u><math>Z</math></u>		
$Z \rightarrow e^+e^-$	$93.1 \pm 1.0 \pm 3.0$	$91.5 \pm 1.2 \pm 1.7$
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$90.7^{+5.2}_{-4.8} \pm 3.2$	
<u><math>m_Z - m_W</math></u>		
canale e	$10.4 \pm 1.4 \pm 0.8$	$11.3 \pm 1.3 \pm 0.5 \pm 0.8$
canale $\mu$	$8.9^{+7.4}_{-7.7} \pm 1.9$	

quelle teoriche (funzioni di struttura, distribuzione aspettata del  $p_T$  degli IVB) usate durante la procedura di fit.

• 2.4.7 - *Distribuzione angolare.* Consideriamo come esempio il caso in cui il leptone carico sia un elettrone. L'angolo di emissione dei prodotti di decadimento  $\theta^*$ , definito come l'angolo tra l'elettrone (positrone) e il protone (antiprotone) nel sistema a riposo del  $W$ , può essere calcolato come :

$$\tan \theta^* = L[p_L^W] \left( \frac{p_T^e}{p_L^e} \right) \tag{2.52}$$

ove  $L$  è il boost di Lorentz tra il sistema a riposo del  $W$  e il laboratorio, funzione del solo momento longitudinale del  $W$ . Poiché il quadrimpulso dell'elettrone è misurato sperimentalmente, la sola quantità ignota nella equazione (2.52) è  $p_L^W$ , che, a sua volta, è noto se si conosce  $p_L^\nu$ .  $p_L^\nu$  è calcolato partendo dal presupposto

che la massa invariante del sistema elettrone-neutrino sia  $m_W$ :

$$m_W^2 = m_e^2 + 2\sqrt{(p_L^\nu)^2 + (p_T^\nu)^2} \sqrt{(p_L^e)^2 + (p_T^e)^2 + (m_e)^2} - 2p_L^e p_L^\nu - 2\vec{p}_T^e \vec{p}_T^\nu \quad (2.53)$$

Questa è un'equazione del secondo ordine nell'unico parametro incognito  $p_L^\nu$ . Pertanto esistono due soluzioni, che corrispondono a due quadrivettori da assegnarsi al  $W$  e perciò a due valori di  $\theta^*$ . Ciò equivale al fatto che non è possibile conoscere se, nel sistema a riposo del  $W$ , l'elettrone sia stato emesso in avanti o all'indietro. Di conseguenza, esistono due valori per l'energia frazionale associata al  $W$  ( $x_W$ ) e per i momenti frazionali longitudinali dei quark che hanno partecipato alla reazione  $x_q$  e  $\bar{x}_q$ . Per risolvere l'ambiguità si usano i principi di conservazione di energia e momento: in circa il 70% dei casi una delle due soluzioni può essere eliminata perché dà origine a valori non fisici di  $x_W$  ( $|x_W| > 1$ ).

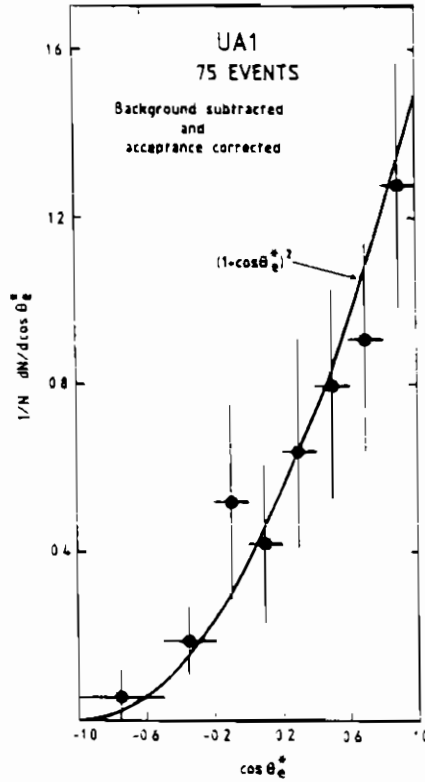


Figura 2.27: Distribuzione angolare degli elettroni di decadimento del  $W$ , misurata da UA1.

Il campione di eventi in cui l'ambiguità è stata risolta è confrontato con le predizioni, corrette per l'accettazione del rivelatore e la procedura di selezione. I risultati, mostrati in figura 2.27 sono in buon accordo con le predizioni teoriche.

La distribuzione mostra in modo particolarmente chiaro la violazione della parità delle interazioni deboli. Inoltre, la forma della distribuzione è legata al valore dello spin del  $W$ : ovviamente, se il  $W$  avesse spin nullo, darebbe luogo ad una distribuzione piatta. La forma  $(1 + \cos \theta)^2$  è caratteristica di un bosone vettoriale con un accoppiamento  $(V \pm A)$ , ovvero con violazione massima della parità (si confronti con la distribuzione  $(1 + \cos^2 \theta)$  delle interazioni che conservano la parità).

## 2.5 Il programma di sviluppo del Collider

La prima fase del Collider, illustrata nei §2.1 ÷ 2.4, si è chiusa nel 1985. Dopo questa data, nuovi e più ambiziosi obiettivi hanno richiesto un sostanziale miglioramento delle prestazioni dell'acceleratore e dei rivelatori. A questo scopo, gli anni 1986 e 1987 hanno visto un cospicuo lavoro di ristrutturazione dell'intero complesso  $\bar{p}p$  del Cern. Il primo periodo di presa dati, alla fine del 1987, ha consentito un test positivo di tutti i componenti, anche se la luminosità raccolta è stata piuttosto ridotta (vedi tabella 2.1). Viceversa, i dati raccolti alla fine del 1988 e nel 1989, attualmente in fase di analisi, costituiscono una frazione rilevante della seconda fase del Collider del Cern. È nelle speranze di tutti che i risultati prodotti siano di importanza paragonabile a quelli della prima fase.

• **2.5.1 - La macchina acceleratrice.** Un aumento della luminosità differenziale, specie ad alto  $x$ , dà accesso a più alti valori di  $\sqrt{s}$  e, di conseguenza, consente l'osservazione di nuovi processi. Nell'impossibilità di aumentare significativamente l'energia massima della macchina, limitata dalle correnti sopportabili dai magneti, si è cercato di migliorare la luminosità istantanea e l'efficienza complessiva del  $S\bar{p}pS$ .

Le principali modifiche apportate alla sorgente di antiprotoni e al Collider sono le seguenti :

- 1) La messa in opera di un nuovo sistema di bersagli e raccolta degli antiprotoni, dotato di una maggiore accettazione del precedente.
- 2) La costruzione di un anello magnetico, con funzioni di accumulatore di antiprotoni (AC), che consente di separare le due operazioni (il raffreddamento e l'accumulo dei  $\bar{p}$ ), precedentemente compiute dal solo AA.
- 3) Un nuovo tipo di operazioni del  $S\bar{p}pS$ , con sei pacchetti di protoni contro sei di antiprotoni.

L'obiettivo finale di questa serie di operazioni è il raggiungimento di una luminosità  $\mathcal{L} \approx 4 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , oltre un ordine di grandezza più elevata di quella del 1985. Ciò dovrebbe consentire, in un anno tipico di operazioni, una luminosità integrata di alcuni  $\text{pb}^{-1}$  per esperimento. La tabella 2.1 mostra i valori della luminosità integrata raggiunti dal  $S\bar{p}pS$  negli anni 1987-88.

• **2.5.2 - I rivelatori : UA1.** Il nuovo rivelatore UA1 sarà pronto presumibilmente alla fine del 1989 o nel 1990. La principale modifica, rispetto a quanto descritto nel §2.2.1, è il completo rifacimento delle gondole. Il nuovo calorimetro è costituito da strati successivi di uranio, intervallati da tetra-metil-pentano

(TMP), un liquido in cui è misurata la ionizzazione prodotta dalle tracce cariche degli sciami.

I principali vantaggi del nuovo calorimetro sono :

- La maggiore compattezza, dovuta alla presenza dell'uranio, permette di utilizzare le nuove "supergondole" sia come calorimetro elettromagnetico, che adronico. La prima parte del calorimetro è suddivisa longitudinalmente in quattro sezioni (rispettivamente 3, 6, 9, 6 r.l.) ed utilizzata come calorimetro elettromagnetico, mentre la seconda parte (per un totale complessivo di 2.6 lunghezze di assorbimento) è divisa in due sezioni ed utilizzata come calorimetro adronico.
- La struttura del calorimetro ed il tipo di segnale consentono di associare un'eccellente granularità ( $\Delta\theta \times \Delta\phi = 5^\circ \times 6^\circ$ ) con l'assenza di aperture e zone morte.
- L'uso dell'uranio dà una risoluzione specialmente ottimizzata per gli sciami adronici, a causa della risposta simile del calorimetro a  $\pi^0$  e  $\pi^\pm$  (la cosiddetta *proprietà di compensazione*). La resistenza del TMP alla radiazione e la presenza del rumore dell'uranio rendono semplice ed accurata la calibrazione e la conoscenza della variazione temporale della risposta del rivelatore. L'errore sistematico sulle misure di energia è di conseguenza assai ridotto.

Anche altre parti di UA1 (la rivelazione dei  $\mu$ , l'acquisizione dei dati) sono in corso di miglioramento.

• 2.5.3 - I rivelatori : UA2. Anche UA2 ha subito una profonda ristrutturazione, allo scopo di migliorarne le prestazioni, in special modo per gli elettroni di basso momento trasverso e gli eventi con particelle non rivelate nello stato finale.

Nella parte centrale (vedi figura 2.28), il rivelatore di vertice è stato completamente sostituito. Partendo dalla camera del fascio, esso ora comprende :

- 1) un odoscopio al silicio, che misura la posizione spaziale e la ionizzazione delle tracce cariche;
- 2) una camera a drift, che rivela con buona precisione la posizione e gli angoli delle tracce cariche;
- 3) un secondo odoscopio al silicio, simile al primo, ma di raggio maggiore;
- 4) due camere, che misurano le tracce cariche utilizzando la radiazione di transizione, per la separazione  $e / \pi$ ;
- 5) un rivelatore a fibre scintillanti, che nella sua prima parte provvede alla misura delle tracce cariche e nella seconda, dopo 1.5 r.l. di piombo, rivela l'inizio degli sciami elettromagnetici.

A questi rivelatori segue il calorimetro centrale, completamente ricalibrato e modificato nelle celle estreme, per aumentare il volume disponibile per il rivelatore di vertice.

Nelle regioni in avanti, un sistema di camere a tubi proporzionali assolve le funzioni di misura delle tracce cariche e di contatore di preshower. A valle di esso, un nuovo calorimetro, di concezione simile al CC, assicura l'ermeticità



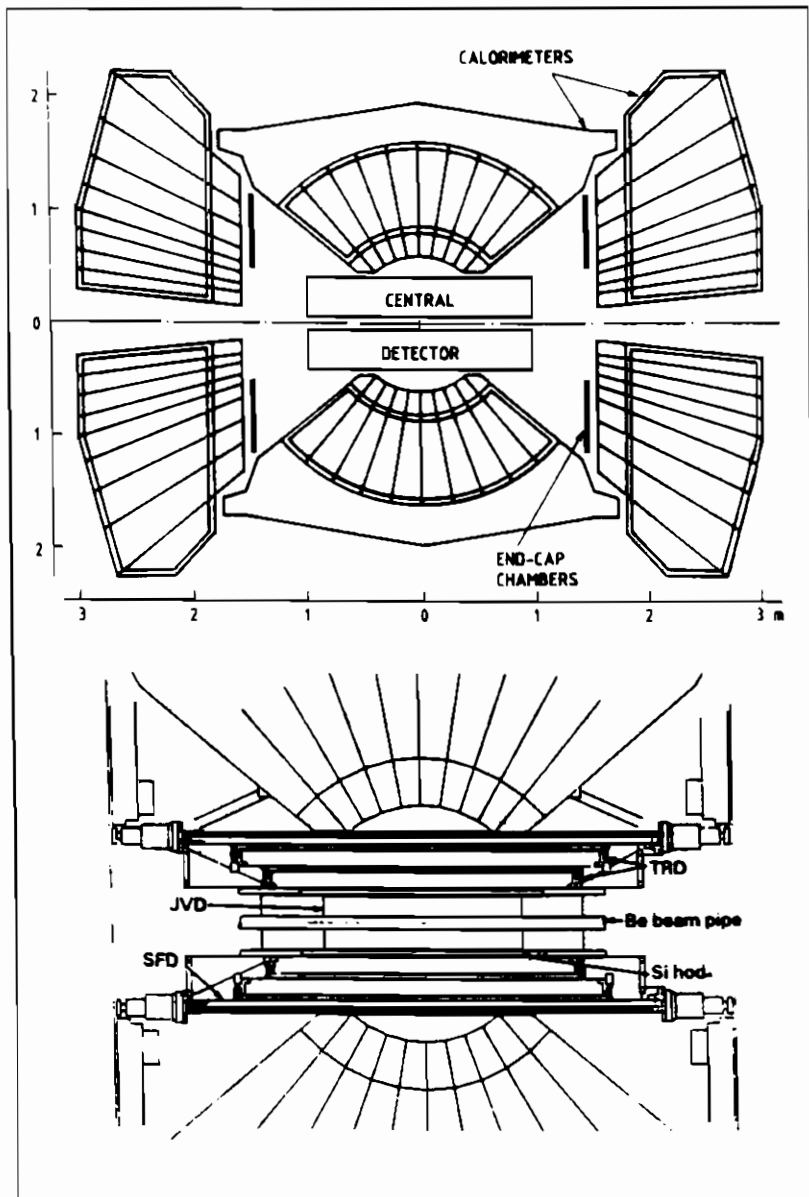


Figura 2.28 : Il nuovo rivelatore UA2.

del rivelatore e la rivelazione di sciame elettromagnetici ed adronici nell'intervallo  $|\eta| \leq 3$ .

In accordo con le previsioni, il rivelatore è stato completato nel 1987 ed ha preso dati, sia alla fine del 1987, che nel 1988.

• 2.5.4 - *La fisica della seconda fase del Collider.* Sono ora riassunti alcuni argomenti, che potranno essere studiati nella seconda fase del Collider :

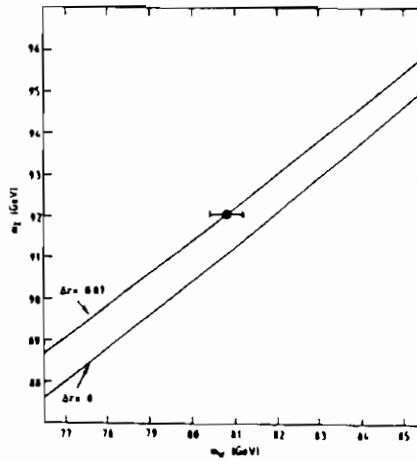


Figura 2.29 : L'errore di misura di UA2 su  $m_W$  (vedi testo).

- 1) Misure di precisione del modello standard; ad esempio, la migliore significanza statistica e comprensione degli effetti sistematici dovrebbe consentire un errore totale minore di  $1 \text{ GeV}$  su  $m_W$  e  $m_Z$ , ed un errore sul rapporto :

$$\Delta \left( \frac{m_W}{m_Z} \right) \leq 0.004 \quad (2.54)$$

La figura (2.29) mostra l'errore aspettato <sup>(16)</sup> nella misura di UA2 di  $m_W$ , assumendo che l'esperimento disponga di  $\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ pb}^{-1}$  e che  $m_Z$  sia stata precedentemente misurata con precisione a Lep 1. La rilevanza della misura nella verifica delle correzioni radiative è data dal confronto tra l'errore previsto e la distanza tra le linee corrispondenti a  $\Delta r = 0$  e  $\Delta r = 0.07$  (vedi §3.2.3).

- 2) Ricerca del quark top. Questo argomento è trattato nei §3.4.1 e 3.4.5. La ricerca del decadimento semileptonico  $t \rightarrow e\nu X$  è una delle principali motivazioni del programma di sviluppo di UA2 (rivelatore TRD, odoscopi al silicio).
- 3) Ricerca delle supersimmetrie. Anche questo argomento (trattato nel §3.6) ha causato parte delle modifiche di UA1 e UA2, che hanno cercato di migliorare la risoluzione in energia e l'ermeticità dei calorimetri, allo scopo di identificare lo sbilanciamento tipico di eventi in cui sono prodotte particelle supersimmetriche.

<sup>(16)</sup> La posizione del punto nella figura è arbitraria.

## 2.6 I collider adronici del futuro

Il successo del Collider del Cern, e soprattutto la dimostrazione che l'analisi dei dati di collider adronici è possibile, ha motivato una serie di progetti, a corta e lunga scadenza.

Il primo di tali acceleratori, iniziato già nel 1978, è il collider di Fermilab, un anello  $\bar{p}p$  simile a quello del Cern, ma con un valore  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ . I primi risultati di Fermilab sono già disponibili e stanno ad indicare che nel prossimo futuro i più interessanti risultati di fisica  $\bar{p}p$  sono attesi da questa macchina.

In un futuro più lontano, due progetti sembrano avere le maggiori possibilità di riuscita: LHC in Europa e SSC negli Stati Uniti.

LHC (per *Large Hadron Collider*) è un collider  $pp$ , a  $\sqrt{s} = 17 \text{ TeV}$ , da costruire inserendo un nuovo anello, formato da magneti superconduttori, nel tunnel di Lep (vedi §3.1). La disponibilità del tunnel, se limita l'energia massima della macchina, rende però LHC un progetto di costruzione relativamente veloce e poco costosa. La luminosità di LHC è stimata attorno a  $\mathcal{L} \approx 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

SSC (per *Superconducting Super Collider*) è un progetto più ambizioso ( $pp$  a  $\sqrt{s} = 40 \text{ TeV}$  con  $\mathcal{L} \approx 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), la cui realizzazione negli Stati Uniti avrà necessariamente tempi più lunghi ed un costo maggiore.

Una stima "ottimista" dei tempi delle due macchine, peraltro non ancora approvate dagli organi politici ed economici competenti, prevede LHC per la fine degli anni '90 e SSC per dopo il 2000.



### 3. LA FISICA ELETTRONE-POSITRONE A LEP

---

Gli anelli di accumulazione  $e^+e^-$  sono stati i primi acceleratori a fasci incrociati. Macchine di questo tipo sono attualmente in funzione negli Stati Uniti, nell'Europa Occidentale, in Unione Sovietica e in Giappone.

In queste Lezioni sono illustrati alcuni degli argomenti che saranno studiati a LEP, l'acceleratore oggi in costruzione al CERN. In mancanza di dati sperimentali, la trattazione discute i possibili argomenti di studio, illustrando i metodi sperimentali e le previsioni della teoria. Queste previsioni devono però essere considerate un'utile guida alla progettazione degli esperimenti e all'analisi dei dati, e non risultati acquisiti prima della verifica sperimentale.

Il modello standard offre previsioni così dettagliate per ogni aspetto della fisica di LEP, che ogni deviazione da esse costituirebbe una scoperta della massima importanza. Esistono inoltre altri modelli, allo stato attuale privi di supporti sperimentali diretti, che prevedono fenomeni osservabili a LEP. È infine possibile che, entrando in un dominio di energia inesplorato, si osservino processi inattesi, la rivelazione dei quali potrebbe completamente modificare la nostra comprensione di questo campo della Fisica.

In questo Capitolo, dopo una sezione dedicata alle caratteristiche della macchina e dei rivelatori, sono discussi cinque principali argomenti :

- la produzione e il decadimento elettrodebole dello  $Z$  ;
- la fisica delle interazioni elettrodeboli a  $\sqrt{s} \approx 200 \text{ GeV}$  ;
- la ricerca e studio del quark  $t$  ;
- la ricerca del bosone di Higgs  $H$  ;
- la ricerca di violazioni ed estensioni del modello standard, in particolare la ricerca degli stati previsti nei modelli supersimmetrici.

Altri argomenti della massima importanza (ad esempio, la produzione e frammentazione dei jet, la fisica a due fotoni) non sono qui trattati. Questi soggetti, come pure una trattazione sistematica delle basi della fisica  $e^+e^-$ , propedeutica a queste Lezioni, sono reperibili in [1, 2]. Una trattazione più completa ed approfondita dei temi qui trattati si trova in [6, 7], che contiene anche una bibliografia completa.

Come appare evidente dagli esempi trattati nel seguito, uno dei principali vantaggi delle collisioni  $e^+e^-$  è l'estrema chiarezza dello stato finale, dovuta principalmente al fatto che gli elettroni dello stato iniziale sono essi stessi dei partoni

elementari. Di conseguenza, nello stato finale mancano i partoni spettatori e i loro prodotti. Inoltre, rispetto alle interazioni adroniche, gli eventi ad alto  $Q^2$  non sono una minuscola frazione della sezione d'urto totale, dominata nel caso adronico dalle "collisioni soffici", ma la quasi totalità degli eventi. Ciò semplifica l'analisi, eliminando molte delle ambiguità e delle complicazioni viste, ad esempio, nel precedente Capitolo.

La luminosità ottenibile a LEP (vedi tabella 3.1) è tale che, in un anno "medio" di presa dati, si dovrebbe ottenere una luminosità integrata di  $100 \text{ pb}^{-1}$ , corrispondente (a  $\sqrt{s} = m_Z$ ) a  $\approx 10^6 Z$ . Per fissare le idee, dove non indicato esplicitamente, questo campione di dati è usato come standard nel resto di questo Capitolo.

Occorre infine ricordare che, presso il laboratorio SLAC negli Stati Uniti, è attualmente in costruzione un "Collider lineare", chiamato SLC ("Stanford Linear Collider") [8], in grado di produrre collisioni  $e^+e^-$  a  $\sqrt{s} \leq 100 \text{ GeV}$ . Pertanto, parte di quanto detto nel seguito di questo Capitolo (specie nel §3.2) si applica anche a questo acceleratore, la cui prime collisioni, più volte posticipate, sembrano ora da fissare per la seconda metà del 1989 o il 1990.

### 3.1 LEP : la macchina e i rivelatori

LEP [9] è attualmente in costruzione al CERN di Ginevra. I principali parametri <sup>(17)</sup> della macchina sono elencati nella tabella 3.1. Nel corso di questo anno (1989) entrerà in funzione una versione a più bassa energia della macchina (LEP 1), che consentirà di raggiungere valori di  $\sqrt{s}$  fino alla massa dello  $Z$ . Negli anni successivi, l'introduzione di cavità acceleratrici superconduttrici porterà l'energia fino al valore massimo (LEP 2).

Il sistema di produzione e pre-accelerazione (figura 3.1) è piuttosto complesso: gli elettroni e i positroni passano attraverso differenti macchine <sup>(18)</sup>: un acceleratore lineare (LL) li accelera fino a  $600 \text{ MeV}$ , il PS del CERN fino a  $3.5 \text{ GeV}$ , il SPS fino a  $20 \text{ GeV}$ .

Quattro intersezioni, in posizione simmetrica lungo l'anello (vedi figura 3.2), ospitano ciascuna un rivelatore. I quattro rivelatori hanno una struttura generale piuttosto simile (vedi §1.3): dotati di una simmetria cilindrica, circondano completamente il punto di interazione, in modo da rivelare tutte le particelle dello stato finale. Un campo magnetico, avente l'asse parallelo alla linea dei fasci, di intensità che varia da  $0.4 \text{ T}$  a  $1.5 \text{ T}$  a seconda del rivelatore, consente di misurare l'impulso delle particelle cariche in una camera a drift di grande precisione. L'energia delle particelle (cariche e neutre) è misurata nei calorimetri. Questi ultimi sono segmentati in tutte le direzioni: in quella perpendicolare alla linea di volo delle particelle,

<sup>(17)</sup> I parametri in parentesi ( ) sono stime o estrapolazioni.

<sup>(18)</sup> Nell'accelerare elettroni, per minimizzare la perdita di energia per bremsstrahlung, le macchine vengono tipicamente utilizzate a  $\sim 1/10$  dell'energia a cui vengono operate nell'accelerare protoni.

Tabella 3.1 : Parametri di LEP

	LEP 1	LEP 2
Anno di inizio	1989	(1995)
$\sqrt{s}$ massima (GeV)	120	(200)
Luminosità massima ( $10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	16	27
$\sqrt{s}$ alla massima luminosità (GeV)	110	(190)
Energia di iniezione per ogni fascio (GeV)	20	20
Circonferenza (Km)	26.66	26.66
Numero di aree sperimentali	4	4
Numero di particelle per pacchetto ( $10^{11}$ )	4.16	4.16
Numero di pacchetti per tipo ( $e^+, e^-$ )	4	4
Corrente media per fascio ( $e^+, e^-$ ) (mA)	3	3
"Vita media" della luminosità (ore)	6	5
Risoluzione $\Delta E/E$ ( $10^{-3}$ )	0.92	2.1
Frequenza delle cavità RF (MHz)	352	352
Campo di accelerazione nelle cavità RF (MV/m)	1.47	(5 - 7)
Tempo di rivoluzione ( $\mu\text{s}$ )	88.9	88.9
Tempo di accelerazione (s)	80	
Radiazione di sincrotrone per orbita (GeV)	0.26	2.3
Lunghezza dei pacchetti (cm)	1.7	1.4
Dimensione orizzontale (rms) dei fasci ( $\mu\text{m}$ )	255	209
Dimensione verticale (rms) dei fasci ( $\mu\text{m}$ )	15.3	10.8
Numero dei magneti (dipoli)	3280	3280
Numero dei magneti (quadrupoli)	816	
Campo magnetico massimo nei dipoli (T)	0.0645	0.1114

per misurare il punto di impatto, risolvere due sciame distinti e rivelare il profilo trasverso dello sciame, e nella direzione parallela per misurare lo sviluppo longitudinale dello sciame. All'esterno dei calorimetri, delle camere a larga accettazione misurano l'impulso dei  $\mu$ , le sole particelle cariche che emergono dai rivelatori. La presenza e la linea di volo di particelle non interagenti e non rivelabili (ad esempio i  $\nu$ ) sono misurate dallo sbilanciamento totale dell'evento, cioè dall'apparente non-conservazione dell'energia e dell'impulso osservato.

Nell'ordine, lungo l'anello di LEP, i quattro rivelatori sono :

- L3 (il nome proviene dal fatto che L3 è stata la terza proposta per un esperi-

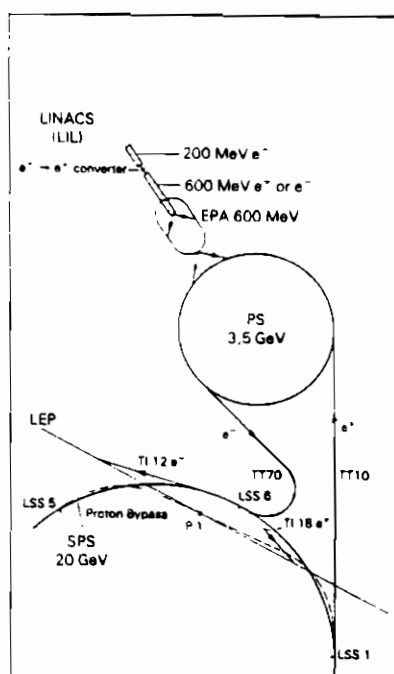


Figura 3.1 : Schema della accelerazione in LEP.

mento LEP) in P2 (vedi figura 3.3). L'enfasi è posta nella misura di  $e^\pm$ ,  $\gamma$  e  $\mu$ . Pertanto, per il calorimetro elettromagnetico è stata usata una matrice di 10000 cristalli del materiale con la migliore risoluzione in energia conosciuta, il BGO ( $Bi_4Ge_3O_{12}$ ). Il magnete, il più grande tra quelli degli esperimenti LEP, fornisce un campo di  $0.5 T$  in una regione cilindrica di  $15 m$  di diametro e  $12 m$  di lunghezza. La camera centrale (TEC) è una camera a drift, basata sul principio della "time expansion chamber". Il calorimetro adronico è composto da strati di uranio e rame, usati come assorbitore, intervallati da camere a fili proporzionali. Infine, tre strati di camere a drift, poste all'esterno del calorimetro, costituiscono lo spettrometro per i  $\mu$ . La tabella 3.2 fornisce un elenco delle prestazioni delle varie parti del rivelatore.

- **ALEPH** (*Apparatus for LEP physics*) in P4 (vedi figura 3.4). La caratteristica fondamentale risiede nella semplicità strutturale, che consente di raggiungere prestazioni elevate con il minimo di componenti. Partendo dalla linea dei fasci, si ha : un rivelatore a microstrip di silicio, per la identificazione dei decadimenti secondari, una grande camera a drift TPC, un calorimetro elettromagnetico di ottima granularità, fatto con strati di piombo e camere a fili. Questi rivelatori sono contenuti all'interno della bobina di un magnete superconduttore ( $6.5$  metri di lunghezza,  $5.5$  di diametro), che produce un campo di  $1.5 T$ . All'esterno del magnete si trovano il calorimetro adronico, in ferro e tubi proporzionali, e due strati di tubi a drift, usati come camere di  $\mu$ .



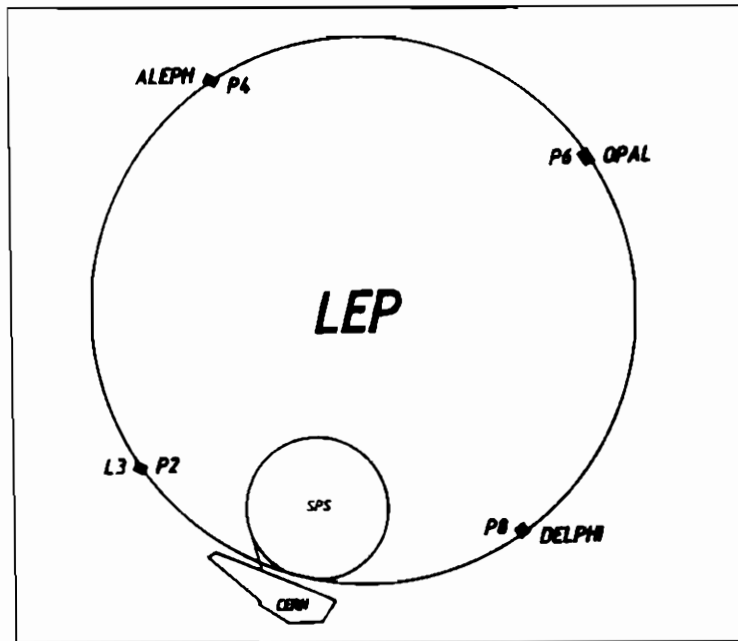


Figura 3.2 : Vista schematica di LEP con i quattro rivelatori.

- **OPAL** (*Omni Purpose Apparatus for LEP*) in P6 (vedi figura 3.5). L'apparato è costruito in modo da utilizzare tecniche già note e collaudate, per avere la massima affidabilità. La camera a drift centrale è circondata da un magnete convenzionale, all'esterno del quale si trovano il calorimetro elettromagnetico, in vetro al piombo, il calorimetro adronico, in ferro e tubi a "streamer", e le camere a drift dei  $\mu$ .
- **DELPHI** (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) in P8 (vedi figura 3.6). La caratteristica che rende differente questo rivelatore dagli altri è la possibilità di misurare il tipo e l'energia degli adroni all'interno di un jet. A questo scopo, la camera TPC centrale è circondata da un cilindro di contatori RICH, che utilizzano l'effetto Čerenkov per misurare la velocità (e di conseguenza, dato l'impulso, la massa) delle particelle cariche. Un calorimetro elettromagnetico di concezione nuova (HPC), un magnete superconduttore da 1.2 T, un calorimetro adronico in ferro e tubi a "streamer" e delle camere a  $\mu$  completano questo rivelatore.

Tabella 3.2 : Parametri dell'esperimento L3 a LEP

<u>TEC (camera a drift centrale)</u>	
Risoluzione (trasversalmente ai fili)	30 $\mu m$
Risoluzione (longitudinalmente ai fili)	200 $\mu m$
$\Delta p/p$ (momento dei carichi)	$[0.87 + 0.67 p (GeV)] \%$
Impulso massimo a cui la carica è misurata	50 GeV
<u>Calorimetro elettromagnetico (BGO)</u>	
Lunghezza di radiazione	1.13 cm
Risoluzione $\Delta E/E$ ( $E \approx 1 GeV$ )	1.0 %
Risoluzione $\Delta E/E$ ( $E \geq 2 GeV$ )	0.7 %
Risoluzione spaziale ( $E \geq 5 GeV$ )	1 mm
<u>Calorimetro adronico</u>	
Risoluzione $\Delta E/E$	$[50 / \sqrt{E} + 4] \%$
<u>Spettrometro per <math>\mu</math></u>	
Risoluzione (trasversalmente ai fili)	30 $\div$ 35 $\mu m$
$\Delta p/p$ (insieme alla TEC)	$4 \times 10^{-4} p (GeV)$

### 3.2 La produzione ed il decadimento dello Z

• **3.2.1 - La produzione dello Z.** In assenza di interazioni deboli, la produzione di due fermioni (ad esempio, il processo  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) procede attraverso la formazione di un  $\gamma$  virtuale nel canale s (vedi figura 3.7). All'ordine più basso, la sezione d'urto del processo (vedi §A.1) è data da :

$$\left. \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})}{d\cos\theta} \right|_{e.m.} = \frac{c_f q_f^2 \pi \alpha^2}{2s} (1 + \cos^2\theta) \quad (3.1)$$

ove  $c_f$  è la molteplicità di colore e  $q_f^2$  il quadrato della carica dei fermioni prodotti. Nel caso di due  $\mu$ ,  $c_f = q_f^2 = 1$ , e la sezione d'urto totale vale :

$$\sigma_{\mu^+\mu^-} \Big|_{e.m.} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \approx \frac{87\text{ nb}}{s (GeV^2)} \approx 10\text{ pb} \Big|_{s=m_Z^2} \quad (3.2)$$

Le interazioni deboli sono invece responsabili della presenza del secondo diagramma, dato dalla produzione di uno Z (reale o virtuale) nel canale s. L'ampiezza

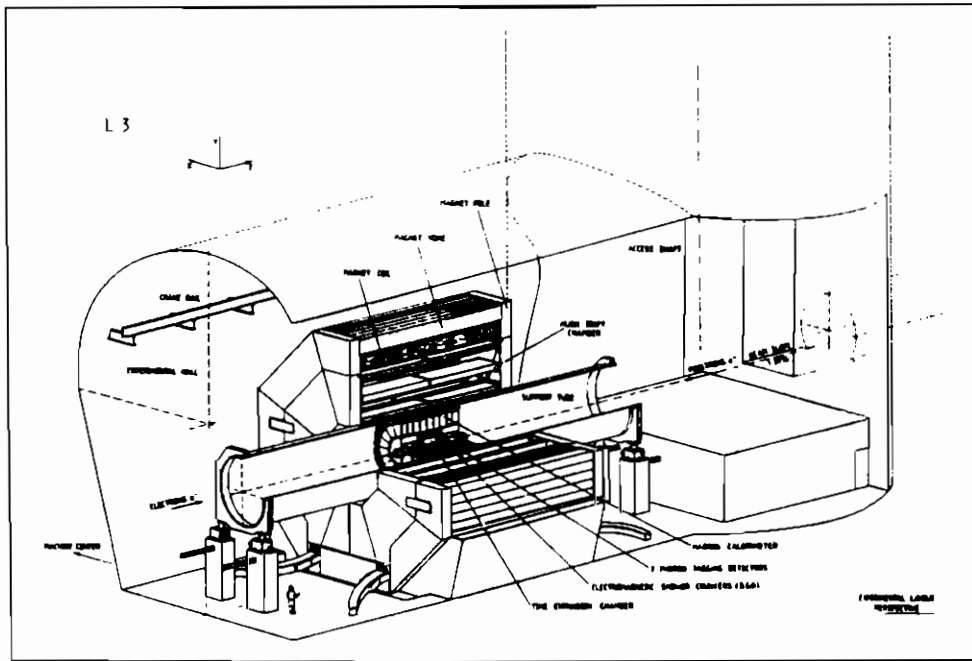


Figura 3.9 : Il rivelatore LS.

corrispondente al diagramma è proporzionale a  $(s - m_Z^2 + im_Z\Gamma_Z)^{-1}$ , e genera un massimo della sezione d'urto per  $\sqrt{s} = m_Z$ , ove si ha la produzione di uno  $Z$  reale. A  $\sqrt{s} = m_Z$ , la sezione d'urto totale, tenendo conto anche delle correzioni radiative, è dell'ordine di  $10nb$ . Il valore del rapporto tra la sezione d'urto totale e la sezione d'urto definita dall'equazione (3.2) è pertanto :

$$R \equiv \frac{\sigma_{tot}}{\sigma_{\mu^+\mu^-}|_{e.m.}} = O(10^3) \quad (3.3)$$

La figura (3.8) mostra la variazione della sezione d'urto  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , in vicinanza del polo dello  $Z$ , in funzione di  $\sqrt{s} - m_Z$ . La linea continua corrisponde al calcolo al primo ordine, che dà un risultato simmetrico attorno a  $m_Z$ , mentre la linea tratteggiata include nel calcolo le correzioni radiative, dovute ai processi in cui un  $\gamma$  è emesso dagli elettroni dello stato iniziale (figura 3.7, diagrammi 3 e 4). Si noti che l'effetto delle correzioni radiative è quello di abbassare il picco e spostarlo verso energie più elevate. Inoltre, come è intuitivamente ovvio dalla figura (3.7), le correzioni aumentano il valore della sezione d'urto per  $\sqrt{s} > m_Z$ .

A differenza delle macchine adroniche (vedi §2.4), in  $e^+e^-$  la produzione di  $Z$  è un fenomeno vistoso, che domina la sezione d'urto totale, aumentandola di tre ordini di grandezza al variare di  $\sqrt{s}$  di pochi  $GeV$ . Pertanto, a  $\sqrt{s} \approx m_Z$ , una macchina  $e^+e^-$  si comporta come una " $Z$  factory", produce cioè eventi, quasi tutti interpretabili come produzione e successivo decadimento di uno  $Z$  nel canale

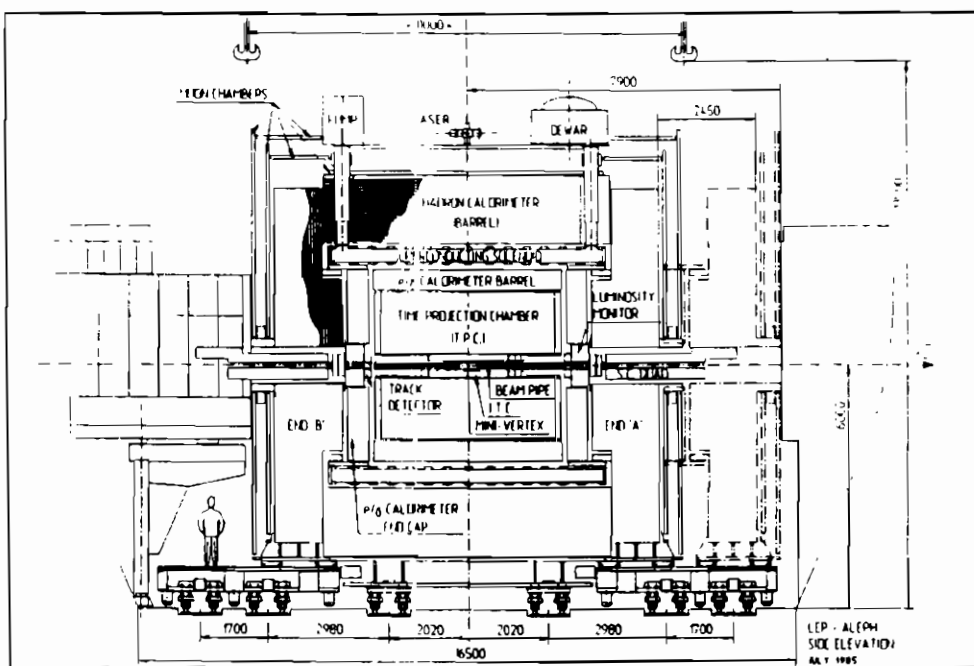


Figura 3.4 : Il rivelatore ALEPH.

s. Dal punto di vista sperimentale, l'identificazione dello  $Z$  tramite i prodotti di decadimento, necessaria nelle macchine adroniche, è sostituita dalla condizione cinematica sulla massa invariante dello stato iniziale; di conseguenza, le inefficienze sperimentali sono trascurabili e in genere indipendenti dal canale di decadimento dello  $Z$ .

• 3.2.2 - La massa dello  $Z$ . La più semplice determinazione della massa  $m_Z$  può essere effettuata misurando la sezione d'urto totale (o quella nel canale  $\mu^+\mu^-$ ) a differenti valori di  $\sqrt{s}$ , ed effettuando poi un fit numerico ai valori ottenuti. La parametrizzazione deve tenere conto di tutti gli effetti, teorici e sperimentali, ed essere funzione dei parametri desiderati ( $m_Z$  ed, eventualmente,  $\Gamma_Z$ ). In Ref. [6], si calcola che, con una serie di punti ad intervalli di  $2\text{ GeV}$  tra  $80$  e  $104\text{ GeV}$ , ciascuno corrispondente a  $2\text{ pb}^{-1}$  di luminosità integrata, l'errore statistico del fit a  $m_Z$  è  $\leq 10\text{ MeV}$ . L'errore sistematico è dominato dalla determinazione della scala assoluta di energia (cioè, dall'errore con cui è nota l'energia dei fasci primari) e dalla conoscenza della variazione della luminosità della macchina in funzione di  $\sqrt{s}$  (variazioni relative ignote della luminosità producono apparenti variazioni nella sezione d'urto e possono distorcere il grafico della figura 3.8). In Ref. [6], si calcola in  $\approx 30\text{ MeV}$  l'errore sistematico dovuto a questi due effetti e si conclude che l'errore totale su  $m_Z$  è, al più, dato da :

$$\delta m_Z|_{LEP} \leq 50\text{ MeV} \quad (3.4)$$

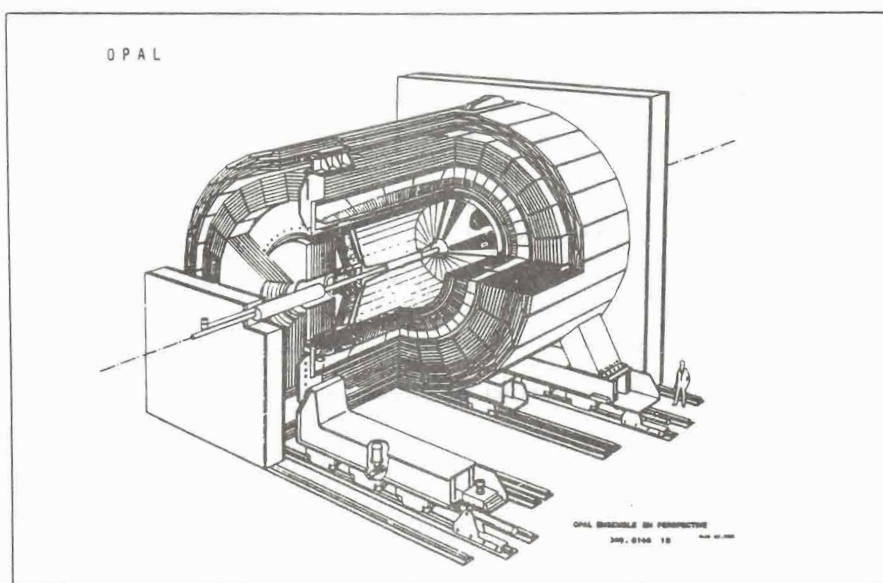


Figura 3.5 : Il rivelatore OPAL.

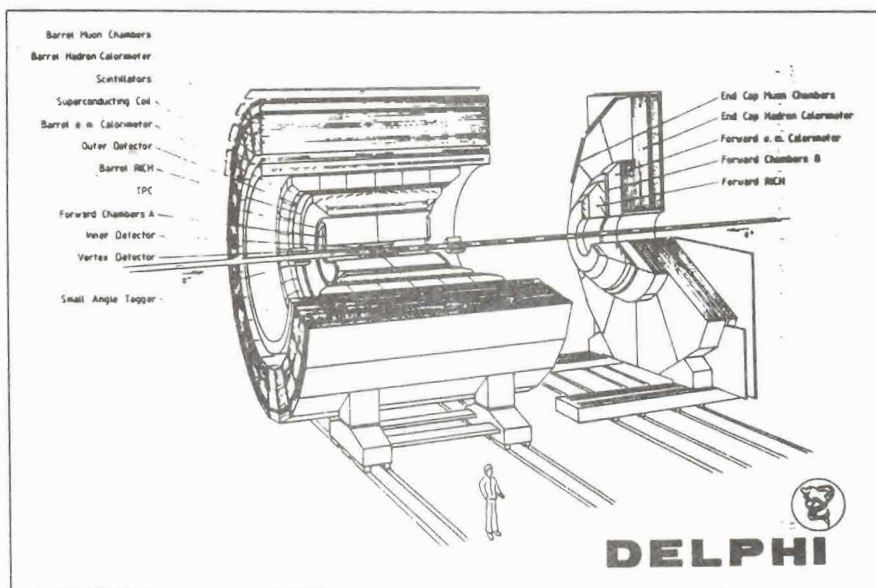


Figura 3.6 : Il rivelatore DELPHI.

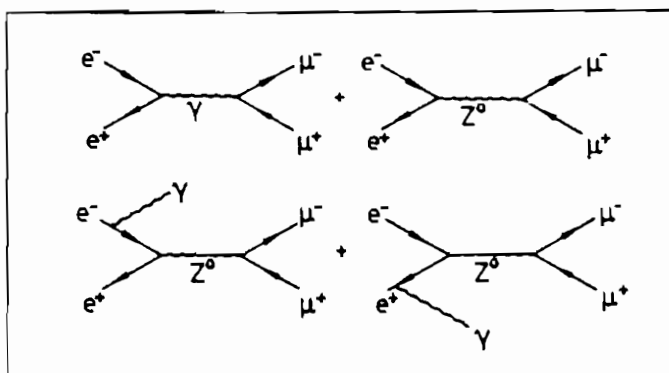


Figura 3.7 : Grafici del processo  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

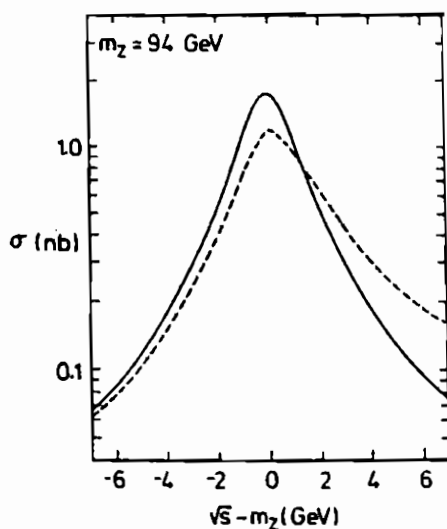


Figura 3.8 : Sezione d'urto totale  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  (vedi testo).

• 3.2.9 - Le correzioni radiative a  $m_Z$ . Una misura di precisione di  $m_Z$  consente di effettuare alcune interessanti misure. Per tenere conto delle correzioni di ordine superiore, è usuale parametrizzare <sup>(19)</sup>  $m_Z$  come :

$$m_Z = \sqrt{\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \frac{1}{1 - \Delta r}} \quad (3.5)$$

ove  $\Delta r$ , che può essere ricavato dalla (3.5) una volta nota  $m_Z$ , riceve contributi da due categorie differenti di correzioni :

<sup>(19)</sup> Si confronti l'equazione (3.5) con la formula all'ordine più basso, (1.1) e (1.2).

1. i diagrammi che includono solamente particelle note, calcolabili nella teoria nel suo stato attuale; la loro presenza è necessaria alla consistenza interna del modello standard;
2. i diagrammi che includono particelle previste dalla teoria, ma non ancora scoperte (bosone di Higgs  $H$ , quark top  $t$ ); la misura di  $\Delta r$  dà delle informazioni indirette su tali stati.

Assumendo arbitrariamente nel calcolo  $m_t = 40 \text{ GeV}$ ,  $m_H = m_Z$ , si ha :

$$\Delta r_{\text{teorico}} = 0.0696 \pm 0.0002 \quad (3.6)$$

La dipendenza di  $\Delta r$  da  $m_t$  e  $m_H$  è rispettivamente :

$$\delta(\Delta r)_{\text{top}} \simeq -0.007 \left[ \frac{m_t^2 - (40 \text{ GeV})^2}{m_W^2} \right] \quad (3.7)$$

$$\delta(\Delta r)_{\text{Higgs}} \simeq 0.0024 \ln \left( \frac{m_H^2}{m_Z^2} \right) \quad (3.8)$$

L'errore su  $\Delta r$  dovuto alla misura di  $m_Z$  è :

$$\delta(\Delta r)_{m_Z} = 2(1 - \Delta r) \frac{\delta m_Z}{m_Z} \approx 0.001 \quad (3.9)$$

La possibilità di misurare le correzioni radiative, e di conseguenza di ottenere informazioni su  $m_t$  e  $m_H$ , risiede pertanto nella possibilità di misurare con errore piccolo anche le altre grandezze che compaiono nell'equazione (3.5). La quantità più delicata da misurare è l'angolo di Weinberg  $\theta_w$ , discusso in §3.2.4.

• 3.2.4 - *L'asimmetria avanti - indietro.* La misura dell'asimmetria avanti-indietro consente un importante test della teoria e una delle migliori misure dell'angolo di Weinberg  $\theta_w$ . Definiamo, nel canale  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , il valore dell'asimmetria  $A_{FB}^\mu$  come la differenza normalizzata tra gli eventi "in avanti", in cui il  $\mu^-$  forma con il  $e^+$  incidente un angolo  $\theta$  minore di  $90^\circ$ , e gli eventi "indietro" :

$$A_{FB}^\mu \equiv \frac{\sigma_{\text{avanti}} - \sigma_{\text{indietro}}}{\sigma_{\text{avanti}} + \sigma_{\text{indietro}}} = \frac{\int_{\theta=0}^{\theta=\pi/2} \left( \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right) d\cos\theta - \int_{\theta=\pi/2}^{\theta=\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right) d\cos\theta}{\int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right) d\cos\theta} \quad (3.10)$$

La figura (3.9) mostra la variazione prevista di  $A_{FB}^\mu$  in funzione di  $\sqrt{s}$ . A  $\sqrt{s} = m_Z$ , all'ordine più basso, si ha :

$$A_{FB}^\mu(\sqrt{s} = m_Z) \simeq 3(1 - 4 \sin^2 \theta_w) \quad (3.11)$$

Dal punto di vista sperimentale, la produzione di  $10^8 Z$  dà luogo a  $3 \times 10^4$  coppie  $\mu^+\mu^-$  (vedi §3.2.5). Ciò corrisponde ad un errore statistico  $\delta A_{FB}^\mu / A_{FB}^\mu \simeq 0.12$ , che equivale a :

$$\delta(\sin^2 \theta_w) |_{\text{esperimento}} \simeq 0.002 \quad (3.12)$$

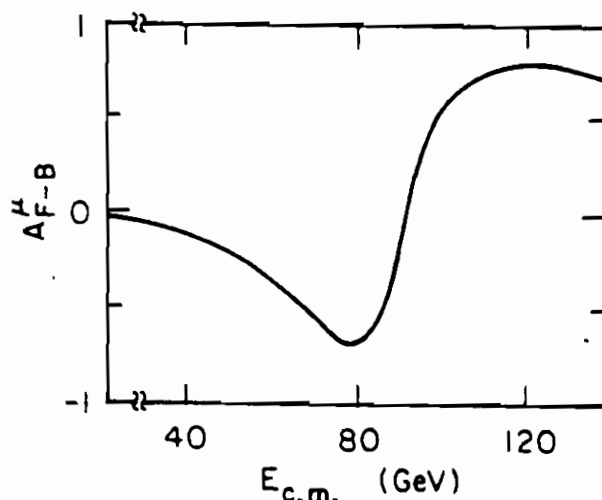


Figura 3.9 :  $A_{FB}^{\mu}$  in funzione di  $\sqrt{s}$ .

Gli errori sistematici sono molto più difficili da stimare. Si noti comunque che l'errore (3.12) è quasi un ordine di grandezza più piccolo di quello ottenuto misurando  $\sin^2 \theta_w$  in interazioni  $\nu N$ , e sufficiente per una buona misura di  $\Delta r$  (vedi equazioni (3.5-9)).

• 3.2.5 - Il decadimento dello  $Z$ . A differenza del  $W$ , che si accoppia con la stessa intensità con tutte le coppie di fermioni permesse (vedi §1.1.2 e 3.3.1), lo  $Z$  decade in coppie  $f\bar{f}$  con una ampiezza data da :

$$\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = 16 \Gamma_0 c_f (v_f^2 + a_f^2) k_f \quad (3.13)$$

ove :

$$\Gamma_0 = \frac{G_F m_Z^3}{24\sqrt{2}\pi} \approx 85 \text{ MeV};$$

$c_f$ : fattore di colore ( $c_f = 1$  per i leptoni,  $= 3$  per i quark);

$v_f, a_f$ : accoppiamenti vettoriali o assiali (vedi tabella 3.3);

$k_f$  = correzioni radiative forti ( $k_f = 1$  per i leptoni,  $= 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \dots$  per i quark).

La formula (3.13) è valida nel caso che le masse dei fermioni siano trascurabili rispetto a  $m_Z$ , approssimazione corretta per tutti i decadimenti, tranne nel processo  $Z \rightarrow t\bar{t}$  (qualora esso sia permesso,  $m_Z > 2m_t$ , vedi §3.4.2). L'ultima colonna della tabella 3.3 è calcolata nell'ipotesi che il decadimento  $Z \rightarrow t\bar{t}$  non sia cinematicamente permesso, e che non esistano altri modi di decadimento dello  $Z$ , oltre quelli oggi noti.

• 3.2.6 - La larghezza dello  $Z$ . Con le ipotesi discusse in §3.2.5, la larghezza



Tabella 3.3 : Il decadimento dello  $Z$ 

Fermione	$Q$	$T_3$	$a = -T_3/2$	$v = T_3/2 - Q \sin^2 \theta_w$	$\Gamma/\Gamma_0$	$BR(Z \rightarrow f\bar{f})$
$e \mu \tau$	-1	-1/2	+1/4	-0.025	1.01	3.4%
$\nu$	0	+1/2	-1/4	1/4	2	6.8%
$d s b$	-1/3	-1/2	+1/4	-0.175	4.44	15.2%
$u c (t)$	+2/3	+1/2	-1/4	-0.105	3.45	11.8%

totale dello  $Z$  è data da :

$$\Gamma_Z = \sum_f \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = (2.56 \pm .02) GeV \quad (3.14)$$

ove l'errore "teorico" deriva dalla conoscenza dei parametri presenti nella eq. (3.13), in particolare  $\sin^2 \theta_w$ .

La presenza di fermioni addizionali (ad esempio, neutrini di una successiva generazione leptonica) ha due effetti su  $\Gamma_Z$  :

- diminuire la percentuale di decadimento nei modi noti e pertanto, per un valore fisso della luminosità integrata, il numero di eventi osservato in un dato canale;
- aumentare  $\Gamma_Z$ , introducendo altri termini nella somma (3.14).

Il secondo effetto è il più facile da misurare : lo stesso fit numerico descritto in §3.2.2 dà per  $\Gamma_Z$  :

$$\delta\Gamma_Z|_{\text{esperimento}} \leq 15 MeV (stat.) + 10 MeV (sist.) \quad (3.15)$$

L'errore complessivo nella comparazione tra teoria ed esperimento è di gran lunga inferiore all'aumento di  $\Gamma_Z$  previsto, ad esempio, nel caso dell'esistenza di altri neutrini ( $2\Gamma_0 \approx 170 MeV$ ). La misura di  $\Gamma_Z$  è pertanto un potente metodo per rivelare la presenza di stati supplementari, non previsti dal modello standard. Tale metodo richiede unicamente l'osservazione di canali "non-esotici", ad esempio  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ , e prescinde dalla osservazione diretta dei canali supplementari.

• 3.2.7 - Il decadimento dello  $Z$  in particelle non interagenti. Anche se, nel decadimento  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , i neutrini dello stato finale non possono essere rivelati, l'esistenza di un tale processo può essere dedotta dalla presenza nello stato finale di altre particelle. Si prenda, ad esempio, il processo ( $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ ,  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , a  $\sqrt{s} > m_Z$ ), in cui il  $\gamma$  sia emesso da uno degli elettroni dello stato iniziale. La sezione d'urto corrispondente a tale processo è proporzionale al numero  $N_\nu$  di tipi di neutrino in cui lo  $Z$  può decadere ed è calcolabile nel modello standard in funzione di  $N_\nu$ . Pertanto, l'osservazione di eventi con un fotone di bassa energia come unica particella rivelata nello stato finale, in una data regione cinematica, consente una misura indipendente di  $N_\nu$ .

Per ottenere tale misura occorre però sottrarre il contributo di due altri processi, che danno luogo allo stesso stato finale osservato :

1.  $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e\gamma$ , ottenuto con lo scambio di un  $W$  <sup>(20)</sup> nel canale  $t$ . L'ampiezza di tale processo, che non dipende da  $N_\nu$ , può essere calcolata ed utilizzata nell'analisi.
2.  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ , con gli elettroni a piccolo angolo, nella zona non coperta dai rivelatori. Anche tale contributo può essere sottratto, utilizzando due metodi : il calcolo diretto del processo in QED e l'estrapolazione, alla regione angolare ignota, della distribuzione misurata degli eventi in cui uno o entrambi gli elettroni raggiungono il rivelatore.

La figura 3.10 mostra la sezione d'urto  $d\sigma/dE_\gamma$ , moltiplicata per  $\sqrt{s}/2$ , in funzione dell'energia del fotone  $E_\gamma$ , per differenti valori di  $\sqrt{s}$ . La maggiore difficoltà sperimentale risiede nella scelta del valore di  $\sqrt{s}$  a cui effettuare la misura : ad un valore  $\sqrt{s} \gg m_Z$ , si ottengono  $\gamma$  di alta energia, facilmente rivelabili, ma la sezione d'urto del processo è piccola, e si rende necessario l'accumulo di una elevata luminosità integrata. Viceversa, una misura a  $\sqrt{s} \approx m_Z$  dà un grande numero di eventi, che però sono difficilmente rivelabili, data la bassa energia del  $\gamma$ .

Un metodo alternativo propone di osservare, a  $\sqrt{s} \approx m_Z$ , il processo ( $e^+e^- \rightarrow \gamma Z^*$ ,  $Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ), ove uno  $Z$  virtuale, di energia minore di  $m_Z$ , è prodotto insieme ad un fotone. In tale modo si può effettuare la misura ove il valore della sezione d'urto è grande, ed in parallelo agli altri studi sullo  $Z$ . Per contro, diviene ancora più importante la necessità di misurare i  $\gamma$  di bassa energia e di separarli, anche a livello del trigger, dal fondo non fisico di fotoni di bremsstrahlung dei fasci. È questo uno dei casi in cui le caratteristiche dei rivelatori giocano un ruolo vitale nella misura : la maggiore precisione ed il superiore intervallo di energia coperto dal calorimetro a BGO di L3 potrebbero costituire un vantaggio decisivo dal punto di vista sperimentale.

<sup>(20)</sup> Mentre lo stato finale contenente  $\nu_\mu$  o  $\nu_\tau$  procede unicamente dalla formazione di uno  $Z$  nel canale  $s$ , lo stato contenente  $\nu_e$  ha un grafico di canale  $s$  e uno di canale  $t$ . Si pensi al caso analogo del processo  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  rispetto a  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .

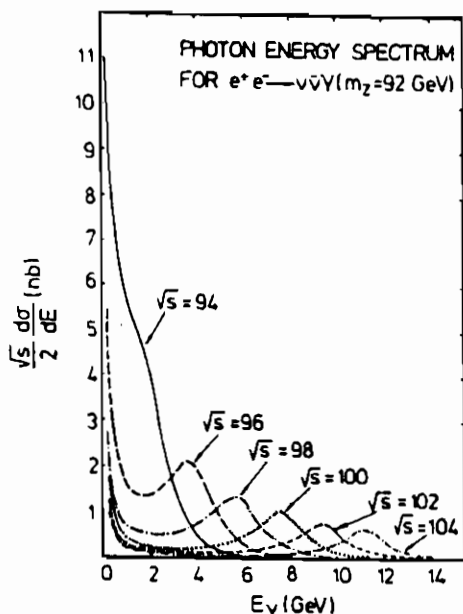


Figura 3.10 :  $\frac{\sqrt{s}}{2} \frac{d\sigma}{dE_\gamma}$ , in funzione di  $E_\gamma$ .

### 3.3 Le interazioni elettrodeboli a LEP 2

Nella precedente sezione è stata discussa la principale motivazione della prima fase di LEP : lo studio della produzione e del decadimento dello  $Z$ . Esistono però validi motivi per prendere dati anche alle più alte energie accessibili alla macchina ( $\sqrt{s} \approx 200 \text{ GeV}$ ) :

- lo studio dell'accoppiamento di gauge  $ZWW$  o  $\gamma WW$ , possibile solo a  $\sqrt{s} > 2m_W$ ;
- lo studio delle proprietà del  $W$  : massa, larghezza e modi di decadimento;
- l'estensione della ricerca di nuovi stati alla massima energia possibile.

I primi due soggetti, di tipo "convenzionale", sono trattati nella presente sezione, mentre il terzo è discusso in §3.5.3 e 3.6.3.

La trattazione assume che un anno "tipico" di LEP 2 dia una luminosità integrata pari a  $500 \text{ pb}^{-1}$ , corrispondente alla produzione di circa  $10^4$  coppie  $W^+W^-$ .

• 3.3.1 - Lo studio dell'accoppiamento di gauge. La figura (3.11) mostra i tre diagrammi di Feynman del processo  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . In tali diagrammi compaiono tutte le interazioni elettrodeboli del modello standard :

- la corrente carica debole, nei vertici  $e\nu W$ ;
- la corrente elettromagnetica, nel vertice  $ee\gamma$ ;
- la corrente neutra debole, nel vertice  $eeZ$ ;
- gli accoppiamenti tra bosoni di gauge  $WW\gamma$  e  $WWZ$ .

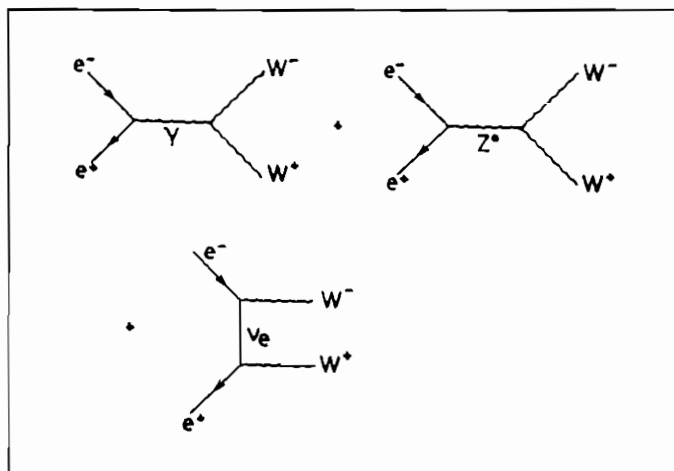


Figura 3.11 : Diagrammi di Feynman del processo  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ .

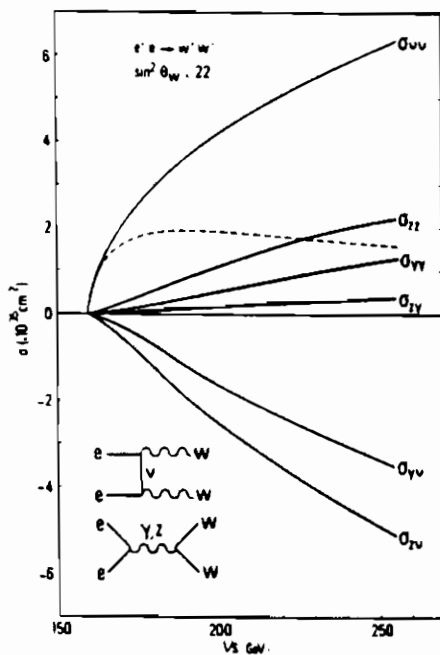


Figura 3.12 : I vari contributi al processo  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ .

La sezione d'urto totale proviene dalla somma dei contributi dei tre diagrammi, incluse le interferenze. La figura (3.12) mostra i vari contributi (gli indici delle curve si riferiscono alla particella scambiata : ad esempio,  $Z\gamma$  indica

l'interferenza tra il primo e il secondo diagramma. Il valore della sezione d'urto totale (tratteggiato nella figura), ad energie superiori alla soglia  $\sqrt{s} = 2m_W$  è :

$$\sigma|_{\sqrt{s} \gg 2m_W} = \frac{\pi\alpha^2}{2\sin^4\theta_w} \frac{1}{s} \ln\left(\frac{s}{m_W^2}\right) \quad (3.16)$$

Il valore finito della sezione d'urto totale risulta dalla cancellazione del modulo quadrato del termine  $(\nu\nu)$ , divergente  $\rightarrow +\infty$ , data dall'interferenza tra i termini  $(\gamma\nu)$  e  $(Z\nu)$ , divergente  $\rightarrow -\infty$ . La misura della sezione d'urto (3.16) in funzione di  $\sqrt{s}$  è quindi un importante test del modello standard. Tuttavia, come si vede dalla fig. (3.12), un'apprezzabile differenza tra la sezione d'urto totale e quella dovuta al solo termine  $(\nu\nu)$  appare solo ad energie maggiori di quella disponibile a LEP 2. Gli esperimenti si dovranno quindi limitare alla misura della sezione d'urto vicino alla soglia, rimandando ad una successiva macchina  $e^+e^-$  il test completo della eq. (3.16). Saranno invece possibili altre misure connesse con il processo considerato : in particolare, lo studio della distribuzione angolare e dell'elicità dei  $W$  dello stato finale costituisce un altro possibile confronto tra l'esperimento e la teoria (non discusso in queste Lezioni, vedi [6]).

Dal punto di vista sperimentale, la situazione è particolarmente favorevole : la sezione d'urto del processo  $(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$  a  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  è circa  $15 \text{ pb}$ . Come confronto, la sezione d'urto di produzione di 4 jet per interazione forte è molto minore :  $\sigma_{QCD}(e^+e^- \rightarrow 4 \text{ jet}) \approx 0.5 \text{ pb}$ . Ciò significa che lo studio del processo considerato è libero dai fondi dovuti ad altri meccanismi di produzione.

• **3.3.2 - Determinazione della massa del  $W$ .** Quattro metodi sono stati proposti per determinare la massa  $m_W$  nel processo  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  :

1. La dipendenza della sezione d'urto totale  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$  da  $\sqrt{s}$ . La larghezza finita del  $W$  ( $\Gamma_W \approx 3 \text{ GeV}$ ) complica leggermente l'analisi, che sembra in grado di misurare il valore di  $m_W$  con un errore di  $100 - 200 \text{ MeV}$ .
2. Lo spettro di energia degli elettroni nel decadimento  $W \rightarrow e\nu$ . Appare un metodo meno preciso del precedente.
3. La massa invariante jet-jet nel decadimento  $W \rightarrow jet_1 jet_2$ . L'identificazione del campione di eventi e la risoluzione in massa, confrontabile con il metodo (1), appaiono molto migliori che nel caso di macchine adroniche (§2.4.6), per i seguenti motivi :
  - l'assenza di fondo dovuto a processi di altro tipo, con uno stato finale analogo a quello cercato, che nel caso adronico costituisce la maggiore difficoltà sperimentale;
  - la possibilità di migliorare la risoluzione in massa imponendo vincoli cinematici ai quadrimpulsi dei jet presenti nell'evento ( $\sum \vec{p}_j = 0, \sum E_j = \sqrt{s}$ ), impossibile nel caso adronico per la presenza dei partoni spettatori;
  - la possibilità di "calibrare" il metodo, utilizzando i processi in cui uno  $Z$  decade in jet (ad esempio  $e^+e^- \rightarrow Z\gamma, Z \rightarrow jet_1 jet_2$ ) e confrontando la

distribuzione in massa invariante dei jet con il valore di  $m_Z$  ottenuto a LEP 1.

4. La massa invariante  $e\nu$  nel decadimento  $W \rightarrow e\nu$ . Come nel caso adronico (§2.4.6), il metodo richiede la presenza di rivelatori "ermetici", per misurare il quadrimpulso del  $\nu$ . Anche questo metodo sembra offrire una precisione analoga ad (1) e (3).

Poiché i quattro metodi sono indipendenti ed hanno errori sistematici largamente scorrelati, è possibile combinare statisticamente i risultati, ed arrivare così ad una precisione totale :

$$\delta m_W|_{LEP} \leq 100 \text{ MeV} \quad (3.17)$$

L'interesse di tale misura è notevole. Includendo le correzioni radiative, il valore di  $m_W$  è dato, nel modello standard, da una formula analoga alla (3.5) :

$$m_W = \sqrt{\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_w} \frac{1}{1 - \Delta r}} \quad (3.18)$$

Ciò significa che una misura indipendente di  $m_W$  e  $m_Z$  consente di ricavare  $\sin^2 \theta_w$  e quindi  $\Delta r$ . Ad esempio, dalle (3.4) e (3.17), si ottiene :

$$\delta(\Delta r)_{m_W, m_Z} = 0.007 \quad (3.19)$$

che ha un chiaro interesse, come discusso in §3.2.3.

• 3.3.3 - I decadimenti del  $W$ . La corrente adronica che appare nel decadimento del  $W$  in due quark è proporzionale a :

$$J_h^\alpha \propto \bar{u}_i U_{ij} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d_j \quad (3.20)$$

ove  $u_i$  è il campo del quark "up" di tipo  $i$  ( $u_i = u, c, t$ ) e  $d_i$  il campo del quark down ( $d_i = d, s, b$ ).  $U_{ij}$  è l'elemento della matrice di Kobayashi-Maskawa (KM, vedi §1.1.1), che mescola le differenti generazioni di quark :

$$U \equiv \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

con i vincoli di unitarietà :

$$\sum_i |U_{ij}^* U_{ik}| = \sum_i |U_{ji}^* U_{ki}| = \delta_{jk} \quad (3.22)$$

Allo stato attuale, le informazioni sui valori della matrice  $U$  provengono principalmente dai decadimenti di adroni contenenti quark pesanti. I migliori dati attuali sul modulo <sup>(21)</sup> dei valori della matrice KM [10] sono :

$$V = \begin{pmatrix} .9750 \pm .0007 & .222 \pm .003 & .004 \pm .004 \\ .222 \pm .003 & .9740 \pm .0008 & .045 \pm .006 \\ .010 \pm .008 & .042 \pm .005 & .9990 \pm .0003 \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Per i leptoni, vale una corrente analoga alla (3.20), ove i campi  $u_i$  e  $d_i$  sono sostituiti dai corrispondenti campi leptonici ( $u_i \leftrightarrow \nu_\ell$ ,  $\nu_\ell = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  e  $d_i \leftrightarrow \ell$ ,  $\ell = e, \mu, \tau$ ). Analogamente, al posto della matrice  $U$  c'è una matrice leptonica che, allo stato attuale degli esperimenti, sembra essere puramente diagonale : fino ad ora non è stata trovata nessuna evidenza di violazione dei numeri leptonici di tipo  $\mu$  o  $\tau$  o di oscillazioni di neutrino.

Pertanto, formule analoghe alla (3.13) valgono anche nel caso del  $W$ . Per i decadimenti in leptoni ( $W \rightarrow \ell\nu_\ell$ ) si ha :

$$\Gamma_\ell = \frac{G_F m_W^3}{6\sqrt{2}\pi} \simeq 241 \text{ MeV} \quad (3.25)$$

mentre per i decadimenti adronici <sup>(22)</sup> in due quark  $q_i\bar{q}_j$  vale :

$$\Gamma_h^{ij} = c_f |U_{ij}|^2 k_f \Gamma_\ell \quad (3.26)$$

ove  $c_f$  è, come di consueto, il fattore di colore ( $c_f = 3$ ) e  $k_f$  la correzione radiativa forte ( $k_f = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \dots$ ).

A LEP 2, i dati raccolti in un anno tipico dovrebbero contenere  $\sim 10^4$  coppie  $W^+W^-$  per ciascuno degli esperimenti. Una buona efficienza di identificazione dei quark pesanti appare necessaria per misurare i rapporti di decadimento del  $W$ , da cui è possibile risalire ai singoli termini della matrice KM. Questa è una delle ragioni per cui molti degli esperimenti LEP sono equipaggiati con un rivelatore di vertice molto preciso, in grado di identificare i decadimenti secondari e, attraverso la misura degli impulsi delle particelle uscenti, ricostruire la massa della particella decaduta.

(21) Queste Lezioni trascurano completamente la violazione della simmetria  $CP$ , correlata con la presenza di termini complessi nella matrice KM (vedi [10]). Definiamo :

$$V_{ij} \equiv |U_{ij}|. \quad (3.23)$$

(22) Per i decadimenti del  $W$  in top (principalmente  $W \rightarrow tb$ ), vedi §3.4.1.

### 3.4 La ricerca del quark top

Lo studio dei quark pesanti  $Q$ , tanto attraverso gli stati legati  $Q\bar{Q}$  ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ), quanto attraverso i mesoni  $Q\bar{q}$  o  $q\bar{Q}$  ( $D$ ,  $D_s$ ,  $B$ ,  $B_s$ ), è uno dei campi ove tradizionalmente gli anelli di accumulazione  $e^+e^-$  hanno riscosso i maggiori successi. A titolo di esempio, l'appendice A.3 illustra il caso della spettroscopia del charmonio (lo stato legato  $c\bar{c}$ ), uno dei primi studi di questo tipo. L'appendice illustra inoltre alcuni dei concetti fondamentali di tale fisica, come la cosiddetta regola di Zweig, propedeutici a quanto esposto in questa sezione.

Nel §3.4.1 sono illustrati alcuni dei presenti limiti su  $m_t$ . Tuttavia, dato il loro stato ancora incerto, questi limiti non sono usati esplicitamente nel seguito : in §3.4.2 si assume che  $m_t$  si trovi nella regione  $m_t < m_Z/2$  e il top sia visibile a LEP 1, mentre in §3.4.3 che  $m_t$  sia nell'intervallo  $m_Z/2 < m_t < 100 \text{ GeV}$  e il top sia visibile a LEP 2 <sup>(23)</sup>. Nel §3.4.4 sono discussi i decadimenti dello stato legato  $t\bar{t}$  e, infine, nel §3.4.5 è trattata la ricerca del top negli anelli di accumulazione adronici.

• 3.4.1 - Stato attuale della ricerca del top. Gli attuali limiti sulla massa  $m_t$  provengono da differenti misure :

1. La reazione  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ . Il processo è di facile osservazione : a  $\sqrt{s} \approx 2m_t$  dà luogo a fenomeni vistosi, analoghi a quelli della reazione  $e^+e^- \rightarrow J/\psi$  (vedi §A.3). Ad energie superiori, la possibilità di produrre coppie  $t\bar{t}$  produce un aumento del valore di  $R$  (vedi eq. A.6, A.7), pari a :

$$\Delta R = 3q_t^2 = 4/3 \approx 1.33 \quad (3.27)$$

La mancata osservazione di tali effetti si riflette in un limite  $m_t > \sqrt{s}/2$ . Attualmente, l'anello  $e^+e^-$  di più alta energia è Tristan, in Giappone, ove, a  $\sqrt{s} = 52 \text{ GeV}$ , è stato calcolato il limite :

$$m_t|_{e^+e^-} > 25.9 \text{ GeV} \quad (3.28)$$

Il limite (3.28) risulta da un meccanismo di produzione ben noto e, benchè sia più basso di quelli ottenuti in altri modi, appare più sicuro.

2. La produzione di top in anelli di accumulazione  $\bar{p}p$ . I principali meccanismi previsti per la produzione di top sono la produzione associata forte  $\bar{p}p \rightarrow t\bar{t}X$  e la produzione elettrodebole  $\bar{p}p \rightarrow WX$ , seguita dal decadimento  $W^+ \rightarrow t\bar{b}$

<sup>(23)</sup> Un interessante caso particolare si verifica se  $m_t \approx m_Z/2$ . In tale caso, si registrano fenomeni di interferenza tra il processo  $e^+e^- \rightarrow Z$  e quello  $e^+e^- \rightarrow \theta$ , ove  $\theta$  è lo stato legato  $t\bar{t}$  di  $J^{PC} = 1^{--}$ . Ciò dà luogo ad un caratteristico andamento della sezione d'urto in funzione di  $\sqrt{s}$ , con grandi variazioni (positive e negative) in un intervallo di pochi  $\text{GeV}$  (vedi §3.4.4).



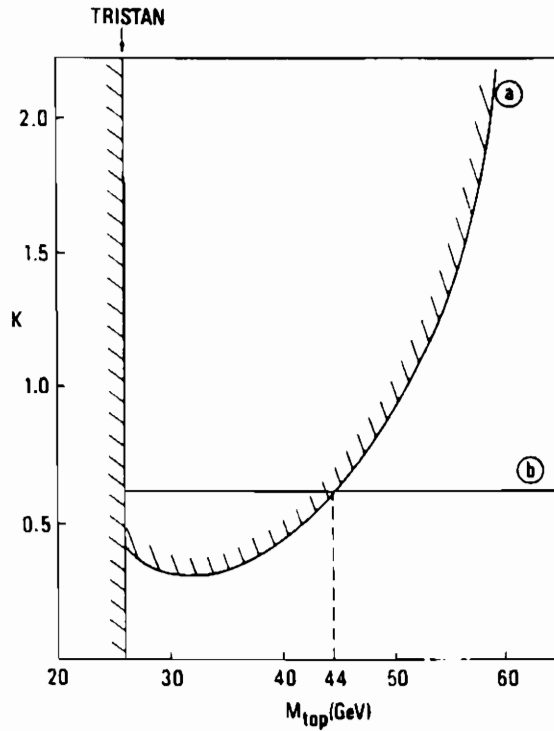


Figura 3.18 : Il limite di UA1 su  $m_t$  (vedi testo).

( $W^- \rightarrow \bar{t}b$ ). Tuttavia, l'analisi di questi processi è affetta da profonde incertezze sperimentali :

- L'indeterminazione sulla conoscenza delle funzioni di struttura del nucleone (vedi §2.3.2) e sulla costante di accoppiamento delle interazioni forti  $\alpha_s$ , limita la precisione del calcolo della sezione d'urto dei processi cercati.
- In pratica, il solo decadimento del  $t$  osservabile in macchine adroniche è il canale semileptonico  $t \rightarrow b\ell\nu_\ell$ , ove  $\ell = e$  o  $\mu$ . L'identificazione di tale processo è resa difficile dalla bassa energia del leptone carico e del neutrino, minore che nel decadimento  $W \rightarrow \ell\nu_\ell$  e dalla presenza nel rivelatore, in prossimità dei leptoni, degli adroni prodotti dal quark  $b$ . Il calcolo dell'efficienza di rivelazione, ingrediente essenziale del limite di massa, dipende pertanto dai dettagli della struttura dell'evento e della risposta del rivelatore, ed introduce un alto errore sistematico nella misura.

L'esperimento UA1 al Collider  $\bar{p}p$  del Cern deriva un limite su  $m_t$  dal calcolo del numero di eventi osservabili in funzione di  $m_t$ , assumendo che tutti i candidati osservati provengano da altri processi fisici :

$$m_t|_{\bar{p}p} > 44 \text{ GeV} \quad (3.29)$$

La figura (3.13) illustra il metodo di UA1 : il valore di  $K$  (asse delle ordinate) è proporzionale alla sezione d'urto di produzione, mentre la retta (b) è un limite teorico sul valore della sezione d'urto; la curva (a) indica la zona del piano  $K/m_t$  esclusa dalle misure di UA1.

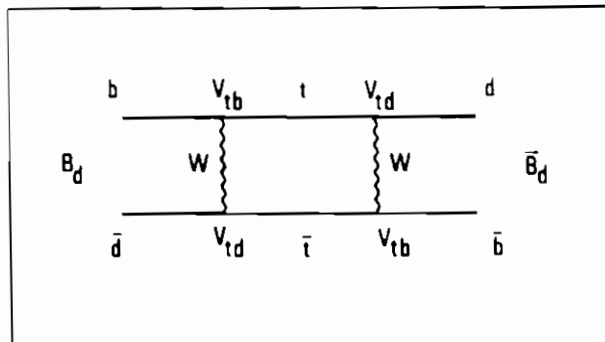


Figura 3.14 : Oscillazioni  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ .

3. *Le oscillazioni  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ .* Analogamente al caso del  $K^0$ , un mesone  $B^0$  (stato legato  $b\bar{d}$ ) può trasformarsi nella sua antiparticella  $\bar{B}^0$  ( $\bar{b}d$ ) con lo scambio di due  $W$  (vedi figura 3.14). Il valore del mescolamento  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ , calcolato dal diagramma (3.14), può essere confrontato con il dato misurato all'anello  $e^+e^-$  Doris di Amburgo. Il confronto permette di porre il limite :

$$m_t|_{B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0} > 40 \text{ GeV} \tag{3.30}$$

valido unicamente nel modello standard con tre generazioni di quark.

4. *La violazione di CP nel decadimento del  $K^0$ .* In linea di principio, il valore del rapporto  $\epsilon'/\epsilon$  (vedi [11]), che caratterizza la violazione di CP nel decadimento del  $K^0$ , dipende anche da  $m_t$ . Le più recenti misure del rapporto indicano, senza includere le incertezze sistematiche :

$$50 \text{ GeV} < m_t|_{\epsilon'/\epsilon} < 160 \text{ GeV} \tag{3.31}$$

Allo stato attuale, il valore delle incertezze sistematiche non è stato ancora calcolato. Pertanto, il limite (3.31) è ancora incerto : è però interessante notare che esso sembra in grado di dare anche un limite superiore a  $m_t$ .

5. *Le correzioni radiative a  $m_W$  e  $m_Z$ .* La misura delle masse degli IVB, effettuata al Collider  $\bar{p}p$  del Cern, consente di misurare, tramite le eq. (3.5) e (3.18), il valore del parametro  $\Delta r$  delle correzioni radiative. Dal valore di  $\Delta r$ ,

assumendo un valore per la massa  $m_H$  (eq. 3.8), si può ottenere una misura di  $m_t$  (eq. 3.7) :

$$m_t|_{m_W, m_Z} < 200 \text{ GeV} \quad (\text{se } m_H < 1 \text{ TeV}) \quad (3.32)$$

6. *Le sezioni d'urto di produzione degli IVB.* Al Collider del Cern, il numero di eventi osservato per i decadimenti leptonici degli IVB è funzione di  $m_t$ . Si può infatti definire il rapporto  $R_{IVB}$  :

$$R_{IVB} = \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow WX, W \rightarrow \ell\nu_\ell)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow ZX, Z \rightarrow \ell\bar{\ell})} = \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow WX)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow ZX)} \frac{\Gamma(W \rightarrow \ell\nu_\ell)}{\Gamma(Z \rightarrow \ell\bar{\ell})} \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_W} = R_\sigma R_\Gamma \quad (3.33)$$

L'errore sistematico su  $R_\sigma$  è molto minore che sulle singole sezioni d'urto, poiché l'incertezza sulle funzioni di struttura è parzialmente cancellata nel rapporto. A sua volta  $R_\Gamma$  può essere calcolato nel modello standard in funzione di  $m_t$ . Il valore calcolato di  $R_{IVB}$  può quindi essere confrontato con quello misurato, a partire dai decadimenti leptonici degli IVB. Tutta la dipendenza di  $R_{IVB}$  da  $m_t$  è contenuta nelle larghezze totali  $\Gamma_Z$  e  $\Gamma_W$  (vedi eq. 3.14), che sono sommatorie contenenti i termini parziali  $\Gamma(Z \rightarrow t\bar{t})$  e  $\Gamma(W \rightarrow tb)$ . Evidentemente, il massimo della sensibilità di  $R_\Gamma$  da  $m_t$  si ha se  $m_W - m_b > m_t > m_Z/2$ , se cioè il decadimento in top del  $W$  è permesso, mentre quello dello  $Z$  è vietato. Viceversa,  $R_\Gamma$  perde ogni sensibilità se  $m_t \geq m_W$ , poiché i decadimenti in top degli IVB divengono impossibili.

La figura (3.15) mostra la situazione attuale della misura. La linea orizzontale corrisponde al valore di  $R_{IVB}$  misurato da UA1 e UA2, mostrato insieme ai limiti al 90 % e al 95 % di CL. La curva corrisponde al valore aspettato di  $R_{IVB}$  per una data  $m_t$ . Dalla figura si deduce che, mentre nessun limite su  $m_t$  è possibile al 95 % di CL, un limite al 90 % è dato da :

$$m_t|_{R_{IVB}} < 70 \text{ GeV} \quad (3.34)$$

Un miglioramento del limite (3.34) sarà dato dalla diminuzione dell'errore statistico sulle sezioni d'urto di produzione degli IVB (vedi §2.5.4), mentre l'errore sistematico legato alle funzioni di struttura sembra più difficile da migliorare.

Un giudizio complessivo sui limiti (3.28 ÷ 3.34) su  $m_t$  è difficile. Nessuno di essi, a parte il valore (3.28), è indipendente da un modello o da incertezze statistiche o sistematiche. Tuttavia, i vari limiti di massa, oltre ad essere interessanti per il loro valore concettuale, mostrano un'innegabile evidenza che  $m_t$  abbia un valore elevato. Se i limiti (3.29, 3.30) sono corretti, la probabilità di osservare il top a LEP 1 è scarsa. D'altro canto, i limiti (3.31 ÷ 3.34) mostrano che  $m_t$  non può essere troppo alta, condizione imposta anche dalla "naturalità" del modello standard, che non offre alcuna giustificazione per un valore troppo elevato della differenza di massa tra il top e gli altri quark.

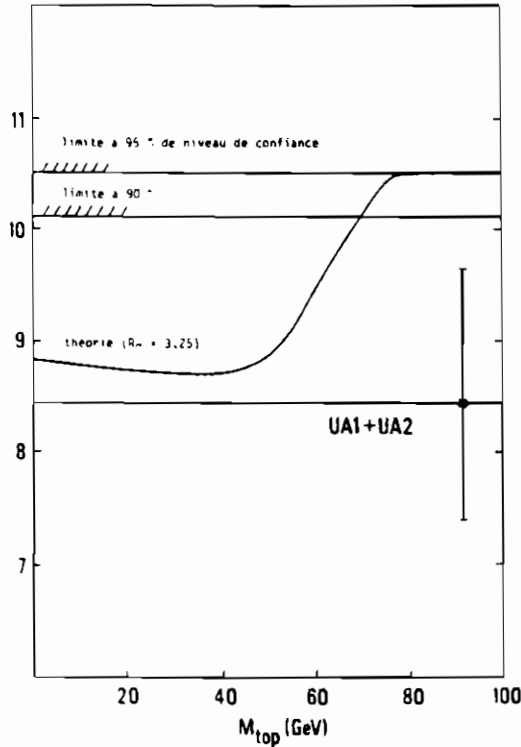


Figura 3.15 : Limiti sulla massa del top dalla misura di  $\sigma_{IVB}$

• 3.4.2 - Il top a LEP 1. Se  $2m_t < m_Z$ , il processo  $Z \rightarrow t\bar{t}$  è permesso. Tuttavia, anche in questo caso, la massa del top non può essere trascurata nel calcolare l'ampiezza di decadimento. Nel caso del quark  $t$ , l'equazione analoga alla (3.13) è :

$$\Gamma(Z \rightarrow t\bar{t}) = 48\Gamma_0 \left( v_t^2 \beta \frac{3-\beta^2}{2} k_v + a_t^2 \beta^3 k_a \right) \quad (3.35)$$

ove :

$$\beta = \sqrt{1 - 4 \frac{m_t^2}{m_Z^2}} \quad : \text{fattore di soppressione di spazio delle fasi};$$

$v_t, a_t$ : accoppiamento vettoriale o assiale (vedi tabella 3.3);

$k_v = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \frac{2\pi}{3} \alpha_s \left( \frac{1}{\beta} - \frac{3+\beta}{4} \right)$  : la correzione di QCD che si applica alla parte vettoriale dell'accoppiamento, al posto di  $k_f$  nell'eq. (3.13);

$k_a = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \frac{2\pi}{3} \alpha_s \left[ \frac{1}{\beta} - \left( \frac{19}{10} - \frac{22}{5} \beta + \frac{7}{2} \beta^2 \right) \right]$  : l'equivalente di  $k_v$  per la parte assiale.

La figura (3.16) mostra la soppressione del decadimento dello  $Z$  in top, in funzione di  $m_t$ . Ad esempio, per  $m_t = 44 \text{ GeV}$  (il limite 3.29),  $BR(Z \rightarrow t\bar{t}) =$

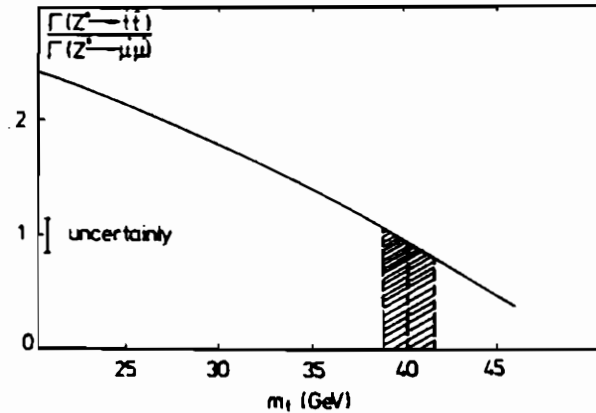


Figura 9.16 : Il tasso di decadimento  $Z \rightarrow t\bar{t}$ , normalizzato a quello  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

$1/2 BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)$ .

La scarsità di eventi previsti per valori elevati di  $m_t$  si traduce in un'ulteriore difficoltà sperimentale nell'identificazione del top, che tuttavia, qualora prodotto, non dovrebbe sfuggire agli esperimenti.

Esaminiamo ora alcuni possibili metodi di identificazione del top e di misura di  $m_t$  :

1. *La struttura degli eventi.* Poiché  $m_t$  non è trascurabile rispetto a  $m_Z$ , i prodotti di decadimento del top sono meno collimati attorno alla direzione originaria del quark  $t$  rispetto al caso dei decadimenti in quark leggeri. Ciò dà agli eventi ( $Z \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \text{adroni}$ ) una struttura molto differente da quelli in cui lo  $Z$  decade in altri quark. Ad esempio, un eccesso di eventi "sferici", in cui gli adroni non hanno apparentemente una struttura a jet, è un chiaro indizio dell'esistenza del decadimento  $Z \rightarrow t\bar{t}$ . Queste caratteristiche possono essere quantificate ed usate nell'analisi, in modo da fornire un'identificazione statistica e, almeno in linea di principio, il valore della massa del top. Tuttavia, quest'ultima misura è molto indiretta ed affetta da un pesante errore sistematico.
2. *I decadimenti semileptonici  $t \rightarrow q\ell\nu_\ell$ .* Per gli stessi motivi considerati nel punto (1.), il leptone è a grande angolo rispetto alla direzione originaria del top e degli adroni provenienti dal quark  $q$ . Lo spettro in energia del leptone  $\ell$  ( $\mu, e$  o - più difficilmente identificabile -  $\tau$ ) non dipende dalla frammentazione adronica ed è pertanto noto, in funzione di  $m_t$ , con precisione migliore della sfericità degli eventi. Il metodo sembra in grado di dare il valore di  $m_t$  con una precisione di  $3 \div 5 \text{ GeV}$ .
3. *Il valore di  $\Gamma_t$ .* Una volta identificato il top, il metodo più preciso per trovare  $m_t$  a  $\sqrt{s} = m_Z$  è quello di misurare il tasso di decadimento dello  $Z$  in top. Utilizzando la curva della figura (3.16) si può quindi risalire a  $m_t$  con una

precisione stimata attorno ad 1 GeV.

4. In aggiunta ai metodi precedenti, occorre ricordare quello, tradizionalmente usato in  $e^+e^-$  (vedi A.3), di misurare  $R$  (eq. A.6) in funzione di  $\sqrt{s}$  e osservarne la variazione attorno a  $\sqrt{s} = 2m_t$ . Come è descritto in §A.3 nel caso del quark  $c$ , attorno alla soglia si verifica la formazione di stati legati  $t\bar{t}$ , con una grande sezione d'urto.

• 3.4.3 - *Il top a LEP 2.* Se  $200 \text{ GeV} > 2m_t > m_Z$ , il top è prodotto a LEP 2 attraverso il processo ( $e^+e^- \rightarrow Z^*(\gamma^*), Z^*(\gamma^*) \rightarrow t\bar{t}$ ). Metodi analoghi a quelli (1.-4.), descritti nel paragrafo precedente, possono essere applicati all'identificazione del top. In questo caso, tuttavia, la maggiore difficoltà sperimentale risiede nella scarsità di eventi prodotti: ad esempio, se  $2m_t = 150 \text{ GeV}$ , gli esperimenti hanno bisogno di almeno  $20 \text{ pb}^{-1}$  di luminosità integrata (pari a circa due mesi di presa dati effettiva) per ottenere un segnale di 3 s.d..

• 3.4.4 - *I decadimenti del toponio.* La figura (3.17) mostra le frazioni di decadimento del toponio <sup>(24)</sup> (normalizzate a 1, notare la scala logaritmica) in funzione di  $2m_t \approx m_\theta$ . Sono possibili alcuni commenti:

- Il decadimento in 3 gluoni, discusso in §A.3, resta il canale dominante se  $m_\theta \ll m_Z$ .
- Per masse  $m_\theta \approx m_Z$ , il decadimento del  $\theta$  è dominato dalla produzione di uno  $Z$ , che decade a sua volta con le sue ampiezze parziali tipiche. Il toponio assume pertanto le frazioni di decadimento tipiche dello  $Z$ : il canale  $q\bar{q}$  è prevalente, seguito da quelli  $\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$  e  $\bar{\ell}\ell$ .
- A masse ancora maggiori il canale dominante diviene il decadimento singolo di un quark (SQD): i due quark  $t$  e  $\bar{t}$  decadono indipendentemente ( $t \rightarrow W^+q, W^+ \rightarrow f\bar{f}'$ ). L'ampiezza del decadimento (SQD) è proporzionale a  $m_t^5$  <sup>(25)</sup> e diviene così dominante a grandi valori di  $m_\theta$ .
- A masse  $m_t > m_W$ , il decadimento SQD, di gran lunga dominante, dà luogo alla produzione di un  $W$  reale. A masse ancora maggiori, la larghezza totale  $\Gamma_\theta$  diviene comparabile con  $m_t$ , in modo che lo stato  $\theta$  non è più osservabile come stato legato.
- Per il canale raro  $\theta \rightarrow H\gamma$ , la discussione è rinviata al §3.5.2.

• 3.4.5 - *La ricerca del top in macchine adroniche.* Nel futuro, oltre che negli anelli  $e^+e^-$ , molte informazioni sul top potranno venire anche dalle macchine adroniche:

<sup>(24)</sup> Lo stato legato  $t\bar{t}$  ( $1S$ ), avente  $J^{PC} = 1^{--}$ ; nel seguito tale stato è chiamato anche " $\theta$ ".

<sup>(25)</sup> Il processo è identico a quello del decadimento del  $\mu$ , per cui vale la nota relazione  $\tau_\mu \propto m_\mu^5$ .

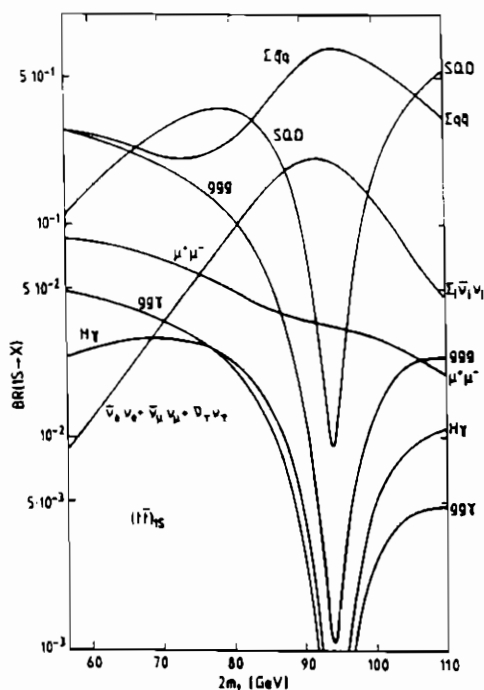


Figura 3.17 : Frazioni di decadimento del top, in funzione di  $2m_t$ .

1. Il Collider del Cern, a  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ , sta prendendo dati con un migliore luminosità (vedi §2.5.1). Con metodi analoghi a quelli descritti in §3.4.1, il top sarà visibile fino ad un valore  $m_t < 100 \text{ GeV}$ .
2. Al collider di Fermilab, l'energia più elevata ( $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ) consente di estendere la ricerca del top fino a valori  $m_t < 160 \text{ GeV}$ .

Considerando i differenti tempi di entrata in funzione di tutte queste macchine, un possibile scenario è il seguente :

- se  $m_t < m_Z/2$ , il top sarà presumibilmente scoperto al Collider del Cern e studiato in dettaglio a LEP 1;
- se  $m_Z/2 < m_t < 100 \text{ GeV}$ , il top sarà scoperto al Collider del Cern e studiato in dettaglio a LEP 2;
- se  $100 \text{ GeV} < m_t < 160 \text{ GeV}$ , il top sarà scoperto a Fermilab; gli studi dettagliati, possibili unicamente in  $e^+e^-$  (misura precisa di  $m_t$ , decadimenti del toponio, decadimenti rari) dovranno attendere una macchina futura, oggi ancora allo studio;
- se  $m_t > 160 \text{ GeV}$ , il top non sarà scoperto in nessuna macchina oggi funzionante o in costruzione; il miglior candidato è in questo caso un collider adronico della prossima generazione.

Come conclusione, occorre ribadire che il top è un ingrediente necessario del modello standard. La sua mancata osservazione, nell'intervallo di massa com-

patibile con le altre quantità del modello standard, costituirebbe una sorpresa maggiore che un'eventuale identificazione.

### 3.5 Il bosone di Higgs

Tra tutte le particelle previste nel modello standard e non ancora osservate, il bosone di Higgs  $H$  è la più "esotica": i suoi numeri quantici (carica = spin = 0) <sup>(26)</sup> sono differenti da quelli di tutti gli altri campi fondamentali noti. Il modello standard non ne predice la massa  $m_H$ : limiti "ragionevoli" la pongono nell'intervallo  $O(10 \text{ GeV}) < m_H < O(1 \text{ TeV})$ . Il limite inferiore deriva dal valore delle sole correzioni radiative, nell'ipotesi che all'ordine più basso  $m_H^{(0)} \geq 0$ , il che appare plausibile, anche se non rigorosamente dimostrato. Il limite superiore corrisponde invece al valore, a cui il calcolo perturbativo degli accoppiamenti tra il bosone  $H$  e gli altri stati fondamentali cessa di valere: anche questo argomento è indubbiamente ragionevole, ma non di valore assoluto.

La caratteristica più singolare del bosone  $H$  è che l'accoppiamento tra esso ed ogni altra particella è proporzionale al quadrato della massa della particella in questione. I vari casi sono esaminati separatamente:

1. *Higgs - Fermioni*. La larghezza del decadimento del bosone  $H$  in una coppia di fermioni  $f\bar{f}$  è:

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{c \cdot G_F m^2}{4\sqrt{2}\pi} m_n \beta \quad (3.36)$$

ove:

$c_f$ : molteplicità di colore (= 1 per leptoni, = 3 per quark);

$$\beta = \sqrt{1 - 4 \frac{m_f^2}{m_H^2}} \quad : \text{fattore di soppressione di spazio delle fasi.}$$

2. *Higgs - IVB*. Detto  $V$  uno degli IVB ( $V = W^\pm, Z$ ), si ha:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F m_V^2 m_H}{16\sqrt{2}\pi} \frac{\sqrt{1-x_V}}{x_V} (3x_V^2 - 4x_V + 4) \quad (3.37)$$

ove  $x_V = 4m_V^2/m_H^2$ .

La figura (3.18) mostra le larghezze parziali del bosone  $H$  in quark e IVB.

3. *Higgs - fotoni, Higgs - gluoni*. All'ordine più basso, la proporzionalità tra accoppiamento e quadrato della massa vieta il decadimento del bosone  $H$  in particelle a massa nulla. Esistono grafici di ordine superiore per tali decadimenti, che tuttavia predicono valori inferiori a quelli delle eq. (3.36, 3.37).

Le formule precedenti hanno alcune importanti conseguenze per la produzione e il decadimento del bosone  $H$ :

<sup>(26)</sup> In questa sezione sono illustrate le predizioni del modello *minimale*, che prevede un solo bosone  $H$  neutro. Esistono versioni più complesse della teoria, con più bosoni, carichi e neutri, non illustrate in queste Lezioni.



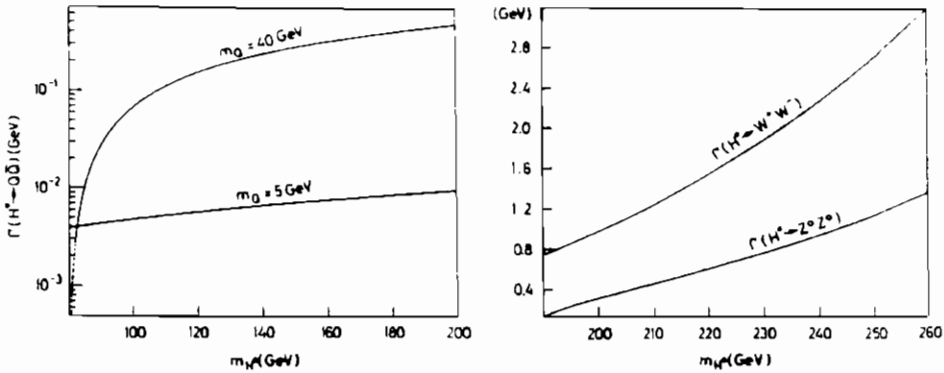


Figura 3.18 : Larghezze parziali del bosone  $H$  in quark e  $IVB$ .

- Il metodo di produzione "diretto"  $e^+e^- \rightarrow H$  non è in pratica osservabile, poiché  $m_e$  è troppo piccola e l'accoppiamento (3.36) non produce una sezione d'urto sufficiente. Pertanto, gli unici modi di produzione osservabili sono quelli in cui il bosone  $H$  è prodotto insieme ad altre particelle.
- Il decadimento ( $Z \rightarrow HH$ ) viola la conservazione dello spin e della statistica, analogamente al ben noto caso ( $\rho^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ ).
- Il decadimento  $Z \rightarrow H\gamma$  è vietato, al primo ordine, dal fatto che il fotone non si accoppia a particelle neutre.
- Se  $m_H < 2m_W$  (la sola regione accessibile a LEP), il bosone  $H$  decade pressochè unicamente nella coppia  $Q\bar{Q}$ , ove  $Q$  è il quark di massa più elevata che abbia  $2m_Q < m_H$ .
- Pertanto, se  $m_H > 2m_t$ , il bosone  $H$  decade in una coppia  $t\bar{t}$ ; se invece  $2m_b < m_H \leq 2m_t$ , in una coppia  $b\bar{b}$ .

Nei paragrafi seguenti sono esaminati separatamente tre casi : le ricerche del bosone  $H$  a  $\sqrt{s} = m_Z$ , a  $\sqrt{s} = m_\theta$  (qualora il toponio sia osservato a LEP), e a LEP 2.

• 3.5.1 - Il bosone  $H$  a  $\sqrt{s} = m_Z$ . I modi di produzione più facilmente osservabili sono i processi di figura 3.19 ( $e^+e^- \rightarrow Z, Z \rightarrow HZ^*, Z^* \rightarrow f\bar{f}$ ). La figura mostra che la percentuale di questo decadimento diminuisce rapidamente al crescere di  $m_H$ , ma è ancora in grado di dare un numero sufficiente di eventi nello stato finale  $He^+e^-$  (o  $H\mu^+\mu^-$ ) se  $m_H \leq 40 GeV$ .

• 3.5.2 - Il bosone  $H$  a  $\sqrt{s} = m_\theta$ . Come mostrato nella figura (3.17), il decadimento ( $\theta \rightarrow H\gamma$ ) ha una probabilità non trascurabile : se  $m_\theta \neq m_Z$ ,  $BR(\theta \rightarrow H\gamma) = 1 \div 5\%$ . La figura (3.20) mostra la luminosità integrata necessaria per avere un segnale di 3 s.d., in funzione di  $m_H$ , per tre valori di  $m_\theta$ . Come si vede dalla figura, se  $m_\theta < m_Z$ , il bosone  $H$  può essere scoperto se  $m_H \leq 55 GeV$ , mentre a  $m_\theta = 110 GeV$ , il limite si sposta a  $m_H \leq 65 GeV$ . Dal punto di vista

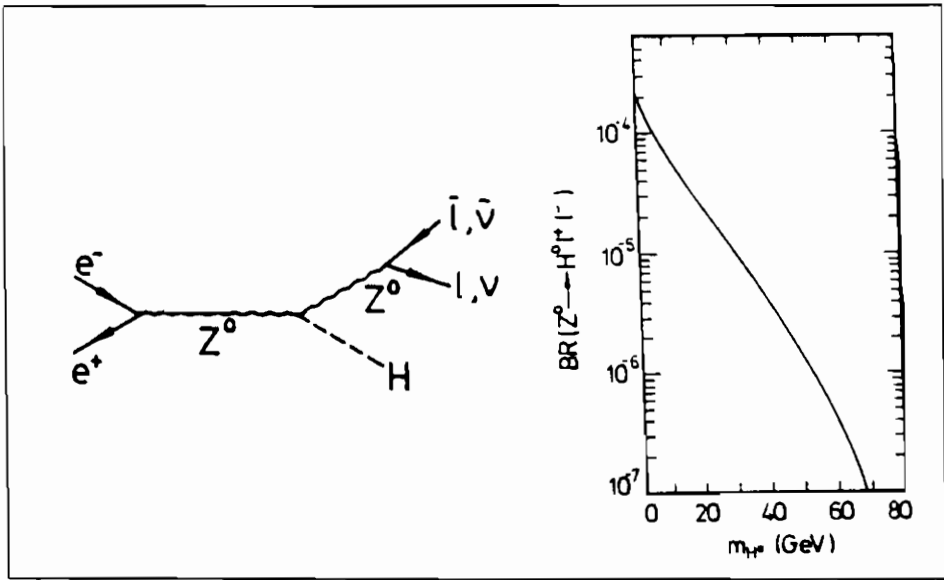


Figura 3.19 : La produzione del bosone  $H$  a  $\sqrt{s} = m_Z$ .

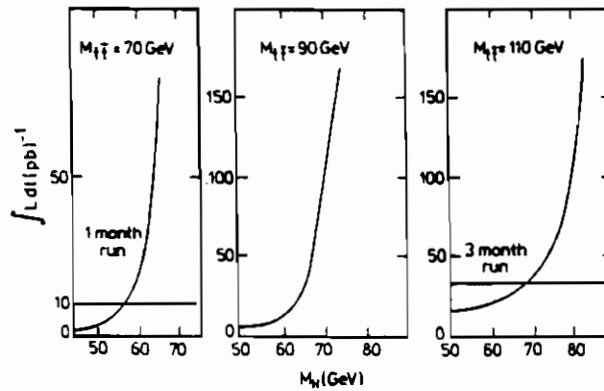


Figura 3.20 : La luminosità integrata necessaria per avere un segnale di 3 s.d. in  $\theta \rightarrow H\gamma$ .

sperimentale, lo stato finale  $H\gamma$  ha una chiara segnatura sperimentale (un fotone di alta energia e due jet), pochi fondi di altri processi fisici e offre la possibilità di utilizzare i rivelatori di vertice per identificare i quark  $b$  dello stato finale. In conclusione, se il toponio ha una massa accessibile a LEP e se  $m_\theta \neq m_Z$ , i decadimenti del toponio sono il metodo migliore di rivelare un bosone  $H$  avente  $m_H = 10 \div 60 \text{ GeV}$ .

• 3.5.3 - Il bosone  $H$  a LEP 2. Se  $m_H \geq m_\theta$ , i metodi illustrati in precedenza non sono utilizzabili. In tale caso, il processo migliore per identificare il bosone  $H$

è lo stesso discusso in §3.5.1, con la differenza che il primo  $Z$  è virtuale e il secondo reale ( $e^+e^- \rightarrow Z^*$ ,  $Z^* \rightarrow HZ$ ,  $Z \rightarrow f\bar{f}$ ). Nel canale leptonic ( $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ ), questo processo dà  $O(10)$  eventi/anno a LEP 2 per  $m_H = 80 \text{ GeV}$ . In tale caso il bosone  $H$  è probabilmente ancora identificabile, nonostante la scarsità del campione di eventi disponibile, grazie alla mancanza di altri processi con stati finali simili.

La conclusione di questa rapida panoramica sulla ricerca del bosone  $H$  è che la "finestra" di visibilità di LEP 1 e LEP 2 è compresa in  $10 \text{ GeV} \leq m_H \leq 80 \text{ GeV}$ . Questa è una frazione cospicua, ma non completa, dell'intervallo permesso per  $m_H$ . Pertanto, si possono delineare tre risultati della ricerca del bosone  $H$  a LEP :

1. Scoperta del bosone ad un dato valore di massa : il modello standard avrebbe un'ulteriore conferma; se poi ciò avvenisse in concomitanza con la scoperta del top (ad esempio nel decadimento  $\theta \rightarrow H\gamma$ ) e con le caratteristiche aspettate, la conferma sarebbe probabilmente definitiva.
2. Mancata osservazione di qualsiasi fenomeno dovuto al bosone  $H$  : il modello standard non ha alcuna difficoltà ad assumere  $m_H > 80 \text{ GeV}$ . Probabilmente questa possibilità porterebbe al tentativo di scoprire il bosone  $H$  in una macchina ( $e^+e^-$  o adronica) della generazione successiva.
3. Scoperta di uno o più di bosoni  $H$  "anomali", per numeri quantici o meccanismi di produzione e decadimento : è la prospettiva più interessante, poiché costringerebbe i fisici ad abbandonare il modello standard minimale per nuove teorie, in accordo con i risultati sperimentali.

Tabella 3.4 : Le particelle supersimmetriche

Particella "convenzionale"	simbolo	spin	Particella supersimmetrica	simbolo	spin
quark	$q$	1/2	s-quark	$\tilde{q}$	0
leptone	$\ell$	1/2	s-leptone	$\tilde{\ell}$	0
neutrino	$\nu$	1/2	s-neutrino	$\tilde{\nu}$	0
fotone	$\gamma$	1	fotino	$\tilde{\gamma}$	1/2
gluone	$g$	1	gluino	$\tilde{g}$	1/2
IVB carico	$W$	1	$W$ -ino	$\tilde{W}$	1/2
IVB neutro	$Z$	1	$Z$ -ino	$\tilde{Z}$	1/2
Higgs	$H$	0	s-Higgs	$\tilde{H}$	1/2
gravitone	$G$	2	gravitino	$\tilde{G}$	3/2

### 3.6 Le supersimmetrie

• **3.6.1 - Alcune generalità sulle supersimmetrie.** Come esempio della Fisica che esula dalle predizioni del modello standard, questa sezione discute la possibilità di osservare a LEP alcune delle particelle previste nelle supersimmetrie <sup>(27)</sup>. Le SUSY sono discusse in tutte le trattazioni recenti sulla Fisica delle particelle elementari [12, 13]. In questo paragrafo sono elencate alcune predizioni fenomenologiche, che sono utilizzate come riferimento nei paragrafi successivi.

La tabella (3.4) elenca i campi fermionici e bosonici fondamentali, secondo le SUSY. Altri punti fondamentali del modello sono i seguenti :

1. Come si vede dalla tabella (3.4), ad ogni particella convenzionale corrisponde una SUSY, di uguali numeri quantici e accoppiamenti, ma di differente massa e spin. Il partner supersimmetrico di una particella nota è denotato con una " $\sim$ ".
2. A tutte le particelle è associato un numero quantico ( $R$ ), conservato moltiplicativamente nelle interazioni. Tale numero quantico vale  $R = +1$  per le particelle convenzionali e  $R = -1$  per le SUSY. La conservazione di  $R$  impone delle regole di selezione nelle transizioni tra stati supersimmetrici : ad es., il processo  $(qg \rightarrow \tilde{q}\tilde{g}\gamma)$  è permesso, mentre  $(qg \rightarrow \tilde{q}\tilde{g})$  è vietato.

<sup>(27)</sup> È usuale denotare con *SUSY* tanto le torie supersimmetriche, quanto le particelle da esse previste, in aggiunta a quelle oggi note.

3. La conservazione di  $R$  implica che le SUSY sono sempre prodotte in coppia e che tra i prodotti di decadimento di ogni SUSY deve sempre comparire un numero dispari di altre SUSY.
4. La conservazione di  $R$  implica che la SUSY di massa più piccola (in taluni modelli il  $\tilde{\gamma}$ , in altri un "neutralino", combinazione lineare di più stati) non può decadere, ed è pertanto assolutamente stabile. Inoltre tale particella non ha interazioni forti o elettromagnetiche. Rispetto alla rivelazione, tale stato (che in queste Lezioni è chiamato  $\tilde{\gamma}$ ) somiglia molto al neutrino del modello standard : l'unico modo di identificazione è l'apparente sbilanciamento dell'evento, in un rivelatore "ermetico".
5. A parte lo spin, la simmetria dinamica tra particelle convenzionali e SUSY è completa : ad esempio, l'accoppiamento elettromagnetico tra stati supersimmetrici è dato da  $\alpha$ , quello forte da  $\alpha_s$ , etc. La dinamica delle interazioni tra SUSY, e tra SUSY e particelle convenzionali è pertanto completamente fissata.
6. Le masse delle SUSY sono invece parametri liberi del modello <sup>(28)</sup> : differenti "scenari" hanno un differente spettro di masse e, di conseguenza, un differente schema di decadimento di uno stato nell'altro. La tabella (3.5) mostra un possibile scenario per i decadimenti delle SUSY.

Il punto (6.) influenza profondamente la nostra comprensione della fenomenologia delle SUSY : la mancata osservazione di un qualche processo si traduce in un dominio "vietato" nello spazio delle masse delle SUSY (si vedano, ad esempio, le figure 3.21 ÷ 3.23). In genere, gli stati a interazione forte e elettrodebole fattorizzano, in modo che, ad esempio, il limite sulla massa del gluino non è influenzato dal limite sulla massa del s-elettrone. La situazione generale resta però complicata: il resto di questa sezione non costituisce una discussione esauriente del soggetto, ma dà solamente alcuni esempi di studi delle SUSY.

La strategia sperimentale di ricerca delle SUSY si basa sul metodo del *momento mancante* ( $\not{p}$ ) : poiché ogni stato iniziale producibile ( $e^+e^-$ ,  $\bar{p}p$ ,  $pp$ ,  $ep$ , etc.) ha  $R = 1$ , lo stato finale deve contenere almeno due  $\tilde{\gamma}$ , prodotti finali dei decadimenti delle SUSY. Poiché tali particelle non sono rivelate, l'energia osservata è differente da  $\sqrt{s}$ , e la somma vettoriale dei momenti delle particelle osservate presenta un caratteristico sbilanciamento <sup>(29)</sup>, che può essere utilizzato per separare

<sup>(28)</sup> Esistono peraltro plausibili argomenti che suggeriscono che esse siano minori di  $O(1\text{TeV})$ .

<sup>(29)</sup> In collisioni  $\bar{p}p$  o  $pp$  gran parte dell'energia degli eventi è portata via dai partoni spettatori e fluisce fuori dei rivelatori attraverso la camera del fascio, senza essere rivelata. In tale caso, tanto l'energia totale dell'evento, quanto la componente longitudinale della somma degli impulsi non forniscono informazioni sulla presenza di particelle non interagenti nello stato finale. Queste ultime invece influenzano le componenti trasverse della somma degli impulsi, in modo tale che il *momento trasverso mancante* ( $\not{p}_T$ ) costituisce il naturale criterio di selezione

un campione di candidati SUSY dagli eventi convenzionali.

Pertanto, l'analisi per SUSY procede nel seguente modo :

1. un trigger di  $p$  ( $p_T$  in macchine adroniche) opera la prima selezione;
2. altre condizioni sulla topologia dello stato finale (presenza di jet e/o di leptoni con dati angoli ed energie) individuano i differenti canali e, di conseguenza, le possibili SUSY prodotte;
3. supponendo di avere accumulato un certo numero di eventi in un dato canale, occorre stabilire se questo campione è compatibile con la fisica nota, oppure implica la presenza di altri meccanismi; a questo scopo è necessario stimare il contributo di tutti i processi noti al canale considerato : poiché i neutrini hanno caratteristiche simili ai  $\tilde{\gamma}$  delle SUSY, la produzione di stati che decadono in  $\nu$  (IVB, quark pesanti) è un tipo di fondo particolarmente pericoloso;
4. oltre ai fondi fisici, occorre stimare anche i contributi della macchina : in particolare, le particelle dell'alone, la cui linea di volo non coincide con i fasci, possono interagire con il rivelatore o con il gas residuo della camera, simulando eventi sbilanciati;
5. un'altra quantità essenziale dell'analisi è l'efficienza dei criteri di selezione nel canale esotico dato : alcune configurazioni cinematiche (ad esempio, quelle contenenti  $\tilde{\gamma}$  di basso impulso) sono troppo simili ai canali convenzionali; tali configurazioni non soddisfano le condizioni (1.) e (2.), che accrescono il rapporto segnale/fondo, al prezzo di perdere una parte (calcolabile) del segnale;
6. a questo punto, un segnale che ecceda le predizioni (3.) e (4.), al di là delle possibili fluttuazioni statistiche e di eventuali errori sistematici del rivelatore, costituisce una prova dell'esistenza di stati e meccanismi dinamici non previsti dal modello standard;
7. in tale caso, la sezione d'urto di produzione del segnale, calcolata tenendo conto dell'efficienza di rivelazione (5.), e la configurazione degli eventi, consentono la misura di alcuni parametri delle SUSY (masse, modi di decadimento);

- oppure -

- 6a. i dati sono compatibili con i meccanismi noti : l'assenza di eventi nei canali "esotici" consente di stimare con metodi statistici un limite superiore alla sezione d'urto di produzione di SUSY e, di conseguenza, dei limiti sui parametri degli stati.

• 3.6.2 - Stato attuale della ricerca : Gli anelli di accumulazione  $e^+e^-$  e i Collider adronici. La colonna 3 della tabella (3.5) indica i limiti attuali sulle masse delle s-particelle, calcolati agli anelli di accumulazione esistenti.

---

delle SUSY in macchine adroniche.

Tabella 3.5 : Decadimenti delle SUSY e limiti di massa (GeV)

Particella	Decadimento dominante	Limite attuale	Limite di LEP 1	Limite di LEP 2	Collider adronici
$\tilde{\gamma}$	stabile	21			
$\tilde{e}$	$e\tilde{\gamma}$	30	57	90	40
$\tilde{\mu}$	$\mu\tilde{\gamma}$	20	40	85	40
$\tilde{\tau}$	$\tau\tilde{\gamma}$	17	40	80	
$\tilde{Z}$	$\ell^+\ell^-\tilde{\gamma}$	35	60	90	45
$\tilde{W}$	$\ell^+\nu\tilde{\gamma}$	25	60	80	40
$\tilde{H}$	$\ell^+\nu(\ell^-\tilde{\gamma})$	22	60	80	
$\tilde{q}$	$q\tilde{q} \text{ o } q\tilde{\gamma}$	45	45	85	200
$\tilde{g}$	$q\tilde{q}\tilde{\gamma} \text{ o } q\tilde{q}$	53			200

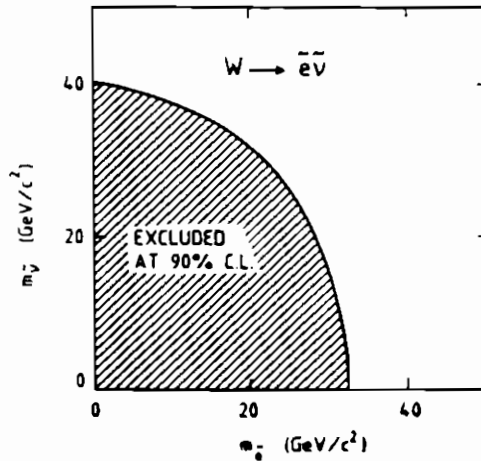


Figura 3.21 : I limiti di UA1 sulla massa del  $\tilde{e}$  e del  $\tilde{\nu}$ .

Come esempio, la figura (3.21) mostra i limiti di UA1 sulla massa del  $\tilde{e}$  e del  $\tilde{\nu}$ . L'analisi parte dalla ricerca del processo

$$\bar{p}p \rightarrow W(Z)X; \quad W^\pm \rightarrow \tilde{\ell}^\pm\tilde{\nu} \quad (Z \rightarrow \tilde{\ell}^+\tilde{\ell}^-); \quad \tilde{\ell}^\pm \rightarrow \ell^\pm\tilde{\gamma} \quad (3.38)$$

che dà luogo ad eventi contenenti unicamente un leptone, il cui spettro in  $p_T$  è

incompatibile con il processo  $W \rightarrow \ell\nu$  (due leptoni sbilanciati in  $p_T$ , di massa  $m(\ell^+\ell^-) < m_Z$ ). Se, ad esempio, le masse del s-elettrone e del s-neutrino sono uguali (condizione che non è in alcun modo richiesta dai modelli di SUSY), l'analisi di UA1 implica :

$$m_{\tilde{e}} = m_{\tilde{\nu}} > 26 \text{ GeV} \quad (90\%CL) \quad (3.39)$$

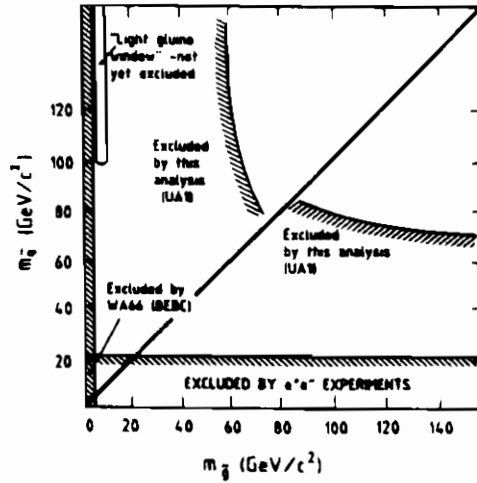


Figura 3.22 : I limiti di UA1 sulla massa del  $\tilde{g}$  e del  $\tilde{q}$ .

La figura (3.22) mostra invece i risultati di un'analisi, simile alla precedente, sul  $\tilde{q}$  e sul  $\tilde{g}$ . Piccoli valori di  $m_{\tilde{q}}$  sono esclusi dagli anelli  $e^+e^-$  esistenti, che non sono invece sensibili a  $m_{\tilde{g}}$ . Viceversa, piccoli valori di  $m_{\tilde{g}}$  sono esclusi dagli esperimenti di *beam-dump*, che sono in grado di osservare eventuali gluini leggeri, attraverso il processo

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}X; \quad \tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\gamma} \quad \text{seguito da} \quad \tilde{\gamma}N \rightarrow \tilde{\gamma}(\tilde{g})X. \quad (3.40)$$

I risultati di UA1 sono completamente differenti se  $m_{\tilde{q}}$  è minore o maggiore di  $m_{\tilde{g}}$ , poiché questo cambia lo schema dei decadimenti delle SUSY. In entrambi i casi, l'analisi si basa sulla ricerca di eventi sbilanciati (cioè con  $p_T$ ), contenenti uno o più jet.

L'analisi di UA2, mostrata in figura (3.23), insieme ai corrispondenti limiti  $e^+e^-$ , è simile a quella di UA1 : essa si fonda sulla ricerca di coppie di leptoni  $e^+e^-$ , incompatibili con il decadimento ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ), ma compatibili con la produzione di due SUSY :

$$Z \rightarrow \tilde{e}^+\tilde{e}^- \rightarrow e^+e^-\tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \quad \text{oppure} \quad Z \rightarrow \tilde{W}^+\tilde{W}^- \rightarrow e^+e^-\nu D\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}. \quad (3.41)$$

Questi processi hanno gli ovvi limiti cinematici  $m_{\tilde{\gamma}} < m_{\tilde{e}} (m_{\tilde{W}})$ ,  $m_{\tilde{e}} (m_{\tilde{W}}) < m_Z/2$ . Appare anche ovvio che, a causa della selezione sull'impulso trasverso



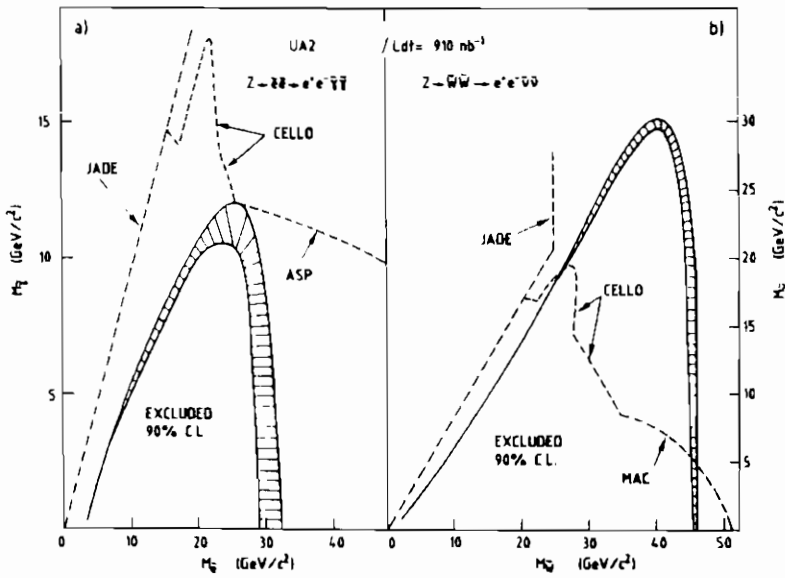


Figura 3.23 : I limiti di UA2 sulla massa del  $\tilde{e}$ , del  $\tilde{\tau}$ , del  $\tilde{W}$  e del  $\tilde{\nu}$ .

degli elettroni dello stato finale, al crescere di  $m_{\tilde{\gamma}}$  diminuisce la zona accessibile di  $m_{\tilde{e}}$  ( $m_{\tilde{W}}$ ). Questi vincoli cinematici, assieme alla possibile dinamica del processo, producono il dominio vietato della figura (3.23), che è un buon esempio del modo in cui vengono usualmente calcolate e presentate le ricerche di SUSY.

• 3.6.3 - La situazione a LEP 1 e LEP 2. La tabella (3.5) mostra la “finestra di osservabilità” delle SUSY <sup>(30)</sup> negli anelli di accumulazione del futuro : LEP 1, LEP 2 e il collider adronico di Fermilab.

A titolo di esempio, la figura (3.24a) mostra la sezione d’urto del processo ( $e^+e^- \rightarrow \tilde{W}^+\tilde{W}^-$ ) in funzione di  $\sqrt{s}$ , per differenti valori di  $m_{\tilde{W}}$ . Il picco corrisponde al caso in cui il processo avviene tramite la formazione di uno  $Z$  nel canale  $s$ .

La figura (3.24b) mostra la sezione d’urto dello stesso processo, nel caso in cui i  $\tilde{W}^\pm$  abbiano un decadimento leptonic

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{W}^+\tilde{W}^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\tilde{\nu}\tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \tag{3.42}$$

La frazione di decadimento ( $\tilde{W} \rightarrow \ell\nu\tilde{\gamma}$ ), l’efficienza di un “tipico” rivelatore e le selezioni dell’analisi sono incluse nel calcolo della sezione d’urto.

In conclusione, la figura (3.25) mostra il dominio del piano  $\tilde{e}_R \tilde{\gamma}$  osservabile a LEP 2, insieme ai limiti presenti degli anelli  $e^+e^-$ .

<sup>(30)</sup> Come osservato più volte, i limiti di osservabilità delle SUSY sono correlati l’uno all’altro. La tabella mostra dei valori indicativi, ottenuti assumendo uno schema “ragionevole” per le masse e i modi di decadimento.

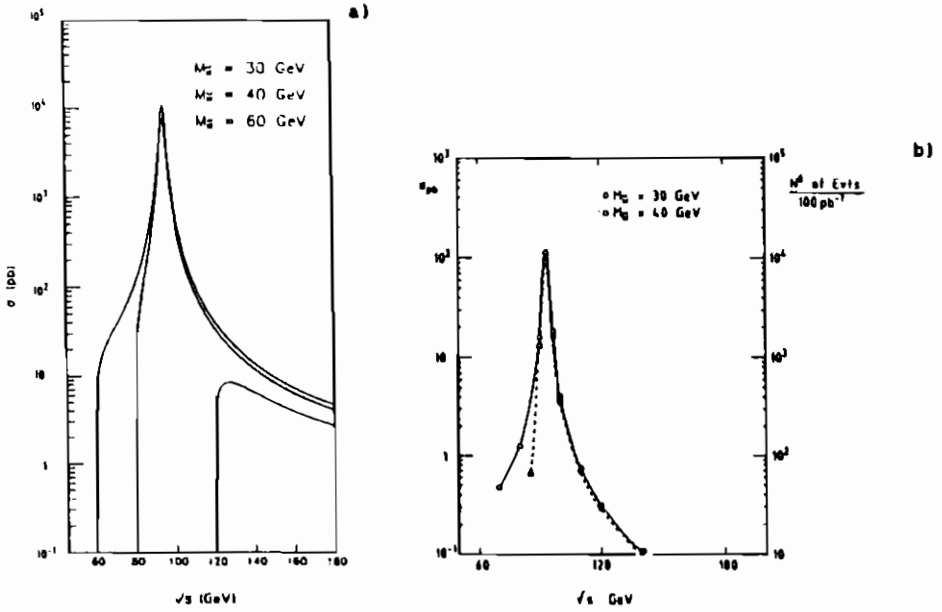


Figura 3.24 : La sezione d'urto totale del processo  $e^+e^- \rightarrow \widetilde{W}^+ \widetilde{W}^-$  (vedi testo).

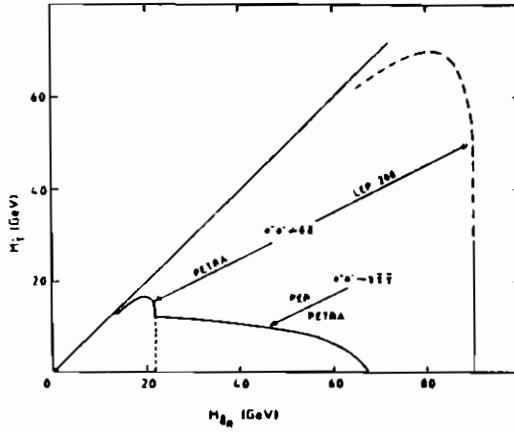


Figura 3.25 : La regione del piano  $\tilde{e}_R \tilde{t}$  osservabile a LEP 2.

## APPENDICE

---

### A.1 Sezioni d'urto in QED

La tabella A.1 e la figura A.1 mostrano le sezioni d'urto differenziali di alcuni processi elettromagnetici, all'ordine più basso nella costante di accoppiamento  $\alpha$ .

*Tabella A.1 : Sezioni d'urto in QED*

Reazione	Canale	$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right) / \left(\frac{\alpha^2\pi}{s}\right)$
1) $e^\pm e^\pm \rightarrow e^\pm e^\pm$	$t$	$2 \left(\frac{3 + \cos^2\theta}{1 - \cos^2\theta}\right)^2$
2) $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$	$t$	$2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{1 - \cos^2\theta}\right)$
3) $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$	$s, t$	$\frac{1}{2} \left(\frac{3 + \cos^2\theta}{1 - \cos\theta}\right)^2$
4) $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$s$	$\frac{1}{2} (1 + \cos^2\theta)$

È utile notare i seguenti punti :

- tutte le sezioni d'urto considerate si riferiscono a collisioni tra particelle puntiformi, con lo scambio di un solo corpo nel canale  $s$  e/o  $t$ ; pertanto le sezioni d'urto sono proporzionali a  $\alpha^2/s$ ;

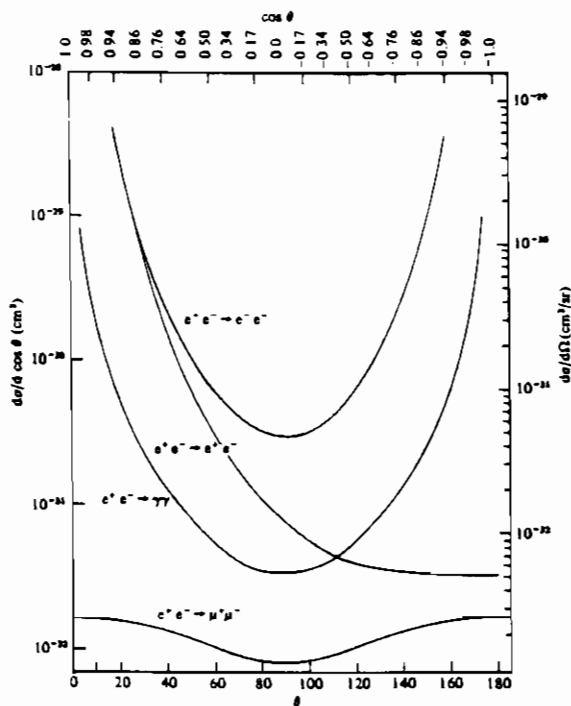


Figura A.1 : Distribuzione angolare delle sezioni d'urto della tabella A.1.

- i processi (1 – 3) dati da scambi di particelle nel canale  $t$ , divergono per  $\cos \theta \rightarrow 1$ , come illustrato nel §1.2;
- il processo (4), descritto da un diagramma di canale  $s$  (formazione di un fotone virtuale), ha una distribuzione angolare non divergente; l'andamento proporzionale a  $(1 + \cos^2 \theta)$  è dovuto allo spin del fotone.

**A.2 La sezione d'urto inclusiva**

Si voglia esprimere la sezione d'urto  $\frac{d^3\sigma}{dp^3}$  in funzione del momento trasverso  $p_T$  e della rapidità  $y$  (vedi §1.2, eq. 1.15). Se  $p_x, p_y$  <sup>(31)</sup> sono le due componenti di  $p_T = p \sin \theta$ , si ha :

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} \equiv \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dp_x} = \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dy} \cdot \left\| \frac{\partial(p_x, p_y, y)}{\partial(p_x, p_y, p_x)} \right\| \quad (A.1)$$

ove  $\left\| \frac{\partial(p_x, p_y, y)}{\partial(p_x, p_y, p_x)} \right\|$  è il determinante jacobiano, generato dal cambiamento di variabili  $(p_x, p_y, p_x) \rightarrow (p_x, p_y, y)$ . Si calcola immediatamente

$$\left\| \frac{\partial(p_x, p_y, y)}{\partial(p_x, p_y, p_x)} \right\| = \left| \frac{\partial y}{\partial p_x} \right|. \quad (A.2)$$

Dalle formule precedenti si ottiene, ricordando che  $\partial E / \partial p_x = p_x / E$  :

$$\frac{\partial y}{\partial p_x} = \left[ \frac{\partial y}{\partial p_x} \right]_{E=const} + \frac{p_x}{E} \cdot \left[ \frac{\partial y}{\partial E} \right]_{p_x=const} = \frac{1}{E} \quad (A.3)$$

Di conseguenza :

$$\frac{d^3\sigma}{dp_T^2 dy} \equiv \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dy} = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}. \quad (A.4)$$

Se la sezione d'urto non dipende dall'angolo  $\phi$  (vedi §1.2), si ha ( $dp_T^2 = p_T dp_T d\phi$ ) :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T dy d\phi} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T} \quad (A.5)$$

---

<sup>(31)</sup> Attenzione a non confondere  $p_y$  (una delle due componenti dell'impulso trasverso) con  $y$  (la rapidità, vedi §1.2).

### A.3 Un esempio di studio di quark pesanti : il charm

Nelle macchine  $e^+e^-$ , la soglia per la produzione di una coppia di quark pesanti <sup>(32)</sup>  $e^+e^- \rightarrow Q\bar{Q}$  si trova a  $\sqrt{s} = 2m_Q$ . I dati mostrano due tipi di fenomeni :

1. Attorno alla soglia, la formazione di mesoni "stretti"  $Q\bar{Q}$ , aventi gli stessi numeri quantici del fotone ( $J^{PC} = 1^{--}$ ,  $Q = S = C = 0$ ) : ad es., i mesoni  $\phi (s\bar{s})$ ,  $J/\psi (c\bar{c})$ ,  $\Upsilon (b\bar{b})$ .
2. A  $\sqrt{s} \gg 2m_Q$ , la formazione di una coppia non legata di quark  $Q\bar{Q}$ , ciascuno dei quali dà luogo ad un mesone  $Q\bar{q}$  ( $\bar{Q}q$ ) o, ad energie ancora maggiori, frammenta in un jet di adroni.

La possibilità di formare la coppia  $Q\bar{Q}$  causa un aumento della sezione d'urto adronica, che viene usualmente espresso mediante la variabile  $R$ , definita dall'eq. (3.3) :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{adroni})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_i 3q_i^2 = R(\sqrt{s}) \quad (\text{A.6})$$

ove  $q_i$  è la carica del quark  $i$  <sup>(33)</sup>. La sommatoria è estesa a tutte le coppie di quark, la cui produzione è possibile ad un dato valore di  $\sqrt{s}$ . Pertanto, a  $\sqrt{s} = 2m_Q$ , il valore di  $R$  aumenta di una quantità  $\Delta R$  :

$$\Delta R = 3q_i^2 = \begin{cases} 1/3 & \text{per quark "up" } (u, c, t); \\ 4/3 & \text{per quark "down" } (d, s, b). \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

La figura A.2 mostra i valori misurati di  $R$  tra 0 e 35 GeV. La figura A.3 (notare la differenza di scala tra le due figure) mostra invece la variazione di alcune sezioni d'urto attorno alla massa della  $J/\psi$ , lo stato legato  $c\bar{c}$  di massa minima prodotto in  $e^+e^-$ . A parte le correzioni di ordine superiore, la sezione d'urto per produzione della  $J/\psi$ , con successivo decadimento nel canale adronico  $h$  è :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow h) = \frac{3\pi}{s} \frac{\Gamma_e \Gamma_h}{(m_{J/\psi} - \sqrt{s})^2 + \Gamma_{J/\psi}^2/4} \quad (\text{A.8})$$

<sup>(32)</sup> In queste Lezioni, i quark pesanti sono indicati con  $Q$  e quelli leggeri con  $q$ . Il contesto indica, di volta in volta, cosa si intende per "pesante" e per "leggero" (di solito in rapporto alle altre masse o energie in gioco : ad es., nei decadimenti degli IVB il quark  $s$  è usualmente considerato leggero, mentre per gli anelli di accumulazione  $e^+e^-$  a  $\sqrt{s} = 1 \div 2 \text{ GeV}$  è un quark pesante). La notazione  $q$  è inoltre usata nel caso generico, in cui non si voglia distinguere tra quark leggeri e pesanti.

<sup>(33)</sup> A  $\sqrt{s} \ll m_Z$ , la formazione della coppia  $Q\bar{Q}$  avviene attraverso la produzione di un fotone virtuale nel canale  $s$  (vedi, ad esempio, la fig. 3.7). I diagrammi di Feynman per il caso  $q\bar{q}$  e  $\mu^+\mu^-$  sono identici, tranne che per la carica (1 nel caso dei  $\mu$ ,  $q_i$  in quello dei quark) e per la molteplicità del diagramma (1 nel caso del  $\mu$ , 3 in quello dei quark, a causa dei tre stati di colore in cui è possibile produrre la coppia di quark).

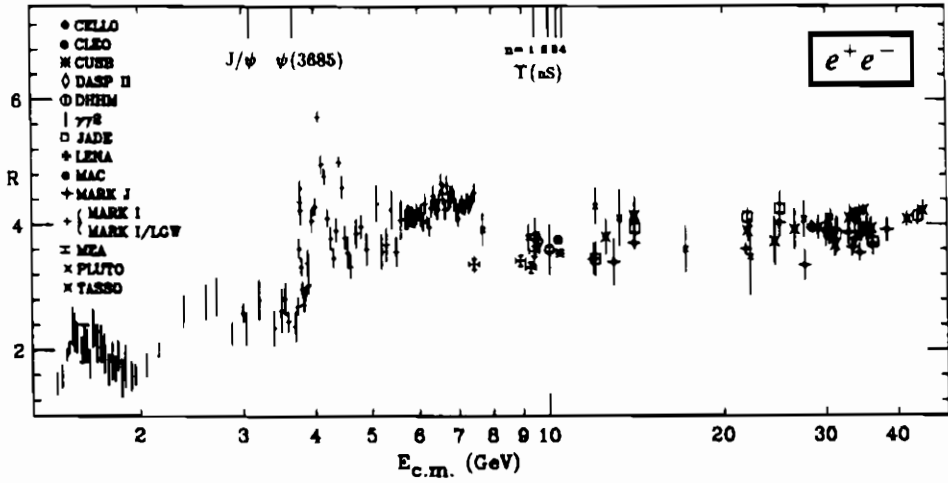


Figura A.2 :  $R$  in funzione di  $\sqrt{s}$ .

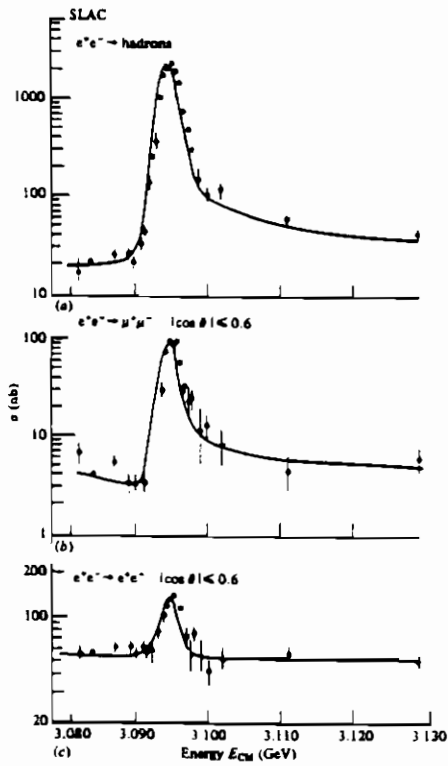


Figura A.3 :  $\sigma$  in funzione di  $\sqrt{s}$  attorno a  $m_{J/\psi}$ .

ove  $\Gamma_e$  ( $\Gamma_h$ ) sono le ampiezze parziali di accoppiamento della  $J/\psi$  con una coppia  $e^+e^-$  (con gli adroni dello stato  $h$ ), e  $\Gamma_{J/\psi}$  è la larghezza totale della  $J/\psi$ .

Ai suoi scopritori il decadimento della  $J/\psi$  apparve anomalo a causa del piccolo valore della larghezza totale dello stato :

$$\Gamma_{J/\psi} = (0.063 \pm 0.009) \text{ MeV} \tag{A.9}$$

Questa caratteristica può essere spiegata studiando il meccanismo di decadimento della particella. In assenza di soppressioni cinematiche, il modo di decadimento favorito di uno stato legato  $Q\bar{Q}$  è quello in due mesoni  $Q\bar{q}$  e  $\bar{Q}q$  (vedi figura A.4a) per interazione forte. Qualora tale decadimento sia soppresso per motivi di spazio delle fasi, la larghezza totale dello stato  $Q\bar{Q}$  è piccola. Ad esempio, il decadimento  $\phi \rightarrow KK$  è appena consentito dalla cinematica ( $m_\phi - 2m_K = 32 \text{ MeV}$ ), e pertanto la larghezza del  $\phi$  è piccola, in confronto agli altri mesoni di simile massa e numeri quantici ( $\Gamma(\phi) = 4.41 \text{ MeV}$  mentre  $\Gamma(\phi_{1680}) = 150 \text{ MeV}$ ).

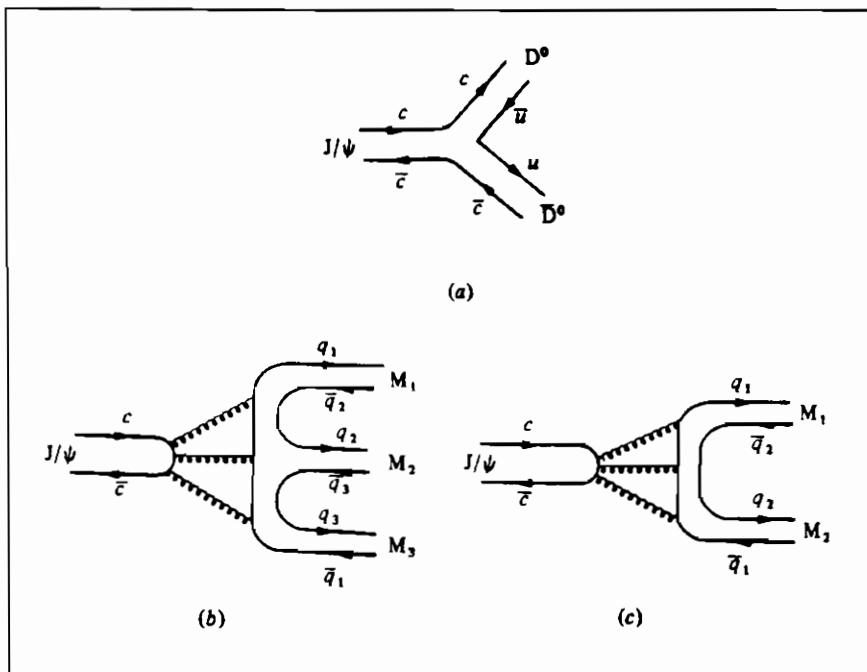


Figura A.4 : Diagrammi di Feynman del decadimento dei mesoni  $Q\bar{Q}$ .

Invece, la  $J/\psi$ , pur essendo uno stato legato  $c\bar{c}$ , non decade in due mesoni  $c\bar{q}$  e  $\bar{c}q$  (ad es.,  $J/\psi \not\rightarrow D^+D^-$ ), poichè  $m_{J/\psi} < 2m_{D^\pm}$ . In tale caso, l'unico canale di decadimento forte possibile è l'annichilazione reciproca dei quark  $c$  e il decadimento in gluoni ( $J/\psi \rightarrow \text{gluoni}$ , vedi figura A.4b, A.4c). Il numero  $n$  di



gluoni in cui la  $J/\psi$  decade è determinato dalle leggi di conservazione dei numeri quantici :

1.  $n = 1$  viola la conservazione del colore : infatti la  $J/\psi$  è un singoletto di colore, mentre uno stato composto da un solo gluone non può ovviamente esserlo;
2.  $n = 2$  viola la conservazione della  $C$ -parità : infatti la  $J/\psi$  ha i numeri quantici del fotone, cioè  $C = -1$ , mentre uno stato di  $n$  gluoni ha  $C = (-1)^n$ , cioè  $C = +1$ ;
3.  $n = 3$  è invece permesso : uno stato con tre gluoni può essere un singoletto di colore e  $C(3\text{ gluoni}) = -1$ .

Pertanto, all'ordine più basso in  $\alpha_s$ , la  $J/\psi$  decade in tre gluoni. L'ampiezza di decadimento è data da :

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow 3g) = \frac{160(\pi^2 - 9)}{81m_{J/\psi}^2} \alpha_s^3 |\psi(0)|^2 \quad (\text{A.10})$$

ove  $|\psi(0)|^2$  è il modulo quadrato della funzione d'onda non-relativistica dello stato legato  $c\bar{c}$  nell'origine.

L'effetto di soppressione, osservato prima della nascita della QCD, era usualmente espresso in una regola empirica, nota come *Regola di Zweig* : *Nel decadimento di un adrone contenente quark pesanti  $Q$ , gli stati finali prodotti da diagrammi in cui le linee dei quark sono "sconnesse" (cioè le particelle dello stato finale non contengono il quark  $Q$ ) hanno ampiezza soppressa rispetto agli stati finali contenenti quark  $Q$ . Se, per le leggi di conservazione dell'energia e dei numeri quantici interni, questi diagrammi sono gli unici permessi, la larghezza totale dello stato è piccola.*

Come esempio finale dello studio del charm, la figura A.5 mostra i livelli energetici del charmonio, lo stato legato ( $c\bar{c}$ ). Sull'asse delle ascisse sono indicati i valori dei numeri quantici  $J^{PC}$ . La particella  $\eta_c(2980)$ , uno stato  $c\bar{c}$  di massa minore della la  $J/\psi(3100)$ , non ha i numeri quantici del fotone e non è pertanto direttamente producibile in  $e^+e^-$ , ma può solamente essere osservata tra i prodotti di decadimento di altri stati  $c\bar{c}$ . Nella figura è inoltre mostrata la soglia per il decadimento del charmonio in due mesoni  $D$ . A causa della regola di Zweig, esiste una grande differenza tra la larghezza delle particelle aventi massa maggiore o minore della soglia : ad esempio,  $\Gamma(\psi_{3685}) = 0.215 \text{ MeV}$  mentre  $\Gamma(\psi_{3770}) = 25 \text{ MeV}$ . Il numero di stati di massa minore della soglia di decadimento e la loro "energia di legame" sembrano essere una funzione crescente di  $m_Q$  : ad esempio, mentre  $2m_K - m_\phi < 0$ ,  $2m_D - m_{J/\psi} \approx 630 \text{ MeV}$  e  $2m_B - m_\Upsilon \approx 1100 \text{ MeV}$ .

Il valore dell'energia di legame e, più in generale, tutto lo spettro dei livelli  $Q\bar{Q}$  danno informazioni sulle interazioni tra i due quark. Allorchè la massa dei quark è grande rispetto all'energia di legame, è possibile studiare lo stato legato  $Q\bar{Q}$  in approssimazione non relativistica, risolvendo l'equazione di Schroedinger con un potenziale fenomenologico, in modo da riprodurre i livelli energetici osservati. Uno

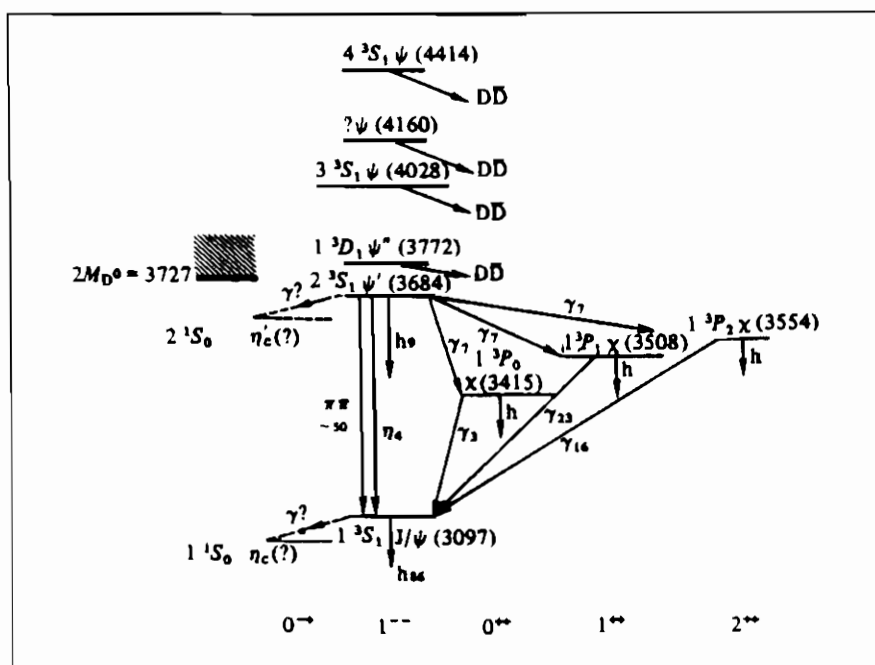


Figura A.5 : I livelli del charmonio.

dei potenziali più semplici finora usati è :

$$V_{QCD}^{ce} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \beta r \quad (\text{A.11})$$

Il primo termine è l'analogo, per le interazioni forti, del potenziale di Coulomb in elettrostatica, ed è responsabile delle interazioni a piccola distanza, mentre il secondo termine, divergente per  $r \rightarrow \infty$ , permette il confinamento dei quark. La costante  $\beta$ , che compare nell'eq. (A.11) è un parametro fenomenologico, scelto in modo da riprodurre approssimativamente i dati sperimentali. Un valore attorno a  $\beta \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}$  dà un discreto accordo tra teoria ed esperimento.

Dal punto di vista teorico, il potenziale (A.11) non ha alcun significato profondo, ma serve solo a mostrare che un semplice modello è in grado di riprodurre i livelli del charmonio. Per quanto riguarda l'approssimazione non relativistica, essa è tanto più giustificata, quanto più la massa dei quark è grande. Questa osservazione è particolarmente rilevante nello studio degli stati legati  $t\bar{t}$  (vedi §3.4.4).

## BIBLIOGRAFIA

---

1. D.H. Perkins - An Introduction to High Energy Physics (1982).
2. E. Leader and E. Predazzi - An Introduction to Gauge Theories and the 'New Physics' (1982).
3. P. Bagnaia and S.D. Ellis - CERN Collider results and the Standard Model - Ann. Rev. Nucl. Part. Science, vol. 38, pag. 659 (1988).
4. L. Di Lella - Proton - Antiproton Collider Physics : experimental aspects - CERN-EP/88-02 (1988).
5. G. Altarelli, R.K. Ellis, M. Greco and G. Martinelli, Nucl. Phys. B246 (1984), pag. 12.  
G. Altarelli, R.K. Ellis and G. Martinelli, Z. Phys. C Particles and Fields 27 (1985), pag. 617.
6. R.D. Peccei - Physics at LEP, in 1986 CERN School of Physics, CERN 87-02, pag. 209 (1987).
7. Physics at LEP, Edited by J. Ellis and R. Peccei, Cern Yellow Report 86-02 (1986).
8. J.M. Dorfan -  $Z^0$  Decay Modes - Experimental Measurements, SLAC - PUB - 3407 (1984).
9. ECFA Workshop on LEP 200, Aachen 1986, Proceedings edited by A. Boehm and W. Hoogland - CERN 87-08, ECFA 87/108 (1987).
10. K. Kleinknecht - Experimental tests of gauge theories, in 1986 CERN School of Physics, CERN 87-02, pag. 101 (1987).
11. D. Denegri et L. Fayard - A la recherche du sixième quark - CERN-EF/88-8 (1988).
12. J. Ellis - Superphysics, in 1986 CERN School of Physics, CERN 87-02, pag. 276 (1987).
13. M. Chen et al. - Signals from non-strongly interacting supersymmetric particles at LEP energies - Phys. Rep. 159, pag. 201 (1988).

---

La bibliografia contiene testi generali, lavori di rassegna e Lezioni recenti, utili ad approfondire gli argomenti qui trattati. La lista dei lavori originali può essere trovata in [1] o [2].



# INDICE

---

1. INTRODUZIONE ALLA FISICA DEI COLLIDER . . . . .	Pag. 1
1.1 Il modello standard . . . . .	2
1.2 Variabili cinematiche di uso frequente . . . . .	7
1.3 Caratteristiche cinematiche degli anelli di accumulazione . . . . .	11
2. IL COLLIDER ANTIPROTONE-PROTONE DEL CERN . . . . .	15
2.1 Il Collider . . . . .	17
2.2 I Rivelatori UA1 e UA2 . . . . .	22
2.3 Le interazioni forti . . . . .	27
2.4 La fisica degli IVB . . . . .	44
2.5 Il programma di sviluppo del Collider . . . . .	61
2.6 I collider adronici del futuro . . . . .	65
3. LA FISICA ELETTRONE-POSITRONE A LEP . . . . .	67
3.1 LEP : la macchina e i rivelatori . . . . .	68
3.2 La produzione ed il decadimento dello Z . . . . .	72
3.3 Le interazioni elettrodeboli a LEP 2 . . . . .	81
3.4 La ricerca del quark top . . . . .	86
3.5 Il bosone di Higgs . . . . .	94
3.6 Le supersimmetrie . . . . .	98
• APPENDICE . . . . .	105
A.1 Sezioni d'urto in QED . . . . .	105
A.2 La sezione d'urto inclusiva . . . . .	107
A.3 Un esempio di studio di quark pesanti : il charm . . . . .	108
• BIBLIOGRAFIA . . . . .	113
• INDICE . . . . .	115