

Università degli Studi di Firenze  
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
Corso di Laurea in Fisica

**Ricerca di risonanze nelle  
collisioni  $e^-p$  col rivelatore  
ZEUS ad HERA**

**Andrea Parenti**



Università degli Studi di Firenze  
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
Corso di Laurea in Fisica

**Ricerca di risonanze nelle  
collisioni  $e^-p$  col rivelatore  
ZEUS ad HERA**

**Laureando:**  
Andrea Parenti

**Relatore:**  
Dott. Giuseppe Barbagli

**Correlatore:**  
Prof. Piero Spillantini



# Ringraziamenti

Le persone che hanno collaborato in un modo o nell'altro alla realizzazione di questa tesi sono davvero molte. Mi scuso fin d'ora per le omissioni che farò nel riconoscere i contributi.

Ringrazio innanzitutto Giuseppe Barbagli ed Elisabetta Gallo, che mi hanno seguito molto da vicino, con ammirevole perseveranza. È stato un periodo faticoso e stimolante al tempo stesso. Oltre che per l'aiuto ho apprezzato Giuseppe ed Elisabetta per l'ottimo rapporto umano.

Ringrazio inoltre il prof. Spillantini per aver scrupolosamente seguito il lavoro di tesi.

Ringrazio la collaborazione ZEUS, in particolare il gruppo di fisica esotica, in cui ho trovato una grande disponibilità e sono riuscito ad inserirmi proficuamente. Devo molto ai coordinatori del gruppo, specialmente a Roberto Sacchi, ed anche a Massimo Corradi, con cui ho avuto numerosi e stimolanti colloqui.

Con Alessandro Polini invece sono in debito per avermi egli fornito piccoli programmi e suggerimenti tecnici... e qualche disco da ascoltare nelle ore di lavoro.

Ringrazio anche Daniela Anzellotti che ha mantenuto in perfetta efficienza le stazioni di lavoro a Firenze ed Amburgo.

Ringrazio Xiang Liu e Wuyi Liu, che mi hanno dato indicazioni utili per l'analisi dei dati.

Ringrazio la sezione di Firenze dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, che ha fornito il supporto per il lavoro ad Amburgo.

Infine un ringraziamento particolare va alla mia famiglia, che ha sempre rispettato le mie scelte e mi ha sostenuto in questi anni di studi.



# Indice

<b>1</b>	<b>La fisica di HERA</b>	<b>3</b>
1.1	Introduzione . . . . .	3
1.2	L'interazione profondamente anelastica elettrone-protone . . .	4
1.2.1	Cinematica del processo $e + p \rightarrow e + X$ . . . . .	4
1.2.2	Sezione d'urto del processo $e + p \rightarrow e + X$ . . . . .	5
1.2.3	Invarianza di scala e modello a partoni . . . . .	6
1.2.4	Il modello a quark . . . . .	9
1.2.5	QCD e violazione dell'invarianza di scala . . . . .	10
1.3	La fotoproduzione . . . . .	12
1.4	Oltre il Modello Standard . . . . .	13
1.4.1	Verifiche e limiti del Modello Standard . . . . .	13
1.4.2	Teorie supersimmetriche . . . . .	14
1.4.3	Estensione minimale supersimmetrica del Modello Standard . . . . .	14
1.4.4	Modelli con violazione di $R_p$ . . . . .	15
1.4.5	Modelli di Grande Unificazione . . . . .	16
1.5	Leptoquark . . . . .	17
1.5.1	Classificazione dei leptoquark . . . . .	17
1.5.2	Meccanismo di produzione dei leptoquark . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Descrizione dell'apparato sperimentale</b>	<b>23</b>
2.1	Il <i>collider</i> HERA . . . . .	23
2.2	Il rivelatore ZEUS . . . . .	26
2.2.1	Il rivelatore centrale di tracce cariche (CTD) . . . . .	27
2.2.2	Il calorimetro ad alta risoluzione (UCAL) . . . . .	29
2.2.3	Il rivelatore di Luminosità (LUMI) . . . . .	31
2.3	Il sistema di <i>trigger</i> di ZEUS . . . . .	32
2.3.1	Il primo livello di <i>trigger</i> . . . . .	32
2.3.2	Il secondo livello di <i>trigger</i> . . . . .	32
2.3.3	Il terzo livello di <i>trigger</i> . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Simulazione degli eventi</b>	<b>35</b>
3.1	La catena Monte Carlo per ZEUS . . . . .	36
3.2	Modello generale di un generatore . . . . .	37
3.3	Generazione degli eventi di DIS . . . . .	38

3.3.1	Generatori . . . . .	38
3.3.2	Campioni generati . . . . .	39
3.4	Generazione degli eventi di fotoproduzione . . . . .	40
3.5	Generazione degli eventi di creazione di leptoquark . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Selezione degli eventi e ricostruzione delle variabili</b>	<b>43</b>
4.1	Selezione degli eventi . . . . .	43
4.1.1	Selezione di <i>trigger</i> e per i <i>Data Summary Tapes</i> . . . . .	44
4.1.2	Selezione <i>offline</i> . . . . .	45
4.2	Ricostruzione delle variabili adroniche e dei <i>jet</i> . . . . .	47
4.3	Ricostruzione delle variabili cinematiche . . . . .	48
4.3.1	Metodo dell'elettrone . . . . .	48
4.3.2	Il metodo di Jacquet-Blondel . . . . .	50
4.3.3	Metodo dei due angoli . . . . .	51
4.3.4	Confronto dei metodi di ricostruzione . . . . .	52
4.4	Ricostruzione della massa . . . . .	52
4.4.1	Metodo della massa invariante . . . . .	52
4.4.2	Metodo dei due angoli . . . . .	54
4.4.3	Metodo $m_3$ . . . . .	54
4.4.4	Confronto dei metodi di ricostruzione . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Confronto dei dati con le simulazioni Monte Carlo</b>	<b>59</b>
5.1	Introduzione . . . . .	59
5.2	Grafici di controllo . . . . .	59
5.3	Distribuzioni di massa . . . . .	62
5.4	Errori sistematici . . . . .	69
5.4.1	Lista delle incertezze sistematiche . . . . .	69
5.4.2	Effetto delle incertezze sistematiche sul numero di eventi	71
5.5	Fondo di fotoproduzione . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Limiti su sezione d'urto e costanti d'accoppiamento</b>	<b>75</b>
6.1	Descrizione del metodo . . . . .	75
6.1.1	Scelta dell'intervallo di massa . . . . .	76
6.1.2	Ricostruzione della massa . . . . .	76
6.1.3	Ottimizzazione dei tagli . . . . .	77
6.1.4	Efficienza per gli eventi leptoquark . . . . .	79
6.1.5	Numero di eventi nei dati e nelle simulazioni . . . . .	81
6.1.6	Limiti sulla sezione d'urto . . . . .	81
6.1.7	Limiti sulle costanti di accoppiamento . . . . .	83
6.2	Confronto con gli altri esperimenti . . . . .	83
6.2.1	I limiti di ZEUS . . . . .	85
6.2.2	I limiti di H1 . . . . .	86
6.2.3	I limiti di LEP . . . . .	86
6.2.4	I limiti di Tevatron . . . . .	88
6.3	Conclusioni . . . . .	89



<b>7</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>91</b>
<b>A</b>	<b>Unità naturali</b>	<b>93</b>
<b>B</b>	<b>Derivazione dei limiti nell'approccio Bayesiano</b>	<b>95</b>
B.1	Dalla probabilità degli effetti alla probabilità delle cause . . .	95
B.2	Il teorema di Bayes . . . . .	95
B.3	Limiti sulla sezione d'urto in presenza di fondo . . . . .	96
B.4	(In)Dipendenza dei limiti dalla $f_0(\mu_S)$ . . . . .	98



# Elenco delle figure

1.1	Diagrammi di Feynman per i processi di NC DIS (a) e CC DIS (b). . . . .	4
1.2	Dipendenza di $\nu W_2$ da $Q^2$ , per $x = 0.3$ , dalle collisioni $ep$ a SLAC. . . . .	7
1.3	Compilazione di risultati recenti di $F_2(x, Q^2)$ in funzione di $Q^2$ , ad $x$ fissato. I dati mostrano la violazione dell'invarianza di scala ad alto $Q^2$ . . . . .	11
1.4	Le funzioni di <i>splitting</i> di Altarelli-Parisi. . . . .	12
1.5	Produzione di s-quark singolo (a), decadimento di tipo leptoquark (b), e decadimento a cascata (c). Oltre a quelli mostrati esistono altri canali consentiti per il decadimento dello s-quark. . . . .	15
1.6	Produzione di un leptoquark nel canale diretto (a) e scambio di un leptoquark virtuale (b). . . . .	19
1.7	Densità dei quark $u$ nel protone, per $Q^2 = 5000 \text{ GeV}^2$ , ottenute con le distribuzioni CTEQ4L [46]: $u_v(x)$ = quark di valenza, $u_s(x)$ = quark del mare, $u(x) = u_v(x) + u_s(x)$ = densità totale. . . . .	20
1.8	Sezione d'urto di produzione dei leptoquark nella NWA, per $\lambda = 1$ calcolate con le distribuzioni partoniche CTEQ4L. Sono state incluse le correzioni per radiazione di QED e QCD. La corrispondenza tra i numeri in figura ed i leptoquark è: $1=S_0^L$ , $2=S_0^R$ , $3=\tilde{S}_0^R$ , $4=S_1^L$ , $5=V_{1/2}^L$ , $6=V_{1/2}^R$ , $7=\tilde{V}_{1/2}^L$ , $8=V_0^L$ , $9=V_0^R$ , $10=\tilde{V}_0^R$ , $11=V_1^L$ , $12=S_{1/2}^L$ , $13=S_{1/2}^R$ , $14=\tilde{S}_{1/2}^L$ . . . . .	21
1.9	Radiazione iniziale di QCD nei processi di produzione di leptoquark. . . . .	22
2.1	Il <i>collider</i> HERA. . . . .	24
2.2	La regione cinematica accessibile ai vari esperimenti di alte energie. I due esperimenti ad HERA (H1 e ZEUS) estendono la regione verso alti valori di $Q^2$ e piccoli valori di $x$ , rispetto agli esperimenti a bersaglio fisso (CCFR, SLAC, NMC, BCDMS). . . . .	25
2.3	Luminosità integrata raccolta da ZEUS nel periodo 1993-2000. . . . .	26
2.4	Sezione $y$ - $z$ del rivelatore ZEUS. . . . .	28
2.5	Il sistema di rivelatori centrali di tracciamento. . . . .	29
2.6	Il calorimetro ad alta risoluzione di ZEUS. . . . .	30
2.7	Modulo di FCAL. . . . .	31

3.1	La catena Monte Carlo per ZEUS. . . . .	36
3.2	Modello generale per la generazione di collisioni <i>ab</i> . . . . .	37
4.1	Tipico evento ad alto $Q^2$ rivelato da ZEUS. Nella finestra di sinistra si può vedere la sezione $z$ - $y$ del calorimetro: la parte sinistra è FCAL, le zone in alto e in basso sono di BCAL, a destra c'è RCAL. All'interno del calorimetro si trova il CTD. Nella finestra in alto a destra si vede il <i>lego-plot</i> delle energie nel piano $\eta$ - $\phi$ . Nella finestra in basso a destra è mostrata una vista del CTD e di parte di BCAL, nel piano $x$ - $y$ (ortogonale al fascio). . . . .	44
4.2	Distribuzione di $E - P_z$ per i dati, dopo la selezione. . . . .	45
4.3	Coordinate del vertice, dopo i tagli di selezione. . . . .	46
4.4	Definizione delle quantità fisiche nel DIS. . . . .	48
4.5	Linee di energia costante (a) ed angolo di diffusione costante (b) nel piano $x$ - $Q^2$ . . . . .	49
4.6	Linee di energia adronica costante (a) ed angolo costante (b). . . . .	50
4.7	Confronto tra le variabili cinematiche vere e quelle ricostruite. Il confronto è stato fatto su una simulazione Monte Carlo di eventi di DIS, dopo l'applicazione dei tagli di selezione. . . . .	53
4.8	Radiazione iniziale di QED (a), radiazione iniziale di QCD (b) e radiazione finale di QCD (c). . . . .	55
4.9	Ricostruzione della massa per $m_{LQ} = 200$ GeV; sono indicati il valore medio e la larghezza della distribuzione. . . . .	56
4.10	Confronto tra i metodi di ricostruzione della massa per simulazioni Monte Carlo di leptoquark. In (a) e (c) si vede la differenza tra massa ricostruita media e massa vera: $\Delta m = \langle m_{ric.} \rangle - m_{LQ}$ ; in (b) e (d) la larghezza delle distribuzioni di massa. (a) e (b) sono mostrati in funzione della massa vera del leptoquark; (c) e (d) in funzione di $y_{vero}$ , con massa del leptoquark $m_{LQ} = 200$ GeV. . . . .	57
5.1	Confronto tra alcune variabili dell'elettrone nei dati e nelle simulazioni di NC DIS. I dati sono mostrati con l'errore statistico. . . . .	60
5.2	Confronto tra distribuzioni di grandezze fisiche nei dati e nelle simulazioni di NC DIS. . . . .	61
5.3	Confronto delle distribuzioni delle variabili cinematiche per i dati e le simulazioni di processi di NC DIS. . . . .	62
5.4	<i>Scatter plot</i> di $y_{DA}$ in funzione di $x_{DA}$ per gli eventi selezionati nei dati ( $\bullet$ ). Per confronto, sono riportati 100 eventi di simulazione di leptoquark scalari ( $\star$ ) con massa 200 GeV. . . . .	63
5.5	L'evento a più alta massa invariante. Le grandezze ricostruite per l'evento sono: $m_3 = 276$ GeV, $m_{DA} = 259$ GeV, $m_{ej} = 283$ GeV, $Q_{DA}^2 = 8500$ GeV <sup>2</sup> , $x_{DA} = 0.661$ , $y_{DA} = 0.127$ , $E_e = 107$ GeV, $\theta_e = 1.02$ rad. . . . .	64

5.6	Un evento ad altissimo $Q^2$ . Le grandezze fisiche ricostruite sono: $m_3 = 194$ GeV, $m_{DA} = 203$ GeV, $m_{ej} = 189$ GeV, $Q_{DA}^2 = 35800$ GeV <sup>2</sup> , $x_{DA} = 0.406$ , $y_{DA} = 0.869$ , $E_e = 288$ GeV, $\theta_e = 0.21$ rad. . . . .	65
5.7	Distribuzioni della massa invariante ricostruita. La larghezza dei <i>bin</i> (10 GeV) è circa uguale alla risoluzione dei metodi di ricostruzione. . . . .	66
5.8	Confronto delle distribuzioni di diverse grandezze fisiche, con il taglio $m_3 > 200$ GeV. . . . .	67
5.9	Distribuzione angolare degli eventi, confrontata con le simulazioni di DIS, LQ scalare e LQ vettoriale (queste ultime due normalizzate arbitrariamente a 10 eventi). . . . .	68
5.10	(a) Incertezza statistica sui dati. (b)-(i) Variazione del numero di eventi nelle simulazioni MC di DIS dovute alle incertezze sistematiche; l'origine dei vari contributi è spiegata nel testo. . . . .	70
5.11	(a) Distribuzione della massa per dati e simulazioni di DIS. (b) Rapporto tra numero di eventi osservati e previsti; sono riportati gli errori statistici sui dati (barre di errore) e le incertezze sistematiche sui Monte Carlo (zona ombreggiata). . . . .	71
5.12	Distribuzioni per gli eventi di fotoproduzione sopravvissuti ai tagli. . . . .	74
6.1	(a) Differenza tra massa ricostruita e massa vera, e (b) larghezza della distribuzione, in funzione della massa vera. La funzione sovrapposta è il <i>fit</i> polinomiale dell'istogramma. . . . .	76
6.2	Ricostruzione della massa col metodo $m_3$ , per una massa $m_{LQ} = 200$ GeV; le linee verticali indicano la finestra di massa del taglio di ottimizzazione. . . . .	77
6.3	<i>Scatter plot</i> di $Q_{DA}^2$ in funzione della massa $m_3$ ; oltre ai dati ( $\bullet$ ), sono mostrati 100 eventi di leptoquark scalari ( $\star$ ) con massa 200 GeV. I tagli di ottimizzazione selezionano la regione con $Q_{DA}^2 > 14000$ GeV <sup>2</sup> e con massa $m_3$ compresa tra 190 GeV e 211 GeV. . . . .	78
6.4	Distribuzioni di $m_3$ (a) e $m_{ej}$ (b) con il taglio $Q_{DA}^2 > 14000$ GeV <sup>2</sup> . Distribuzioni di $m_3$ (c) e $m_{ej}$ (d) con il taglio $Q_{DA}^2 > 7000$ GeV <sup>2</sup> . I punti sono i dati, con l'errore statistico, la linea la simulazione Monte Carlo del DIS. . . . .	79
6.5	Efficienza per le simulazioni di leptoquark scalari e vettoriali, in funzione della massa. La funzione sovrapposta è il <i>fit</i> polinomiale che ho effettuato per l'interpolazione dell'efficienza. . . . .	80
6.6	Numero di eventi nei dati e nelle simulazioni MC, per ogni finestra di massa. In (a) è stato applicato il taglio $Q^2 > 14000$ GeV <sup>2</sup> , e la massa è ricostruita col metodo $m_3$ ; in (b) il taglio è $Q^2 > 7000$ GeV <sup>2</sup> . In (c) e (d) gli stessi grafici sono ottenuti con la massa $m_{ej}$ . . . . .	81

6.7	Limiti al livello di confidenza del 95% sulla sezione d'urto di produzione di LQ scalari e vettoriali. I limiti sono ottenuti con la massa $m_3$ , e, per controllo, con $m_{ej}$ . Sono escluse sezioni d'urto superiori agli istogrammi disegnati. . . . .	82
6.8	Limiti sulla costante di accoppiamento per i 14 tipi di leptoquark descritti in tabella 1.3; i limiti sono ottenuti con il metodo di ricostruzione della massa $m_3$ . . . . .	84
6.9	Limiti ottenuti da ZEUS per le costanti d'accoppiamento dei leptoquark con $F = 0$ . . . . .	85
6.10	Limiti di H1 sulle costanti d'accoppiamento per i leptoquark. . . . .	87
6.11	Produzione di leptoquark singolo in collisioni $e^+e^-$ . . . . .	88

# Elenco delle tabelle

1.1	Classificazione dei quark (secondo Gell-Mann). . . . .	9
1.2	Particelle del Modello Standard e loro <i>partner</i> supersimmetrici. . . . .	14
1.3	Classificazione dei leptoquark. Nella parte superiore sono raggruppati i leptoquark con numero fermionico $F = 0$ , nella parte inferiore quelli con $F = 2$ . . . . .	18
2.1	Parametri di progetto di HERA e condizioni di funzionamento nel 1998-99. . . . .	24
3.1	Lista delle simulazioni Monte Carlo dei processi di DIS generate con DJANGO ed ARIADNE. . . . .	39
3.2	Lista delle simulazioni Monte Carlo dei processi di DIS generate con DJANGO e MEPS. . . . .	39
3.3	Pesi per gli eventi di DIS Monte Carlo generati con ARIADNE. $Q^2$ è dato in $\text{GeV}^2$ . . . . .	40
3.4	Lista delle simulazioni Monte Carlo di leptoquark. . . . .	41
5.1	Numero di eventi nei dati e nelle simulazioni di DIS, dopo i tagli. . . . .	68





# Introduzione

L'esperimento ZEUS è, insieme all'esperimento H1, uno dei due apparati universali che studiano le interazioni elettrone-protone mediante l'acceleratore HERA, presso il laboratorio DESY di Amburgo. Grazie all'elevata energia nel sistema di riferimento del centro di massa ( $\sqrt{s} \simeq 300 \div 320$  GeV) ZEUS ed H1 possono investigare la struttura del protone fino a distanze di circa  $10^{-16}$  cm.

Nel febbraio 1997, le collaborazioni ZEUS ed H1 riportarono [1] un eccesso di eventi - rispetto a quelli previsti dal Modello Standard - nei processi di diffusione profondamente anelastica ad alto  $Q^2$ <sup>1</sup>. I dati, raccolti nel periodo 1994-1996, si riferivano a collisioni tra positroni da 27.52 GeV e protoni da 820 GeV (con un'energia nel riferimento del centro di massa  $\sqrt{s} = 300$  GeV). Ad esempio, per  $Q^2 > 15000$  GeV<sup>2</sup> ZEUS osservava 12 eventi contro  $8.66 \pm 0.66$  previsti, mentre H1 osservava 12 eventi contro una previsione di  $4.71 \pm 0.76$ .

Diverse interpretazioni sono state date di questo eccesso. Oltre alla possibilità di una fluttuazione statistica, sono state esaminate le incertezze sul Modello Standard e la possibilità di fenomeni dovuti a nuova fisica. Poiché per gli eventi in eccesso la massa del sistema positrone-*jet* adronico è concentrata attorno ai 200 GeV, una delle possibilità è l'esistenza di un nuovo tipo di particella (leptoquark, leptogluone o quark supersimmetrico scalare). Nel presente lavoro analizzerò le collisioni elettrone-protone rivelate da ZEUS nel periodo 1998-99 con un'energia nel riferimento del centro di massa pari a 320 GeV, alla ricerca di un eccesso analogo.

La tesi è organizzata come segue:

- Nel primo capitolo verrà introdotta la fisica della diffusione profondamente anelastica elettrone-protone. Descriverò anche i processi di fotoproduzione. Nella seconda parte del capitolo verranno trattate brevemente le estensioni al Modello Standard, in particolare i modelli che prevedono la presenza di risonanze nelle collisioni *ep*. Il leptoquark verrà trattato in modo più approfondito, in quanto sarà utilizzato come prototipo della risonanza nel resto della tesi.

---

<sup>1</sup>  $Q^2$ , come definito nella (1.2), rappresenta il quadri-impulso al quadrato, cambiato di segno, del quanto scambiato nell'interazione.

- Nel secondo capitolo descriverò l'acceleratore HERA ed il rivelatore ZEUS, soffermandomi sulle componenti del rivelatore utilizzate in questo lavoro: il rivelatore centrale di tracce, il calorimetro ad alta risoluzione ed il rivelatore di luminosità. Parlerò infine del sistema di *trigger* di ZEUS.
- Il terzo capitolo è dedicato alle simulazioni Monte Carlo dei processi fisici. Partirò con la descrizione della catena Monte Carlo per ZEUS, poi spiegherò il funzionamento generale di un generatore di collisioni *ep*. Infine approfondirò i generatori di eventi utilizzati per l'analisi.
- Il quarto capitolo contiene la descrizione dei criteri di selezione degli eventi ed i metodi di ricostruzione delle variabili. I diversi metodi di ricostruzione verranno confrontati allo scopo di scegliere quelli che danno i risultati più attendibili.
- Nel quinto capitolo effettuerò il confronto tra i dati di ZEUS e le simulazioni Monte Carlo, per cercare l'eventuale presenza di risonanze nello spettro di massa. Stimerò anche l'entità degli errori sistematici e l'importanza del fondo di fotoproduzione.
- Nel sesto capitolo deriverò i limiti sulla sezione d'urto di produzione e sulle costanti di accoppiamento dei leptoquark. I limiti verranno confrontati con quelli ottenuti da HERA, LEP e TEVATRON.

# Capitolo 1

## La fisica di HERA

### 1.1 Introduzione

L'idea di investigare la struttura della materia misurando la distribuzione degli angoli e delle energie di particelle puntiformi diffuse da un bersaglio si può far risalire a Rutherford [2], che nel suo celebre esperimento utilizzava particelle  $\alpha$  incidenti su un foglio d'oro. Con tale esperimento evidenziò il fatto che la massa degli atomi è concentrata in un “nucleo” molto più piccolo dell'atomo.

Gli elettroni furono utilizzati come “proiettili” già nel 1913 da Franck e Hertz [3], che, facendoli diffondere su diversi tipi di bersagli gassosi, verificarono la struttura discreta dei livelli energetici atomici.

Nel 1953 Hofstadter *et al.* osservarono, in Mark III a Stanford, collisioni di elettroni di energie fino a 236 MeV su un bersaglio gassoso di idrogeno od elio [4]. I risultati permisero di misurare le distribuzioni di carica elettrica e momento magnetico all'interno del protone, e di stimarne il raggio. Il successo dell'esperimento diede impulso alla costruzione dello Stanford Linear Accelerator Center (SLAC).

Nel 1967 iniziò, presso SLAC, una lunga serie di esperimenti di diffusione profondamente anelastica (*Deep Inelastic Scattering* - DIS) elettrone-protone che portarono alla misura della funzione di struttura profondamente anelastica del protone. Questi esperimenti fornirono supporto al modello a partoni di Feynman [5], in cui si ipotizzavano dei costituenti puntiformi all'interno del protone, identificati in seguito con i quark di Gell-Mann [6] ed i gluoni [7]. Tali risultati aprirono le porte allo sviluppo della Cromodinamica Quantistica (*Quantum Chromodynamics* - QCD), la teoria delle interazioni forti tra quark e gluoni. La QCD costituisce con la teoria elettro-debole il Modello Standard (*Standard Model* - SM).

Ai primi esperimenti di DIS presso SLAC seguirono altri esperimenti con energie maggiori al CERN ed al FNAL, dove fasci di muoni e neutrini incidono su un bersaglio fisso; questo permise la misura delle funzioni di struttura con precisione migliore od in regioni cinematiche inesplorate.

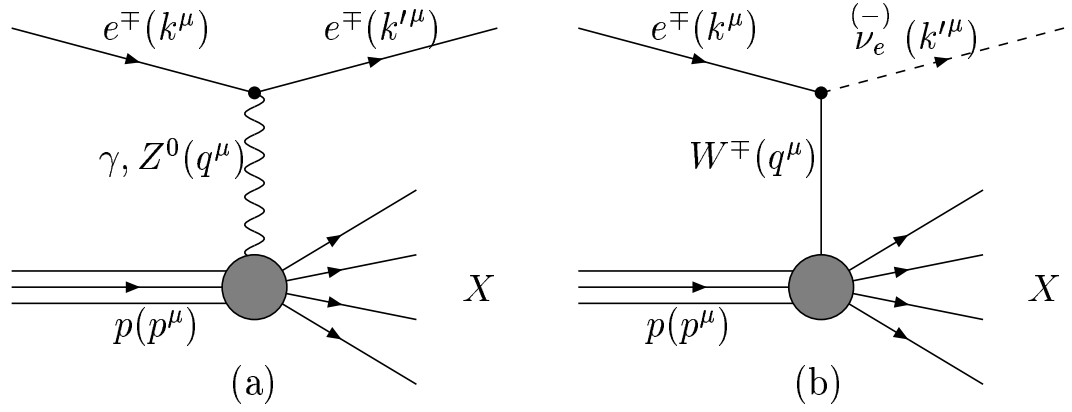


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman per i processi di NC DIS (a) e CC DIS (b).

Il primo *collider* elettrone-protone al mondo, HERA, segue la lunga tradizione degli esperimenti di DIS, con il vantaggio di un'energia nel riferimento del centro di massa molto superiore a quella raggiungibile in esperimenti con bersaglio fisso.

## 1.2 L'interazione profondamente anelastica e-lettrone-protone

### 1.2.1 Cinematica del processo $e + p \rightarrow e + X$

La diffusione  $ep$  ad alta energia si manifesta in genere con la disgregazione del protone, disgregazione in cui vengono create un gran numero di particelle. Questo tipo di processo è detto interazione profondamente anelastica. L'interazione elettrone-protone avviene mediante lo scambio di un bosone, che può essere neutro (nel qual caso si parla di processi di corrente neutra, o *Neutral Current*, che indicherò con NC), oppure carico (processi di corrente carica, o *Charged Current*, CC). I bosoni neutri sono il fotone e la  $Z^0$ , quelli carichi sono i  $W^\pm$ . Per la conservazione della carica elettrica e del numero leptonico, i processi NC dovranno avere un elettrone in uscita, mentre per i processi CC il leptone uscente sarà un neutrino. I diagrammi corrispondenti:

$$\begin{aligned} (NC) \quad e + p &\rightarrow e + X \\ (CC) \quad e + p &\rightarrow \nu + X \end{aligned} \tag{1.1}$$

dove  $X$  rappresenta il getto di particelle prodotto dalla disgregazione del protone, sono mostrati nella figura 1.1. Nel seguito mi concentrerò sui processi di corrente neutra, quelli analizzati nel presente lavoro. Indicherò con  $k^\mu \equiv (E, \mathbf{k})$  e  $k'^\mu \equiv (E', \mathbf{k}')$  i quadri-impulsi dell'elettrone entrante ed uscente.

te, con  $p^\mu \equiv (E_p, \mathbf{p})$  quello del protone, e con  $q^\mu \equiv (k - k')^\mu$  il quadri-impulso trasferito.

Per descrivere completamente la cinematica di un processo di DIS, sono sufficienti due dei seguenti invarianti di Lorentz:

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 = -(k - k')^2 \\ x &= \frac{Q^2}{2p \cdot q} \\ y &= \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \end{aligned} \quad (1.2)$$

dove  $x$  è la cosiddetta “variabile di scala” di Bjorken, mentre  $y$ , nel sistema del protone a riposo, rappresenta la frazione di energia trasferita dal leptone al protone.

Trascurando le masse di protone e leptone, le tre variabili cinematiche sono legate tra loro dall’energia nel riferimento del centro di massa  $\sqrt{s} = \sqrt{(k + p)^2}$ :

$$Q^2 = sxy \quad (1.3)$$

Indicando con  $M$  la massa del protone, e con  $\nu = \frac{p \cdot q}{M}$  l’energia del bosone scambiato nel sistema del protone a riposo, si può valutare la lunghezza d’onda del bosone nel caso della diffusione profondamente anelastica, quando  $Q^2 \gg (2Mx)^2$ :

$$\lambda = \frac{2\pi}{|\mathbf{q}|} = \frac{2\pi}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \approx \frac{4\pi Mx}{Q^2} \quad (1.4)$$

Fissato  $x$ , la lunghezza d’onda del bosone è inversamente proporzionale a  $Q^2$ , ovvero si possono andare ad investigare distanze sempre più piccole all’aumentare di  $Q^2$ .

Infine, la massa invariante del sistema adronico finale è data da

$$W^2 = (p + q)^2 = Q^2 \left( \frac{1}{x} - 1 \right) + M^2 \quad (1.5)$$

### 1.2.2 Sezione d’urto del processo $e + p \rightarrow e + X$

Nell’approssimazione di un singolo quanto scambiato, la sezione d’urto per la diffusione  $ep$  può essere espressa in generale come il prodotto di una corrente leptonica  $L_{\mu\nu}$  ed una adronica  $W^{\mu\nu}$

$$d\sigma \sim L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

Il tensore leptonico, simmetrico in  $\mu$  e  $\nu$ , si calcola esattamente dalla Elettrodinamica Quantistica. Trascurando la massa dell’elettrone, si ha:

$$L_{\mu\nu} = 2 \left[ k'_\mu k_\nu + k_\mu k'_\nu + \left( \frac{q^2}{2} \right) g_{\mu\nu} \right] \quad (1.7)$$

La nostra ignoranza riguardo la struttura del protone, e quindi dei dettagli del vertice adronico, è formalmente contenuta nel tensore  $W^{\mu\nu}$ . La forma più

generale per il tensore, tenendo conto della simmetria di  $L_{\mu\nu}$  e dell'invarianza di Lorentz, è

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p^\mu p^\nu + i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho p_\sigma W_3 + \frac{W_4}{M^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{M^2} (p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu) \quad (1.8)$$

dove  $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  è il tensore completamente antisimmetrico. Richiedendo la conservazione della corrente adronica, ovvero  $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$ , si trova che soltanto tre delle funzioni  $W_i$  sono indipendenti, poiché

$$\begin{aligned} W_5 &= -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \\ W_4 &= \left(\frac{p \cdot q}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1 \end{aligned} \quad (1.9)$$

Posso dunque scrivere

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu\right) \left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu\right) + iW_3 \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho p_\sigma \quad (1.10)$$

Gli invarianti di Lorentz indipendenti che si possono costruire nel vertice adronico sono due; scegliendo ad esempio  $\nu$  e  $Q^2$ , le funzioni  $W_1$ ,  $W_2$  e  $W_3$  possono esprimersi in funzione di questi soltanto.

Una notazione più comunemente usata è quella delle “funzioni di struttura”  $F_i$  (si ricordi che  $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ ):

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= M \cdot W_1(\nu, Q^2) \\ F_2(x, Q^2) &= \nu \cdot W_2(\nu, Q^2) \\ F_3(x, Q^2) &= \nu \cdot W_3(\nu, Q^2) \end{aligned} \quad (1.11)$$

La sezione d'urto per i processi di NC DIS si può scrivere, utilizzando le funzioni di struttura:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(e^\pm p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ \frac{y^2}{2} 2xF_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2) \mp \left(y - \frac{y^2}{2}\right) xF_3(x, Q^2) \right] \quad (1.12)$$

oppure, definendo la funzione di struttura longitudinale  $F_L = F_2 - 2xF_1$  e  $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ ,

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(e^\pm p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ Y_+ F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2) \mp Y_- x F_3(x, Q^2) \right] \quad (1.13)$$

### 1.2.3 Invarianza di scala e modello a partoni

Nel 1969 fu osservato presso SLAC ([8], si veda la figura 1.2), che ad alti  $\nu$  e  $Q^2$ , le funzioni di struttura diventavano indipendenti da  $Q^2$  ed erano quindi funzione della sola variabile  $x$  (in questa sezione trascurerò il contributo della  $W_3$ , che per i valori di  $Q^2$  considerati è ancora piccolo):

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &\rightarrow F_1(x) \\ F_2(x, Q^2) &\rightarrow F_2(x) \end{aligned} \quad (1.14)$$

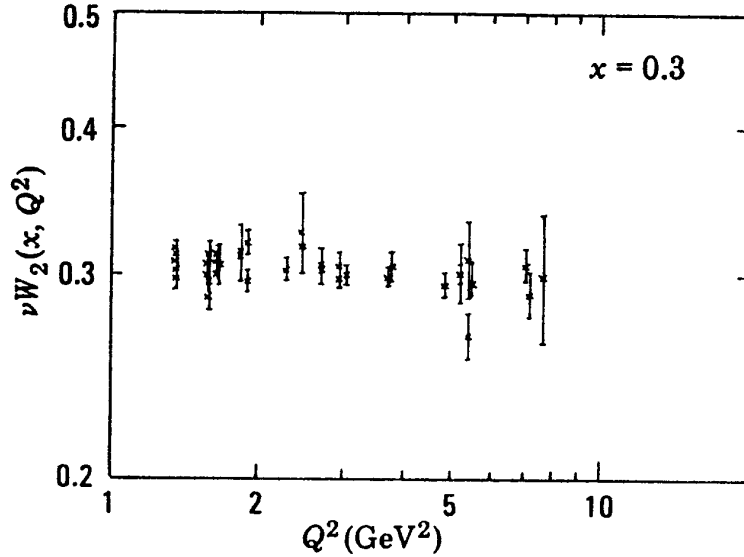


Figura 1.2: Dipendenza di  $\nu W_2$  da  $Q^2$ , per  $x = 0.3$ , dalle collisioni  $ep$  a SLAC.

Questa osservazione confermava quell' "invarianza di scala", ovvero l'indipendenza delle  $F_i$  da  $Q^2$  nel limite

$$\left\{ \begin{array}{l} Q^2 \rightarrow \infty \\ \nu \rightarrow \infty \\ x = \frac{Q^2}{2M\nu} \text{ finita} \end{array} \right. \quad (1.15)$$

già prevista in un articolo di Bjorken [9].

In accordo alla (1.4), il potere risolutivo del quanto scambiato cresce con  $Q^2$ . L'invarianza di scala implica che il quanto sia diffuso da costituenti puntiformi contenuti nel protone; in caso contrario, indicando con  $1/Q_0$  la scala di lunghezze che caratterizza le dimensioni del costituente, le funzioni di struttura dipenderebbero dal rapporto  $Q/Q_0$ .

Secondo il "modello a partoni" di Feynman [5], il protone è composto da costituenti puntiformi di *spin*  $\frac{1}{2}$ , i partoni. Nel sistema di riferimento di impulso infinito del protone, tutti i momenti trasversi sono trascurabili, inoltre la dilatazione relativistica dei tempi rallenta la velocità di interazione dei partoni, che possono essere considerati particelle libere non-interagenti.

Indicando con  $f_i(\xi)$  la probabilità che il partone  $i$ -esimo trasporti una frazione  $\xi$  dell'impulso del protone, la somma degli impulsi dei partoni dovrà dare l'impulso del protone, quindi

$$\sum_i \int_0^1 d\xi \xi f_i(\xi) = 1 \quad (1.16)$$

Le grandezze fisiche del partone, rispetto a quelle del protone, possono essere espresse come segue:

	<b>Protone</b>	<b>Partone</b>
Energia	$E_p$	$\xi E_p$
Impulso longitudinale	$p_L$	$\xi p_L$
Impulso trasverso	$p_T = 0$	$p_T = 0$
Massa	$M$	$m = \sqrt{\xi^2 E^2 - \xi^2 p_L^2} = \xi M$
Carica Elettrica	$e$	$e_i \cdot e$

La diffusione anelastica elettrone-protone è esprimibile come somma incoerente delle diffusioni elastiche elettrone-partone:

$$d\sigma^{e-prot} = \sum_i f_i(\xi) d\sigma_i^{e-part} = \sum_i e_i^2 f_i(\xi) d\sigma^{punt} \quad (1.17)$$

dove  $d\sigma^{punt}$  è la sezione d'urto per l'elettrone diffuso da un bersaglio puntiforme di carica  $e$ .

Dal confronto della sezione d'urto per una collisione elettrone-protone [10]

$$\frac{d\sigma^{e-prot}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left( W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.18)$$

e quella per la collisione elettrone-partone

$$\frac{d\sigma^{e-part}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 e_i^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left( \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta \left( \nu - \frac{Q^2}{2m} \right) \quad (1.19)$$

si vede che le funzioni  $W_1$  e  $W_2$  sono, per particelle puntiformi:

$$\begin{aligned} W_1^{punt.}(x) &= \frac{Q^2}{4m^2} \delta \left( \nu - \frac{Q^2}{2m} \right) = \frac{Q^2}{4m^2 \nu} \delta \left( 1 - \frac{x}{\xi} \right) \\ W_2^{punt.}(x) &= \delta \left( \nu - \frac{Q^2}{2m} \right) = \frac{1}{\nu} \delta \left( 1 - \frac{x}{\xi} \right) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Nelle (1.18) e (1.19) ho introdotto l'angolo di diffusione dell'elettrone uscente,  $\theta$ , l'infinitesimo di angolo solido  $d\Omega$ , e la costante di struttura fine  $\alpha \simeq 1/137$ .

Ricordando la relazione tra le  $W_i$  e le  $F_i$  (1.11), si possono immediatamente ottenere le funzioni di struttura per il partone

$$\begin{aligned} F_1^{punt.}(x) &= \frac{Q^2}{4m\nu\xi} \delta \left( 1 - \frac{x}{\xi} \right) \\ F_2^{punt.}(x) &= \delta \left( 1 - \frac{x}{\xi} \right) \end{aligned} \quad (1.21)$$

Sommando sui partoni come indicato in (1.17):

$$\begin{aligned} F_2(x) &= \sum_i \int_0^1 d\xi e_i^2 f_i(\xi) \xi \delta(\xi - x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \\ F_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f_i(x) \end{aligned} \quad (1.22)$$



Nome ("Sapore")	<i>Spin</i>	No. Barionico <b>B</b>	No. Leptonico <b>L</b>	Carica El. <b>Q</b>
<i>u</i> (up)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$+\frac{2}{3}$
<i>d</i> (down)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{3}$
<i>s</i> (strange)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{3}$

Tabella 1.1: Classificazione dei quark (secondo Gell-Mann).

Con le equazioni (1.20) e (1.21) è stato anche dimostrato che la frazione di impulso  $\xi$  trasportata dal partone colpito coincide con la variabile cinematica  $x$  precedentemente definita in (1.2); l'uguaglianza è garantita dalla funzione delta di Dirac. Dalla (1.22) si vede che le due funzioni di struttura sono legate dalla relazione di Callan-Gross [11]

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (1.23)$$

che è diretta conseguenza del fatto che i partoni hanno *spin* 1/2.

## 1.2.4 Il modello a quark

I partoni del modello di Feynman furono in seguito identificati con i quark ipotizzati da Gell-Mann [6]. Nel suo modello si postula che tutte le particelle adroniche siano degli stati legati di subcostituenti, i "quark" (in tabella 1.1 appaiono i tre quark introdotti da Gell-Mann), particelle con numero barionico  $B = \frac{1}{3}$ , carica elettrica frazionaria e *spin*  $\frac{1}{2}$ . La forza di legame tra i quark è originata da una carica di colore che può assumere tre valori: Verde, Blu, Rosso.

In particolare i barioni sono formati da tre quark ( $B = \frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3} = 1$ ) ed i mesoni da un quark ed un antiquark ( $B = \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0$ ).

Il quadro esposto in precedenza è complicato dal fatto che il principio di indeterminazione contempla la creazione continua di coppie quark-antiquark. Il protone, composto secondo il modello di Gell-Mann da due quark di tipo *u* ed uno di tipo *d* (quark di "valenza"), contiene anche un "mare" di coppie quark-antiquark che vengono creati e riassorbiti incessantemente. La funzione di struttura  $F_2$  si può allora scrivere:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x}F_2(x) = & \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u(x) + \bar{u}(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d(x) + \bar{d}(x)] + \\ & + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s(x) + \bar{s}(x)] \end{aligned} \quad (1.24)$$

in cui  $u(x)$  rappresenta la distribuzione di probabilità nel protone per il quark *u*,  $\bar{u}(x)$  è la probabilità per l'antiquark  $\bar{u}$ , e la stessa notazione è usata per *d*

ed  $s$ . La presenza dei quark più pesanti  $c$ ,  $b$  e  $t$ , scoperti più recentemente, è stata considerata trascurabile.

Indicando con  $q_v(x)$  la densità dei quark di valenza e con  $q_s(x)$  quella dei quark del mare, si può considerare che la seconda, in prima approssimazione, sia uguale per i tre sapori ( $\equiv S(x)$ ).

$$\begin{aligned} u_s(x) &= \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s_s(x) = \bar{s}_s(x) = S(x) \\ u(x) &= u_v(x) + u_s(x) = u_v(x) + S(x) \\ d(x) &= d_v(x) + d_s(x) = d_v(x) + S(x) \end{aligned} \quad (1.25)$$

Il numero netto di quark nel protone deve corrispondere al numero di quark di valenza

$$\begin{aligned} \int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx &= 2 \\ \int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx &= 1 \\ \int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx &= 0 \end{aligned} \quad (1.26)$$

Calcolando la frazione di impulso trasportata dai quark  $\sum_i \int_0^1 dx x q_i(x)$  ci si aspetterebbe di trovare 1, mentre dai dati sperimentali si ottiene circa 0.5 [12]. Questo significa che metà dell'impulso del protone è trasportato da partoni neutri. Questi altri partoni possono essere identificati con i mediatori dell'interazione di colore, i "gluoni", particelle elettricamente neutre che non contribuiscono alla diffusione dell'elettrone.

### 1.2.5 QCD e violazione dell'invarianza di scala

Dati sperimentali raccolti a valori di  $Q^2$  più alti mostrano una dipendenza della  $F_2$ , seppure debole, da  $Q^2$ ; in particolare essa cresce con  $Q^2$  per piccoli valori di  $x$  e decresce per grandi valori (figura 1.3), mostrando una violazione dell'invarianza di scala. Questo fenomeno, come pure il fatto che i quark trasportino soltanto metà dell'impulso del protone, è stato interpretato con successo dalla teoria delle interazioni forti, la Cromodinamica Quantistica.

La presenza di interazioni forti tra i partoni introduce nella funzione di struttura  $F_2$  un termine proporzionale ad  $\alpha_s$  (la costante di accoppiamento nella QCD) ed a  $\ln(Q^2)$ , termine da cui si origina la violazione dell'invarianza di scala.

Una delle peculiarità della QCD è il comportamento della  $\alpha_s$ ; mentre per la QED l'accoppiamento cresce all'aumentare di  $Q^2$ , per la QCD avviene esattamente l'opposto. All'ordine più basso vale infatti:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.27)$$

dove  $N_f$  è il numero di sapori dei quark e  $\Lambda$  il parametro di scala dell'energia, determinato sperimentalmente ( $\Lambda \approx 200$  MeV). Questa proprietà è nota come "libertà asintotica", in quanto i quark interagiscono tanto più debolmente quanto più grande è  $Q^2$ ; la suddetta proprietà permette di applicare

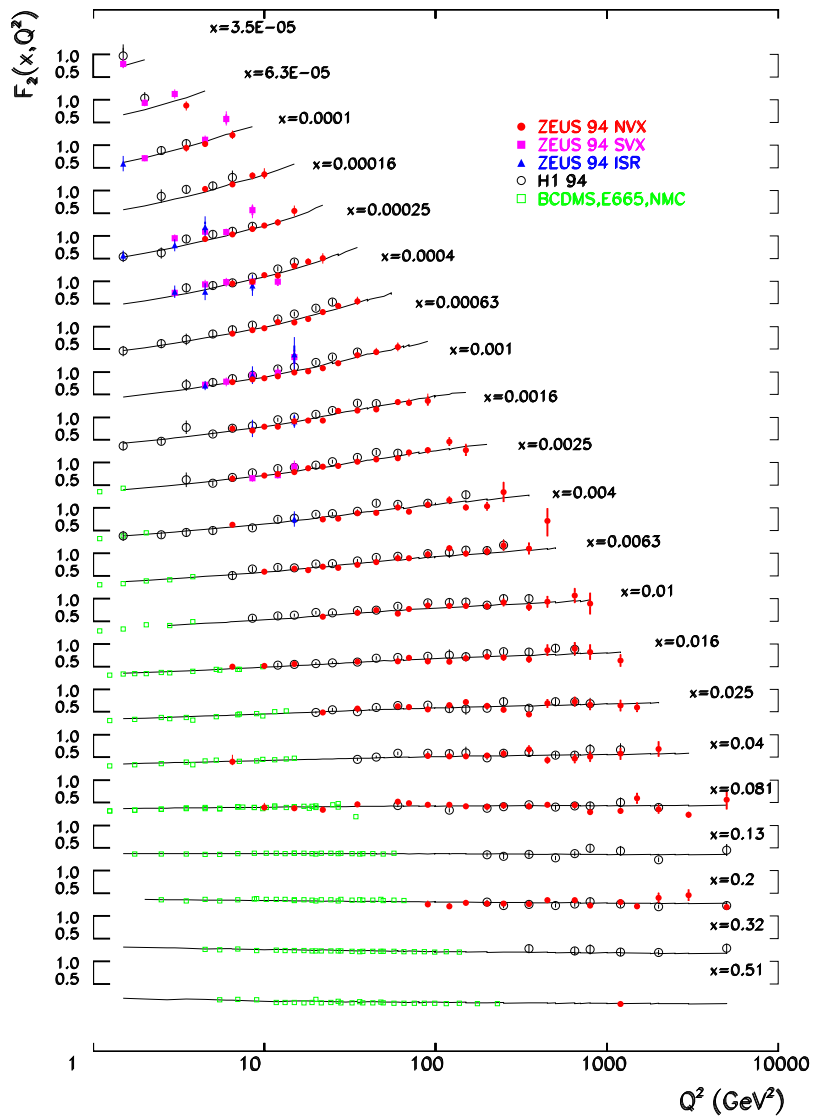


Figura 1.3: Compilazione di risultati recenti di  $F_2(x, Q^2)$  in funzione di  $Q^2$ , ad  $x$  fissato. I dati mostrano la violazione dell'invarianza di scala ad alto  $Q^2$ .

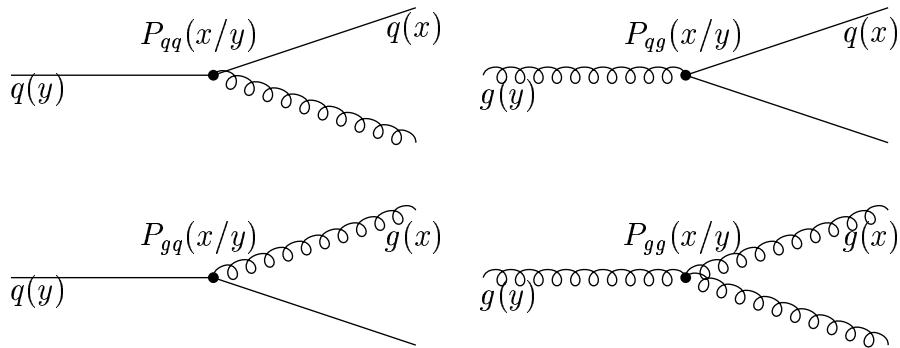


Figura 1.4: Le funzioni di *splitting* di Altarelli-Parisi.

metodi perturbativi quando  $\alpha_s$  diventa molto minore di 1; giustifica inoltre il modello a partoni, in cui i quark sono considerati liberi.

Nella QCD, la debole variazione delle funzioni di struttura con  $Q^2$  è conseguenza dei fenomeni di emissione di gluoni da parte dei quark e di creazione di coppie quark-antiquark a partire dai gluoni. Aumentando la risoluzione spaziale, ovvero  $Q^2$ , ogni quark potrà essere risolto in un quark e un gluone, ed ogni gluone in una coppia  $q\bar{q}$ , e questa proliferazione di particelle sarà visibile tanto più in profondità quanto più grande è  $Q^2$ . I partoni acquisteranno allora una struttura interna, e le funzioni di struttura del protone torneranno a dipendere da  $Q^2$ .

Per questo tipo di interazioni la QCD prevede quattro vertici elementari, ciascuno associato ad una funzione  $P_{pp'}(x/y)$  che rappresenta la probabilità che il partone  $p$  - che trasporta una frazione  $y$  dell'impulso del protone - emetta un partone  $p'$  con frazione di impulso  $y-x$  (fig. 1.4). Queste funzioni, dette di *splitting*, sono date al primo ordine da [13]:

$$\begin{aligned}
 P_{qq}(z) &= \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} \\
 P_{qg}(z) &= \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \\
 P_{gq}(z) &= \frac{4}{3} \frac{1+(1-z)^2}{z} \\
 P_{gg}(z) &= 6 \left[ \frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right]
 \end{aligned} \tag{1.28}$$

L'evoluzione al variare di  $Q^2$  delle densità partoniche  $q_i(x)$  e  $g(x)$ , e quindi della  $F_2$ , può essere calcolata in QCD perturbativa ed è data dalle equazioni di Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (o DGLAP) [13] [14]:

$$\begin{aligned}
 \frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln(Q^2)} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ q_i(y, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{y} \right) \right] \\
 \frac{dg(x, Q^2)}{d \ln(Q^2)} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{y} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{1.29}$$

### 1.3 La fotoproduzione

I processi di fotoproduzione sono quelle interazioni  $ep$  in cui il quadri-impulso trasferito è molto piccolo (tipicamente  $Q^2 < 10^{-2} \text{ GeV}^2$ ). In queste con-

dizioni l'elettrone è poco deflesso rispetto alla direzione iniziale (ovvero  $\theta \approx \pi$  nella (4.6)), ed il fotone scambiato quasi-reale; la sezione d'urto è molto alta, perché proporzionale a  $1/Q^4$  (equazione (1.13)).

Nell'approssimazione di di Weizsäcker-Williams [15], la fotoproduzione può essere vista come l'emissione di un fotone da parte dell'elettrone e la successiva interazione tra fotone e protone; la sezione d'urto per il processo sarà data quindi dal prodotto della probabilità di emissione di un fotone reale e della sezione d'urto del processo di diffusione  $\gamma p$ :

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy dQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \sigma_{\gamma p}^{tot}(W^2) \quad (1.30)$$

La variabile  $W^2$  è la massa invariante del sistema  $\gamma p$ .

## 1.4 Oltre il Modello Standard

### 1.4.1 Verifiche e limiti del Modello Standard

Negli ultimi anni si sono avute verifiche sempre più numerose del Modello Standard; esso è stato confermato fino ad un livello di precisione inaspettato all'inizio. Allo stato attuale non si osservano scostamenti significativi dalle previsioni dello SM, né ci sono indizi convincenti di nuova fisica; ci si aspetta però che il Modello Standard non sia la teoria finale, ma piuttosto il limite di bassa energia di una teoria più generale, in quanto esso lascia tutta una serie di domande senza risposta:

- Perché ci sono tre famiglie di quark e leptoni? Nel passato un gran numero di presunte “particelle elementari” ha dimostrato di avere una sottostruttura (gli atomi sono composti da nuclei ed elettroni, i nuclei sono composti da neutroni e protoni, gli adroni sono composti da quark). È naturale pensare che anche quark e leptoni possano avere una sottostruttura.
- Lo spettro delle masse delle particelle non è compreso. Nel Modello Standard le particelle acquistano massa mediante il meccanismo della rottura spontanea della simmetria, dovuta all'interazione con il bosone di Higgs, non ancora osservato. Il divario enorme tra la massa dei bosoni deboli  $m_W \sim 100$  GeV, che dà la scala delle interazioni deboli, e la massa di Planck  $m_{Pl} \sim 10^{19}$  GeV, che invece dà la scala delle interazioni gravitazionali, non è giustificato.
- Il Modello Standard viola la simmetria chirale; teorie che postulino una simmetria destra-sinistra ad alte energie sono molto attraenti.
- La gravità non appare nel Modello Standard. In questo contesto le teorie supersimmetriche (SUSY) sono interessanti perché la incorporano in modo naturale.

Particella	$Spin$	S-particella	$Spin$
Quark $q$	$\frac{1}{2}$	S-quark $\tilde{q}$	0
Leptone $l$	$\frac{1}{2}$	S-leptone $\tilde{l}$	0
Fotone $\gamma$	1	Fotino $\tilde{\gamma}$	$\frac{1}{2}$
Gluone $g$	1	Gluino $\tilde{g}$	$\frac{1}{2}$
$W$	1	Wino $\tilde{W}$	$\frac{1}{2}$
$Z$	1	Zino $\tilde{Z}$	$\frac{1}{2}$
Higgs $H$	0	Higgsino $\tilde{H}$	$\frac{1}{2}$

Tabella 1.2: Particelle del Modello Standard e loro *partner* supersimmetrici.

## 1.4.2 Teorie supersimmetriche

La supersimmetria (SUSY) ([16] e [17]) è la principale candidata per descrivere l'eventuale fisica non inclusa nel Modello Standard. Nella supersimmetria ogni particella ha un *partner* supersimmetrico (o s-particella, vedi tabella 1.2): i fermioni hanno dei *partner* bosonici e viceversa i bosoni hanno *partner* fermionici; la grandezza che distingue le particelle dalle s-particelle è il numero quantico di  $R$ -parità, definito da  $R_p = (-1)^{3B+L+S}$  ( $B$  è il numero barionico,  $L$  il numero leptonico,  $S$  lo *spin*), che vale +1 per le particelle e -1 per le s-particelle. Le due classi di particelle sono accoppiate mediante un super-potenziale, quindi le loro proprietà sono interconnesse. Le teorie localmente supersimmetriche incorporano naturalmente la gravità, inoltre il problema gerarchico - ovvero l'estrema piccolezza del quoziente  $m_W/m_{Pl}$  - è spiegato in modo naturale nelle versioni senza rottura della simmetria. Al momento però non ci sono evidenze a favore della supersimmetria.

Il fatto che le s-particelle non siano state osservate implica che la supersimmetria debba essere spezzata, e questa rottura introduce necessariamente un gran numero di parametri. Nel seguito si analizzeranno rapidamente due dei possibili modelli di SUSY, il Modello Supersimmetrico Minimale (MSSM), ed il modello con violazione di  $R$ -parità.

## 1.4.3 Estensione minimale supersimmetrica del Modello Standard

L'estensione supersimmetrica più semplice del Modello Standard è il Modello Supersimmetrico Minimale (MSSM - *Minimal SuperSymmetric Model*); esso è una generalizzazione diretta del Modello Standard. La rottura della simmetria elettro-debole avviene attraverso l'interazione con due campi di Higgs  $H$  ed  $\bar{H}$ , che hanno valore di aspettazione sul vuoto non nullo. I numeri barionico e leptonico sono conservati separatamente, quindi anche la  $R$ -parità si conserva. Il Modello Supersimmetrico Minimale contiene il numero minimo

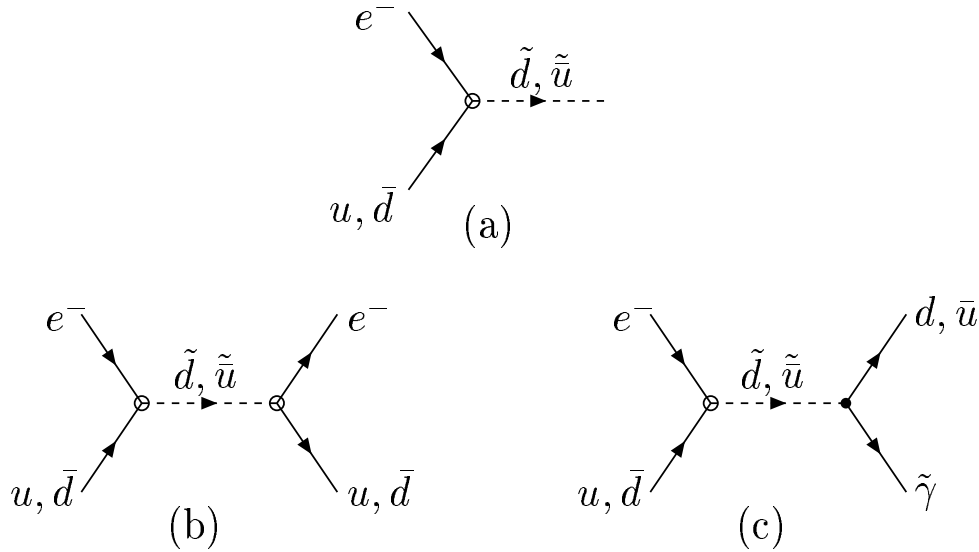


Figura 1.5: Produzione di s-quark singolo (a), decadimento di tipo leptoquark (b), e decadimento a cascata (c). Oltre a quelli mostrati esistono altri canali consentiti per il decadimento dello s-quark.

di nuove particelle ed interazioni che permettono di rendere supersimmetrico il Modello Standard.

La conservazione di  $R_P$  ha delle importanti conseguenze:

- Le s-particelle devono essere prodotte in coppie.
- Le s-particelle pesanti decadono producendone altre più leggere.
- la s-particella più leggera (LSP, *Lightest Supersymmetric Particle*) deve essere stabile, non avendo modi di decadimento permessi.

Questa s-particella leggera stabile è una candidata idonea al ruolo di materia oscura; per considerazioni cosmologiche essa dovrebbe essere neutra per carica elettrica e di colore. La segnatura di un processo dal MSSM sarebbe quindi un difetto di energia dovuto alla fuga della LSP dal rivelatore, con cui non interagirebbe.

#### 1.4.4 Modelli con violazione di $R_p$

Il numero quantico  $R_p$  non è necessariamente conservato nelle teorie SUSY, in quanto la forma più generale del superpotenziale include termini di accoppiamento tra fermioni dello SM e s-quark o s-leptoni. Questi accoppiamenti possono portare al decadimento del protone, e per rispettare i limiti sperimentali sulla vita media del protone si devono ipotizzare costanti di accoppiamento estremamente piccole.

Di particolare interesse nelle collisioni  $ep$  sono i termini [18]

$$\mathcal{L} = \lambda'_{ijk} \left[ -\tilde{u}_L^j \bar{d}_R^k e_L^i - \tilde{d}_R^k (\bar{e}_L^i)^c u_L^j \right] + h.c. \quad (1.31)$$

dove gli indici  $i, j, k$  individuano la generazione della particella; questi termini portano alla produzione di s-quark  $\tilde{u}$  e  $\tilde{d}$  quando il leptone entrante è un  $e^-$  (figura 1.5a; il cerchio attorno al vertice indica che lì avviene la violazione di  $R_p$ ). Lo s-quark potrà poi decadere, attraverso i termini di (1.31), nelle particelle reagenti (fig. 1.5b), oppure, mediante gli accoppiamenti di gauge presenti nel super-potenziale, in particelle supersimmetriche che decadranno infine in particelle del Modello Standard (fig. 1.5c).

Il processo di figura 1.5b avrà come caratteristica un picco nella sezione d'urto a  $x \approx \frac{m_{\tilde{q}}^2}{s}$ , quindi un segnale analogo a quello della produzione di un leptoquark (di cui parlerò nelle prossime sezioni).

### 1.4.5 Modelli di Grande Unificazione

L'estrapolazione delle costanti di accoppiamento del Modello Standard ( $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ ) ad alta energia sembra indicare una unificazione delle forze elettro-debole e forte (“teorie di grande unificazione”, GUT) a scale di energia di  $M_X \sim 10^{14} \div 10^{16}$  GeV. A queste energie le costanti di accoppiamento (elettro-debole e forte) diventano simili, senza però mai incontrarsi nello stesso punto; inoltre la vita media del protone in questo modello,  $\tau_p^{teor.} \sim 10^{31}$  anni non è compatibile con quella misurata  $\tau_p^{spe.} \geq 5.5 \cdot 10^{32}$  anni. Per ottenere la grande unificazione il Modello Standard non è adeguato. L'unificazione delle costanti di accoppiamento ed il valore corretto per il tempo di decadimento del protone si possono ricavare nel modello supersimmetrico minimale [19].

Partendo dallo SM, il modello più semplice di GUT è  $SU(5)$ . Oltre agli otto gluoni ed ai tre bosoni elettro-deboli, si hanno i bosoni portatori di forza  $X$  e  $Y$ . Le particelle sono raggruppate in multipletti, che contengono sia quark che leptoni. Infine ci sono i bosoni di Higgs, necessari per rompere la simmetria. La scelta più semplice è di prendere 24 Higgs  $\Phi$  che rompano  $SU(5)$  al Modello Standard:  $SU(5) \rightarrow SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ , ed altri 5 Higgs  $\phi$  per spezzare la simmetria elettro-debole:  $SU(2) \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ .

Come detto in precedenza le GUT derivate dallo SM non riescono a rendere conto dei fenomeni osservati. Però rendere supersimmetrica la teoria esposta sopra è immediato. I multipletti di particelle devono essere soppiantati da supermultipletti, mentre gli Higgs  $\Phi$  restano 24. L'unica complicazione è che adesso sono necessari un numero doppio di Higgs per la rottura della simmetria elettro-debole.



## 1.5 Leptoquark

I leptoquark (LQ) sono bosoni di  $spin$  0 od 1, numero leptonic e numero barionico entrambi diversi da zero, carica elettrica frazionaria. Diverse teorie prevedono l'esistenza di LQ leggeri ( $m_{LQ} = \mathcal{O}(m_W)$ ), quindi rivelabili ad HERA, ad esempio le GUT, le teorie *technicolor*, i modelli compositi di quark e leptoni.

Nelle GUT leptoni e quark appaiono in multipletti comuni, ed il settore scalare contiene sia bosoni di Higgs che leptoquark.

Nelle teorie *technicolor* techniquark e technileptoni sono uniti in multipletti comuni; la rottura spontanea della simmetria origina bosoni leggeri tra cui i leptoquark scalari. A seconda del modello, è possibile avere leptoquark con tutta una varietà di *isospin* e cariche elettriche.

I leptoquark appaiono naturalmente nei modelli compositi, dove colore e numero barionico sono portati da un costituente e numero leptonic da un altro; questi due costituenti possono legarsi formando un leptoquark.

### 1.5.1 Classificazione dei leptoquark

Allo scopo di classificare i leptoquark, si considera la Lagrangiana più generale che contenga i leptoquark e che soddisfi le seguenti proprietà:

- conservazione di numero barionico e leptonic;
- simmetria rispetto a  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ ;
- conservazione del sapore.

Nel caso di HERA, i leptoquark vengono prodotti dalla fusione dell'elettrone con un quark del protone. In questa tesi mi limiterò a considerare leptoquark accoppiati a leptoni e quark di prima generazione, che non cambino il sapore del leptone. Assumerò inoltre che ciascun leptoquark si accoppi ad un fermione destrorso o sinistrorso ma non ad entrambi.

La tabella 1.3 mostra i vari tipi di leptoquark del modello fenomenologico descritto sopra - introdotto da Buchmüller, Rückl e Wyler (BRW) [20] - insieme a carica elettrica, canale di produzione nelle collisioni  $e^-p$ , canali di decadimento con la frazione di decadimento. I leptoquark che si accoppiano a fermioni sinistrorsi possono talvolta decadere in  $\nu q$ ; in questo caso la frazione di decadimento si assume uguale a  $\frac{1}{2}$ . I leptoquark sono tripletti di colore, caratterizzati da un *isospin* debole  $T = 0, \frac{1}{2}, 1$ , da una ipercarica  $Y$ , un numero fermionico  $F = 3B + L = 0, 2$  ed uno *spin*  $J = 0, 1$ . La seguente nomenclatura (nota come "convenzione di Aachen" [21]) è adottata: il leptoquark è indicato da  $S_T^\eta$  se scalare ( $J = 0$ ) e da  $V_T^\eta$  se vettoriale ( $J=1$ ). L'indice  $\eta = L, R$  significa che il leptoquark si accoppia a fermioni sinistrorsi

LQ	Carica Elettrica	Canale di Produz.	Canale di Decadim.	Frazione di Decadimento	Cost. di Accoppiam.
$S_{1/2}^L$	-5/3	$e_L^- \bar{u}_R$	$e^- \bar{u}$	1	$\lambda_L$
$S_{1/2}^R$	-5/3	$e_R^- \bar{u}_L$	$e^- \bar{u}$	1	$\lambda_R$
	-2/3	$e_R^- \bar{d}_R$	$e^- \bar{d}$	1	$-\lambda_R$
$\tilde{S}_{1/2}^L$	-2/3	$e_L^- \bar{d}_L$	$e^- \bar{d}$	1	$\lambda_L$
$V_0^L$	-2/3	$e_L^- \bar{d}_R$	$e^- \bar{d}$	1/2	$\lambda_L$
			$\nu_e \bar{u}$	1/2	$\lambda_L$
$V_0^R$	-2/3	$e_R^- \bar{d}_L$	$e^- \bar{d}$	1	$\lambda_R$
$\tilde{V}_0^R$	-5/3	$e_R^- \bar{u}_L$	$e^- \bar{u}$	1	$\lambda_R$
$V_1^L$	-5/3	$e_L^- \bar{u}_R$	$e^- \bar{u}$	1	$\sqrt{2}\lambda_L$
	-2/3	$e_L^- \bar{d}_R$	$e^- \bar{d}$	1/2	$-\lambda_L$
			$\nu_e \bar{u}$	1/2	$\lambda_L$
$S_0^L$	-1/3	$e_L^- u_L$	$e^- u$	1/2	$\lambda_L$
			$\nu_e d$	1/2	$-\lambda_L$
$S_0^R$	-1/3	$e_R^- u_R$	$e^- u$	1	$\lambda_R$
$\tilde{S}_0^R$	-4/3	$e_R^- d_R$	$e^- d$	1	$\lambda_R$
$S_1^L$	-1/3	$e_L^- u_L$	$e^- u$	1/2	$-\lambda_L$
			$\nu_e d$	1/2	$-\lambda_L$
	-4/3	$e_L^- d_L$	$e^- d$	1	$-\sqrt{2}\lambda_L$
$V_{1/2}^L$	-4/3	$e_L^- d_R$	$e^- d$	1	$\lambda_L$
$V_{1/2}^R$	-4/3	$e_R^- d_L$	$e^- d$	1	$\lambda_R$
	-1/3	$e_R^- u_L$	$e^- u$	1	$\lambda_R$
$\tilde{V}_{1/2}^L$	-1/3	$e_L^- u_R$	$e^- u$	1	$\lambda_L$

Tabella 1.3: Classificazione dei leptoquark. Nella parte superiore sono raggruppati i leptoquark con numero fermionico  $F = 0$ , nella parte inferiore quelli con  $F = 2$ .

o destrorsi, mentre  $T$  rappresenta l'*isospin* debole. Quando sono permessi due stati di ipercarica, una tilde ( $\tilde{\phantom{x}}$ ) distingue i due leptoquark.

Nella diffusione  $e^- p$ , i leptoquark con numero fermionico  $F = 2$  possono essere prodotti da quark di valenza, mentre quelli con  $F = 0$  soltanto da quark del mare; dunque il secondo tipo avrà una sezione d'urto relativamente soppressa rispetto a quella dei primi. Il discorso si inverte per la diffusione  $e^+ p$ .

### 1.5.2 Meccanismo di produzione dei leptoquark

I leptoquark possono essere prodotti nei processi di DIS, sia nel canale  $s$  (o canale diretto, figura 1.6a), sia nel canale  $u$  (scambio di un leptoquark virtuale, figura 1.6b). Quando l'energia nel riferimento del centro di massa eccede la massa del leptoquark, il canale diretto dà origine ad un picco nella

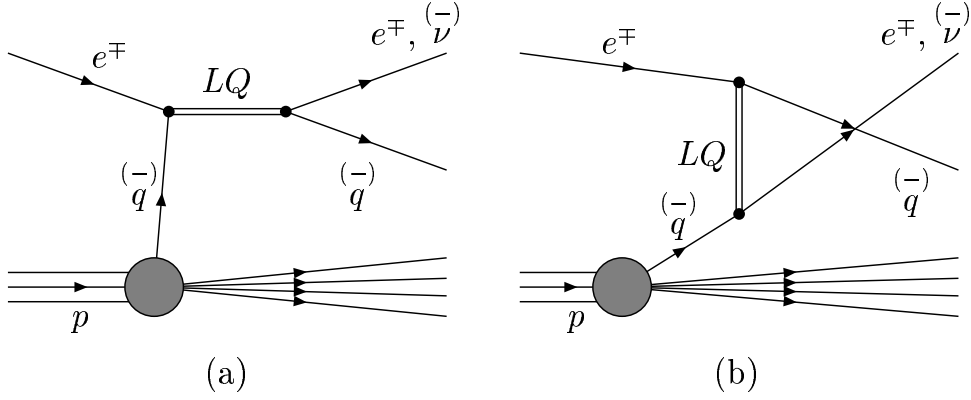


Figura 1.6: Produzione di un leptoquark nel canale diretto (a) e scambio di un leptoquark virtuale (b).

sezione d'urto ad  $x$  fissata.

Nel caso  $F = 2$ , il canale  $s$  accoppia  $e^-$  a quark mentre il canale  $u$  accoppia  $e^-$  ed antiquark; a grande  $x$  (alta massa del leptoquark) i quark di valenza predominano su quelli del mare (figura 1.7), e ci si aspetta che per masse del leptoquark inferiori all'energia nel centro di massa il canale  $s$  predomini sul canale  $u$ . Viceversa per  $F = 0$  il canale  $s$  accoppia  $e^-$  ed antiquark, per cui la sezione d'urto risulta piuttosto soppressa rispetto a quella per  $F = 2$ . Trascurando il contributo del canale  $u$ , il segnale appare come una risonanza centrata a  $x \approx \frac{m_{LQ}^2}{s}$ , di larghezza

$$\Gamma = (J + 1) \frac{\lambda^2}{16\pi} m_{LQ} \quad (1.32)$$

dove  $J$  è lo *spin* del leptoquark e  $\lambda$  la costante di accoppiamento. Nel caso di  $\lambda$  piccolo si può applicare l'approssimazione NWA (*Narrow Width Approximation*), in cui si considera che la variabile  $x$  del processo sia fissata:  $x = m_{LQ}^2/s$ . La sezione d'urto del processo  $ep \rightarrow LQ \rightarrow eq$  si può esprimere allora come

$$\sigma^{NWA}(ep \rightarrow LQ) = (J + 1) \frac{\pi \lambda^2}{4s} q \left( \frac{m_{LQ}^2}{s}, m_{LQ}^2 \right) \beta \quad (1.33)$$

dove  $q(x, Q^2)$  è la densità nel protone del quark  $q$  interagente, e  $\beta$  è la probabilità di decadimento del leptoquark in  $eq$ .

L'effetto dell'emissione iniziale di un fotone da parte dell'elettrone è quello di diminuire l'energia nel riferimento del centro di massa, e quindi la sezione d'urto del processo. L'entità del decremento dipende dal tipo di leptoquark, comunque varia circa dal 5% al 25%, per masse del leptoquark da 100 GeV a 300 GeV. Queste correzioni sono state incluse nel calcolo delle sezioni d'urto.

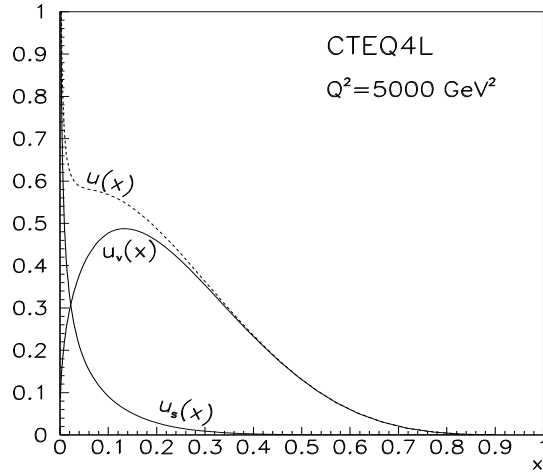


Figura 1.7: Densità dei quark  $u$  nel protone, per  $Q^2 = 5000 \text{ GeV}^2$ , ottenute con le distribuzioni CTEQ4L [46]:  $u_v(x)$  = quark di valenza,  $u_s(x)$  = quark del mare,  $u(x) = u_v(x) + u_s(x)$  = densità totale.

L'effetto dei diagrammi di radiazione iniziale di QCD (figura 1.9) è stato studiato approfonditamente in [22] e [23]; tipicamente questi diagrammi portano ad un incremento della sezione d'urto del 20-30%. In questa tesi ho tenuto conto dell'incremento moltiplicando la sezione d'urto nella NWA per il fattore-K pubblicato in [22].

La sezione d'urto per i diversi tipi di leptoquark, dopo le correzioni di QED e QCD, è mostrata nella figura 1.8.

Poiché l'angolo di decadimento nel riferimento del centro di massa,  $\theta_e^*$ , è collegato alla variabile  $y$  da

$$\cos \theta_e^* = 1 - 2y \quad (1.34)$$

la dipendenza angolare è espressa dalla sezione d'urto doppiamente differenziale  $\frac{d^2\sigma}{dx dy}$ :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{NWA}(J=0)}{dx dy} &= \delta\left(x - \frac{m_{LQ}^2}{s}\right) \sigma^{NWA} \\ \frac{d^2\sigma^{NWA}(J=1)}{dx dy} &= 3(1-y)^2 \delta\left(x - \frac{m_{LQ}^2}{s}\right) \sigma^{NWA} \end{aligned} \quad (1.35)$$

La sezione d'urto per i processi DIS di corrente neutra è data da (1.13), che può essere posta in forma analoga alle (1.35) ricordando che  $Q^2 = sxy$ :

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(e^-p)}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{sx^2y^2} [Y_+F_2 - y^2F_L + Y_-xF_3] \quad (1.36)$$

La dipendenza della sezione d'urto dalla variabile  $y$  è diversa per leptoquark scalari, leptoquark vettoriali, e DIS: mentre la sezione d'urto è costante per

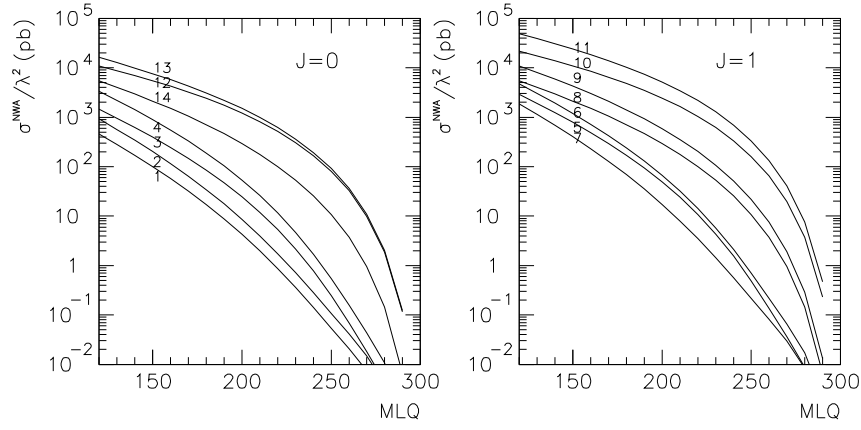


Figura 1.8: Sezione d'urto di produzione dei leptoquark nella NWA, per  $\lambda = 1$  calcolate con le distribuzioni partoniche CTEQ4L. Sono state incluse le correzioni per radiazione di QED e QCD. La corrispondenza tra i numeri in figura ed i leptoquark è:  $1=S_0^L$ ,  $2=S_0^R$ ,  $3=\tilde{S}_0^R$ ,  $4=S_1^L$ ,  $5=V_{1/2}^L$ ,  $6=V_{1/2}^R$ ,  $7=\tilde{V}_{1/2}^L$ ,  $8=V_0^L$ ,  $9=V_0^R$ ,  $10=\tilde{V}_0^R$ ,  $11=V_1^L$ ,  $12=S_{1/2}^L$ ,  $13=S_{1/2}^R$ ,  $14=\tilde{S}_{1/2}^L$ .

leptoquark scalari, decresce con  $y$  - con andamento estremamente diverso - per leptoquark vettoriali e per DIS.

In questo lavoro considererò i leptoquark quale prototipo di risonanza, anche se molte considerazioni sono indipendenti dal tipo di risonanza esaminata.

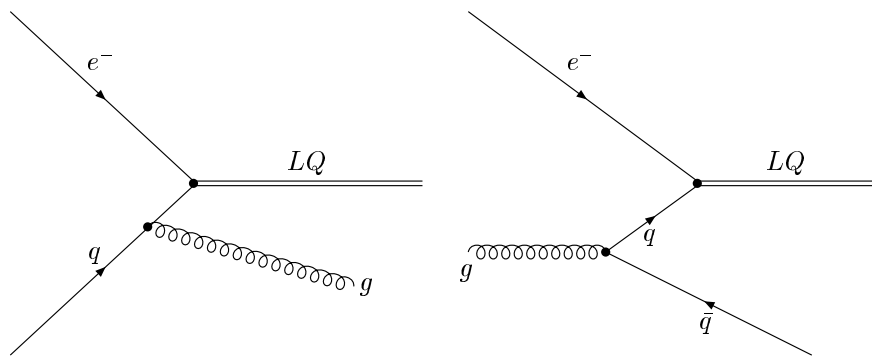


Figura 1.9: Radiazione iniziale di QCD nei processi di produzione di leptoquark.

# Capitolo 2

## Descrizione dell'apparato sperimentale

### 2.1 Il *collider* HERA

HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*) [24], realizzato presso il laboratorio DESY (*Deutsche Elektronen SYNchrotron*) di Amburgo, Germania, è il primo - e sinora unico - *collider* elettrone(positrone<sup>1</sup>)-protone. Il sistema è stato progettato per accelerare gli elettroni a 30 GeV, ed i protoni a 820 GeV. Lo schema dell'acceleratore è mostrato in figura 2.1, ed i suoi parametri di progetto sono riportati in tabella 2.1, insieme con i valori relativi alla presa dati nel periodo 1998-99. Gli esperimenti attivati lungo l'anello sono quattro, due con fasci collidenti (H1, ZEUS), e due con bersaglio fisso (HERA-B, HERMES). Grazie alla sua alta energia nel riferimento del centro di massa HERA ha esteso ampiamente la regione cinematica accessibile nei processi di DIS (fig. 2.2).

La catena di accelerazione dei protoni inizia con un acceleratore lineare da 50 MeV, LINAC III; i protoni vengono poi iniettati nell'anello di accumulazione DESY III che li accelera a 7.5 GeV. Sono necessari 6 cicli di DESY III per riempire l'anello PETRA con 60 pacchetti di protoni; PETRA accelera i protoni a 40 GeV, poi li inietta in HERA. Il procedimento è ripetuto 3 volte così da riempire HERA con 180 pacchetti. Dopo l'accelerazione finale a 920 GeV (820 GeV prima del 1998) la vita media del fascio di protoni è di 300 ore.

Gli elettroni vengono dapprima accelerati da LINAC II ed in seguito iniettati in DESY II ed accelerati a 7 GeV, poi sono trasferiti pacchetto per pacchetto in PETRA ed accelerati a 12 GeV. Sono necessari circa 4.5 cicli di riempimento di PETRA per riempire HERA con 189 pacchetti. La vita media degli elettroni, dopo l'accelerazione finale a 27.52 GeV, è di 15 ore.

---

<sup>1</sup>HERA ed il suo sistema di iniezione sono stati progettati per poter accelerare fasci sia di elettroni che di positroni. Nel resto del paragrafo userò il termine "elettrone" per indicare sia i positroni che gli elettroni.

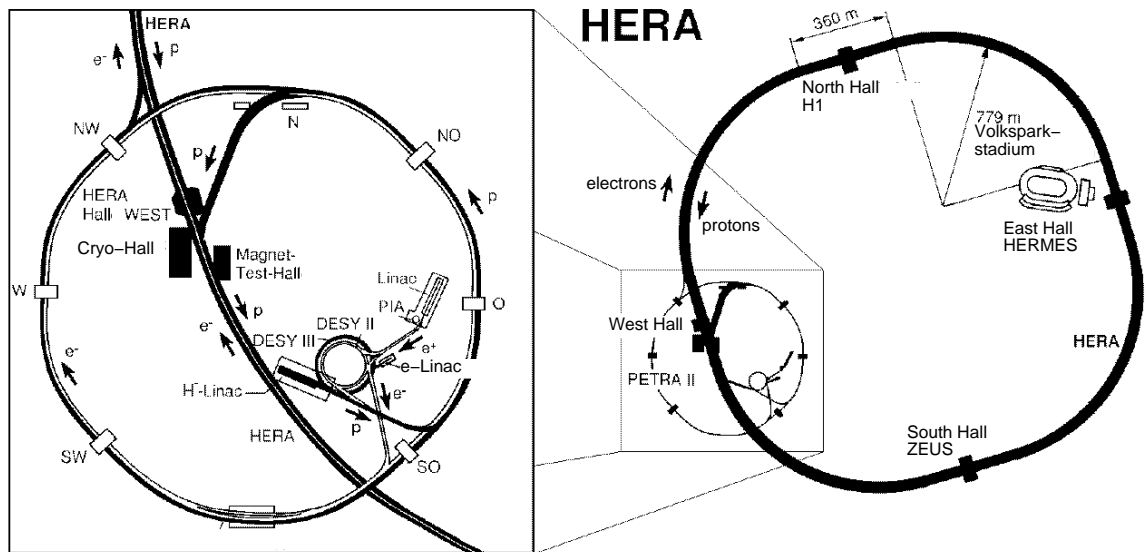


Figura 2.1: Il collider HERA.

Parametri di HERA	Valori di progetto		1998-99	
	elettroni	protoni	elettroni	protoni
Energia (GeV)	30	820	27.52	920
Luminosità di picco ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$1.7 \cdot 10^{31}$		$1.3 \cdot 10^{31}$	
Luminosità integrata ( $\text{pb}^{-1}$ )	-		16.71 (Raccolta da ZEUS)	
Circonferenza (m)	6336		6336	
Campo magnetico (T)	0.165	4.65	0.165	4.65
Energia di iniezione (GeV)	14	40	12	40
Corrente circolante (mA)	58	163	30	80
No. di pacchetti (totali/collidenti)	210/210		189/174	180/174
Intervallo tra due pacchetti (ns)	96		96	
Dimensione $\sigma_x$ del fascio ( $\mu\text{m}$ )	300	270	200	190
Dimensione $\sigma_y$ del fascio ( $\mu\text{m}$ )	60	90	53	50

Tabella 2.1: Parametri di progetto di HERA e condizioni di funzionamento nel 1998-99.



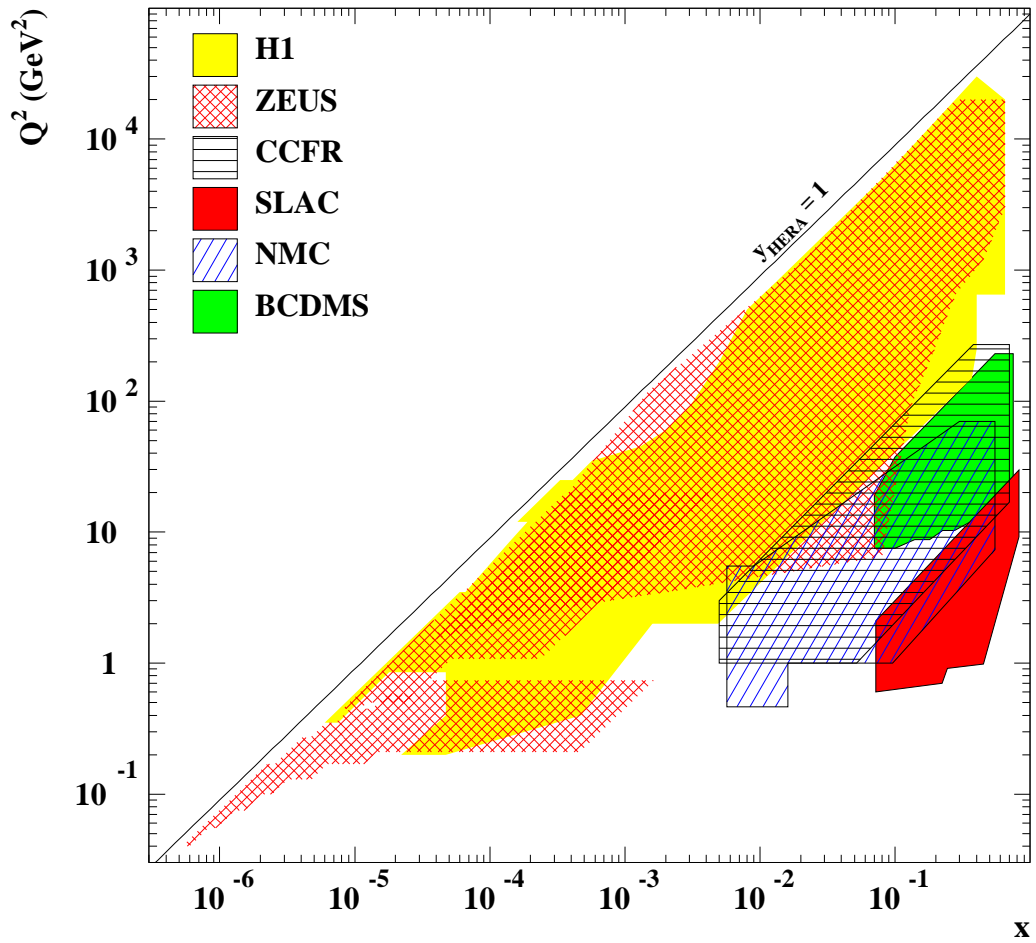


Figura 2.2: La regione cinematica accessibile ai vari esperimenti di alte energie. I due esperimenti ad HERA (H1 e ZEUS) estendono la regione verso alti valori di  $Q^2$  e piccoli valori di  $x$ , rispetto agli esperimenti a bersaglio fisso (CCFR, SLAC, NMC, BCDMS).

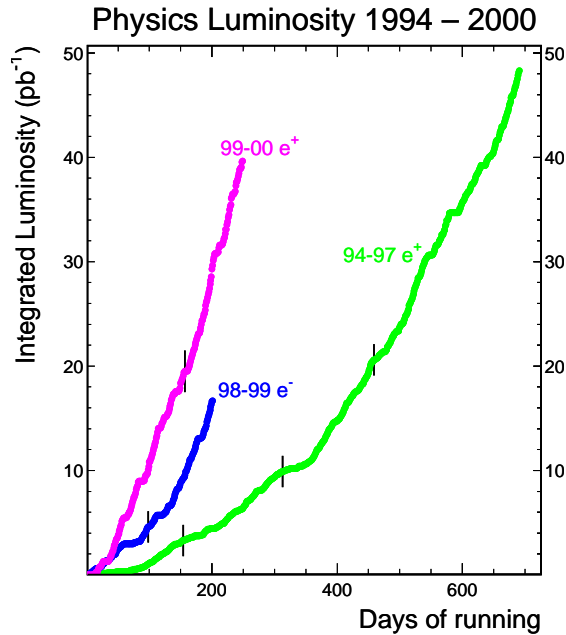


Figura 2.3: Luminosità integrata raccolta da ZEUS nel periodo 1993-2000.

I fasci collidenti sono 174, mentre 6 pacchetti di protoni e 15 di elettroni restano spaiati e sono usati per lo studio del fondo dovuto all'interazione dei due fasci col gas residuo in HERA. Altri pacchetti mancano per entrambi i fasci per studiare il fondo di raggi cosmici.

Una volta iniettati in HERA i due fasci viaggiano in linee separate, l'una sopra l'altra, per la maggior parte dell'anello; solo a circa 60 m dai punti di interazione i fasci sono portati sullo stesso piano orizzontale ed a circa 20 m vengono riuniti in un unico tubo a vuoto. La collisione avviene ad angolo nullo, e la deflessione necessaria per deviare il fascio di elettroni dà origine ad una forte radiazione di sincrotrone in prossimità del punto di collisione. Gli esperimenti sono dunque dotati di un sistema di assorbitori e collimatori.

Nel 1998 ed in parte del 1999 HERA è stato usato per studiare urti  $e^-p$ , con elettroni accelerati a 27.52 GeV e protoni a 920 GeV, quindi con un'energia  $\sqrt{s} = 318$  GeV nel riferimento del centro di massa; questa energia è la stessa che si avrebbe con elettroni da 54 TeV su bersaglio fisso di protoni. La luminosità integrata raccolta da ZEUS è stata  $16.71 \text{ pb}^{-1}$  (figura 2.3).

## 2.2 Il rivelatore ZEUS

ZEUS [25] è uno dei quattro apparati sperimentali installati ad HERA. A causa della asimmetria delle energie dei due fasci, la maggior parte delle particelle prodotte dall'interazione viene emessa nella direzione del fascio di

protoni<sup>2</sup>. Il rivelatore ZEUS è dunque simmetrico rispetto all'asse  $z$  ma non rispetto al piano  $x$ - $y$ . ZEUS (figura 2.4) ha dimensioni  $11.6 \text{ m} \times 10.8 \text{ m} \times 20 \text{ m}$  ( $x, y, z$ ); il peso totale è 3600 tonnellate.

La parte più interna di ZEUS è costituita dal rivelatore centrale di tracce (CTD, *Central Tracking Detector*). Questo è circondato da un magnete superconduttore che crea un campo magnetico di 1.43 T. Rivelatori di tracce in avanti ed indietro forniscono informazioni supplementari per le particelle a piccoli e grandi angoli polari. I rivelatori di tracce sono circondati da un calorimetro all'uranio ad alta risoluzione (UCAL); il calorimetro è suddiviso in tre sezioni: FCAL nella direzione avanti, RCAL nella direzione indietro, e BCAL ai lati. Ad una profondità longitudinale di  $3 X_0$  nel RCAL è installato il separatore adroni-elettroni; questo consiste di diodi al silicio di  $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ , e serve per discriminare gli sciami elettromagnetici da quelli adronici generati da particelle a bassa energia (meno di 5 GeV). Nel 1998 è stato installato il *Forward Plug Calorimeter* (FPC), alloggiato nel foro centrale di  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  del calorimetro in avanti; FPC è un calorimetro al piombo-scintillatore ideato per estendere la copertura dell'angolo solido molto in avanti, fino ad una pseudorapidità<sup>3</sup>  $\eta = 5$ . I calorimetri sono racchiusi dalle camere interne di identificazione dei muoni (FMUI, BMUI e RMUI), posizionate all'interno del giogo. Il giogo, oltre a servire come cammino di ritorno del flusso magnetico del solenoide, funge da assorbitore per il BAC (*Backing Calorimeter*), il quale misura l'energia delle ultime particelle degli sciami adronici. Al di fuori del giogo sono posizionate le camere per muoni esterne (FMUO, BMUO, RMUO). Nella direzione del fascio di elettroni, a  $z = -107 \text{ m}$ , è installato il rivelatore di luminosità LUMI- $\gamma$ , un piccolo calorimetro al piombo-scintillatore che, contando il numero di eventi di bremsstrahlung  $ep \rightarrow ep\gamma$ , permette di misurare la luminosità integrata<sup>4</sup>.

Il breve intervallo di tempo di 96 ns tra due pacchetti successivi corrisponde ad un tasso di interazione di 10 MHz. ZEUS utilizza un sistema di *trigger* a tre livelli, per ridurre questo tasso a pochi Hertz, un valore per cui è possibile la scrittura dei dati su nastro.

### 2.2.1 Il rivelatore centrale di tracce cariche (CTD)

Il CTD [26] (figura 2.5) misura direzione e impulso delle particelle cariche con grande precisione, e stima la perdita di energia  $dE/dx$  utilizzata per l'identificazione della particella. Il CTD è una camera a deriva cilindrica lunga 205 cm, con raggio interno 18.2 cm ed esterno 79.4 cm, in grado di co-

<sup>2</sup>Nel sistema di riferimento di ZEUS, l'origine degli assi è definita dal vertice di interazione, l'asse  $z$  è individuato dalla direzione del fascio di protoni, l'asse  $x$  punta verso il centro di HERA, l'asse  $y$  verso l'alto. La direzione delle  $z$  positive è definita come *avanti* (*forward*), quella delle  $z$  negative è detta *indietro* (*rear*).

<sup>3</sup>La pseudorapidità è definita come  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ , dove  $\theta$  rappresenta l'angolo tra la traiettoria della particella e l'asse  $z$ .

<sup>4</sup>La luminosità integrata  $L$  è definita come integrale temporale della luminosità  $\mathcal{L}$ ,  $L = \int \mathcal{L} dt$ , ed è importante perché lega il numero di eventi alla sezione d'urto:  $N = L\sigma$ .

Overview of the ZEUS Detector  
( longitudinal cut )

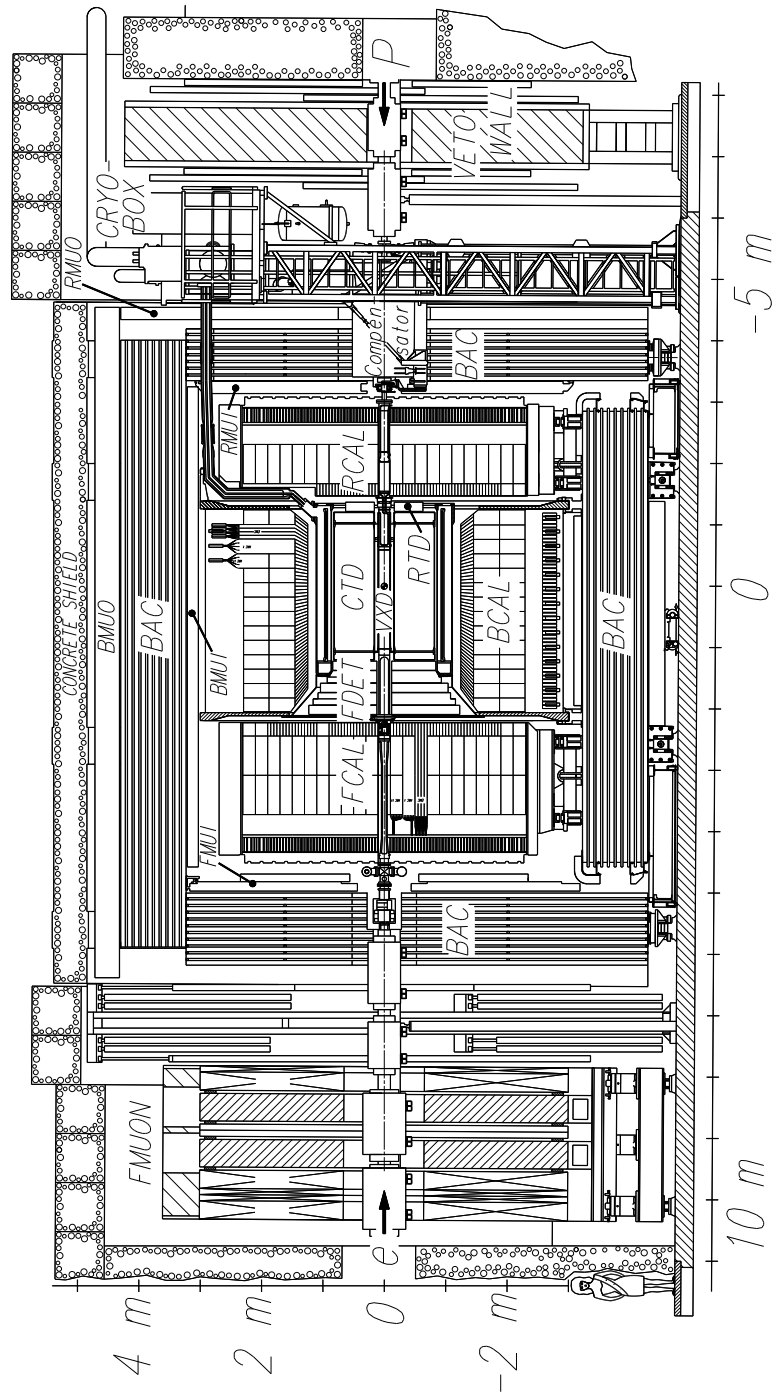


Figura 2.4: Sezione  $y-z$  del rivelatore ZEUS.

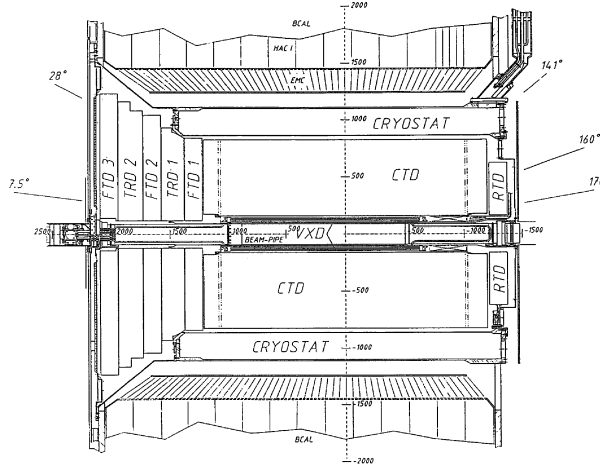


Figura 2.5: Il sistema di rivelatori centrali di tracciamento.

prire la regione  $15^\circ < \theta < 164^\circ$  ( $\theta$  è l'angolo polare). Contiene 24192 fili (4608 per la lettura, gli altri per la generazione del campo elettrico) organizzati in 9 settori cilindrici (*superlayer*). Nei settori dispari i fili sono paralleli all'asse  $z$ , mentre in quelli pari sono ruotati di un piccolo angolo (circa  $\pm 5^\circ$ ) rispetto all'asse, per consentire una buona risoluzione nella misura della coordinata  $z$  del vertice.

Utilizzando una miscela argon/etano (50/50) a pressione atmosferica, ed un campo magnetico di 1.43 T, la risoluzione sull'impulso risulta essere [27]:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 0.005 p(\text{GeV}) \oplus 0.007 \oplus 0.001 \frac{1}{p(\text{GeV})} \quad (2.1)$$

in particolare per l'impulso trasverso vale:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.0058 p_T(\text{GeV}) \oplus 0.0065 \oplus 0.0014 \frac{1}{p_T(\text{GeV})} \quad (2.2)$$

Il simbolo  $\oplus$  indica la somma in quadratura.

### 2.2.2 Il calorimetro ad alta risoluzione (UCAL)

Il calorimetro di ZEUS (fig.2.6), uno dei componenti più importanti per la ricostruzione degli eventi di diffusione  $ep$ , è un calorimetro "compensato" uranio-scintillatore ad alta risoluzione [28], formato da strati di assorbitore alternati a strati di scintillatore plastico. Gli strati di assorbitore sono composti dal 98.4% di  $U^{238}$ , l'1.4% di Nb e meno dello 0.3% di  $U^{235}$ . Gli spessori di uranio e scintillatore sono stati determinati in modo da ottenere la stessa risposta per elettroni ed adroni di uguale energia entro il 2% nell'intervallo  $2 \div 100$  GeV (questa caratteristica è detta "compensazione").

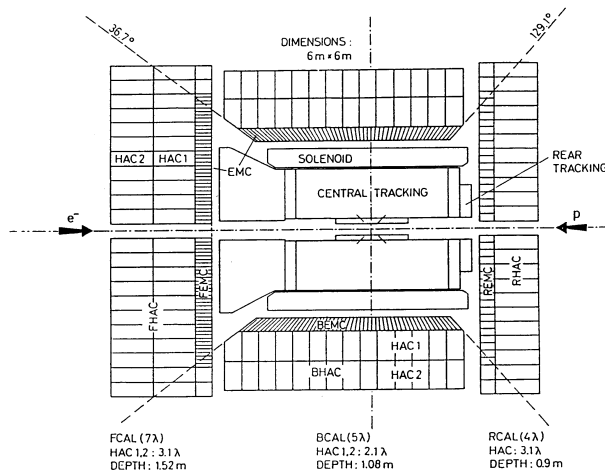


Figura 2.6: Il calorimetro ad alta risoluzione di ZEUS.

Il calorimetro è suddiviso longitudinalmente in una sezione elettromagnetica (EMC) ed una (in RCAL) o due (in BCAL e FCAL) sezioni adroniche (HAC); la sezione elettromagnetica è profonda 25 lunghezze di radiazione  $X_0$ , equivalenti a circa una lunghezza di assorbimento  $\lambda$ , mentre le sezioni adroniche sono profonde  $3.1 \lambda$  in RCAL,  $4.2 \lambda$  in BCAL e  $6.2 \lambda$  in FCAL. L'angolo solido è completamente coperto salvo un foro di  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  al centro di FCAL, ed uno di  $20 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$  in RCAL, necessari per il passaggio dei fasci. Le dimensioni trasversali delle celle che compongono U-CAL sono  $5 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  ( $10 \times 20$ ) nelle sezioni EMC di FCAL e BCAL (RCAL), e  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  in tutte le sezioni HAC. Ogni cella è letta ai lati opposti da due tubi fotomoltiplicatori, accoppiati alla cella da *wavelength shifter*; mentre la somma dei segnali dei due fotomoltiplicatori non dipende dal punto d'impatto, dalla differenza dei segnali si può ricostruire la posizione orizzontale della particella.

La calibrazione del calorimetro utilizza il decadimento  $U_{92}^{238} \rightarrow Th_{90}^{234}$ , che fornisce un segnale di riferimento costante. Utilizzando inoltre un sistema di LED e di iniettori di carica, si raggiunge un'accuratezza circa dell'1%.

Il calorimetro permette di rivelare tanto le particelle cariche quanto le neutre, con una una risoluzione energetica (ricavata da *test* con fasci di elettroni e di pioni)

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.3)$$

per gli elettroni, e

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.4)$$

per gli adroni.

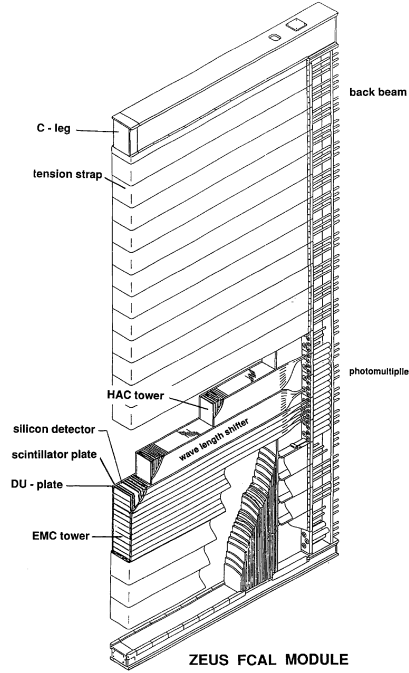


Figura 2.7: Modulo di FCAL.

### 2.2.3 Il rivelatore di Luminosità (LUMI)

Il calcolo della luminosità integrata è un aspetto cruciale per la misura delle sezioni d'urto. Ad HERA la luminosità integrata è misurata da un rivelatore che rivela i fotoni di bremsstrahlung duro generati dal processo di Bethe-Heitler [29]:

$$ep \rightarrow ep\gamma \quad (2.5)$$

La sezione d'urto per tale processo è sufficientemente alta e nota da calcoli teorici con la precisione dello 0.5%.

I fotoni irradiati ad angoli  $\theta_\gamma < 0.5$  mrad, lasciano il fascio attraverso una finestra in rame-berillio a  $z = -92$  m, e sono rivelati dal LUMI- $\gamma$ , un calorimetro elettromagnetico al piombo-scintillatore situato a  $z = -107$  m e protetto dalla radiazione di sincrotrone con un filtro carbone-piombo. La risoluzione energetica di LUMI- $\gamma$  è

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.6)$$

che si riduce a

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{26.5\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.7)$$

a causa del filtro.

## 2.3 Il sistema di *trigger* di ZEUS

I pacchetti di particelle collidenti in ZEUS hanno una spaziatura temporale di 96 ns, che corrisponde ad una frequenza di collisione di 10 MHz. Il tasso totale di interazione, dominato dalle collisioni tra protoni e gas residuo nel tubo a vuoto, è dell'ordine di 10-100 kHz, mentre la frequenza di interazioni *ep* è di pochi Hertz.

Allo scopo di selezionare soltanto gli eventi *ep* ZEUS utilizza un sistema di *trigger* a tre livelli [30] [31], che riduce la frequenza delle interazioni a pochi Hertz, mantenendo contemporaneamente elevata l'efficienza per eventi *ep*.

### 2.3.1 Il primo livello di *trigger*

Scopo del primo livello di *trigger* (*First Level Trigger* - FLT) è di ridurre la frequenza di conteggio a circa 500 Hz, eliminando gran parte del fondo dovuto ad interazioni dei fasci col gas residuo nel tubo a vuoto, alone e raggi cosmici. Il tempo necessario al FLT per prendere una decisione è di 5  $\mu$ s; in questo intervallo di tempo ZEUS è attraversato da 52 pacchetti, ed i dati vengono tutti immagazzinati in una coda in attesa dell'esito della selezione.

Il primo livello di *trigger* fa una selezione di tipo *hardware*; ogni componente ha il suo FLT, che valuta se l'evento è interessante entro 2.5  $\mu$ s dal passaggio del pacchetto. I risultati vengono trasferiti al processore globale (*Global First Level Trigger* - GFLT) che combina le decisioni dei singoli componenti e fornisce una decisione globale sull'evento in 1.9  $\mu$ s. Durante questo tempo i componenti completano l'elaborazione dei dati dell'evento, che passeranno al successivo livello di *trigger* nel caso in cui giunga il segnale di accettazione da parte del GFLT.

Se il tasso di conteggio in ingresso al GFLT è superiore alla sua velocità di elaborazione, gli eventi in eccesso vengono persi.

### 2.3.2 Il secondo livello di *trigger*

Compito del secondo livello di *trigger* (*Second Level Trigger* - SLT) è ridurre il tasso delle interazioni a circa 70 Hz. Il processore globale GSLT (*Global Second Level Trigger*) [32] analizza in parallelo i dati raccolti dai singoli componenti e dal GFLT, ed in base a questi fa la sua selezione.

Nella selezione si utilizzano le informazioni temporali del calorimetro (particelle generate nel punto di interazione giungono contemporaneamente in FCAL e RCAL, mentre eventi avvenuti lontano da questo punto hanno tempi di interazione diversi con le due zone del calorimetro), l'impulso delle tracce, la posizione del vertice, le informazioni dai depositi di energia nel calorimetro.



### 2.3.3 Il terzo livello di *trigger*

Se un evento passa la selezione del GSLT, tutte le componenti passano i loro dati al ricostruttore di eventi, che elabora e trasferisce le variabili al terzo livello di *trigger*, il quale opera la selezione finale. Il TLT (*Third Level Trigger*), un processore di tipo software, classifica e seleziona gli eventi mediante algoritmi dedicati detti filtri, molto vicini alla selezione finale degli eventi *ep*. Gli eventi selezionati, con dimensioni tipiche di 100 kBytes, vengono registrati su nastro per una ricostruzione completa *offline* e per la successiva analisi.



# Capitolo 3

## Simulazione degli eventi

Negli attuali esperimenti di fisica di alte energie, è essenziale la conoscenza dettagliata dei processi fisici e della risposta del rivelatore, la quale include l'accettanza, la risoluzione ed efficienza delle varie componenti dell'apparato, e l'efficienza di *trigger*. Molte di queste quantità non possono essere previste analiticamente, ma hanno bisogno di essere determinate con tecniche di simulazione Monte Carlo (MC). Una simulazione accurata dei processi fisici e della risposta dell'esperimento è indispensabile in ogni analisi per:

- scegliere dei tagli di selezione che permettano di escludere con elevata efficienza il fondo e selezionare la maggior parte degli eventi di interesse;
- calcolare l'accettanza del rivelatore, del *trigger*, e dei tagli di selezione, confrontando il numero di eventi rivelati e selezionati con quello degli eventi originariamente generati;
- determinare la risoluzione delle variabili misurate, dal confronto dei valori ricostruiti con quelli generati;
- verificare la correttezza del modello fisico, confrontando le distribuzioni delle grandezze generate con quelle ricostruite nei dati;
- estrarre dei risultati indipendenti dal modello e dal rivelatore, tali da poter essere confrontati con quelli ottenuti da altri esperimenti;
- stimare le incertezze sistematiche sulle grandezze fisiche calcolate, variando i parametri in ingresso alla simulazione.

Le simulazioni Monte Carlo per l'esperimento ZEUS (come per ogni generico esperimento) consistono di due parti principali: primo, il processo fisico è simulato con un generatore che descrive la dipendenza della sezione d'urto dalla cinematica dell'evento e la topologia dello stato finale; secondo, viene simulata la risposta dell'esperimento (rivelatore più *trigger*) a questo stato finale.

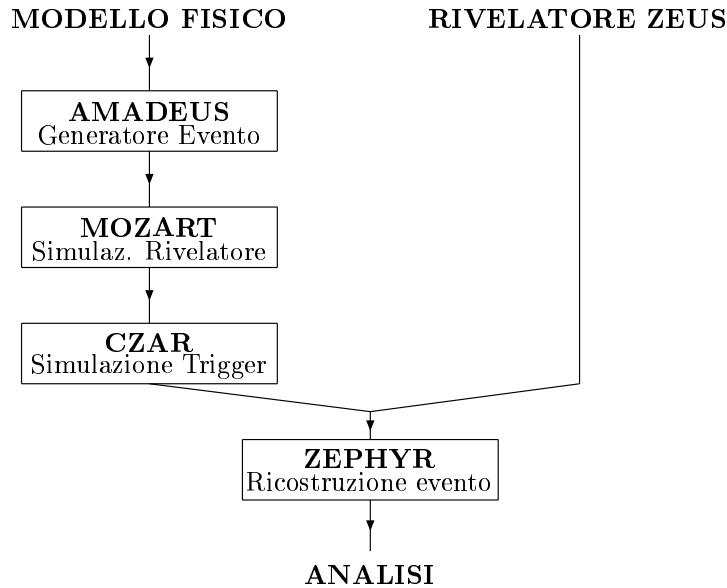


Figura 3.1: La catena Monte Carlo per ZEUS.

### 3.1 La catena Monte Carlo per ZEUS

La catena Monte Carlo per ZEUS simula il comportamento dell'intero apparato sperimentale, a partire dalla interazione *ep* fino alla ricostruzione delle grandezze fisiche. La catena consiste di quattro parti (figura 3.1):

- AMADEUS è un pacchetto che raggruppa i generatori di eventi, sviluppati a partire dai modelli fisici per i diversi tipi di processo. I generatori creano una lista delle particelle prodotte nelle interazioni *ep* e dei relativi quadri-impulsi.
- L'uscita di AMADEUS è usata da MOZART (*MOnte carlo for Zeus Analysis, Reconstruction and Trigger*) per simulare la risposta del rivelatore a quel particolare evento. MOZART è una simulazione completa del rivelatore ZEUS mediante GEANT [34].
- CZAR (*Complete Zgana Analysis Routines*), simula il sistema di *trigger* di ZEUS ed è composto, per motivi storici, da due parti distinte. La prima simula i primi due livelli di *trigger*, la seconda il terzo livello;
- L'uscita di CZAR va in ingresso al programma di ricostruzione ZEPHYR, che viene utilizzato anche per elaborare i dati del rivelatore. Dopo la ricostruzione, i dati sono pronti per essere analizzati.

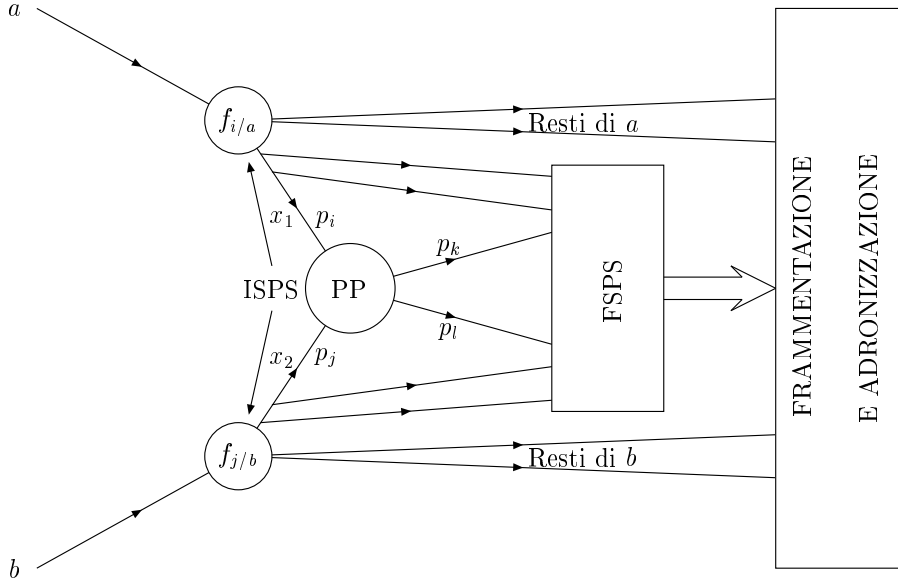


Figura 3.2: Modello generale per la generazione di collisioni  $ab$ .

### 3.2 Modello generale di un generatore

Un generatore Monte Carlo di collisioni tra particelle  $a$  e  $b$  ha la struttura generale riportata in figura 3.2. Il primo passo consiste nella scelta e nella generazione del processo partonico (PP)  $i + j \rightarrow k + l$ . I partoni iniziali  $i$  e  $j$  vengono poi fatti evolvere all'indietro, generando gli sciami partonici iniziali (ISPS). Dall'evoluzione in avanti di questi sciami e dei partoni finali  $k$  e  $l$  si ottengono gli sciami partonici finali (FSPS). Questi sciami finali ed i resti di  $a$  e  $b$  che non hanno partecipato all'interazione, sono poi soggetti a frammentazione e adronizzazione.

La sezione d'urto per un dato canale può essere espressa come convoluzione della sezione d'urto del processo partonico con le densità partoniche delle particelle  $a$  e  $b$ :

$$\sigma_{ij \rightarrow kl} = \int \int \int dx_1 dx_2 dt f_{i/a}(x_1, Q^2) f_{j/b}(x_2, Q^2) \frac{d\sigma_{ij \rightarrow kl}}{dt} \quad (3.1)$$

dove  $f_{i/a}$  ( $f_{j/b}$ ) dà la probabilità di trovare all'interno della particella  $a$  ( $b$ ) un partone  $i$  ( $j$ ) con frazione  $x_1$  ( $x_2$ ) dell'impulso, alla scala  $Q^2$ ;  $t$  rappresenta il quadri-impulso trasferito al quadrato. Per la diffusione profondamente anelastica la particella  $a$  è un elettrone  $e$ , mentre la particella  $b$  è un protone, le variabili  $x_2$  e  $t$  sono semplicemente le variabili di Bjorken  $x$  e  $-Q^2$ , inoltre si può scrivere  $f_{i/e} = \delta_{ie} \delta(x_1 - 1)$ .

## 3.3 Generazione degli eventi di DIS

### 3.3.1 Generatori

La diffusione profondamente anelastica è stata simulata con DJANGO [43]; DJANGO contiene al suo interno il generatore HERACLES [44], ed una interfaccia tra questo ed il generatore LEPTO [45], e permette di generare collisioni *ep* con correzioni radiative elettro-deboli di ordine  $\alpha$ .

HERACLES genera i processi inclusivi  $e^-p \rightarrow e^-X$  considerando il diagramma fondamentale e le correzioni elettro-deboli di ordine  $\alpha$  (ovvero l'emissione iniziale o finale di un quanto elettro-debole e la correzione al vertice). LEPTO invece simula lo stato finale adronico utilizzando i modelli MEPS o ARIADNE.

MEPS (*Matrix Elements - Parton Shower*, ovvero “Elementi di Matrice - Sciami Partonici”) è il metodo di frammentazione standard di LEPTO; utilizza gli elementi di matrice all'ordine  $\alpha_s$  (diagramma fondamentale, emissione iniziale o finale di un gluone, fusione bosone-gluone), e simula gli effetti di QCD di ordine superiore con sciami partonici basati sulle equazioni DGLAP. La regione di validità delle simulazioni Monte Carlo è dunque data da quella delle equazioni stesse.

La simulazione della radiazione di QCD da parte di ARIADNE è basata sul modello del dipolo di colore [47], con l'aggiunta dei processi di fusione bosone-gluone; nel modello del dipolo di colore le coppie di partoni coinvolte nelle collisioni sono trattate come dipoli di colore indipendenti che irradiano altri partoni, i quali si comportano a loro volta come dipoli irradianti partoni, e così via. I quark sono particelle cariche, dunque i dipoli di colore formati da quark si comportano anche come dipoli elettrici che emettono fotoni. Nel DIS il dipolo iniziale è formato dal quark colpito e dai resti del protone; dato che questi resti sono un oggetto esteso, soltanto una frazione di essi partecipa all'emissione, mentre il resto rimane inattivo. Il pregio principale di ARIADNE è che riesce a descrivere bene il numero di *jet* osservati negli esperimenti.

Per ottenere le quantità fisiche finali, si devono infine trasformare i partoni colorati in adroni osservabili. Terminata la fase perturbativa inizia la fase di adronizzazione in cui si originano le particelle finali. I modelli utilizzati sono rappresentazioni fenomenologiche, in cui intervengono parametri ottenuti con procedure di *fit* dei dati sperimentali. Questa fase di adronizzazione diminuisce il potere predittivo del Monte Carlo, ma è necessaria per una buona descrizione dei dati. La frammentazione in DJANGO è ottenuta con il modello a stringhe di Lund [49], mediante il programma JETSET [48].

Il modello a stringhe rappresenta l'interazione tra le coppie quark-anti-

Taglio in $Q^2$	Luminosità integrata ( $\text{pb}^{-1}$ )	No. di eventi generati
$Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$	22.48	179925
$Q^2 > 400 \text{ GeV}^2$	22.65	26705
$Q^2 > 1250 \text{ GeV}^2$	116.1	24983
$Q^2 > 2500 \text{ GeV}^2$	168.8	11987
$Q^2 > 5000 \text{ GeV}^2$	550.5	11973
$Q^2 > 10000 \text{ GeV}^2$	2250.2	11926
$Q^2 > 20000 \text{ GeV}^2$	$13.62 \cdot 10^3$	11579
$Q^2 > 30000 \text{ GeV}^2$	$32.00 \cdot 10^3$	6000
$Q^2 > 40000 \text{ GeV}^2$	$137.7 \cdot 10^3$	5988
$Q^2 > 50000 \text{ GeV}^2$	$322.5 \cdot 10^3$	2999

Tabella 3.1: Lista delle simulazioni Monte Carlo dei processi di DIS generate con DJANGOH ed ARIADNE.

Taglio in $Q^2$	Luminosità integrata ( $\text{pb}^{-1}$ )	No. di eventi generati
$Q^2 > 400 \text{ GeV}^2$	25.28	29826
$Q^2 > 2500 \text{ GeV}^2$	168.46	11961
$Q^2 > 10000 \text{ GeV}^2$	$2.258 \cdot 10^3$	11969

Tabella 3.2: Lista delle simulazioni Monte Carlo dei processi di DIS generate con DJANGOH e MEPS.

quark e tra la coppia quark-diquark (i resti del protone) con una stringa, che unisce le particelle della coppia, con densità di energia dell'ordine di 1 GeV/fm. Quando le particelle si allontanano l'energia potenziale immagazzinata nella stringa cresce, e la stringa può spezzarsi originando una coppia  $q'\bar{q}'$ . Se la massa invariante delle nuove coppie è sufficiente il processo può proseguire; quando le coppie rimaste hanno massa invariante troppo bassa per dare origine a nuovi quark sopravviene la fase di formazione degli adroni ordinari.

### 3.3.2 Campioni generati

Nelle simulazioni qui generate si sono utilizzate le parametrizzazioni CTEQ4D [46] delle densità partoniche; per la radiazione di QCD è stato usato ARIADNE, ma si sono generate anche alcune simulazioni con MEPS per la verifica delle incertezze sistematiche.

Per avere una buona statistica su tutto lo spazio delle fasi sono state generate numerose simulazioni, con luminosità integrata crescente al crescere del  $Q^2$  generato; questo perché la sezione d'urto decresce con  $Q^2$  ed è necessario aumentare notevolmente la luminosità integrata per mantenere alto il numero di eventi. Con ARIADNE sono state generate le 10 simulazioni mostrate in tabella 3.1, mentre con MEPS sono state generate le tre simulazioni di tabella 3.2. Le simulazioni, per poter essere confrontate con i dati, devono essere

$100 < Q^2 < 400$	$400 < Q^2 < 1250$	$1250 < Q^2 < 2500$
$w = 0.736$	$w = 0.366$	$w = 0.103$
$2500 < Q^2 < 5000$	$5000 < Q^2 < 10000$	$10000 < Q^2 < 20000$
$w = 5.01 \cdot 10^{-2}$	$w = 1.88 \cdot 10^{-2}$	$w = 5.28 \cdot 10^{-3}$
$20000 < Q^2 < 30000$	$30000 < Q^2 < 40000$	$40000 < Q^2 < 50000$
$w = 9.87 \cdot 10^{-4}$	$w = 3.39 \cdot 10^{-4}$	$w = 8.87 \cdot 10^{-5}$
$Q^2 > 50000$		
$w = 3.25 \cdot 10^{-5}$		

Tabella 3.3: Pesi per gli eventi di DIS Monte Carlo generati con ARIADNE.  $Q^2$  è dato in  $\text{GeV}^2$ .

pesate in modo che si abbia la stessa luminosità integrata per dati e Monte Carlo in ogni intervallo di  $Q^2$ . Questo si ottiene pesando ogni evento Monte Carlo con un peso legato al suo quadri-impulso scambiato  $Q^2$ :

$$w(Q^2) = \frac{L_{\text{Dati}}}{\sum L_{\text{MC}}} \quad (3.2)$$

Nelle regioni in cui si sovrappongono più simulazioni le loro luminosità integrate vanno sommate e gli eventi hanno minor peso. I pesi ricavati per le dieci simulazioni generate con ARIADNE sono dati in tabella 3.3.

### 3.4 Generazione degli eventi di fotoproduzione

Per la fotoproduzione è stato utilizzato HERWIG 5.9 [50], un programma molto generale che permette di generare una vasta gamma di processi; a differenza di DJANGO, HERWIG calcola per il processo partonico soltanto il diagramma fondamentale, senza correzioni radiative.

La fotoproduzione viene generata attraverso due tipi di processi: i processi diretti e quelli con fotone risolto. Nel primo caso il fotone partecipa direttamente al processo partonico, che sarà quindi del tipo  $\gamma q \rightarrow gq$  o  $\gamma \bar{q} \rightarrow g\bar{q}$  (se il partone proveniente dal protone è un quark) oppure  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$  (se invece il protone emette un gluone). Nel secondo caso il fotone si comporta adronicamente e viene assimilato ad una sorgente di partoni, ed i processi possibili sono:  $qq \rightarrow qq$ ,  $q\bar{q} \rightarrow gg$ ,  $gg \rightarrow gg$ ,  $gg \rightarrow q\bar{q}$ ,  $gq \rightarrow gq$  (più quelli ottenuti sostituendo il quark con un antiquark). Dato che la sezione d'urto diverge a basso impulso trasverso  $P_T$  scambiato, si generano gli eventi a partire da un valore di  $P_T$  minimo. Una volta generato il processo partonico, si generano gli sciami partonici iniziali e finali come spiegato nella descrizione generale. L'adronizzazione viene fatta utilizzando il modello a *cluster* [51].



Massa del LQ (GeV)	140	150	160	170	180	190	200	210
<i>Spin J</i>	0	0	0	0	0	0	0	0
No. eventi di generati	1975	1948	1965	1951	1954	1946	1993	1934
Massa del LQ (GeV)	220	230	240	250	260	270	280	290
<i>Spin J</i>	0	0	0	0	0	0	0	0
No. eventi di generati	1961	1965	1539	1930	1954	1944	1954	1910

Tabella 3.4: Lista delle simulazioni Monte Carlo di leptoquark.

Nel modello a *cluster* ogni gluone originato nello sciame viene fatto decadere in una coppia quark-antiquark (oppure diquark-antidiquark, ma questo secondo canale è più depresso); ogni quark della coppia forma con uno dei quark adiacenti un *cluster* neutro di colore. Se il *cluster* ha una massa elevata, si scinde in *cluster* più leggeri; i *cluster* leggeri decadono in mesoni o barioni, isotropicamente nel sistema di riferimento a riposo del *cluster*.

Il vantaggio di questo modello rispetto a quello delle stringhe di Lund è il minor numero di parametri fenomenologici.

Per il protone si sono utilizzate le densità partoniche CTEQ4D; nei processi con fotone risolto, si sono utilizzate per il fotone le densità partoniche GRV-LO [52]. Il processo partonico è stato generato con  $P_T > 4\text{GeV}$  e  $Q^2 < 4\text{ GeV}$  (per avere un fotone quasi-reale). Dopo la generazione sono stati rigettati gli eventi con  $E_T < 20\text{ GeV}$ , che non sono d'interesse per la nostra analisi. In totale sono stati generati 2703007 eventi ( $136.2\text{ pb}^{-1}$ ) di fotoproduzione diretta, e 3289968 eventi ( $44.47\text{ pb}^{-1}$ ) di fotoproduzione con fotone risolto.

### 3.5 Generazione degli eventi di creazione di leptoquark

Gli eventi di produzione di leptoquark sono stati generati con PYTHIA 6.17 [53]. Questo programma tiene conto della larghezza della risonanza data nell'equazione (1.32), ma include solo il diagramma di canale *s*. Pur non includendo i diagrammi per le correzioni radiative, il programma include la radiazione iniziale e finale generando gli sciami di QED e QCD come descritto nella parte generale. Dato che il leptoquark è una particella con carica di colore, esso può adronizzarsi anche prima di decadere in *eq*; questo effetto è simulato da PYTHIA. La frammentazione è descritta col metodo del *Parton Shower*, mentre l'adronizzazione si basa sul modello di Lund, ed è fatta mediante il programma JETSET.

Per la tesi sono state generate simulazioni Monte Carlo di leptoquark con masse da 140 GeV a 290 GeV, *spin J* = 0, e costante d'accoppiamento  $\lambda = 0.01$ ; la lista dettagliata delle simulazioni è data in tabella 3.4. Le

distribuzioni per i leptoquark vettoriali sono state ottenute a partire dalle simulazioni di leptoquark scalari, semplicemente ripesando gli eventi con un fattore  $3 \cdot (1 - 2y)^2$  (si veda l'equazione (1.35)).

# Capitolo 4

## Selezione degli eventi e ricostruzione delle variabili

Come anticipato nel capitolo 1, l'obiettivo del presente lavoro è evidenziare la presenza nelle collisioni  $e^-p$  di eventi con produzione e decadimento di una risonanza  $R$ :

$$e^-p \rightarrow RX \rightarrow e^-hX \quad (4.1)$$

dove  $h$  è il sistema adronico che deriva dal decadimento della risonanza  $R$ , ed  $X$  contiene i resti del protone e la radiazione di QED e QCD. Esempi di risonanze che possono generare un segnale di questo tipo sono il leptoquark e lo s-quark nel modello supersimmetrico con violazione di  $R$ -parità.

In figura 4.1 si può vedere un evento tipico con alta massa ( $m = 168$  GeV, ricostruita col metodo  $m_3$  descritto più avanti) ed alto quadri-impulso scambiato ( $Q^2 = 21500$  GeV<sup>2</sup> ricostruito col metodo dei due angoli, anche questo descritto nel seguito). L'elettrone è molto deflesso rispetto alla direzione originaria, infatti si trova nel quinto anello di FCAL, sotto il tubo a vuoto ( $\theta = 0.388$  rad); si può distinguere perché il deposito di energia è quasi tutto nella parte elettromagnetica di FCAL. La sua energia è 182 GeV, molto superiore a quella iniziale. Si possono anche vedere due *jet*, uno in FCAL ed uno in BCAL, ed i resti del protone nell'anello più interno di FCAL.

La fonte principale di eventi con tali caratteristiche nel Modello Standard è la diffusione profondamente anelastica a grande  $Q^2$ . L'argomento di questa tesi è quindi la ricerca di risonanze non predette dal Modello Standard, al di sopra del fondo di eventi diffusione completamente anelastica ad alto  $Q^2$ .

### 4.1 Selezione degli eventi

Nel periodo di presa dati 1998-1999 ZEUS ha raccolto circa 24 milioni di eventi nelle collisioni  $e^-p$ . In questa sezione descriverò i criteri di selezione per gli eventi di interesse per l'analisi di ricerca di risonanze ad alta massa.

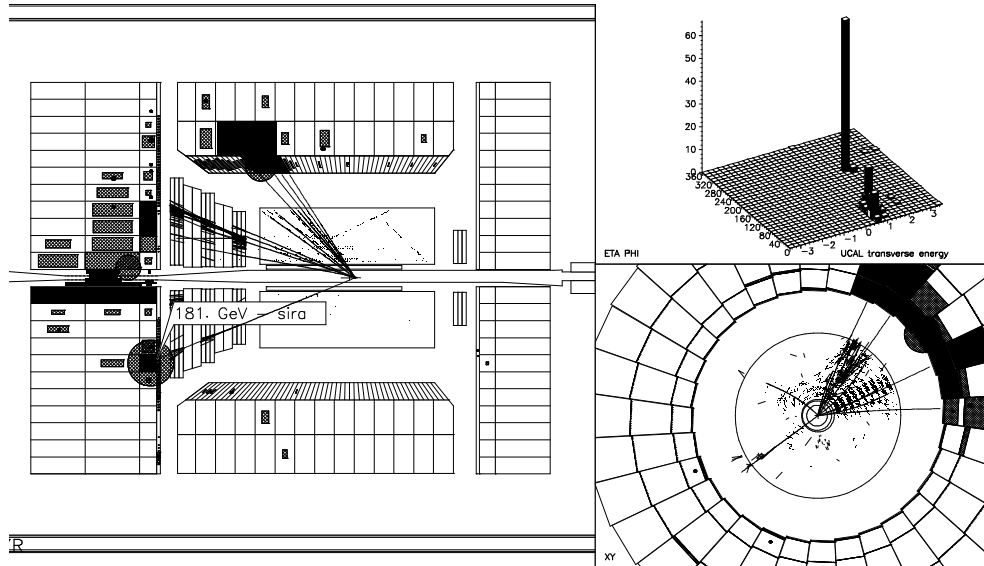


Figura 4.1: Tipico evento ad alto  $Q^2$  rivelato da ZEUS. Nella finestra di sinistra si può vedere la sezione  $z$ - $y$  del calorimetro: la parte sinistra è FCAL, le zone in alto e in basso sono di BCAL, a destra c'è RCAL. All'interno del calorimetro si trova il CTD. Nella finestra in alto a destra si vede il *lego-plot* delle energie nel piano  $\eta$ - $\phi$ . Nella finestra in basso a destra è mostrata una vista del CTD e di parte di BCAL, nel piano  $x$ - $y$  (ortogonale al fascio).

#### 4.1.1 Selezione di *trigger* e per i *Data Summary Tapes*

Una prima selezione degli eventi viene effettuata dai tre livelli di *trigger* e dal filtro per i *Data Summary Tapes* (DST).

La caratteristica degli eventi di interesse è quella di avere un elettrone di alta energia nel BCAL o nel FCAL, ed alta energia trasversa totale  $E_T$ . Al primo livello di *trigger*, quindi, seleziono eventi in cui vi sia un deposito elettromagnetico isolato, nel BCAL o nel FCAL, con energia superiore a 5 GeV, e, nel caso in cui il deposito si trovi in BCAL, chiedo anche che sia ricostruita almeno una traccia nella camera centrale. Seleziono inoltre gli eventi con alta energia trasversa totale  $E_T$  ( $E_T \gtrsim 12$  GeV), e quelli con alta energia nel calorimetro ( $\gtrsim 15$  GeV), richiedendo in particolare alta energia nella regione elettromagnetica ( $\gtrsim 10$  GeV).

Gli eventi selezionati dal primo livello di *trigger* passano al secondo livello per una seconda selezione; a questo livello richiedo che l'energia trasversa totale sia ancora più elevata ( $E_T > 25$  GeV), oppure la presenza di un elettrone isolato e  $E - P_z > 10$  GeV.  $E - P_z$  rappresenta la differenza tra l'energia totale e l'impulso totale nella direzione  $z$ . Come si vedrà poi nell'equazione (4.20), per questa grandezza ci si aspetta un valore circa doppio dell'energia iniziale dell'elettrone, ovvero  $E - P_z \simeq 55$  GeV (figura 4.2).

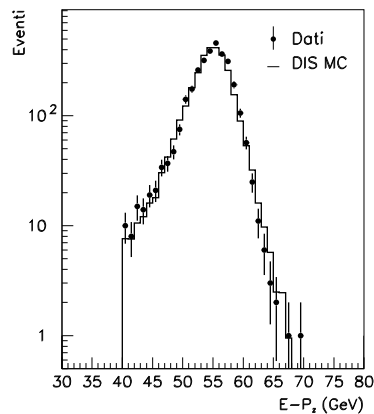


Figura 4.2: Distribuzione di  $E - P_z$  per i dati, dopo la selezione.

Al terzo livello di *trigger* richiedo che gli eventi abbiano una  $E_T > 50$  GeV, oppure un vertice di interazione ricostruito con  $|z_{vtx}| < 60$  cm e distanza dall'asse  $z$  minore di 10 cm. Il vertice di interazione è ottenuto ricostruendo il punto di incontro delle tracce del CTD. Mentre le dimensioni dei pacchetti sono piccole nelle direzioni  $x$  e  $y$ , i pacchetti di protoni sono piuttosto estesi in  $z$ . Per questo motivo gli eventi hanno  $x$  e  $y$  piccole, ma  $z$  anche dell'ordine di qualche decina di centimetri (figura 4.3).

A livello infine dei DST, seleziono tre tipi di eventi:

- Quelli con  $E_T(-FIR) > 35$  GeV ed un vertice con  $-60 \text{ cm} < z_{vtx} < 120$  cm.  
 $E_T(-FIR)$  è l'energia trasversa totale misurata dal calorimetro, escludendo l'anello più interno (*first inner ring*) di FCAL, ovvero una regione di  $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$  centrata sul fascio nella direzione in avanti.
- Gli eventi con  $E_T(-FIR) > 30$  GeV,  $E - P_z > 10$  GeV e coordinata del vertice  $-60 \text{ cm} < z_{vtx} < 120$  cm.
- Gli eventi con  $E_T(-FIR) > 50$  GeV.

Alla fine di questa selezione rimangono 281941 eventi.

### 4.1.2 Selezione *offline*

I tagli applicati ai dati ricostruiti sono i seguenti:

- Considero soltanto i *run* in cui il *trigger*, il calorimetro e la camera a tracce erano perfettamente funzionanti. In totale ho analizzato  $16.52 \text{ pb}^{-1}$  di luminosità integrata.

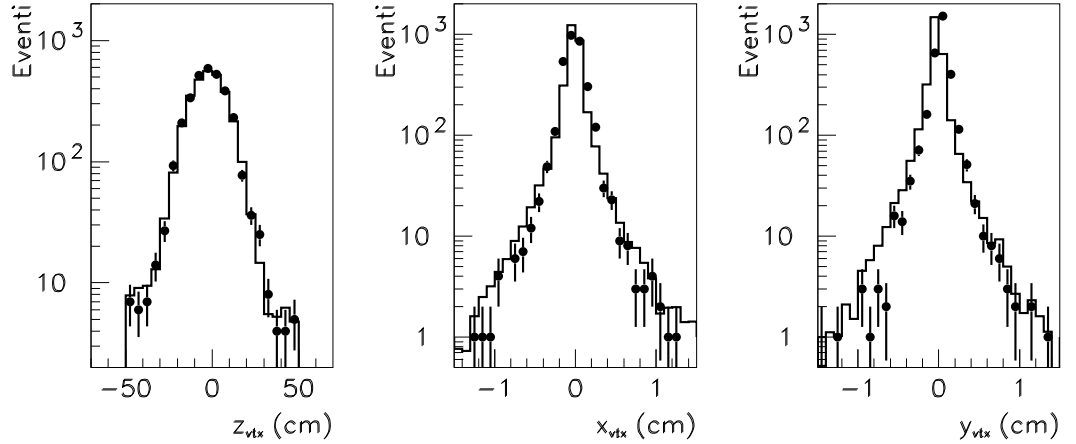


Figura 4.3: Coordinate del vertice, dopo i tagli di selezione.

- Richiedo un deposito elettromagnetico nel calorimetro, compatibile con quello che ci si aspetta per l'elettrone diffuso da studi Monte Carlo. L'algoritmo [35] che riconosce l'elettrone assegna al candidato una probabilità, che vale circa 1 per l'elettrone ed è minore per le altre particelle cariche; richiedo che questa probabilità sia maggiore di  $10^{-3}$ . L'energia dell'elettrone è corretta per i materiali morti presenti prima del calorimetro, per le non-uniformità presenti nelle celle di BCAL e per i canali di lettura morti.
- L'energia dell'elettrone uscente deve essere maggiore di 25 GeV.
- L'elettrone deve essere isolato; questo significa che l'energia non associata all'elettrone, contenuta in un cono di raggio 0.8 nel piano  $\eta$ - $\phi$  centrato sull'elettrone, deve essere minore di 2.5 GeV.
- L'elettrone deve essere contenuto in BCAL o FCAL, esclusa la regione tra le due parti del calorimetro (in cui la scala di energia è nota con precisione peggiore). In definitiva richiedo  $\theta < 0.54$  rad, oppure  $0.63 \text{ rad} < \theta < 2.25$  rad.
- Nel caso in cui l'elettrone abbia  $\theta > 0.3$  rad, e rientri quindi nella regione di accettazione della camera a tracce, richiedo una traccia con impulso  $P > 2$  GeV e che punti al deposito nel calorimetro entro 10 cm.
- Nel caso in cui  $\theta < 0.3$  rad, richiedo una energia trasversa dell'elettrone  $E_T^e > 30$  GeV.

- Il vertice ricostruito per l'interazione deve avere  $|z_{vtx}| < 50$  cm.
- Richiedo che  $E - P_z$  sia compresa tra 40 GeV e 70 GeV.
- L'energia trasversa totale  $E_T$  deve essere maggiore di 60 GeV.
- Il  $Q^2$ , ricostruito col metodo dei due angoli (si veda l'equazione 4.14), deve essere maggiore di 1000 GeV<sup>2</sup>.

Dopo questa selezione rimangono nei dati 3102 eventi. Per una simulazione di leptouark scalare con massa 200 GeV l'efficienza, ovvero il quoziente tra il numero di eventi selezionati e quello degli eventi generati, è risultata essere del 69%.

## 4.2 Ricostruzione delle variabili adroniche e dei *jet*

Una volta selezionati gli eventi, viene ricostruita la parte adronica, quella cioè non associata all'elettrone diffuso. La parte adronica è ricostruita mediante un algoritmo che raggruppa le celle del calorimetro in "isole"; queste isole possono essere associate alle particelle. Le energie delle isole vengono ricostruite mediante il calorimetro, o dall'impulso delle tracce nel caso di particelle cariche con una buona traccia ricostruita nel CTD. Ad ogni isola è assegnato un quadri-impulso  $(E_i, \mathbf{p}_i)$ , e le variabili adroniche  $(E_h, \mathbf{p}_h)$  sono ricostruite come somma dei quadri-impulsi delle isole.

I *jet* sono definiti mediante l'algoritmo  $k_T$  [37]; si parte con dei "proto-*jet*", nel mio caso coincidenti con le isole sopra definite, e per ciascuno si definisce la grandezza

$$d_i = E_{T,i}^2 \quad (4.2)$$

Per ogni coppia di  $i$ - $j$  di proto-*jet* si definisce inoltre

$$d_{ij} = \min(E_{T,i}^2, E_{T,j}^2) [(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2] / R^2 \quad (4.3)$$

dove  $\eta$  è la pseudo-rapidità, definita a partire dall'angolo polare come  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ , e  $\phi$  è l'angolo azimutale. In questo lavoro  $R$  è stato scelto uguale a 1. Si prende poi il minore tra tutti i  $d_{ij}$  ed i  $d_i$ :

$$d_{min} = \min(d_{ij}, d_i) \quad (4.4)$$

se  $d_{min}$  è un  $d_i$ , il proto-*jet* corrispondente è classificato come non aggregabile, quindi è tolto dalla lista dei proto-*jet* ed inserito in quella dei *jet*; se invece  $d_{min}$  è una  $d_{ij}$ , i proto-*jet*  $i$  e  $j$  sono riuniti in un nuovo proto-*jet* con

$$\begin{aligned} E_T &= E_{T,i} + E_{T,j} \\ \eta &= \frac{\eta_i E_{T,i} + \eta_j E_{T,j}}{E_{T,i} + E_{T,j}} \\ \phi &= \frac{\phi_i E_{T,i} + \phi_j E_{T,j}}{E_{T,i} + E_{T,j}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

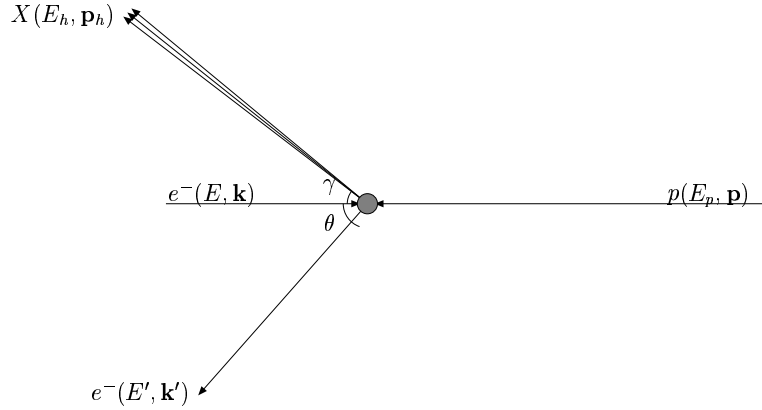


Figura 4.4: Definizione delle quantità fisiche nel DIS.

Il procedimento è ripetuto iterativamente finché tutti i proto-*jet* sono stati aggregati in *jet*.

### 4.3 Ricostruzione delle variabili cinematiche

Una ricostruzione accurata degli invarianti di Lorentz  $x$ ,  $y$  e  $Q^2$  è di importanza fondamentale per la descrizione degli eventi di DIS, in quanto la cinematica di tali eventi è completamente determinata da due delle suddette variabili. ZEUS misura energia ed angolo sia dell'elettrone diffuso che dello stato adronico finale (figura 4.4). Ci sono diversi metodi di combinare queste grandezze per ottenere le variabili cinematiche. In questa sezione sono descritti il metodo dell'elettrone, quello di Jacquet-Blondel e quello dei due angoli; in base ai risultati ottenuti sulle simulazioni Monte Carlo sceglierò il metodo con risoluzione migliore.

#### 4.3.1 Metodo dell'elettrone

Il metodo dell'elettrone è storicamente il metodo usato negli esperimenti a bersaglio fisso; sotto molti punti di vista è il più semplice, poiché richiede la misura del solo elettrone finale. È però molto sensibile alle correzioni radiative di QED, quando cioè l'elettrone entrante emette un fotone riducendo la sua energia iniziale. Un altro limite nella precisione del metodo è dato dalla indeterminazione della scala di energia dell'elettrone, soprattutto nelle regioni di connessione del calorimetro. La risoluzione in  $x$  e  $y$  è buona per  $y$  vicino ad 1, ma peggiora rapidamente al decrescere di questa; tale comportamento limita l'utilizzo del metodo delle variabili elettroniche alla regione  $y > 0.01$ .



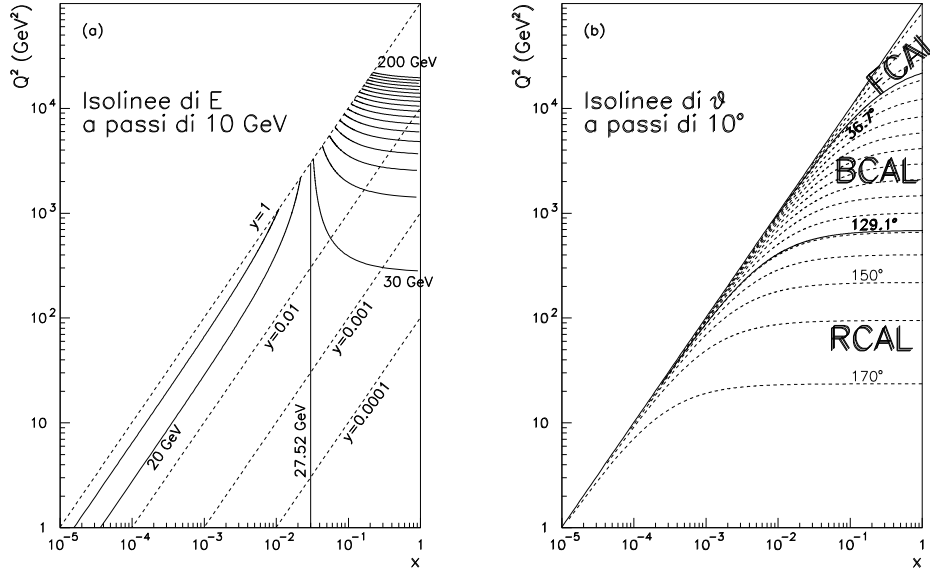


Figura 4.5: Linee di energia costante (a) ed angolo di diffusione costante (b) nel piano  $x$ - $Q^2$ .

Dalla definizione delle variabili cinematiche (1.2) si ottiene immediatamente:

$$\begin{aligned}
 Q_{el}^2 &= 2EE'(1 + \cos \theta) = 4EE' \cos^2 \frac{\theta}{2} \\
 y_{el} &= 1 - \frac{E'}{2E}(1 - \cos \theta) = 1 - \frac{E'}{E} \sin^2 \frac{\theta}{2} \\
 x_{el} &= \frac{Q_{el}^2}{s y_{el}} = \frac{E' \cos^2 \frac{\theta}{2}}{E_p(1 - \frac{E'}{E} \sin^2 \frac{\theta}{2})}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Si noti che vale la relazione

$$Q_{el}^2 = \frac{(p_T^{el})^2}{1 - y_{el}} \tag{4.7}$$

dove  $p_T^{el} = E' \sin \theta$  è l'impulso trasverso dell'elettrone.

In figura 4.5 sono riportate le linee a energia  $E'$  ed angolo  $\theta$  costanti, nel piano  $x$ - $Q^2$ . Basse energie dell'elettrone diffuso danno valori di  $y$  vicini a 1, mentre alte energie  $E'$  corrispondono a grande  $Q^2$ . La risoluzione in  $x$  e  $Q^2$  è generalmente buona nelle regioni dove le isolinee di  $E'$  e  $\theta$  sono fitte, mentre dove le isolinee sono distanti una piccola variazione in  $E'$  o  $\theta$  corrisponde ad un grande spostamento di  $x$  o  $Q^2$ .

L'errore sulle variabili ricostruite è espresso, in funzione dell'incertezza su

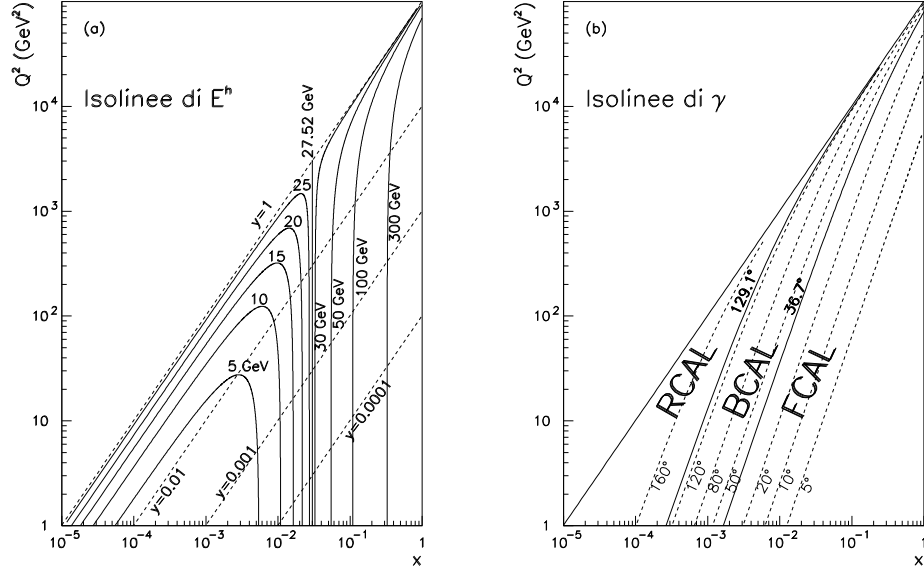


Figura 4.6: Linee di energia adronica costante (a) ed angolo costante (b).

$E'$  e  $\theta$ , da

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta x_{el}}{x_{el}} &= \frac{1}{y} \left( \frac{\Delta E'}{E'} \right) \oplus \left[ -\tan \frac{\theta}{2} + \left( \frac{1}{y} - 1 \right) \cot \frac{\theta}{2} \right] \Delta \theta \\
 \frac{\Delta y_{el}}{y_{el}} &= \left( \frac{1}{y} - 1 \right) \left( \frac{\Delta E'}{E'} \right) \oplus \left( \frac{1}{y} - 1 \right) \cot \frac{\theta}{2} \Delta \theta \\
 \frac{\Delta Q_{el}^2}{Q_{el}^2} &= \left( \frac{\Delta E'}{E'} \right) \oplus \tan \frac{\theta}{2} \Delta \theta
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

### 4.3.2 Il metodo di Jacquet-Blondel

In ZEUS, dato che la copertura dell'angolo solido è pressoché completa, la cinematica può essere ricostruita anche a partire dalle sole variabili adroniche finali. Un metodo di questo tipo è stato sviluppato da Jacquet e Blondel [38]. L'utilizzo di un metodo adronico è indispensabile quando si studiano processi di corrente carica, in cui il leptone non è rivelabile e le uniche variabili disponibili sono quelle adroniche.

Indicando con  $p_z^h$  e  $p_T^h$  gli impulsi longitudinale e trasverso del sistema adronico finale, con  $E_h$  e  $\gamma$  la sua energia ed angolo di deflessione, ed utilizzando la (4.7) e la conservazione dell'impulso trasverso  $p_T^h = p_T^{el}$ , si può ricavare

$$\begin{aligned}
 y_{JB} &= \frac{E_h - p_z^h}{2E} = \frac{E_h}{2E} (1 - \cos \gamma) = \frac{E_h}{E} \sin^2 \frac{\gamma}{2} \\
 Q_{JB}^2 &= \frac{(p_T^h)^2}{1 - y_{JB}} = \frac{E_h^2 \sin^2 \gamma}{1 - y_{JB}} \\
 x_{JB} &= \frac{Q_{JB}^2}{s y_{JB}} = \frac{E_h^2 \sin^2 \gamma}{s y_{JB} (1 - y_{JB})}
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

In figura 4.6 sono mostrate le linee ad energia  $E_h$  ed angolo  $\gamma$  costanti. Rispetto al metodo delle variabili elettroniche, questo dà buoni risultati a  $x$

grande. La risoluzione in  $x$  e  $Q^2$  diverge per  $y \sim 1$ , come si può vedere dalle seguenti espressioni:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta x_{JB}}{x_{JB}} &= \left(\frac{1}{1-y}\right) \left(\frac{\Delta E_h}{E_h}\right) \oplus \left[-\tan \frac{\gamma}{2} + \frac{y}{1-y} \cot \frac{\gamma}{2}\right] \Delta\gamma \\ \frac{\Delta y_{JB}}{y_{JB}} &= \frac{\Delta E_h}{E_h} \oplus \cot \frac{\gamma}{2} \Delta\gamma \\ \frac{\Delta Q_{JB}^2}{Q_{JB}^2} &= \left(\frac{2-y}{1-y}\right) \left(\frac{\Delta E_h}{E_h}\right) \oplus \left[2 \cot \gamma + \frac{y}{1-y} \cot \frac{\gamma}{2}\right] \Delta\gamma\end{aligned}\quad (4.10)$$

Il metodo di Jacquet-Blondel non fa assunzioni sulla struttura interna del protone né sulla topologia dei *jet* nello stato finale, ed è quindi indipendente dalla definizione di *jet*. Vanno però fatte un paio di precisazioni. Prima di tutto nel calcolo degli invarianti sono escluse le particelle che sfuggono nel tubo a vuoto senza interagire con il rivelatore; queste hanno comunque momento trasverso nullo e quindi  $p_{z,j} = E_j$  e non danno contributo nelle (4.9). Inoltre la somma sulle particelle adroniche è ottenuta come somma sui depositi energetici nel calorimetro non associati all'elettrone, quindi risente della incertezza sulla scala d'energia adronica e sulle perdite nei materiali morti. È tuttavia piuttosto insensibile alle correzioni radiative.

### 4.3.3 Metodo dei due angoli

Nel metodo dei due angoli [39],  $x$ ,  $y$  e  $Q^2$  sono ricostruiti usando gli angoli di diffusione di elettrone ( $\theta$ ) e particelle adroniche ( $\gamma$ ); questa scelta è giustificata perché gli angoli sono misurati più accuratamente delle energie, ed il metodo, in prima approssimazione, non dipende dalla calibrazione in energia del calorimetro (variazioni nella scala portano comunque distorsioni nella misura di  $\gamma$ ). Le correzioni radiative sono piccole.

Sostituendo nelle equazioni (4.9)  $\sin \gamma = \frac{p_T^h}{E_h}$  e  $1 - \cos \gamma = \frac{E_h - p_Z^h}{E_h}$ , e svolgendo qualche calcolo, si può ottenere

$$\cos \gamma = \frac{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) - 4E^2 y_{JB}^2}{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) + 4E^2 y_{JB}^2} = \frac{(p_T^h)^2 - (E_h - p_Z^h)^2}{(p_T^h)^2 + (E_h - p_Z^h)^2}\quad (4.11)$$

Nel modello a partoni, trascurando le masse, l'energia del quadri-impulso è espressa da

$$\begin{aligned}xp + E &= E' + E_h \\ xp - E &= E' \cos \theta + E_h \cos \gamma \\ E' \sin \theta &= E_h \sin \gamma\end{aligned}\quad (4.12)$$

L'energia dell'elettrone diffuso  $E'$  può essere ricavata dalle (4.12) in termini degli angoli:

$$E'_{DA} = 2E \frac{\sin \gamma}{\sin \theta + \sin \gamma - \sin(\theta + \gamma)}\quad (4.13)$$

e sostituendo questa espressione nelle (4.6) si ottengono le variabili cine-

matiche in funzione dei soli angoli:

$$\begin{aligned}
Q_{DA}^2 &= 4E^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \theta)}{\sin \theta + \sin \gamma - \sin(\theta + \gamma)} \\
x_{DA} &= \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \theta + \sin \gamma - \sin(\theta + \gamma)} \\
y_{DA} &= \frac{E}{E_p} \frac{\sin \theta + \sin \gamma + \sin(\theta + \gamma)}{\sin \theta + \sin \gamma - \sin(\theta + \gamma)}
\end{aligned} \tag{4.14}$$

L'incertezza sulle variabili ricostruite è espressa da:

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta x_{DA}}{x_{DA}} &= \left( \frac{1}{\sin \gamma} \right) \Delta \gamma \oplus \left( -\frac{y}{\sin \theta} + \frac{y}{2 \cos^2(\theta/2) \tan(\gamma/2)} \right) \Delta \theta \\
\frac{\Delta y_{DA}}{y_{DA}} &= \left( \frac{1-y}{\sin \gamma} \right) \Delta \gamma \oplus \left( \frac{1-y}{\sin \theta} \right) \Delta \theta \\
\frac{\Delta Q_{DA}^2}{Q_{DA}^2} &= \frac{y}{\sin \gamma} \Delta \gamma \oplus \left( -\frac{1}{\sin \theta} + \frac{y}{2 \cos^2(\theta/2) \tan(\gamma/2)} \right) \Delta \theta
\end{aligned} \tag{4.15}$$

Le incertezze divergono per angoli  $\theta$  e  $\gamma$  prossimi a 0 od a  $\pi$ ; è dunque necessaria una buona risoluzione angolare per ottenere risultati corretti a basso  $Q^2$ .

#### 4.3.4 Confronto dei metodi di ricostruzione

In figura 4.7 è riportato il confronto tra le variabili cinematiche  $Q^2$ ,  $x$  e  $y$  vere e quelle ricostruite coi metodi esposti precedentemente. I grafici si riferiscono ad una simulazione Monte Carlo di processi di DIS, a cui sono stati applicati tutti i tagli di selezione. Si vede che in generale esiste una buona correlazione tra le variabili al livello del generatore e quelle ricostruite col metodo dei due angoli su tutta la regione cinematica considerata. Lo stesso non si può dire per il metodo delle variabili elettroniche ed il metodo di Jacquet-Blondel. Il metodo delle variabili elettroniche ricostruisce in modo corretto  $Q^2$  su tutto l'intervallo e  $y$  solo quando è maggiore di 0.5; la ricostruzione della  $x$  è invece scarsa ovunque. Il metodo di Jacquet-Blondel ricostruisce in modo abbastanza corretto  $x$  e  $y$  (anche se con dispersione maggiore rispetto al metodo dei due angoli), ma non  $Q^2$ . In definitiva il metodo che dà la migliore ricostruzione delle variabili cinematiche è quello dei due angoli, per l'indipendenza del metodo dalle scale di energia del calorimetro. Nel seguito, per la ricostruzione delle variabili cinematiche, sarà dunque questo il metodo utilizzato.

### 4.4 Ricostruzione della massa

I metodi di ricostruzione della massa hanno lo scopo di misurare la massa invariante del sistema  $e^-h$ ; in questo lavoro prenderò in esame il metodo della massa invariante  $m_{ej}$ , il metodo dei due angoli  $m_{DA}$ , il metodo  $m_3$ .

#### 4.4.1 Metodo della massa invariante

Se indico con  $p_h^\mu \equiv (E_h, \mathbf{p}_h)$  il quadri-impulso del sistema adronico  $h$ , considerato a massa nulla, e con  $k'^\mu \equiv (E', \mathbf{k}')$  quello dell'elettrone uscente, la

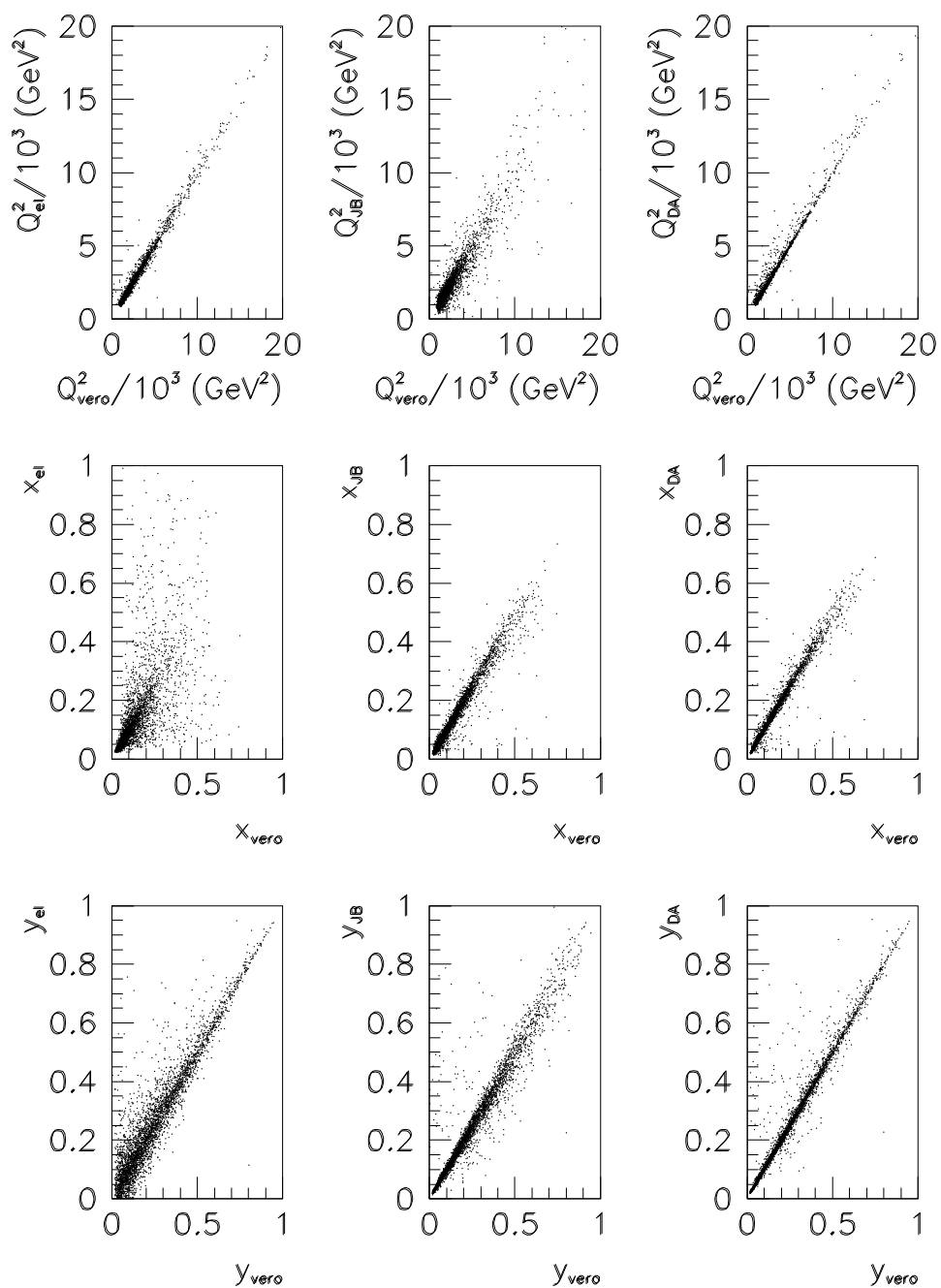


Figura 4.7: Confronto tra le variabili cinematiche vere e quelle ricostruite. Il confronto è stato fatto su una simulazione Monte Carlo di eventi di DIS, dopo l'applicazione dei tagli di selezione.

massa invariante del sistema  $e^-h$  sarà semplicemente data dal quadrato del suo quadri-impulso  $k'^{\mu} + p_h^{\mu}$ :

$$\begin{aligned} m_{ej} &= (k' + p_h)^2 = 2k' \cdot p_h = \\ &= 2(E' E_h - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{p}_h) = 2E' E_h \left(1 - \frac{\mathbf{k}' \cdot \mathbf{p}_h}{|\mathbf{k}'| |\mathbf{p}_h|}\right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Allo scopo di escludere dal calcolo il sistema  $X$ , considero come sistema adronico il solo *jet* ad energia trasversa maggiore.

#### 4.4.2 Metodo dei due angoli

La massa invariante del sistema  $e^-h$  uscente è uguale a quella del sistema  $eq$  entrante, dunque, indicando con  $q^{\mu} \simeq xp^{\mu}$  il quadri-impulso del quark colpito  $q$ ,

$$\begin{aligned} m_{eh} &= (k' + p_h)^2 = (k + q)^2 = (k + xp)^2 = \\ &= 2x k \cdot p = xs \end{aligned} \quad (4.17)$$

Nella (4.17) ho sfruttato il fatto che le masse di elettrone e quark sono trascurabili, e che  $s = (k + p)^2 = 2k \cdot p$ . Se si calcola  $x$  col metodo dei due angoli, la massa invariante risulta essere:

$$m_{DA} = \sqrt{x_{DA} s} \quad (4.18)$$

Nel calcolo di  $m_{DA}$  ho assunto che non ci sia radiazione iniziale di QED né di QCD, e che il quark entrante non porti impulso trasverso.

#### 4.4.3 Metodo $m_3$

La conservazione del quadri-impulso richiede che il sistema  $e^-h$  uscente abbia lo stesso quadri-impulso del sistema  $eq$  entrante. Dati i quadri-impulsi entranti  $k^{\mu} \equiv (E, 0, 0, -E)$  e  $q^{\mu} \simeq (x E_p, 0, 0, x E_p)$ , la legge di conservazione implica

$$\begin{aligned} E^{eh} &= (k + q)^0 \simeq E + x E_p \\ p_x^{eh} &\simeq p_y^{eh} \simeq 0 \\ p_z^{eh} &= (k + q)^3 \simeq -E + x E_p \end{aligned} \quad (4.19)$$

da queste equazioni si può derivare una ulteriore relazione, utile nel seguito:

$$(E^{eh} - p_z^{eh}) \simeq 2E \quad (4.20)$$

La massa invariante della risonanza si può esprimere come

$$\begin{aligned} m_{eh}^2 &= (E^{eh})^2 - (\mathbf{p}^{eh})^2 = (E^{eh})^2 - (p_z^{eh})^2 = \\ &= (E^{eh} - p_z^{eh})(E^{eh} + p_z^{eh}) = 2E(E^{eh} + p_z^{eh}) \end{aligned} \quad (4.21)$$

da cui si ricava

$$m_3 = \sqrt{2E(E^{eh} + p_z^{eh})} \quad (4.22)$$

La risoluzione di questo metodo risulta buona perché sfrutta la legge della conservazione del quadri-impulso.

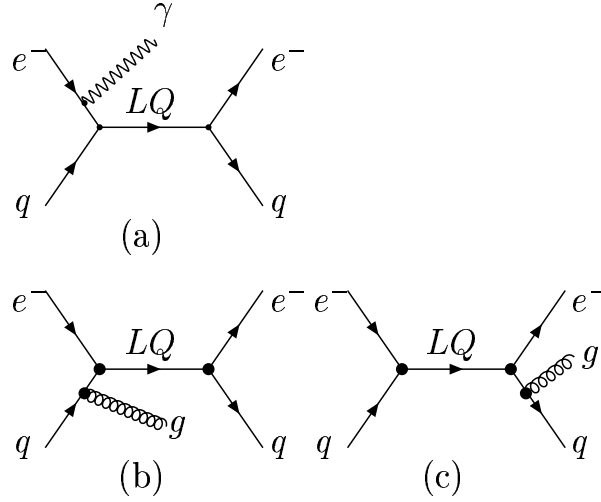


Figura 4.8: Radiazione iniziale di QED (a), radiazione iniziale di QCD (b) e radiazione finale di QCD (c).

#### 4.4.4 Confronto dei metodi di ricostruzione

I tre metodi appena descritti sono stati applicati a delle simulazioni Monte Carlo di leptoquark (generate come descritto nel capitolo 3, con costante di accoppiamento  $\lambda = 0.01$ ), processi in cui la massa del sistema elettrone-*jet* è ben determinata; in particolare ho esaminato eventi con massa  $m_{LQ}$  tra 140 GeV e 290 GeV, con passo di 10 GeV tra una simulazione e l'altra.

Per l'accoppiamento considerato, la larghezza della risonanza nella NWA, data dalla (1.32), è dell'ordine del keV. Tale larghezza è assolutamente trascurabile rispetto alla risoluzione dei metodi di ricostruzione, la quale è dovuta, tra le altre cause, all'irraggiamento di fotoni e gluoni (fig. 4.8). Il diagramma di radiazione finale di QED non è considerato perché il deposito energetico del fotone nel calorimetro non viene distinto da quello dell'elettrone, dunque non è necessario applicare correzioni.

Il diverso comportamento dei tre metodi di ricostruzione della massa descritti è mostrato in figura 4.9. Il primo grafico mostra la massa generata da PYHTIA per un valore nominale  $m_{LQ} = 200$  GeV, mentre nei grafici successivi è riportata la massa ricostruita rispettivamente con i metodi  $m_{ej}$ ,  $m_{DA}$  e  $m_3$ . Sovrapposti ai grafici sono scritti il valore medio della distribuzione e la sua larghezza, che sono definite come:

$$\begin{aligned} \langle m_{ric.} \rangle &= \sum_{i=1}^N (m_{ric.})_i \\ rms^2 &= \sum_{i=1}^N [(m_{ric.})_i - \langle m_{ric.} \rangle]^2 \end{aligned} \quad (4.23)$$

$(m_{ric.})_i$  indica genericamente la massa ricostruita con uno dei tre metodi per l' $i$ -esimo degli  $N$  eventi generati,

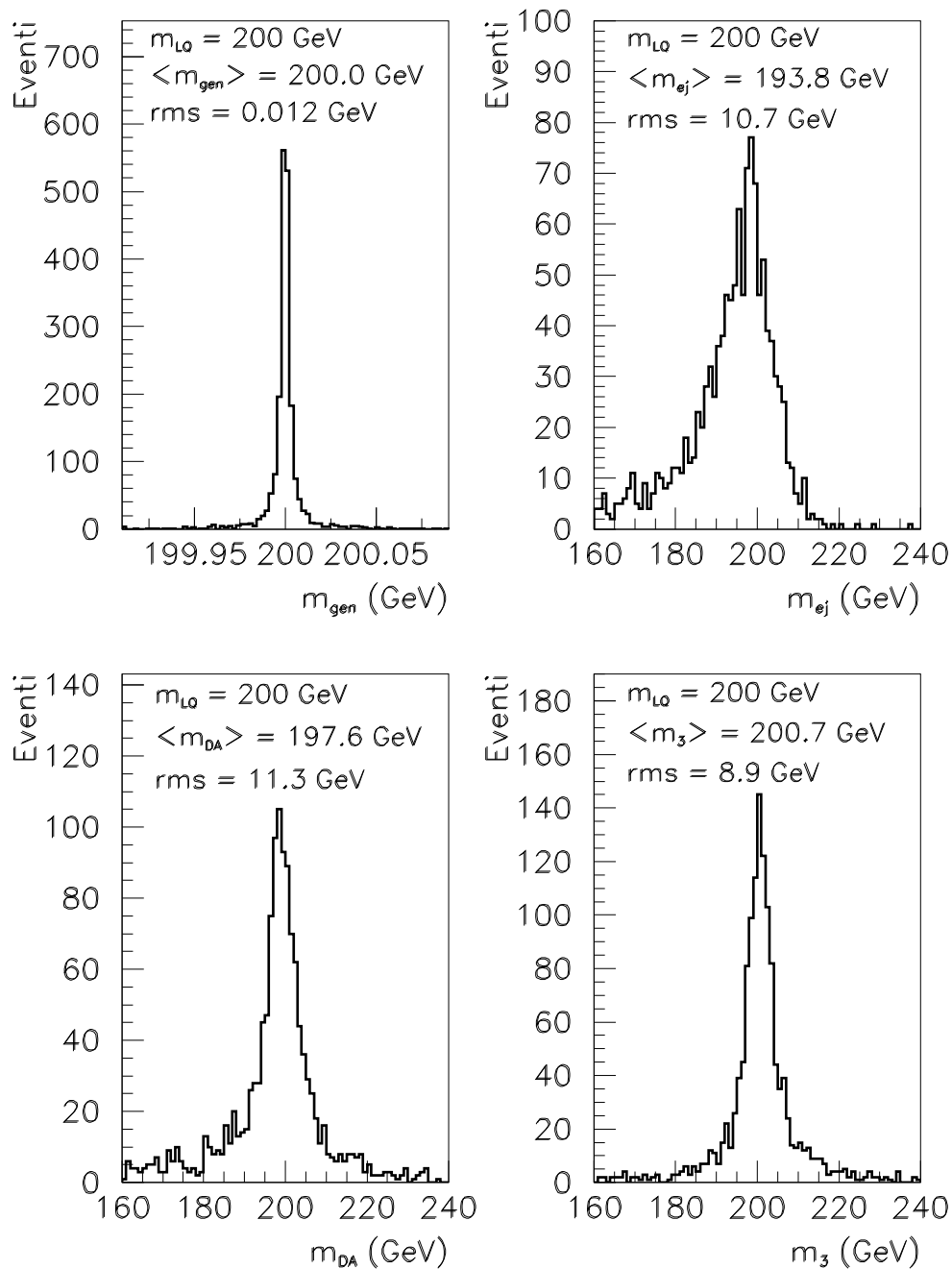


Figura 4.9: Ricostruzione della massa per  $m_{LQ} = 200$  GeV; sono indicati il valore medio e la larghezza della distribuzione.



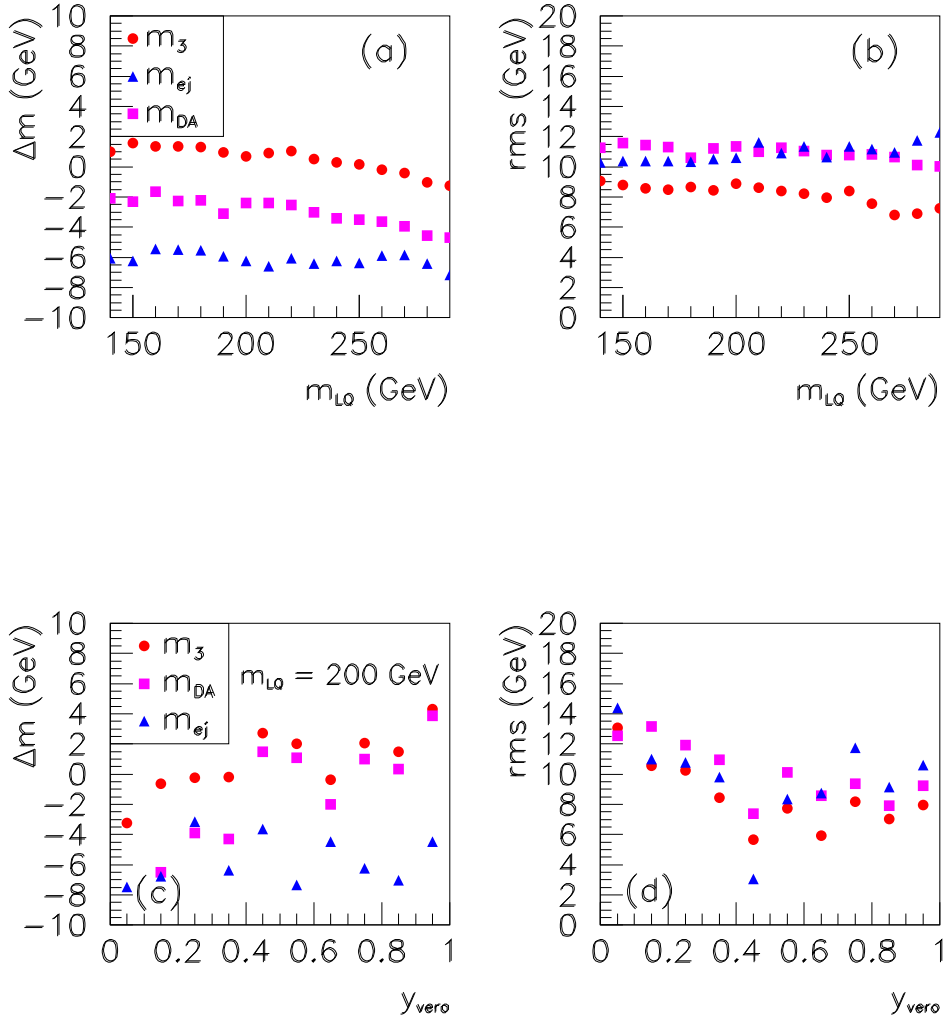


Figura 4.10: Confronto tra i metodi di ricostruzione della massa per simulazioni Monte Carlo di leptoquark. In (a) e (c) si vede la differenza tra massa ricostruita media e massa vera:  $\Delta m = \langle m_{ric.} \rangle - m_{LQ}$ ; in (b) e (d) la larghezza delle distribuzioni di massa. (a) e (b) sono mostrati in funzione della massa vera del leptoquark; (c) e (d) in funzione di  $y_{vero}$ , con massa del leptoquark  $m_{LQ} = 200$  GeV.

Il metodo  $m_{ej}$  è insensibile agli effetti di radiazione iniziale di QCD, in quanto seleziona il *jet* ad  $E_T$  più alta. Tuttavia presenta una coda negativa dovuta alla radiazione di QCD finale, la quale viene tagliata perché non sono stati considerati tutti i *jet*. Il metodo dei due angoli presenta una coda positiva dovuta alla radiazione iniziale di QCD. Entrambi i metodi risentono inoltre della radiazione iniziale di QED.

Il metodo  $m_3$  è invece più insensibile alle correzioni di radiazione iniziale di QED grazie all'imposizione implicita  $E^{eh} - p_z^{eh} \simeq 2E$ .

Per ogni valore di massa ho determinato la distribuzione della massa ricostruita, da cui ho calcolato la differenza tra valore medio e valore vero (fig. 4.10a) e la larghezza della distribuzione (fig. 4.10b); le due grandezze sono risultate essere piuttosto indipendenti dalla massa. Nelle figure 4.10c e 4.10d si sono calcolate le medesime grandezze in funzione della variabile  $y$  generata, per leptoquark di massa 200 GeV; sia  $|\Delta m|$  che  $rms$  decrescono debolmente al crescere di  $y$ . I metodi  $m_{DA}$  ed  $m_3$  danno uno scostamento dal valor medio simile, ma a vantaggio del metodo  $m_3$  va la minor larghezza della distribuzione. Nel seguito della tesi userò dunque quest'ultimo.

# Capitolo 5

## Confronto dei dati con le simulazioni Monte Carlo

### 5.1 Introduzione

In questo lavoro ho esaminato  $16.54 \text{ pb}^{-1}$  di collisioni  $e^-p$ ; dopo la selezione gli eventi rimasti sono stati confrontati con una simulazione Monte Carlo di processi di DIS ad alto quadri-impulso trasferito  $Q^2$ .

Gli eventi di Monte Carlo sono stati generati con diversi valori di  $Q^2$ , come mostrato in tabella 3.1; i vari campioni sono stati combinati e normalizzati alla luminosità integrata dei dati. Dopo i tagli di selezione ed il ripesamento sono rimasti 3102 eventi nei dati e 3018 nel Monte Carlo.

### 5.2 Grafici di controllo

Numerose distribuzioni di grandezze fisiche sono state confrontate per i due campioni. In figura 5.1 sono riportate le grandezze relative all'elettrone diffuso: l'energia  $E_e$  ricostruita dal calorimetro, l'angolo  $\theta_e$  tra la direzione di moto e l'asse  $z$ , l'impulso  $P_e$  della traccia nel CTD, la distanza minima  $DCA$  (*Distance of Closest Approach*) tra la traccia nel CTD ed il deposito nel calorimetro.

Per l'energia l'accordo è molto buono: il picco in particolare è descritto bene; si notano inoltre nei dati due eventi con energia superiore a 250 GeV. Gli eventi con  $E_e$  minore di 25 GeV sono esclusi dai tagli di selezione.

Anche la distribuzione angolare è descritta bene; i tagli di selezione rimuovono gli eventi con elettroni a grande angolo (rivelati in RCAL), e quelli con elettroni nella regione di connessione tra BCAL e FCAL ( $\theta \approx 0.6$  rad). Mentre l'impulso mostra in generale un buon accordo tra dati e simulazioni, si può notare una forma lievemente differente delle distribuzioni della  $DCA$ .

Nella figura 5.2 si confrontano le distribuzioni per l'energia trasversa totale  $E_T$ , gli impulsi trasversi di elettrone ( $P_T^e$ ) e *jet* ( $P_T^j$ ), il rapporto  $P_T^e/P_T^j$ ,

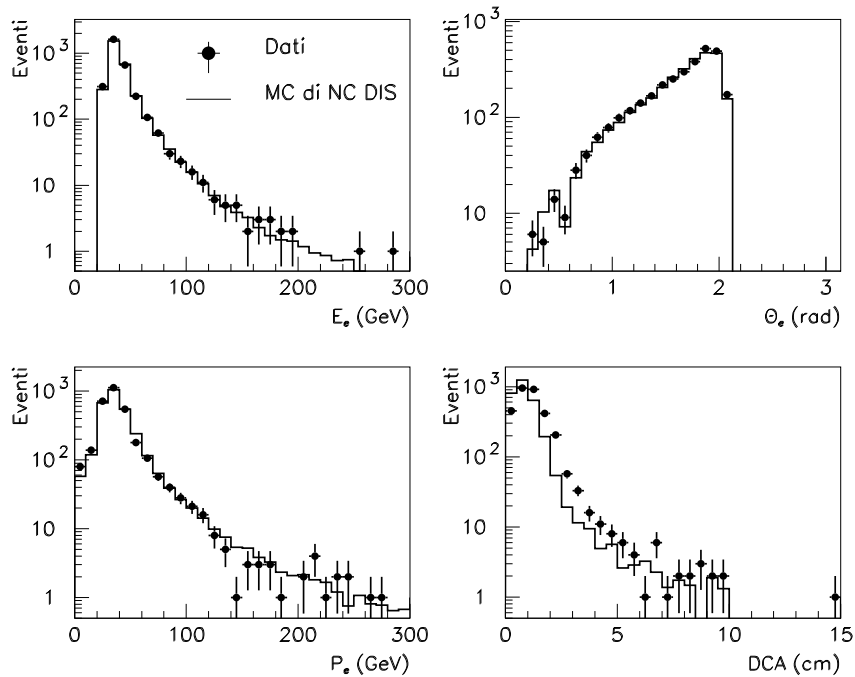


Figura 5.1: Confronto tra alcune variabili dell'elettrone nei dati e nelle simulazioni di NC DIS. I dati sono mostrati con l'errore statistico.

l'impulso trasverso mancante  $\cancel{P}_T$ , e la differenza totale  $E - P_z$  tra l'energia e l'impulso nella direzione  $z$ .

Nella distribuzione dell'energia trasversa il numero di eventi decresce rapidamente all'aumentare di  $E_T$ , ed una minima variazione nella scala di energia può alterare notevolmente il numero di eventi che superano il taglio  $E_T > 60$  GeV: è quindi fondamentale una buona calibrazione del calorimetro per poter confrontare le simulazioni con i dati.

Nelle collisioni  $ep$  che avvengono in ZEUS l'impulso delle particelle interagenti è diretto lungo l'asse  $z$ ; ci si aspetta quindi che per lo stato finale la somma degli impulsi trasversi sia nulla. In altri termini il quoziente  $P_T^e/P_T^j$  dovrebbe essere circa 1, e l'impulso trasverso  $\cancel{P}_T$  piccolo (per gli eventi di corrente carica, in cui il neutrino non è rivelato, si avrebbe invece un  $\cancel{P}_T$  diverso da zero). Le distribuzioni degli impulsi  $P_T^e$  e  $P_T^j$  sono descritte piuttosto bene dalle simulazioni, mentre nel loro quoziente si notano delle discrepanze, già evidenziate in una analisi preliminare presentata dalla collaborazione [40]. In modo analogo, anche le distribuzioni per l'impulso trasverso  $\cancel{P}_T$  mostrano delle discrepanze.

La grandezza  $E - P_z$  è compresa nell'intervallo, imposto dalla selezione,  $40 \div 70$  GeV; come previsto dalla equazione (4.20) la distribuzione è centrata attorno al valore  $2E = 55$  GeV; la larghezza del picco è dovuta alla risoluzione del calorimetro, mentre la coda negativa è dovuta agli eventi in cui l'elettrone

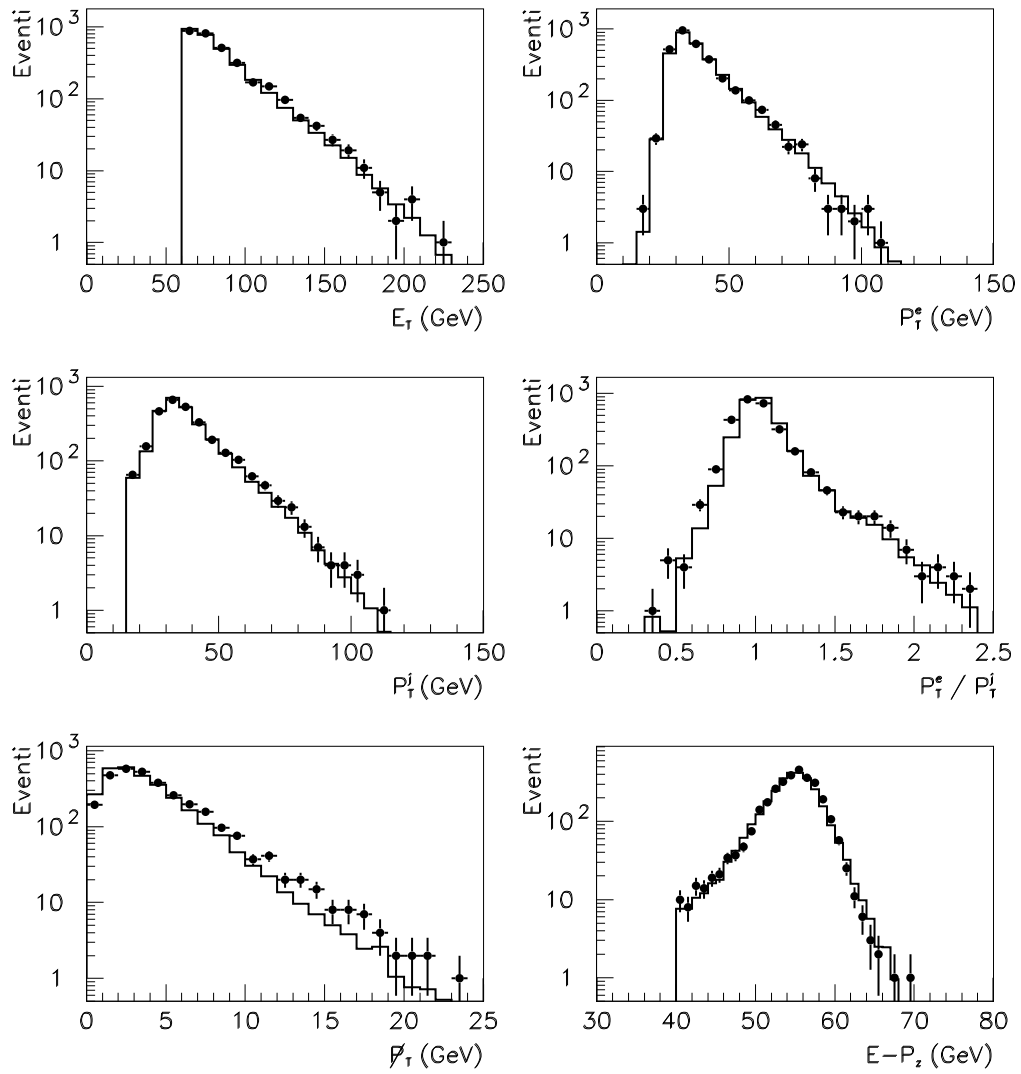


Figura 5.2: Confronto tra distribuzioni di grandezze fisiche nei dati e nelle simulazioni di NC DIS.

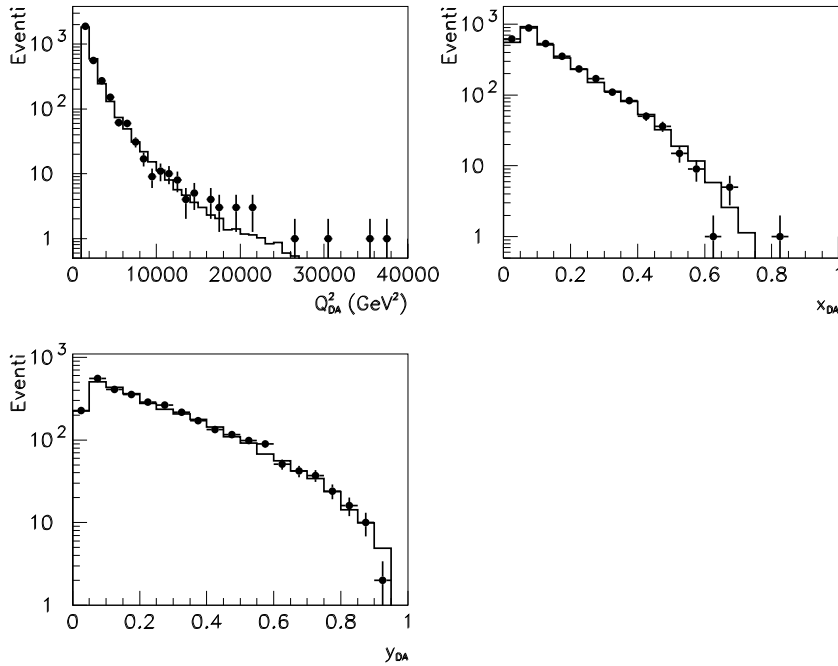


Figura 5.3: Confronto delle distribuzioni delle variabili cinematiche per i dati e le simulazioni di processi di NC DIS.

iniziale emette un fotone.

La figura 5.3 mostra il confronto per le variabili cinematiche ricostruite col metodo dei due angoli. In questo caso c'è una sovrapposizione quasi perfetta tra dati e simulazione. Si vedono quattro eventi con  $Q^2$  superiore a  $25000 \text{ GeV}^2$ , ed alcuni eventi con  $x$  (quindi massa) molto grande.

Dai grafici di controllo risulta che le simulazioni Monte Carlo dei fenomeni di diffusione profondamente anelastica danno una descrizione consistente dei dati, per cui posso proseguire nell'analisi e verificare se esistano delle deviazioni dei dati rispetto alle simulazioni nella regione a grande massa invariante (od equivalentemente grande  $x$ ).

### 5.3 Distribuzioni di massa

Nella figura 5.4 è mostrata ( $\bullet$ ) la distribuzione nel piano  $x_{DA}$ - $y_{DA}$  degli eventi selezionati. La maggior parte degli eventi è concentrata nella regione di piccoli  $x$  e  $y$ , come previsto dalla (1.36) per processi di diffusione profondamente anelastica, anche se è presente un certo numero di eventi ad alta massa invariante e ad alto  $Q^2$ . Per i leptoquark invece ( $\star$ ) ci si aspetterebbe una  $x$  costante, fissata dalla massa della risonanza, ed una distribuzione in  $y$  più uniforme. L'evento con massa invariante più alta ( $m_3 = 276 \text{ GeV}$ ) è

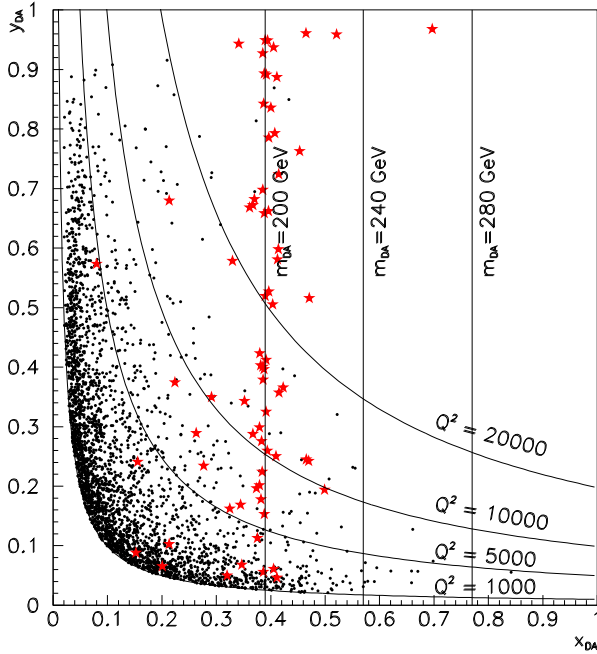


Figura 5.4: *Scatter plot* di  $y_{DA}$  in funzione di  $x_{DA}$  per gli eventi selezionati nei dati ( $\bullet$ ). Per confronto, sono riportati 100 eventi di simulazione di leptouark scalari ( $\star$ ) con massa 200 GeV.

mostrato in figura 5.5, mentre in figura 5.6 si può vedere uno degli eventi con quadri-impulso scambiato più alto.

Le distribuzioni della massa ricostruita (per gli eventi selezionati) coi metodi descritti nella sezione 4.4 sono riportate nella figura 5.7; a sinistra si può vedere, in scala logaritmica, la distribuzione su tutto l'intervallo coperto da HERA ( $m \in (0, \sqrt{s} = 318 \text{ GeV})$ ), mentre a destra è stato fatto un'ingrandimento, in scala lineare, della regione ad alta massa. Sia il numero di eventi (tabella 5.1), sia la forma delle distribuzioni, sono molto simili per i dati e le simulazioni.

Come verifica che gli eventi ad alta massa siano effettivamente di diffusione profondamente anelastica e non siano invece da addurre ad altri processi, ho analizzato alcune distribuzioni col taglio  $m_3 > 200 \text{ GeV}$  (fig. 5.8). I risultati riflettono quelli già ottenuti per il campione completo: ottimo accordo per  $E_e$ ,  $\theta_e$ ,  $Q_{DA}^2$ ,  $y_{DA}$  ed  $E - P_z$ , qualche discrepanza per  $\vec{P}_T$ . In definitiva la fenomenologia del DIS dà una buona descrizione dei risultati sperimentali, e non si osserva nessun eccesso di eventi rispetto alle previsioni.

Per investigare ulteriormente sulla presenza di eventi di tipo leptouark, si deve sfruttare la differente distribuzione angolare degli eventi di DIS e di

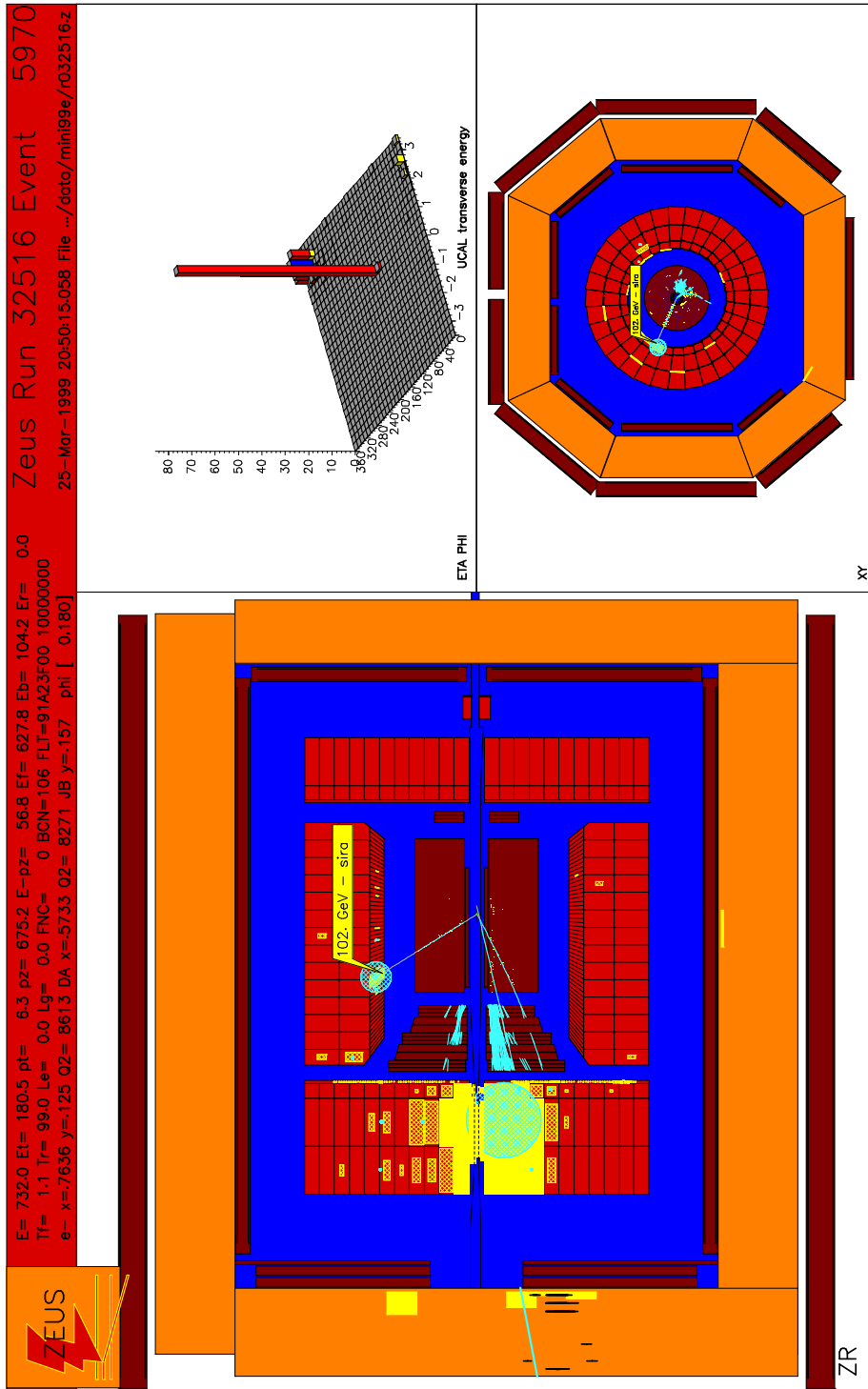


Figura 5.5: L'evento a più alta massa invariante. Le grandezze ricostruite per l'evento sono:  $m_3 = 276$  GeV,  $m_{DA} = 259$  GeV,  $m_{ej} = 283$  GeV,  $Q_{DA}^2 = 8500$  GeV<sup>2</sup>,  $x_{DA} = 0.661$ ,  $y_{DA} = 0.127$ ,  $E_e = 107$  GeV,  $\theta_e = 1.02$  rad.



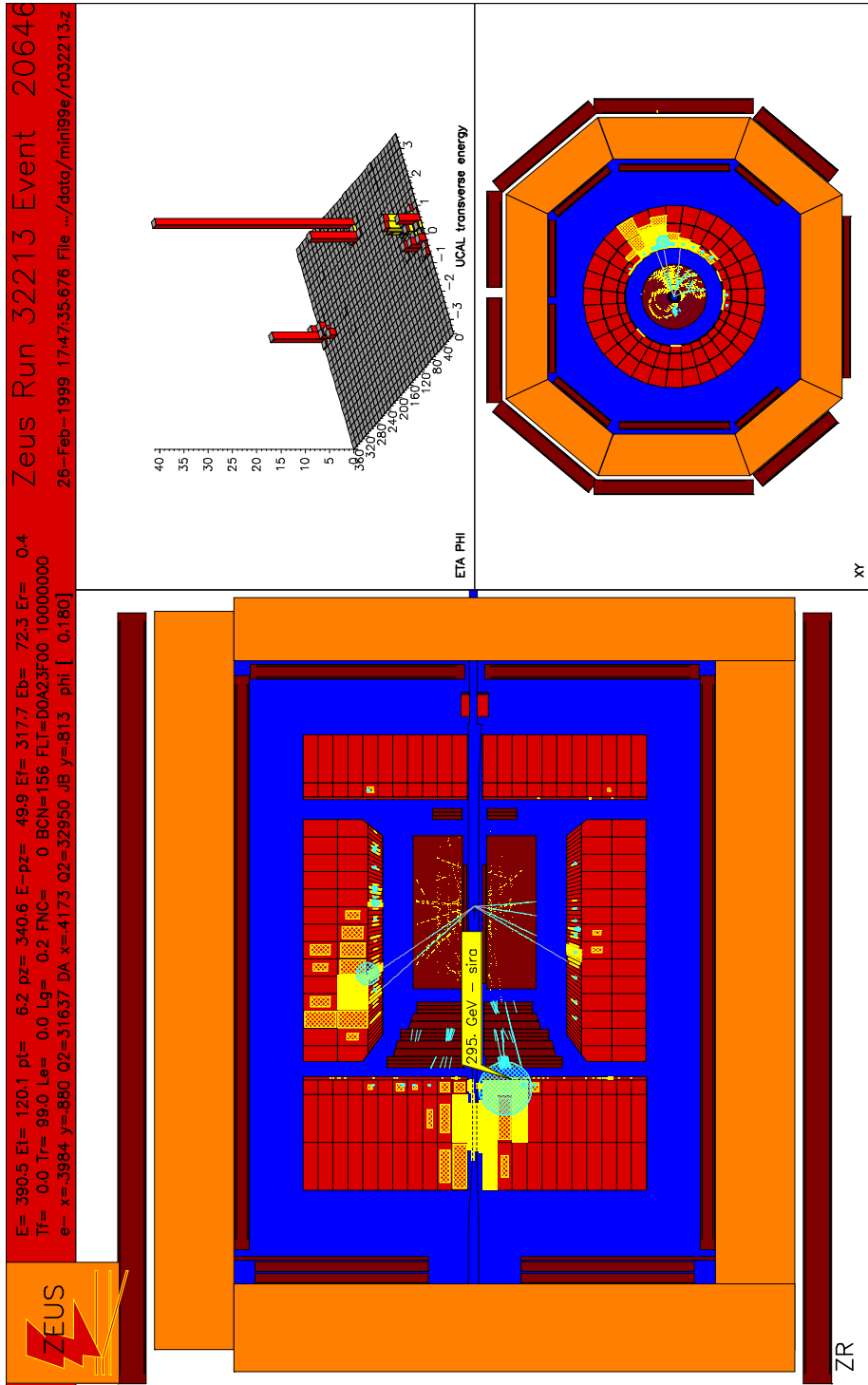


Figura 5.6: Un evento ad altissimo  $Q^2$ . Le grandezze fisiche ricostruite sono:  $m_3 = 194$  GeV,  $m_{DA} = 203$  GeV,  $m_{ej} = 189$  GeV,  $Q_{DA}^2 = 35800$  GeV<sup>2</sup>,  $x_{DA} = 0.406$ ,  $y_{DA} = 0.869$ ,  $E_e = 288$  GeV,  $\theta_e = 0.21$  rad.

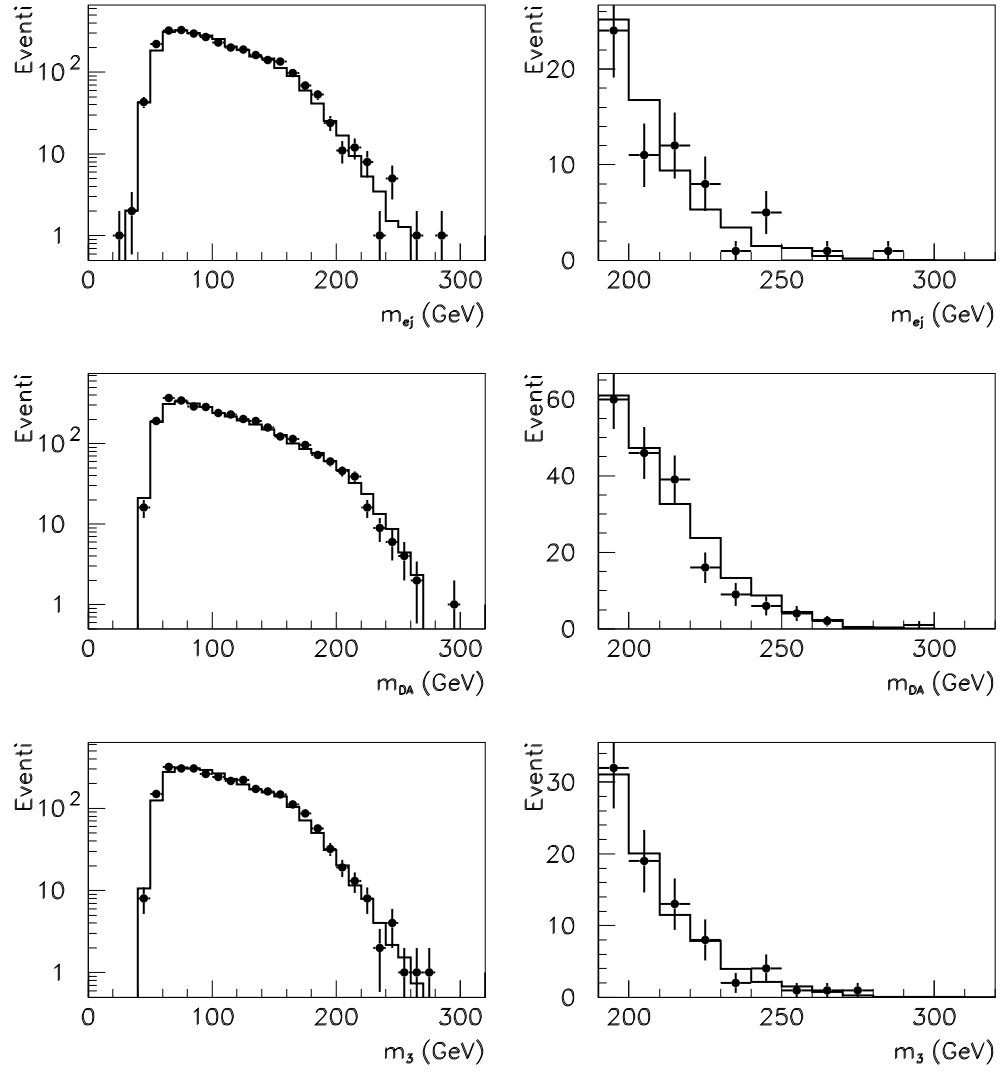


Figura 5.7: Distribuzioni della massa invariante ricostruita. La larghezza dei *bin* (10 GeV) è circa uguale alla risoluzione dei metodi di ricostruzione.

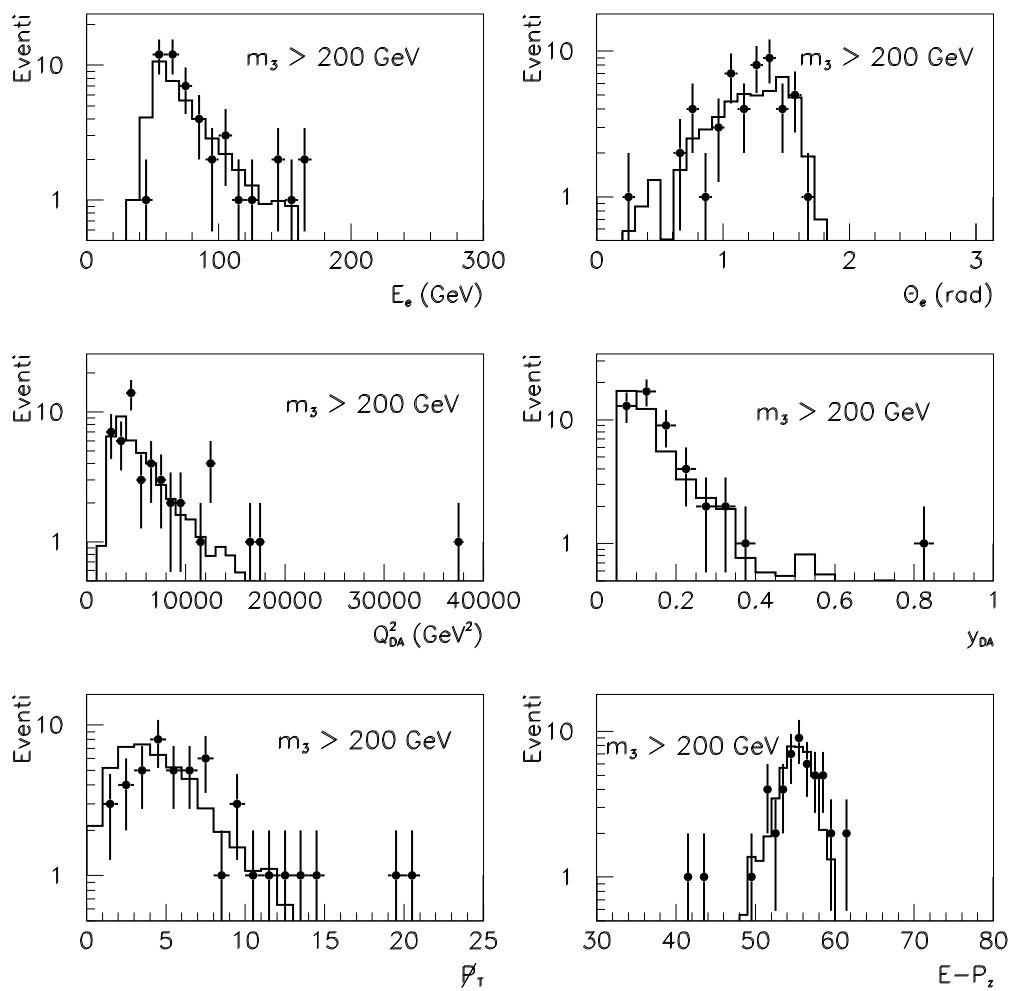


Figura 5.8: Confronto delle distribuzioni di diverse grandezze fisiche, con il taglio  $m_3 > 200$  GeV.

Tagli applicati	No. eventi nei dati	No. eventi nel DIS MC
cfr. sezione 4.1	3102	3018
cfr. sezione 4.1 + $m_3 > 200$ GeV	47	47.1
cfr. sezione 4.1 + $m_{DA} > 200$ GeV	123	133.4
cfr. sezione 4.1 + $m_{ej} > 200$ GeV	39	38.4

Tabella 5.1: Numero di eventi nei dati e nelle simulazioni di DIS, dopo i tagli.

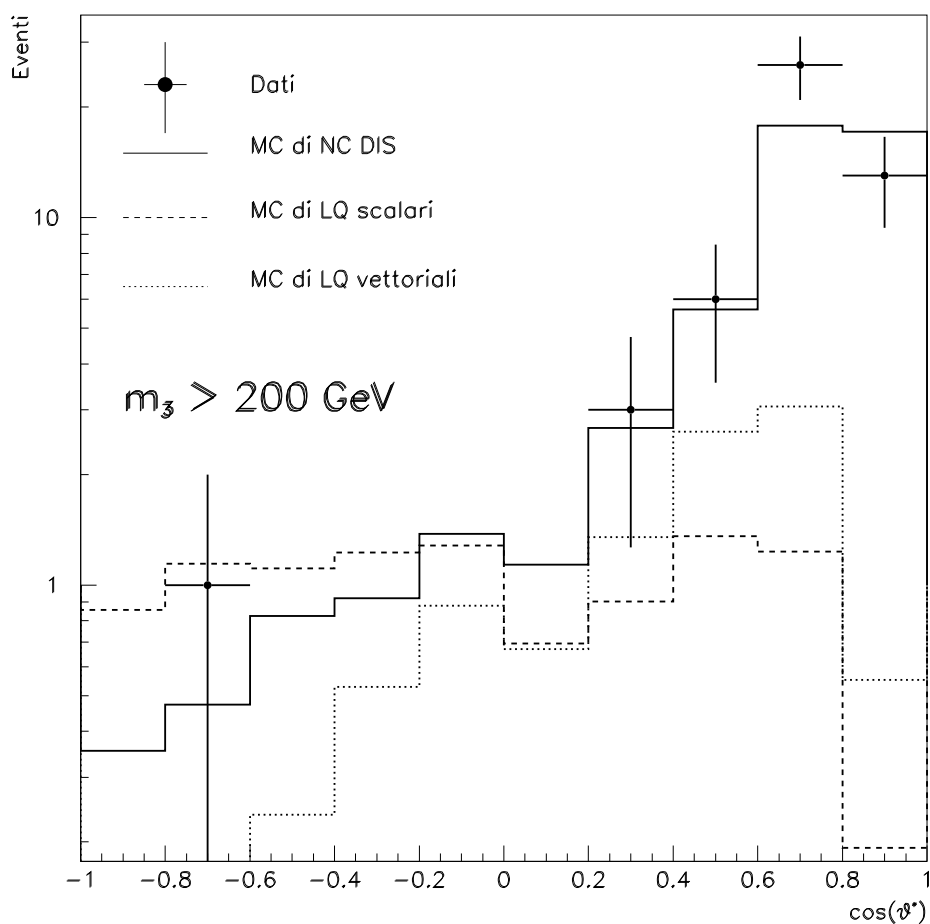


Figura 5.9: Distribuzione angolare degli eventi, confrontata con le simulazioni di DIS, LQ scalare e LQ vettoriale (queste ultime due normalizzate arbitrariamente a 10 eventi).

produzione di leptoquark. Nella figura 5.9 viene mostrata la distribuzione angolare degli eventi ad alta massa, confrontata con la distribuzione degli eventi di DIS e con le distribuzioni di leptoquark scalari e vettoriali (queste ultime due sono state normalizzate arbitrariamente a 10 eventi). Si vede che la distribuzione degli eventi è perfettamente compatibile con la descrizione data dal DIS, mentre le distribuzioni dei leptoquark non sembrano poter rendere conto delle piccole discrepanze tra dati e DIS.

## 5.4 Errori sistematici

### 5.4.1 Lista delle incertezze sistematiche

Le incertezze sistematiche di cui ho tenuto conto in questa analisi, sono elencate qua di seguito:

- **BCAL:** La scala di energia è stata variata del  $\pm 1\%$  per gli elettroni, e del  $\pm 2\%$  per i *jet*.
- **FCAL:** La scala di energia di FCAL è stata variata del  $\pm 2\%$  per elettroni e *jet*.
- **Isolamento dell'elettrone:** L'incertezza sulla radiazione finale di QED è stata considerata variando l'energia di taglio per l'isolamento dell'elettrone di  ${}_{-1}^{+2}$  GeV.
- $\theta_j$ : L'incertezza sulla posizione della *jet* viene considerata variando l'angolo polare  $\theta_j$  di  $\pm 2.25$  mrad, per i *jet* in FCAL.
- **MEPS:** Le incertezze sugli effetti di QCD di ordine superiore sono tenuti in considerazione usando, per la frammentazione, il generatore MEPS invece di ARIADNE.
- **PDF:** L'incertezza sulle funzioni di distribuzione dei partoni nel protone CTEQ4D porta ad una incertezza sulla sezione d'urto del Monte Carlo, e quindi sul numero di eventi, del 5% per masse fino a 200 GeV [41]; questa incertezza cresce al crescere della massa, arrivando al 10% attorno ai 300 GeV. Per il calcolo delle incertezze sistematiche ho considerato una incertezza costante dell'8% sul numero di eventi.
- **Luminosità:** La luminosità è nota con una incertezza dell'1.6%. Questa fonte di errore sistematico non è riportata nel grafico delle incertezze sistematiche.

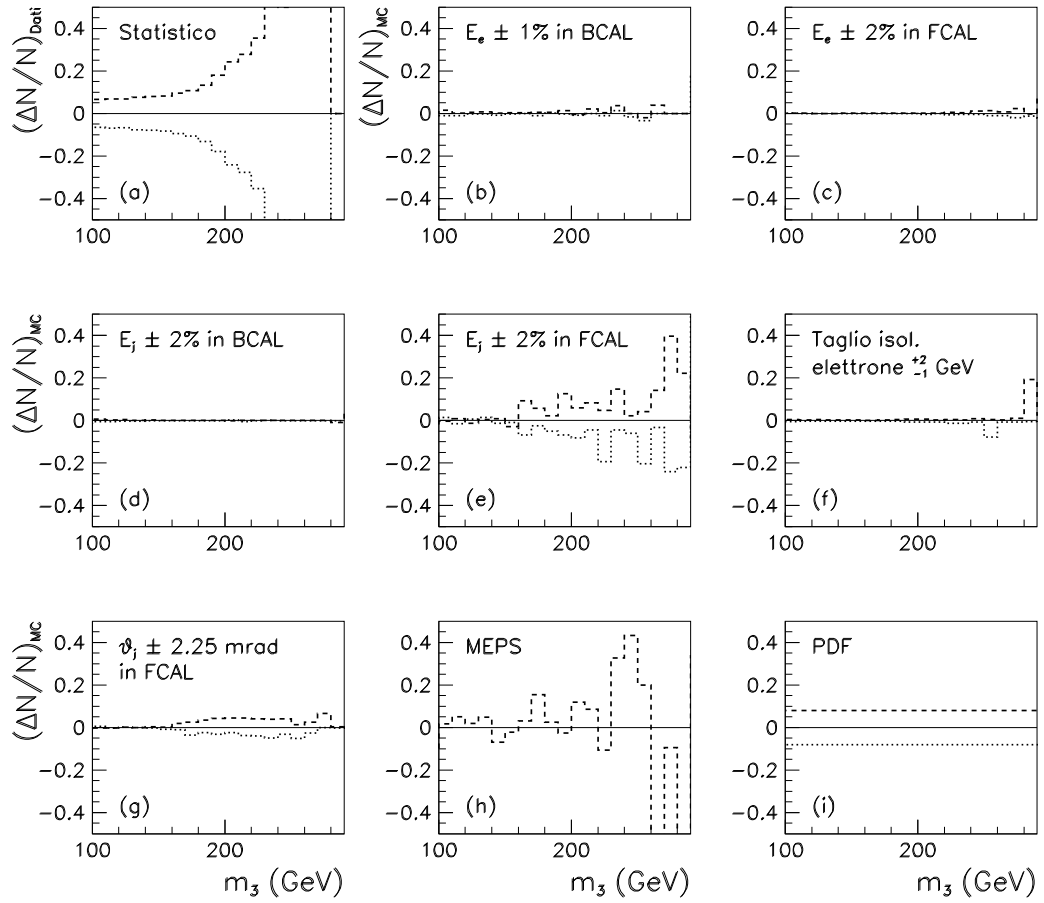


Figura 5.10: (a) Incertezza statistica sui dati. (b)-(i) Variazione del numero di eventi nelle simulazioni MC di DIS dovute alle incertezze sistematiche; l'origine dei vari contributi è spiegata nel testo.

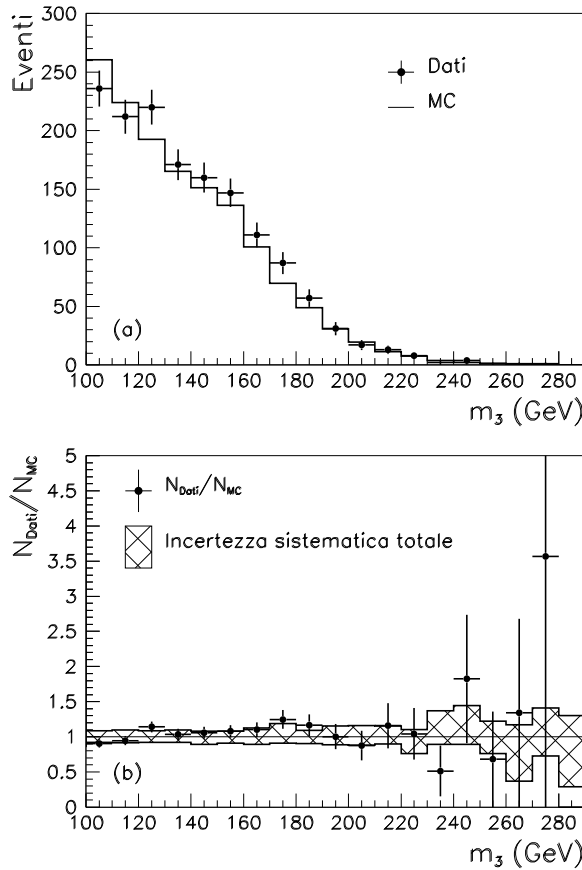


Figura 5.11: (a) Distribuzione della massa per dati e simulazioni di DIS. (b) Rapporto tra numero di eventi osservati e previsti; sono riportati gli errori statistici sui dati (barre di errore) e le incertezze sistematiche sui Monte Carlo (zona ombreggiata).

## 5.4.2 Effetto delle incertezze sistematiche sul numero di eventi

L'incertezza delle grandezze fisiche agisce sulle distribuzioni in due modi; primo, può far superare o meno i tagli di selezione ad un evento che si trovi vicino ad un taglio. Secondo, può causare una migrazione di eventi da un *bin* della distribuzione ad uno dei *bin* adiacenti.

La variazione relativa del numero di eventi dovuta a ciascuna incertezza sistematiche è mostrata nella figura 5.10. Gli effetti sono stati applicati alla simulazione Monte Carlo di DIS, in modo da non essere influenzati dalla scarsa statistica nei dati, soprattutto nella regione cinematica ad alti  $x$  e  $Q^2$ , che è quella che mi interessa. In 5.10b si vede l'effetto della variazione del  $\pm 1\%$  dell'energia per gli elettroni in BCAL, mentre in 5.10c è stata variata del  $\pm 2\%$  l'energia degli elettroni in FCAL. In 5.10d e 5.10e

si è variata del  $\pm 2\%$  l'energia dei *jet* rispettivamente in BCAL e FCAL. La 5.10f mostra l'effetto della variazione di  ${}_{-1}^{+2}$  GeV dell'energia di taglio per l'isolamento dell'elettrone. In 5.10g si è variato di  $\pm 2.25$  mrad l'angolo polare dei *jet* in FCAL; in 5.10h si è utilizzato per la frammentazione MEPS anziché ARIADNE. Infine 5.10i mostra l'effetto dell'incertezza sulle PDF. In 5.10a, per confronto, sono riportati gli errori statistici sul numero di eventi nei dati. Come si vede in generale questi dominano sui sistematici. Si vede che in generale l'effetto delle incertezze sistematiche cresce all'aumentare della massa; i fattori più importanti sono l'indeterminazione sulla scala di energia e sulla posizione dei *jet* in FCAL, l'errore sulle PDF e l'utilizzo di un diverso modello di adronizzazione. Invece hanno un effetto piuttosto piccolo le incertezze sulle grandezze elettroniche e sull'energia dei *jet* in BCAL. Per stimare l'effetto globale delle incertezze sistematiche ho sommato in quadratura gli effetti delle varie incertezze, *bin per bin*. Gli errori statistici sulle simulazioni possono essere trascurati, in quanto il numero di eventi è sufficientemente grande in tutte le regioni dello spettro.

In figura 5.11a sono date le distribuzioni della massa  $m_3$  per dati e simulazione Monte Carlo; nella regione  $m_3 > 200\text{GeV}$  si contano  $47.1_{-7.0}^{+8.7}$  eventi nelle simulazioni Monte Carlo, in perfetto accordo con i 47 eventi osservati. Nella 5.11b, i punti mostrano il quoziente tra numero di eventi osservati ed eventi previsti, e le barre danno il relativo errore statistico. La banda ombreggiata mostra l'incertezza sistematica sul Monte Carlo.

Tale quoziente si discosta anche significativamente da 1, soprattutto ad alta massa; però le differenze sono compatibili con gli errori (sistematici e statistici) calcolati.

## 5.5 Fondo di fotoproduzione

Negli eventi di fotoproduzione (PHP) il fotone è quasi-reale ( $Q^2 \approx 0$ ); l'elettrone è quindi poco deflesso ( $\theta \approx \pi$  nella (4.6)) e sfugge attraverso il tubo del fascio senza essere rivelato. Lo stato adronico risultante può avere dei *jet* ad alta energia trasversa di natura elettromagnetica che vengono erroneamente interpretati come un elettrone, simulando la topologia degli eventi ricercati in questo lavoro. Anche se la probabilità di questa identificazione erronea è molto bassa, l'effetto potrebbe essere importante perché la sezione d'urto della fotoproduzione è enorme rispetto a quella del DIS ad alto  $Q^2$  (la dipendenza è  $\sigma \sim 1/Q^4$ , data dall'equazione (1.13)).

Dato che la fotoproduzione rappresenta una possibile fonte di fondo, l'effetto è stato studiato con delle simulazioni Monte Carlo. Dopo la normalizzazione alla stessa luminosità integrata dei dati e dopo l'applicazione dei tagli, sono rimasti 0.36 eventi di fotoproduzione diretta e 0.37 di risulta. Si può quindi affermare che il processo di fotoproduzione è quasi completa-



mente rimosso dai tagli di selezione. Tutti gli eventi rimasti hanno inoltre una massa inferiore ai 200 GeV. Alcune distribuzioni relative agli eventi sopravvissuti sono mostrate in figura 5.12. In tutta la tesi il contributo dalla fotoproduzione verrà trascurato.

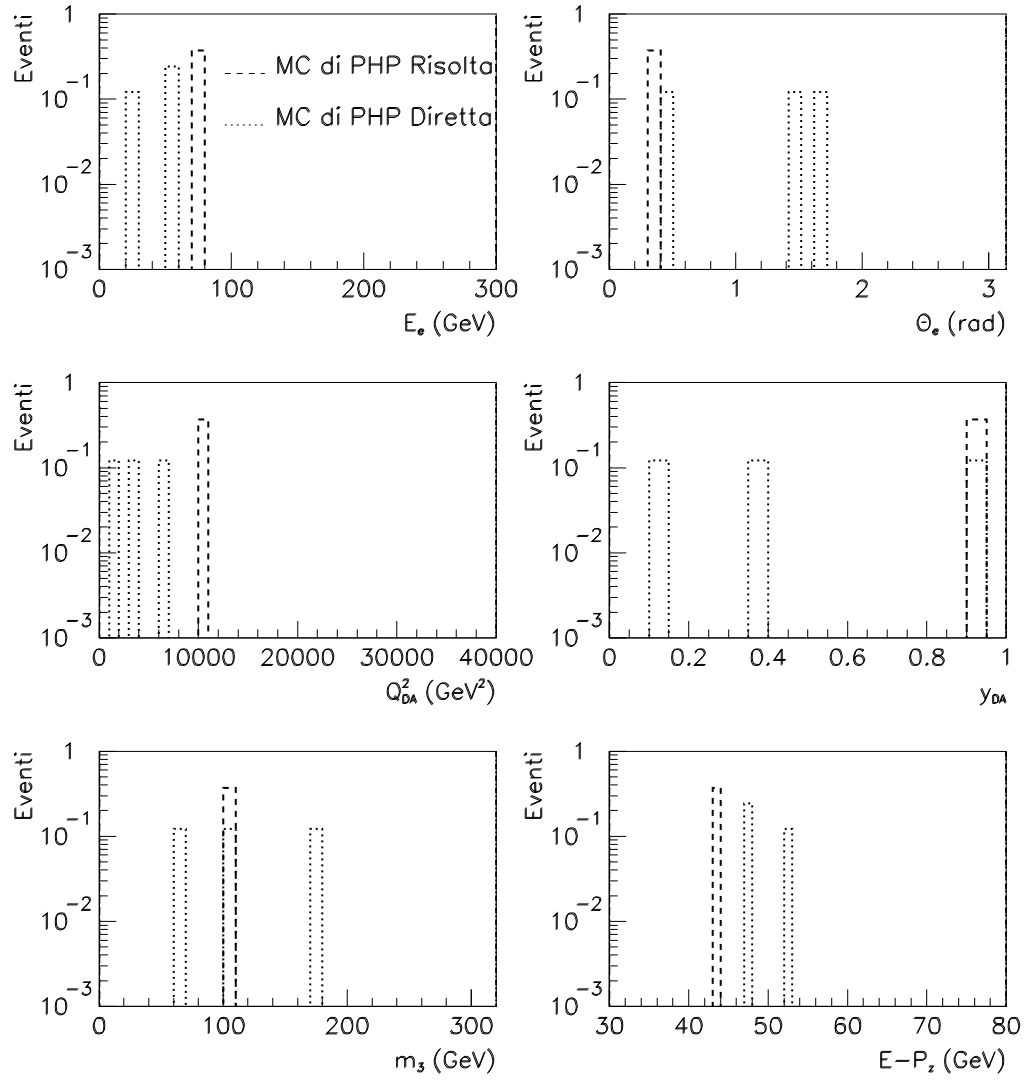


Figura 5.12: Distribuzioni per gli eventi di fotoproduzione sopravvissuti ai tagli.

# Capitolo 6

## Limiti su sezione d'urto e costanti d'accoppiamento

Nel capitolo precedente ho confrontato i dati con la simulazione Monte Carlo della diffusione profondamente anelastica; la distribuzione della massa invariante dello stato finale  $e^-jet$ , in particolare, è risultata essere in perfetto accordo. Non avendo quindi trovato nessuna evidenza di una risonanza nelle collisioni  $e^-p$ , ho ricavato un limite superiore sulla sezione d'urto di produzione dei leptoquark, e da questo ho derivato il limite sulla costante d'accoppiamento nel vertice elettrone-quark-leptoquark.

### 6.1 Descrizione del metodo

Per la derivazione dei limiti sulla sezione d'urto e sulle costanti d'accoppiamento, ho seguito il seguente schema:

- Ho scelto l'intervallo di massa in cui calcolare i limiti.
- Ho calcolato la massa ricostruita media e la larghezza della distribuzione per ciascuna simulazione di leptoquark.
- Ho ottimizzato i tagli di selezione, così da massimizzare l'efficienza per gli eventi con leptoquark rispetto al DIS.
- Ho calcolato l'efficienza per gli eventi di tipo leptoquark, per tutte le simulazioni generate.
- Ho contato il numero di eventi nei dati e nelle simulazioni di DIS.
- Utilizzando l'efficienza per la selezione dei leptoquark ed il numero di eventi in dati e DIS MC, ho derivato il limite sulla sezione d'urto in funzione della massa del leptoquark.
- Ho convertito il limite sulla sezione d'urto in un limite sulla costante d'accoppiamento per ciascun tipo di leptoquark.

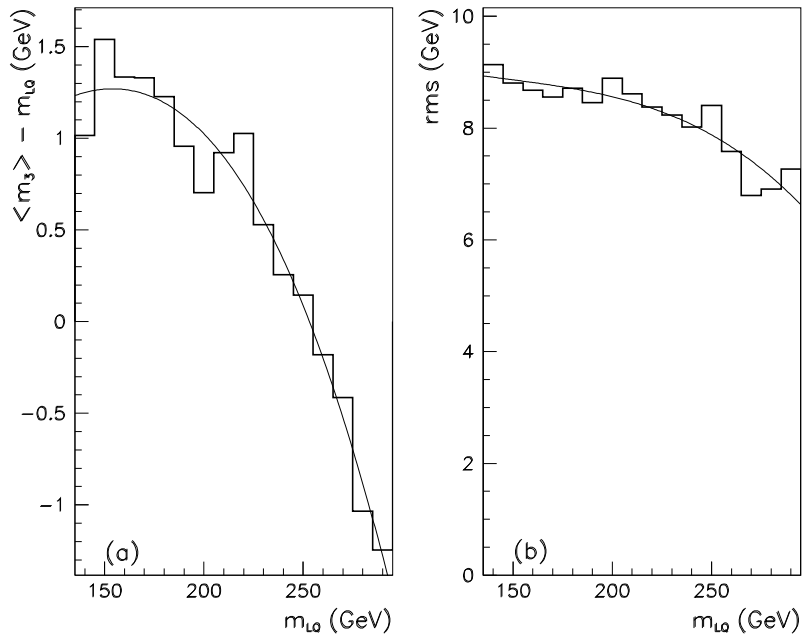


Figura 6.1: (a) Differenza tra massa ricostruita e massa vera, e (b) larghezza della distribuzione, in funzione della massa vera. La funzione sovrapposta è il *fit* polinomiale dell'istogramma.

Nelle prossime sezioni parlerò più diffusamente di ciascuna di queste procedure.

### 6.1.1 Scelta dell'intervallo di massa

L'esistenza di leptoquark leggeri è già stata esclusa da altri esperimenti (si veda la sezione 6.2), per cui non è particolarmente utile ricercare limiti per masse piccole. Come limite inferiore per il calcolo dei limiti ho scelto 140 GeV.

Per masse elevate i limiti sulla sezione d'urto sono quasi costanti (figura 6.7), mentre la sezione d'urto prevista dalla NWA decresce rapidamente (figura 1.8); i limiti sulle costanti di accoppiamento (equazione 6.17) diventano allora poco stringenti. Per limite superiore dell'intervallo ho scelto il valore  $m_{LQ} = 290$  GeV.

L'intervallo 140÷290 GeV è stato indagato per la ricerca di risonanze ad intervalli di 2 GeV.

### 6.1.2 Ricostruzione della massa

I processi di creazione di leptoquark sono stati simulati con masse da 140 GeV a 290 GeV, con passo di 10 GeV (tabella 3.4). Per ciascuna delle simulazioni

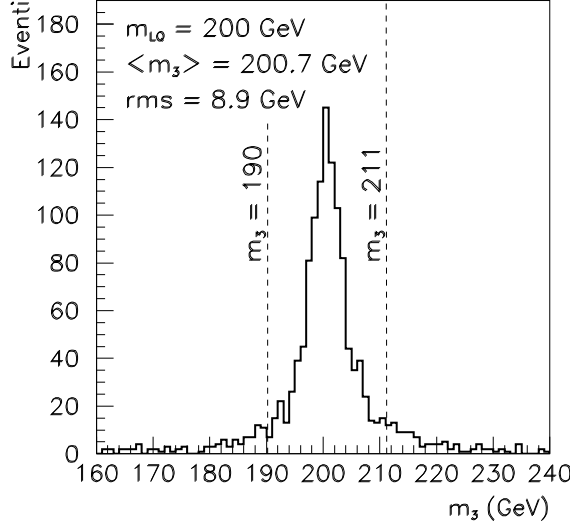


Figura 6.2: Ricostruzione della massa col metodo  $m_3$ , per una massa  $m_{LQ} = 200$  GeV; le linee verticali indicano la finestra di massa del taglio di ottimizzazione.

ho calcolato la massa ricostruita media  $\langle m_3 \rangle$  e la larghezza  $rms$  della distribuzione (equazione (4.23)) col metodo  $m_3$ . Di queste ho fatto un *fit* polinomiale, per poterne ottenere i valori in corrispondenza di ogni massa; i risultati del *fit* sono (tutte le grandezze sono espresse in GeV):

$$\begin{aligned}
 \langle m_3 \rangle (m_{LQ}) &= -0.362 + 1.02 m_{LQ} + 0.463 \cdot 10^{-5} m_{LQ}^2 + \\
 &- 0.238 \cdot 10^{-6} m_{LQ}^3 \\
 rms(m_{LQ}) &= 11.2 - 0.377 \cdot 10^{-1} m_{LQ} + 0.222 \cdot 10^{-3} m_{LQ}^2 + \\
 &- 0.497 \cdot 10^{-6} m_{LQ}^3
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

I risultati, con sovrapposti i *fit*, sono mostrati in figura 6.1.

### 6.1.3 Ottimizzazione dei tagli

Per ottenere dei buoni limiti (con “buon limite” intendo un limite molto vincolante, e con “limite migliore” indicherò il limite più stringente) si deve massimizzare l’efficienza per gli eventi di creazione di leptoquark rispetto a quella per i processi di diffusione profondamente anelastica. Oltre ai tagli descritti nella sezione 4.1, che selezionano genericamente gli eventi di corrente neutra ad alto  $Q^2$ , sono necessari tagli mirati per ottimizzare l’efficienza di identificazione.

La caratteristica che distingue le due classi di eventi è la diversa distribuzione nelle variabili  $x$  e  $y$ . Gli eventi di creazione di leptoquark sono

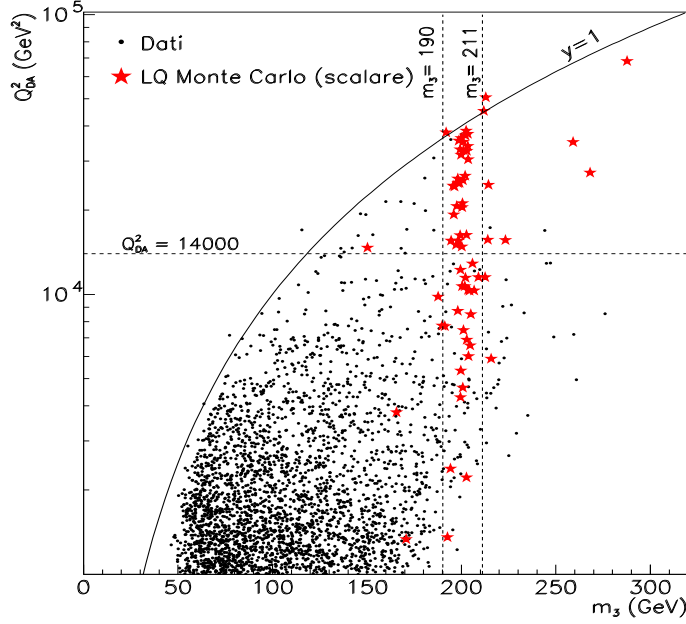


Figura 6.3: *Scatter plot* di  $Q^2_{DA}$  in funzione della massa  $m_3$ ; oltre ai dati ( $\bullet$ ), sono mostrati 100 eventi di leptoquark scalari ( $\star$ ) con massa 200 GeV. I tagli di ottimizzazione selezionano la regione con  $Q^2_{DA} > 14000$  GeV<sup>2</sup> e con massa  $m_3$  compresa tra 190 GeV e 211 GeV.

caratterizzati dall'aver una distribuzione in  $x$  stretta, centrata attorno a

$$x = \frac{m_{LQ}^2}{s} \quad (6.2)$$

Come primo taglio di ottimizzazione richiedo che, quando si ricercano leptoquark con massa  $m_{LQ}$ , la massa  $m_3$  dell'evento sia contenuta in una finestra centrata in  $\langle m_3 \rangle (m_{LQ})$ , di larghezza  $2.36 \text{ rms}(m_{LQ})$  (figura 6.2); nell'approssimazione di distribuzione gaussiana,  $2.36 \text{ rms}$  è la larghezza a metà altezza.

Dato che le variabili cinematiche sono legate dalla relazione

$$Q^2 = sxy \quad (6.3)$$

una volta fissata  $x$ , la variabile  $Q^2$  risulta essere proporzionale a  $y$ . Ricordando che la sezione d'urto per il DIS decresce fortemente con  $y$  (formula 1.36), per i leptoquark vettoriali decresce più lentamente (equazione (1.35)), e quella per i leptoquark scalari resta costante, si può escludere efficacemente il fondo tagliando gli eventi con  $Q^2$  basso (figura 6.3). In [54], calcolando il limite sulla sezione d'urto al variare del taglio in  $Q^2$ , è stato ricavato il valore di  $Q^2$  che minimizza tale limite, nel caso di leptoquark scalari e vettoriali. Il taglio in  $Q^2$ , che in linea di principio potrebbe dipendere dalla massa del

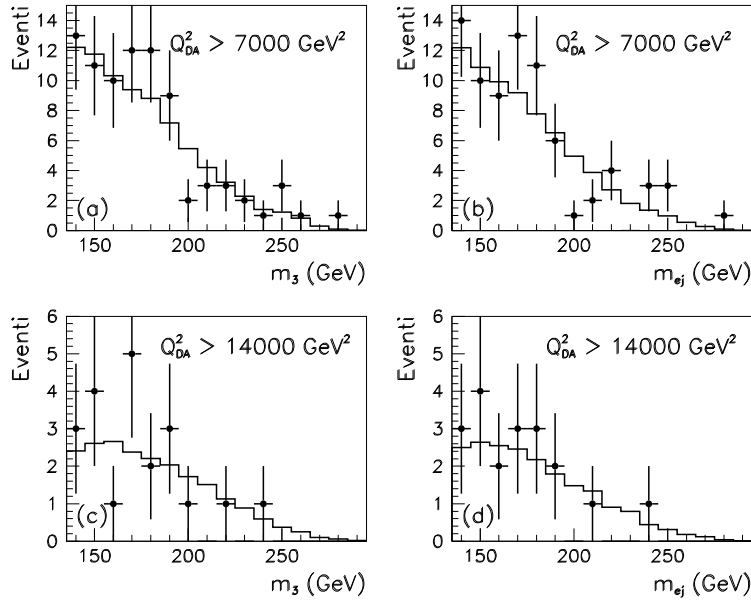


Figura 6.4: Distribuzioni di  $m_3$  (a) e  $m_{e_j}$  (b) con il taglio  $Q_{DA}^2 > 14000 \text{ GeV}^2$ . Distribuzioni di  $m_3$  (c) e  $m_{e_j}$  (d) con il taglio  $Q_{DA}^2 > 7000 \text{ GeV}^2$ . I punti sono i dati, con l'errore statistico, la linea la simulazione Monte Carlo del DIS.

leptoquark, risulta essere piuttosto costante in tutto l'intervallo studiato, per cui ho deciso di limitarmi, in accordo con [54], a

$$Q^2 > 14000 \text{ GeV}^2 \quad (6.4)$$

per  $J = 0$ , e

$$Q^2 > 7000 \text{ GeV}^2 \quad (6.5)$$

per  $J = 1$ . Le distribuzioni della massa dopo quest'ultimo criterio di selezione sono mostrate in figura 6.4.

### 6.1.4 Efficienza per gli eventi leptoquark

Ogni evento di leptoquark ha una probabilità  $p$ , non piccola, di superare la selezione; indicando con  $N_t$  il numero di eventi generati, e con  $N_s$  il numero di eventi dopo la selezione, la distribuzione di probabilità seguita da  $N_s$  sarà quella binomiale:

$$P(N_s) = \frac{N_t!}{N_s! (N_t - N_s)!} p^{N_s} (1 - p)^{N_t - N_s} \quad (6.6)$$

Il valore di aspettazione e la varianza di  $N_s$  saranno quindi:

$$\begin{aligned} \langle N_s \rangle &= pN_t \\ \sigma^2(N_s) &= N_t p(1 - p) \end{aligned} \quad (6.7)$$

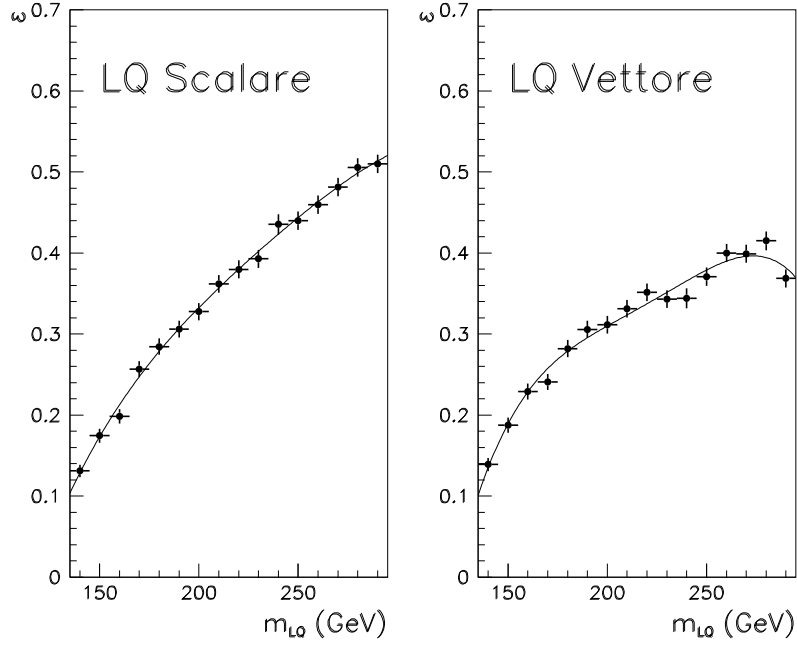


Figura 6.5: Efficienza per le simulazioni di leptoquark scalari e vettoriali, in funzione della massa. La funzione sovrapposta è il *fit* polinomiale che ho effettuato per l'interpolazione dell'efficienza.

L'efficienza è definita come quoziente tra eventi selezionati ed eventi generati,

$$\epsilon = \frac{N_s}{N_t} \quad (6.8)$$

il calcolo del suo valore di aspettazione e della varianza darà

$$\begin{aligned} \langle \epsilon \rangle &= \frac{\langle N_s \rangle}{N_t} = \frac{p N_t}{N_t} = p \\ \sigma^2(\epsilon) &= \frac{\sigma^2(N_s)}{N_t^2} = \frac{p N_t (1-p)}{N_t^2} \approx \frac{N_s (1-N_s/N_t)}{N_t^2} \end{aligned} \quad (6.9)$$

In definitiva per ottenere l'efficienza come funzione della massa del leptoquark, è necessario contare il numero di eventi prima e dopo la selezione per ogni simulazione Monte Carlo.

Ho calcolato l'efficienza  $\epsilon$  per ogni massa generata, ed ho poi fatto un *fit* polinomiale per ottenere  $\epsilon(m_{LQ})$  per ogni valore della massa vera (figura 6.5). L'efficienza per i leptoquark vettoriali risulta minore perché la loro sezione d'urto decresce con  $y$ , ed il taglio in  $Q^2$  elimina un numero di eventi maggiore rispetto a quanto accade per i leptoquark scalari (che hanno sezione d'urto costante in  $y$ ).

I risultati per i *fit* delle efficienze sono (con le masse espresse in GeV):

$$\begin{aligned} \epsilon &= -1.93 + 0.314 \cdot 10^{-1} m_{LQ} - 0.176 \cdot 10^{-3} m_{LQ}^2 + \\ &+ 0.483 \cdot 10^{-6} m_{LQ}^3 - 0.507 \cdot 10^{-9} m_{LQ}^4 \end{aligned} \quad (6.10)$$



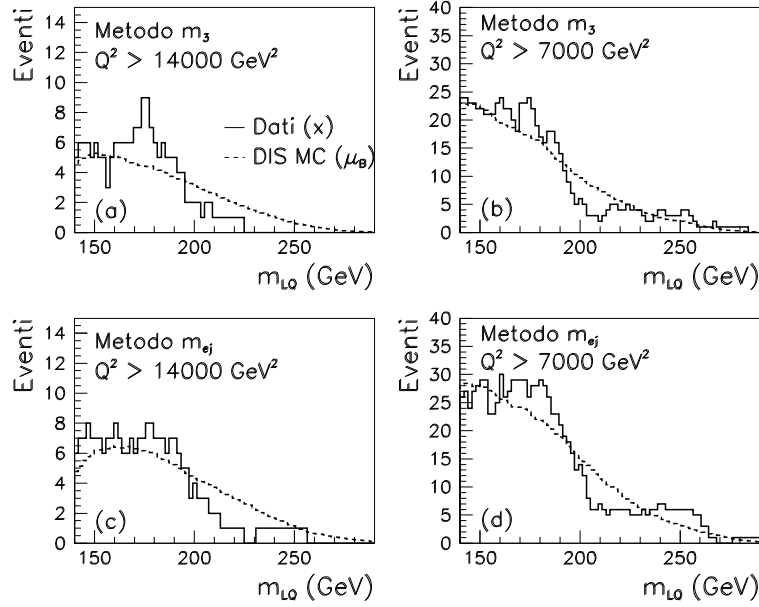


Figura 6.6: Numero di eventi nei dati e nelle simulazioni MC, per ogni finestra di massa. In (a) è stato applicato il taglio  $Q^2 > 14000 \text{ GeV}^2$ , e la massa è ricostruita col metodo  $m_3$ ; in (b) il taglio è  $Q^2 > 7000 \text{ GeV}^2$ . In (c) e (d) gli stessi grafici sono ottenuti con la massa  $m_{ej}$ .

per il LQ scalare, e

$$\epsilon = -6.02 + 0.113 m_{LQ} - 0.765 \cdot 10^{-3} m_{LQ}^2 + 0.233 \cdot 10^{-5} m_{LQ}^3 - 0.265 \cdot 10^{-8} m_{LQ}^4 \quad (6.11)$$

per il LQ vettoriale.

### 6.1.5 Numero di eventi nei dati e nelle simulazioni

Per ogni valore della massa  $m_{LQ}$  ho contato il numero di eventi nei dati e nelle simulazione di DIS dopo i criteri di selezione descritti nella sezione 6.1.3 (tagli usuali, taglio in  $Q^2$ , finestra in massa). Il numero di eventi nei dati, che indicherò con  $x$ , e quello nelle simulazioni, che indicherò con  $\mu_B$ , sono mostrati in figura 6.6.

### 6.1.6 Limiti sulla sezione d'urto

Una volta calcolata l'efficienza per i leptoquark e contati gli eventi nei dati e nelle simulazioni di DIS, si può ottenere il limite sulla sezione d'urto di produzione dei leptoquark utilizzando la (B.10) dell'appendice B. Prendendo

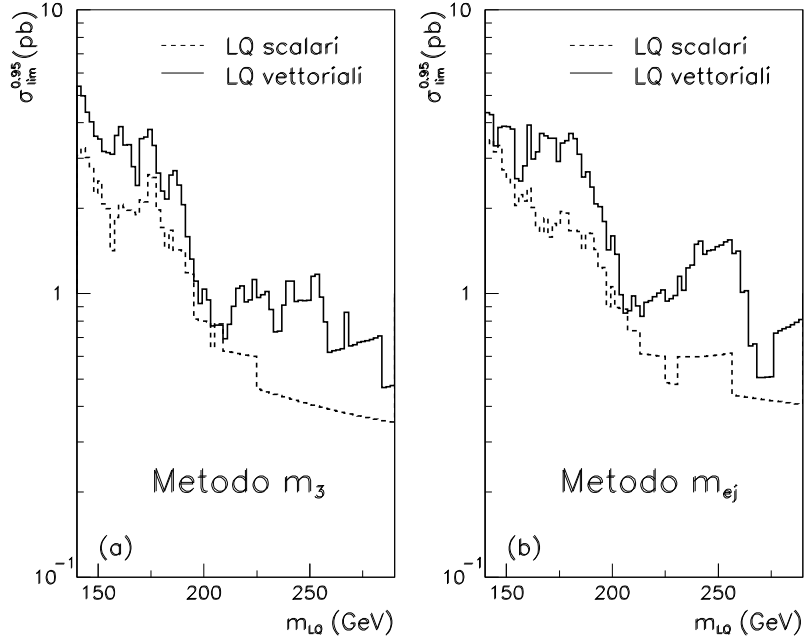


Figura 6.7: Limiti al livello di confidenza del 95% sulla sezione d'urto di produzione di LQ scalari e vettoriali. I limiti sono ottenuti con la massa  $m_3$ , e, per controllo, con  $m_{ej}$ . Sono escluse sezioni d'urto superiori agli istogrammi disegnati.

un livello di confidenza del 95%, questa si può riscrivere:

$$0.05 = e^{-\mu_S^{lim}} \frac{\sum_{k=0}^x (\mu_S^{lim} + \mu_B)^k / k!}{\sum_{k=0}^x \mu_B^k / k!} \quad (6.12)$$

Per ogni valore di massa del leptoquark si inverte numericamente la (6.12), ricavando il numero di eventi limite  $\mu_S^{lim}$ ; è poi immediato risalire alla sezione d'urto limite, che è legata al numero di eventi attraverso il prodotto dell'efficienza  $\epsilon$  per la luminosità integrata  $L$ :

$$\sigma_{lim}^{0.95} = \frac{\mu_S^{lim}}{\epsilon L} \quad (6.13)$$

I limiti sulla sezione d'urto sono mostrati in figura 6.7. I risultati non dipendono molto dal metodo di ricostruzione della massa, ma quelli ricavati con  $m_3$  sono un po' più stringenti, per cui nel seguito mi limiterò a questi.

Per i leptoquark scalari i limiti variano tra 3 pb e 0.3 pb quando la massa varia da 140 GeV a 290 GeV. Per i leptoquark vettoriali, per cui è più difficile discriminare tra il fondo e gli eventi di segnale, i limiti variano tra 5 pb e 0.5 pb nello stesso intervallo di massa.

### 6.1.7 Limiti sulle costanti di accoppiamento

Nell'approssimazione NWA la sezione d'urto per la creazione del leptoquark è proporzionale al quadrato della costante d'accoppiamento:

$$\sigma^{NWA}(ep \rightarrow LQ) = (J + 1) \frac{\pi \lambda^2}{4s} q \left( \frac{m_{LQ}^2}{s}, m_{LQ}^2 \right) \beta \quad (6.14)$$

per cui, esplicitando la dipendenza dalla costante di accoppiamento, si potrà scrivere

$$\sigma^{NWA}(\lambda) = \lambda^2 \sigma^{NWA}(\lambda = 1) \quad (6.15)$$

In particolare varrà

$$\sigma_{lim} = \lambda_{lim}^2 \sigma^{NWA}(\lambda = 1) \quad (6.16)$$

da cui si può ottenere il limite al livello di confidenza del 95% sulle costanti di accoppiamento  $\lambda$ :

$$\lambda_{lim} = \sqrt{\frac{\sigma_{lim}^{0.95}}{\sigma^{NWA}(\lambda = 1)}} \quad (6.17)$$

Il limite sulla sezione d'urto è indipendente dal tipo di risonanza considerata (dipende solo dallo *spin*), ma dato che  $\sigma^{NWA}$  dipende dal tipo di leptoquark (figura 1.8), anche il limite sulla costante di accoppiamento sarà diverso per i diversi leptoquark. Per il calcolo della  $\sigma^{NWA}$  ho usato le densità partoniche CTEQ4L [46], inoltre ho considerato le correzioni di QCD mediante il fattore-K [22], come descritto nella sezione 1.5.2.

I limiti sulle costanti di accoppiamento (ottenuti con la massa  $m_3$ ) sono mostrati in figura 6.8; si vede chiaramente che i limiti più stringenti sono per  $F = 2$ , in quanto questo tipo di leptoquark, nelle collisioni  $e^-p$ , si accoppia ai quark di valenza mentre i leptoquark  $F = 0$  si accoppiano ai quark del mare. I limiti variano tra  $10^{-2}$  e 1 per i leptoquark  $F = 2$ , al variare della massa da 140 GeV e 290 GeV. Nello stesso intervallo di massa, per i leptoquark  $F = 0$  i limiti sulle  $\lambda$  variano circa tra 0.1 e 10.

I limiti su  $\lambda$  possono essere utilizzati per ottenere dei limiti inferiori sulla massa dei leptoquark. Fissando per la costante di accoppiamento un valore pari a quello elettromagnetico ( $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha} \approx 0.3$ ), si possono escludere leptoquark con  $F = 0$  e masse inferiori a 220 GeV, e leptoquark con  $F = 2$  e masse inferiori a 280 GeV.

## 6.2 Confronto con gli altri esperimenti

La ricerca di leptoquark è stata effettuata da numerosi altri esperimenti. In nessun caso è stata trovata evidenza dell'esistenza di risonanze, quindi ciascun esperimento ha calcolato i limiti su sezioni d'urto, costanti d'accoppiamento, masse dei leptoquark.

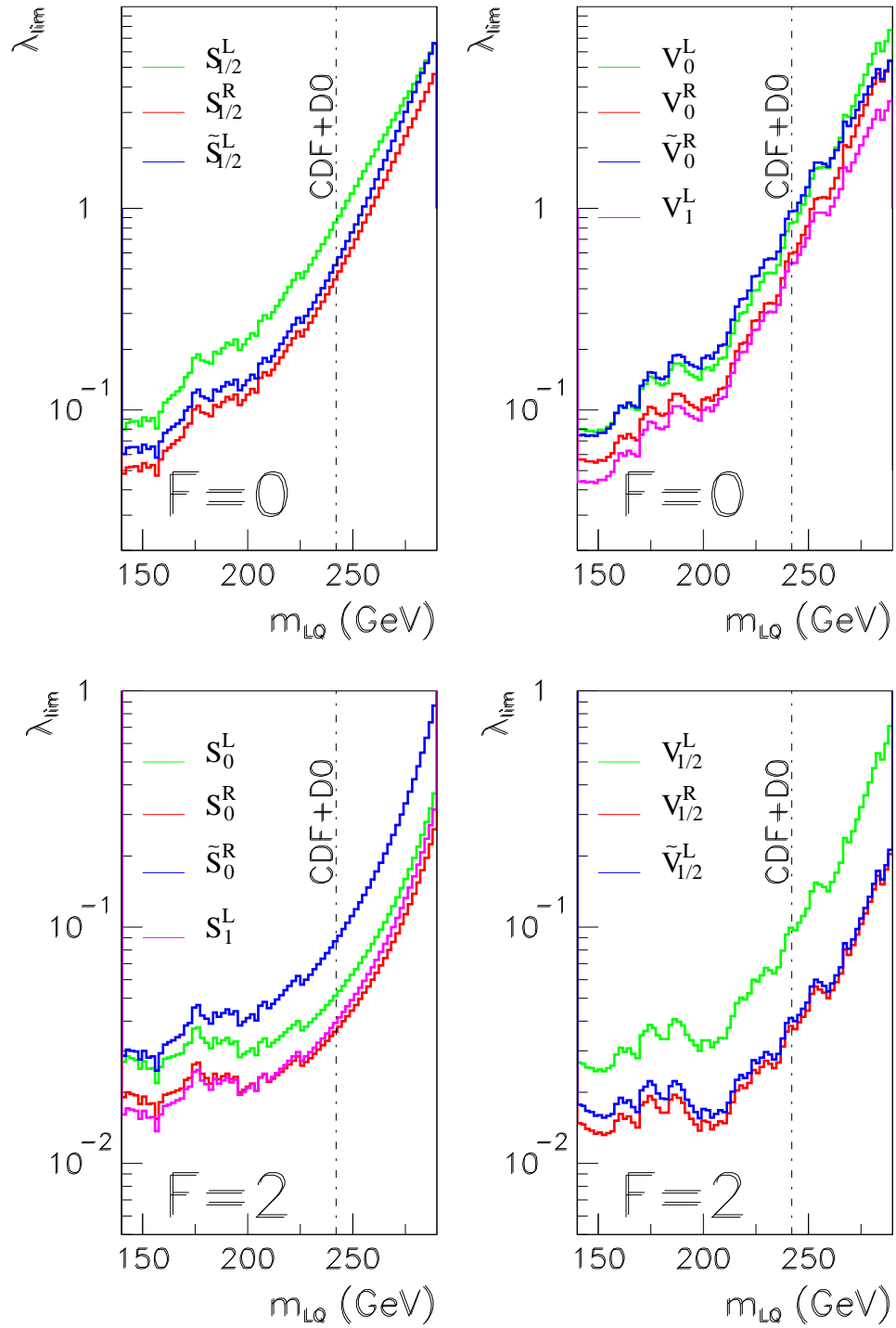


Figura 6.8: Limiti sulla costante di accoppiamento per i 14 tipi di leptoquark descritti in tabella 1.3; i limiti sono ottenuti con il metodo di ricostruzione della massa  $m_3$ .

## ZEUS 1994-97

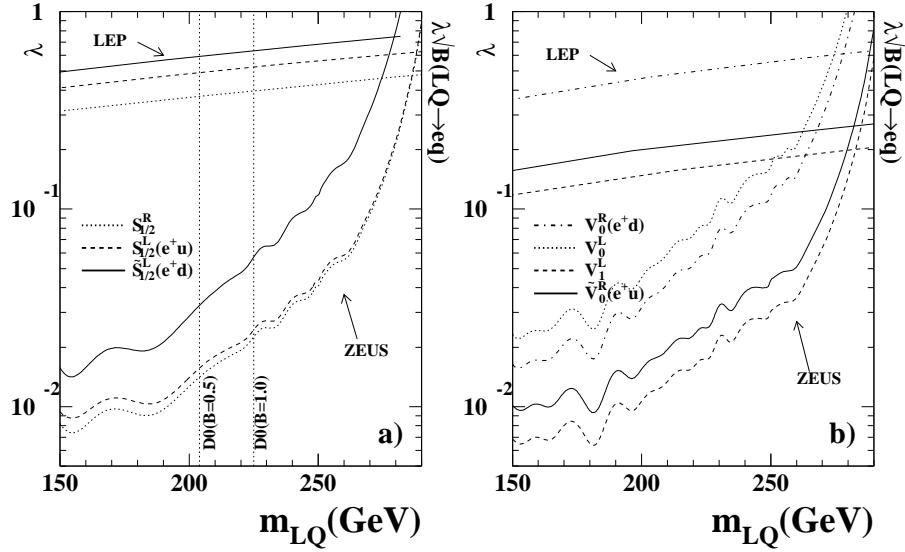


Figura 6.9: Limiti ottenuti da ZEUS per le costanti d'accoppiamento dei leptoquark con  $F = 0$ .

Oltre a ZEUS ed H1 ad HERA, altri esperimenti che hanno ottenuto dei limiti sui leptoquark sono quelli all'acceleratore  $e^+e^-$  a LEP, ed i due esperimenti al *collider*  $p\bar{p}$  Tevatron.

### 6.2.1 I limiti di ZEUS

I limiti che la collaborazione ZEUS ha ottenuto sulle costanti d'accoppiamento per i leptoquark  $F = 0$ , dall'analisi delle collisioni  $e^+p$  del 1994-97 (energia nel centro di massa di 300 GeV) [55], sono mostrati in figura 6.9. Nelle collisioni  $e^-p$  la sensibilità è scarsa per questo tipo di leptoquark, dunque i limiti presentati nella tesi sono meno stringenti.

In un articolo del 1993 [56] la collaborazione ha analizzato  $26 \text{ nb}^{-1}$  di collisioni  $e^-p$ , ottenendo per i leptoquark scalari con  $|F| = 2$  limiti in massa compresi tra 146 GeV e 184 GeV.

La collaborazione ha anche presentato dei risultati preliminari [57], per i leptoquark  $F = 2$ , basati sull'analisi delle collisioni  $e^-p$  del 1998-99 ( $\sqrt{s} = 318 \text{ GeV}$ ). In questo caso i limiti ottenuti sono simili a quelli ottenuti in questo lavoro.

## 6.2.2 I limiti di H1

H1 ha pubblicato un'analisi [58] basata sui  $37 \text{ pb}^{-1}$  di collisioni  $e^+p$  del periodo 1994-97 ( $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ ), in cui ricava limiti sulle costanti d'accoppiamento dei leptoquark; tali limiti (figura 6.10) si estendono fino ad una massa  $m_{LQ} = 400 \text{ GeV}$ .

Per masse superiori all'energia disponibile  $\sqrt{s}$ , il leptoquark non può più essere creato come risonanza nel canale  $s$ ; può però essere scambiato come particella virtuale sia nel canale  $s$  che nel canale  $u$ . Questi due diagrammi, più la loro interferenza con il diagramma del DIS, possono modificare la sezione d'urto del Modello Standard dando una discrepanza misurabile. Dato che non sono state osservate discrepanze, H1 ha estratto limiti sulle costanti di accoppiamento.

Nella regione  $140 \div 290 \text{ GeV}$  i limiti qui presentati sono più stringenti di quelli di H1 per i leptoquark con  $F = 2$ .

## 6.2.3 I limiti di LEP

Al LEP, in cui le collisioni avvengono tra elettroni e positroni, i leptoquark possono essere prodotti in coppie  $LQ-L\bar{Q}$  o singolarmente; la creazione di un leptoquark singolo (figura 6.11) avviene nell'interazione di un elettrone (o positrone) con il quark prodotto nelle fluttuazioni adroniche di un fotone quasi-reale irradiato da uno dei fasci. Col primo meccanismo possono essere creati leptoquark con masse fino a  $\sqrt{s}/2$ , nel secondo si può avere  $m_{LQ} \lesssim \sqrt{s}$ .

La collaborazione OPAL ha effettuato una ricerca sia di coppie  $LQ-L\bar{Q}$  [59], sia di leptoquark singoli [60].

La prima ricerca, in cui  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ , ottiene limiti inferiori sulle masse dei leptoquark di  $44 \div 90 \text{ GeV}$ , quindi non è competitiva con le ricerche effettuate ad HERA. La ricerca di leptoquark singoli, effettuata sulle collisioni del 1996 con  $\sqrt{s} = 161 \div 172 \text{ GeV}$ , ha dato un limite in massa di  $131 \text{ GeV}$  per leptoquark con carica elettrica  $-1/3$  e  $-5/3$ .

I limiti di DELPHI [61], ottenuti su  $47.7 \text{ pb}^{-1}$  con energia nel riferimento del centro di massa di  $183 \text{ GeV}$ , variano tra  $134 \text{ GeV}$  e  $171 \text{ GeV}$  per i diversi tipi di leptoquark, considerando una frazione di decadimento  $\beta = 1$  nel decadimento del leptoquark in elettrone-quark.

Negli esperimenti L3 e ALEPH i leptoquark vengono ricercati in modo indiretto, misurando le sezioni d'urto di produzione di coppie  $q\bar{q}$  e confrontandole con le previsioni del Modello Standard. L'eventuale discrepanza con il Modello Standard si può attribuire allo scambio di un leptoquark nel canale  $u$ ; considerato l'accordo esistente tra misure e previsioni possono essere derivati dei limiti sulla costante di accoppiamento dell'interazione e sulla massa del leptoquark. I limiti ottenuti da L3 [62] e ALEPH [63] con questo metodo

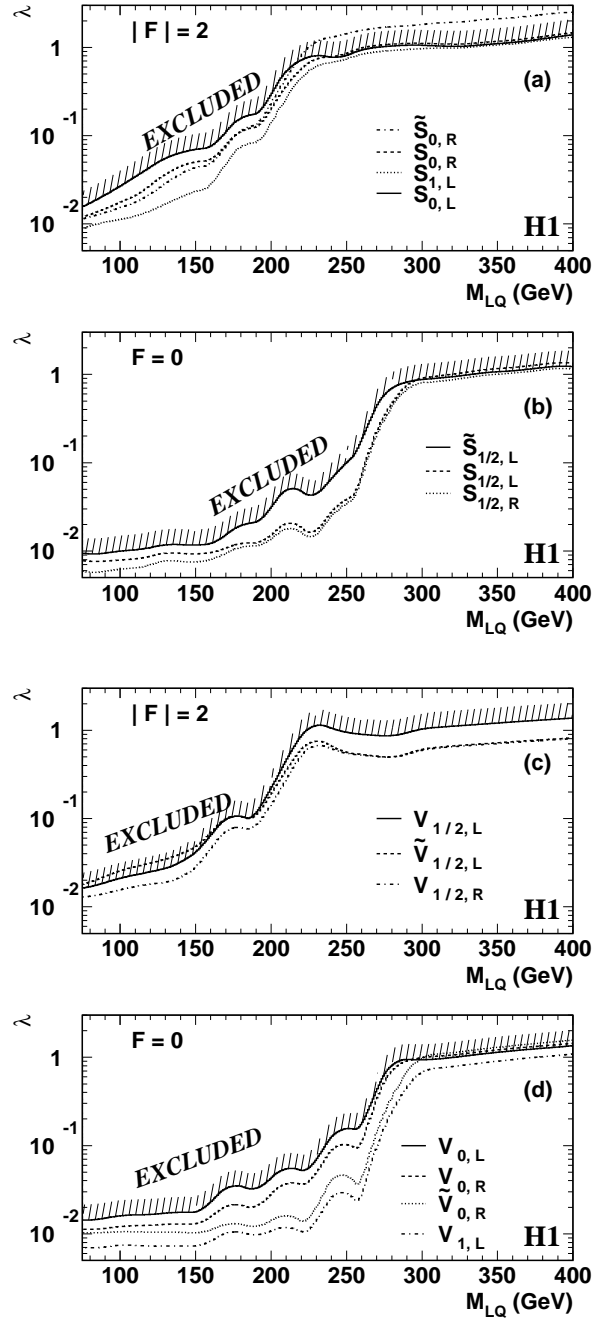


Figura 6.10: Limiti di H1 sulle costanti d'accoppiamento per i leptoquark.

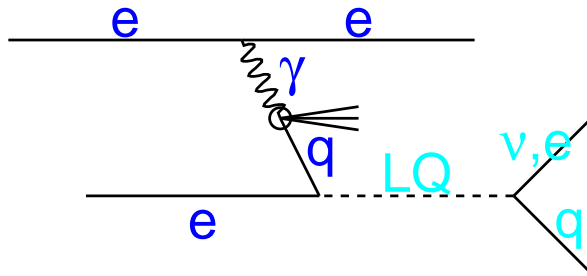


Figura 6.11: Produzione di leptochark singolo in collisioni  $e^+e^-$ .

non sono competitivi con quelli ottenuti in modo diretto dalle collisioni  $ep$ .

Anche OPAL [64] ha ottenuto limiti indiretti, in genere meno stringenti di quelli di HERA; soltanto per i leptochark  $\tilde{V}_0^R$  e  $V_1^L$  i limiti di OPAL sono competitivi.

#### 6.2.4 I limiti di Tevatron

Al Tevatron si studiano collisioni tra protone e antiprotone; i canali di produzione per i leptochark sono  $q\bar{q} \rightarrow LQ-\bar{L}Q$  e  $gg \rightarrow LQ-\bar{L}Q$ . Per questi due processi la sezione d'urto è pressoché indipendente dalla costante di accoppiamento quark-elettrone-leptochark.

La collaborazione CDF ha esaminato i dati del periodo 1992-95 [65], con energia nel centro di massa di 1.8 TeV, ottenendo un limite inferiore di 213 GeV (indipendente dalla costante di accoppiamento) per la massa dei leptochark scalari.

La collaborazione D0 ha analizzato i dati del periodo 1992-96, con energia nel centro di massa 1.8 TeV [66]. Indicando con  $\beta$  la probabilità di decadimento del leptochark in  $e$ -jet (quindi  $1-\beta$  sarà la probabilità di decadimento in  $\nu$ -jet), D0 ha trovato i seguenti limiti inferiori sulla massa dei leptochark scalari:

$$\begin{aligned} \beta = 1, m_{LQ} &> 225 \text{ GeV} \\ \beta = \frac{1}{2}, m_{LQ} &> 204 \text{ GeV} \\ \beta = 0, m_{LQ} &> 79 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

CDF e D0 hanno combinato i loro limiti [67], ottenendo, per il caso  $\beta=1$ , un limite inferiore di 242 GeV per la massa dei leptochark scalari al 95% del livello di confidenza. Questo limite è mostrato nella figura 6.8 per confronto coi risultati ottenuti in questo lavoro di tesi.



## 6.3 Conclusioni

Per la ricerca dei leptoquark HERA è, al momento, l'acceleratore con maggiori potenzialità. LEP ha una energia nel centro di massa minore di quella di HERA, quindi nelle ricerche dirette può indagare solo su leptoquark con masse inferiori a 200 GeV.

Tevatron, pur avendo un'energia molto elevata nel centro di massa, non può determinare le costanti di accoppiamento  $\lambda$  del vertice elettrone-quark-leptoquark in quanto la sezione d'urto di produzione è insensibile a  $\lambda$ .

I limiti più stringenti su masse e costanti di accoppiamento dei leptoquark sono in generale quelli ottenuti da ZEUS ed H1. Rispetto ai risultati pubblicati da ZEUS ed H1, quelli ottenuti in questa tesi per i leptoquark con numero fermionico  $F = 2$  rappresentano un sostanziale miglioramento.



# Capitolo 7

## Conclusioni

In questo lavoro tesi ho analizzato  $16.54 \text{ pb}^{-1}$  di collisioni  $e^-p$  raccolti dal rivelatore ZEUS ad HERA nel biennio 1998-99. Scopo dell'analisi è la ricerca di risonanze nello spettro in massa del processo  $ep \rightarrow e\text{-jet}$ . Come prototipo di risonanza ho scelto il leptoquark, una particella prevista da numerose estensioni al Modello Standard.

L'acceleratore HERA è particolarmente adatto alla ricerca di leptoquark in quanto vengono prodotti dalla fusione dell'elettrone incidente con un quark all'interno del protone. Il leptoquark decade nel rivelatore tipicamente in un *jet* ed un elettrone. Un evento con produzione e decadimento di un leptoquark avrà in generale alta massa invariante del sistema *e-jet* ed alto quadriimpulso trasferito. La principale fonte di fondo nel Modello Standard è la diffusione profondamente anelastica ad alto  $Q^2$ ; anche la fotoproduzione con alta energia trasversa totale rappresenta un possibile contributo al fondo, ma è stato dimostrato dall'analisi di simulazioni Monte Carlo che gli eventi vengono completamente rimossi dai tagli di selezione.

Ho studiato diversi metodi per ricostruire la cinematica di tali eventi, in modo da scegliere il metodo con risoluzione migliore. Ho poi confrontato numerose distribuzioni per i dati con quelle per simulazioni Monte Carlo di processi di diffusione profondamente anelastica, trovando un ottimo accordo. In particolare la distribuzione in massa nell'intervallo tra 140 GeV e 290 GeV mostra un perfetto accordo con quanto previsto dalla simulazione, e non è stata trovata nessuna evidenza dell'esistenza di una risonanza ad alta massa.

Ho quindi derivato i limiti al livello di confidenza del 95% sulla sezione d'urto di produzione dei leptoquark. I limiti sono leggermente migliori per i leptoquark scalari, per cui la selezione del fondo è più efficace, rispetto a quelli per i leptoquark vettoriali. Per i leptoquark scalari i limiti variano da 3 pb a 0.3 pb quando la massa varia da 140 GeV a 290 GeV, mentre per i leptoquark vettoriali i limiti variano da 5 pb a 0.5 pb, nello stesso intervallo

di massa.

Dai limiti sulla sezione d'urto ho ottenuto i limiti sulle costanti di accoppiamento per i diversi leptoquark. Per i leptoquark con numero fermionico  $F = 2$  i limiti vanno da  $10^{-2}$  a 1, per i leptoquark con  $F = 0$  variano da 0.1 a 10. Fissando per la costante di accoppiamento un valore  $\lambda = \sqrt{4\pi\alpha} \approx 0.3$ , ho escluso leptoquark con  $F = 0$  e masse inferiori a 220 GeV, e leptoquark con  $F = 2$  e masse inferiori a 280 GeV.

Questi limiti sono in genere migliori di quelli ottenuti dai due esperimenti CDF e D0 al Tevatron, e di quelli di LEP (DELPHI, L3, OPAL, ALEPH). Per  $F = 2$  sono migliori di quelli pubblicati finora da ZEUS ed H1.

# Appendice A

## Unità naturali

In meccanica quantistico-relativistica ci sono due costanti fisiche fondamentali, la costante di Planck  $h$  e la velocità della luce nel vuoto  $c$ :

$$\begin{aligned}\hbar &= \frac{h}{2\pi} = 1.055 \times 10^{-34} \text{ J s} \\ c &= 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}\end{aligned}\tag{A.1}$$

È conveniente usare un sistema di misura in cui  $\hbar$  sia 1 in unità di azione ( $\text{ML}^2/\text{T}$ ) e  $c$  sia 1 in unità di velocità ( $\text{L}/\text{T}$ ). A questo punto è sufficiente specificare una sola unità di misura, ad esempio quella di energia ( $\text{ML}^2/\text{T}^2$ ), perché il sistema sia completamente definito. Un'unità di energia in uso nella fisica delle particelle è il GeV, utile perché l'energia a riposo del protone corrisponde a circa 1 GeV.

Avendo scelto unità tali che  $\hbar = c = 1$ , non è più necessario scrivere esplicitamente queste costanti nelle formule; nel caso in cui si debba recuperare la dipendenza da  $\hbar$  e  $c$  è sufficiente un'analisi dimensionale per scoprire dove queste sono state rimosse. Si può anche parlare di massa ( $m$ ), impulso ( $mc$ ) ed energia ( $mc^2$ ) tutti in termini di GeV, e misurare lunghezze ( $\hbar/mc$ ) e tempi ( $\hbar/mc^2$ ) in  $\text{GeV}^{-1}$ :

$$\begin{aligned}1 \text{ Kg} &= 5.61 \times 10^{26} \text{ GeV} \\ 1 \text{ m} &= 5.07 \times 10^{15} \text{ GeV}^{-1} \\ 1 \text{ s} &= 1.52 \times 10^{24} \text{ GeV}^{-1}\end{aligned}$$



# Appendice B

## Derivazione dei limiti nell'approccio Bayesiano

Il metodo di ragionamento Bayesiano viene utilizzato in questa tesi per ricavare il limite superiore sul numero di eventi di segnale (leptoquark), conoscendo il valore aspettato dal fondo (DIS) e contando il numero di eventi osservati. Nel seguito deriverò, senza addentrarmi troppo nei dettagli della teoria, le formule utilizzate nel presente lavoro. Per una trattazione più estesa si veda [68].

### B.1 Dalla probabilità degli effetti alla probabilità delle cause

Quando si effettua una misura, è molto utile pensare al valore vero  $\mu$  ed al valore osservato  $x$  come a causa ed effetto. Indicherò con  $f(x|\mu)$  la probabilità che la misura della grandezza fisica in esame dia come risultato  $x$ . Spesso la distribuzione di probabilità è una gaussiana centrata su  $\mu$ , ma la  $f$  può in linea di principio assumere qualunque forma. La distribuzione  $f(x|\mu)$  si potrà in generale ottenere dalle simulazioni Monte Carlo.

Quello che accade nella pratica è che si effettui una misura di  $x$  e che a partire da questa si voglia ottenere il valore più probabile per  $\mu$ . Quello che si deve fare è invertire la distribuzione di probabilità  $f(x|\mu)$  ed ottenere  $f(\mu|x)$ , e lo strumento per questa inversione è fornito dal teorema di Bayes.

### B.2 Il teorema di Bayes

In questa sezione non darò una dimostrazione rigorosa del teorema; piuttosto ne darò una giustificazione.

- Prima di effettuare una misura, non si conoscono né  $\mu$  né  $x$ ; questa doppia incertezza è espressa dalla distribuzione  $f(x, \mu)$ .

- Dalla definizione di probabilità condizionale, si ha

$$f(x, \mu) = f(\mu|x) \cdot f(x) = f(\mu|x) \int f(x, \mu') d\mu' \quad (\text{B.1})$$

- Introducendo  $f_0(\mu)$  - il grado di verosimiglianza attribuito a  $\mu$  prima della misura -  $f(x, \mu)$  può essere ricavata da  $f(x|\mu)$  e  $f_0(\mu)$ :

$$f(x, \mu) = f(x|\mu) \cdot f_0(\mu) \quad (\text{B.2})$$

- Dal confronto di B.1 e B.2 si ricava il teorema di Bayes:

$$f(\mu|x) = \frac{f(x|\mu) \cdot f_0(\mu)}{\int f(x|\mu') \cdot f_0(\mu') d\mu'} \quad (\text{B.3})$$

La  $f(\mu|x)$  calcolata in questo modo è quanto di più preciso si possa dire su  $\mu$  con le informazioni in nostro possesso.

Si potrebbe obiettare che per il calcolo della  $f(\mu|x)$  ci siamo serviti di  $f_0(\mu)$ , un “pregiudizio” sulla probabilità della  $\mu$ . Dal punto di vista teorico è impossibile invertire la distribuzione  $f(x|\mu)$  senza tale pregiudizio; da un punto di vista più pratico la distribuzione  $f_0(\mu)$  riflette la stima della probabilità dei diversi valori di  $\mu$  in base all’esperienza precedente dello sperimentatore; si sceglierà una distribuzione costante per variabili che abbiano una probabilità costante su tutto l’asse reale, un esponenziale decrescente se per  $\mu$  si prevede un valore piccolo, e così via. È importante sottolineare che, come mostrerò nel seguito, i risultati ottenuti dipendono solo blandamente dalla distribuzione scelta.

### B.3 Limiti sulla sezione d’urto in presenza di fondo

Vediamo adesso come applicare il teorema di Bayes al caso di nostro interesse. Le quantità note sono il numero di eventi osservati  $x$ , gli eventi aspettati dal fondo  $\mu_B$ , la luminosità integrata  $L$  e l’efficienza  $\epsilon$ ; per comodità si introduce anche l’ “efficienza generalizzata”, data dal prodotto di efficienza e luminosità integrata:  $E = \epsilon L$ . La quantità ignota, che voglio ricavare, è la sezione d’urto  $\sigma$  per il segnale.

In un esperimento ideale, con statistica infinita, si avrebbe

$$\sigma = \frac{x - \mu_B}{E} \quad (\text{B.4})$$

In un esperimento reale il numero di eventi è finito, e si hanno quindi delle fluttuazioni statistiche sulle misure; quello che si può fare è ricavare la distribuzione di probabilità  $f(\sigma|x, E, \mu_B)$  e da questa il valore di aspettazione e l’incertezza di  $\sigma$ . Nel caso in cui valga  $\sigma \approx 0$ , sarà però più utile calcolare



il limite superiore della sezione d'urto compatibile con il numero di eventi osservati.

Si definisce come limite superiore al livello di confidenza CL, quel valore  $\sigma_{lim}^{CL}$  tale che:

$$\int_0^{\sigma_{lim}^{CL}} f(\sigma|x, E, \mu_B) d\sigma = CL \quad (B.5)$$

Questa relazione indica che la probabilità che la sezione d'urto vera sia inferiore a  $\sigma_{lim}^{CL}$  è CL. Conviene a questo punto passare alla variabile  $\mu_S = \sigma E$ , il numero di eventi di segnale. Se considero che il processo di creazione delle particelle sia aleatorio, e che quindi segua la statistica poissoniana, la probabilità di osservare  $x$  dato un valore vero  $\mu_S + \mu_B$  sarà data da

$$f(x|\mu_S + \mu_B) = e^{-(\mu_S + \mu_B)} \frac{(\mu_S + \mu_B)^x}{x!} \quad (B.6)$$

relazione invertibile mediante il teorema di Bayes per ottenere la probabilità di  $\mu_S$ :

$$f(\mu_S|x, \mu_B) = \frac{f(x|\mu_S + \mu_B) f_0(\mu_S)}{\int_0^{+\infty} f(x|\mu'_S + \mu_B) f_0(\mu'_S) d\mu'_S} \quad (B.7)$$

Una assunzione che viene fatta comunemente è che  $f_0(\mu_S)$  sia costante, da cui segue

$$\begin{aligned} f(\mu_S|x, \mu_B) &= \frac{e^{-(\mu_S + \mu_B)} (\mu_S + \mu_B)^x / x!}{\int_0^{+\infty} e^{-(\mu'_S + \mu_B)} (\mu'_S + \mu_B)^x / x! d\mu'_S} = \\ &= \frac{e^{-\mu_S} (\mu_S + \mu_B)^x}{\sum_{k=0}^x \frac{x!}{k!(x-k)!} \mu_B^k \int_0^{+\infty} (\mu'_S)^{x-k} d\mu'_S} = \frac{e^{-\mu_S} (\mu_S + \mu_B)^x}{x! \sum_{k=0}^x \mu_B^k / k!} \end{aligned} \quad (B.8)$$

Il limite superiore sul numero di eventi sarà dato da:

$$\int_0^{\mu_S^{lim}} f(\mu_S|x, \mu_B) d\mu_S = CL \quad (B.9)$$

od equivalentemente da

$$\begin{aligned} 1 - CL &= \int_{\mu_S^{lim}}^{+\infty} f(\mu_S|x, \mu_B) d\mu_S = \frac{\int_{\mu_S^{lim}}^{+\infty} e^{-\mu_S} (\mu_S + \mu_B)^x d\mu_S}{x! \sum_{k=0}^x \mu_B^k / k!} = \\ &= e^{-\mu_S^{lim}} \frac{\sum_{k=0}^x (\mu_S^{lim} + \mu_B)^k / k!}{\sum_{k=0}^x \mu_B^k / k!} \end{aligned} \quad (B.10)$$

Nell'ultimo passaggio della (B.10) ho utilizzato la relazione

$$\begin{aligned} \int_{\mu_S}^{+\infty} e^{-\mu} (\mu + \mu_B)^x d\mu &= e^{\mu_B} \int_{\mu_S + \mu_B}^{+\infty} e^{-\mu'} (\mu')^x d\mu' = \\ &= e^{-\mu_S} x! \sum_{k=0}^x \frac{(\mu_S + \mu_B)^k}{k!} \end{aligned} \quad (B.11)$$

dimostrabile, ad esempio, per induzione.

Il limite superiore per  $\mu_S$  si trova invertendo numericamente la (B.10). È immediato poi ricavare il limite sulla sezione d'urto dividendo per  $E$ .

Nella derivazione appena fatta ho studiato il caso semplificato in cui le grandezze  $\mu_B$  e  $E$  siano note senza incertezza e soltanto  $x$  sia affetto da

fluttuazioni; naturalmente nel caso reale non è così. Se descrivo l'incertezza su  $E$  e  $\mu_B$  con una distribuzione bidimensionale  $g(E, \mu_B)$ , la probabilità della sezione d'urto potrà essere espressa come media della  $f(\sigma|x, E, \mu_B)$  su  $E$  e  $\mu_B$ :

$$f(\sigma|x) = \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} dE d\mu_B g(E, \mu_B) f(\sigma|x, E, \mu_B) \quad (\text{B.12})$$

Il limite superiore per la sezione d'urto si ricava numericamente da:

$$1 - CL = \int_{\sigma_{lim}^{CL}}^{+\infty} d\sigma f(\sigma|x) \quad (\text{B.13})$$

È stato verificato che i limiti però non dipendono quasi per niente [69] dalle incertezze su  $E$  e  $\mu_B$ , per cui non approfondirò ulteriormente questo caso.

## B.4 (In)Dipendenza dei limiti dalla $f_0(\mu_S)$

Il segnale  $\mu_S$  che mi aspetto è piccolo, dunque non è ragionevole pensare che  $f_0(\mu_S)$  sia costante da 0 ad  $\infty$ . Cosa cambierebbe utilizzando un'altra distribuzione?

Considero una distribuzione con valore di aspettazione  $\mu_0$  che si riduca alla distribuzione costante per  $\mu_0 \rightarrow \infty$ :

$$f_0(\mu_S) = \frac{1}{\mu_0} e^{-\mu_S/\mu_0} \quad (\text{B.14})$$

La sostituzione nella (B.7) porta a

$$\begin{aligned} f(\mu_S|x, \mu_B) &= \frac{e^{-(\mu_S+\mu_B)} (\mu_S+\mu_B)^x e^{-\mu_S/\mu_0}}{\int_0^{+\infty} e^{-(\mu'_S+\mu_B)} (\mu'_S+\mu_B)^x e^{-\mu'_S/\mu_0} d\mu'_S} = \\ &= \frac{e^{-\mu_S/\mu_1} (\mu_S+\mu_B)^x}{\int_0^{+\infty} e^{-\mu'_S/\mu_1} (\mu'_S+\mu_B)^x d\mu'_S} = \\ &= \frac{e^{-\mu_S/\mu_1} (\mu_S+\mu_B)^x}{\mu_1^{x+1} \int_0^{+\infty} e^{-\mu'_S/\mu_1} \left(\frac{\mu'_S+\mu_B}{\mu_1}\right)^x d\left(\frac{\mu'_S}{\mu_1}\right)} = \\ &= \frac{1}{\mu_1} \frac{e^{-\mu_S/\mu_1} \left(\frac{\mu_S+\mu_B}{\mu_1}\right)^x}{x! \sum_{k=0}^x \left(\frac{\mu_B}{\mu_1}\right)^k / k!} \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

dove  $\frac{1}{\mu_1} = 1 + \frac{1}{\mu_0}$ . A questo punto posso andare a cercare il limite superiore sul numero di eventi:

$$\begin{aligned} 1 - CL &= \int_{\mu_S^{lim}}^{+\infty} f(\mu_S|x, \mu_B) d\mu_S = \frac{\int_{\mu_S/\mu_1}^{+\infty} \left(\frac{\mu_S+\mu_B}{\mu_1}\right)^x e^{-\mu_S/\mu_1} d\left(\frac{\mu_S}{\mu_1}\right)}{x! \sum_{k=0}^x \left(\frac{\mu_B}{\mu_1}\right)^k / k!} = \\ &= e^{-\mu_S^{lim}/\mu_1} \frac{\sum_{k=0}^x \left(\frac{\mu_S^{lim}+\mu_B}{\mu_1}\right)^k / k!}{\sum_{k=0}^x \left(\frac{\mu_B}{\mu_1}\right)^k / k!} \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Per quantificare le differenze tra la (B.10) e la (B.16), vediamo in dettaglio il caso  $x = 0$ ; la (B.16) si riduce a

$$1 - CL = e^{-\frac{\mu_S^{lim}}{\mu_1}} \quad (B.17)$$

da cui ricavo il limite superiore

$$\begin{aligned} \mu_S^{lim} &= -\mu_1 \ln(1 - CL) = -\frac{\mu_0}{1+\mu_0} \ln(1 - CL) = \\ &= -\frac{1}{1+1/\mu_0} \ln(1 - CL) \end{aligned} \quad (B.18)$$

Nel caso della distribuzione uniforme ( $\mu_0 \rightarrow \infty$ ) avrei ottenuto;

$$\mu_S^{lim} = -\ln(1 - CL) \quad (B.19)$$

Prendendo per  $\mu_0$  un valore relativamente piccolo, ad esempio 9, la variazione di  $\mu_S^{lim}$  è appena del 10%. In conclusione si considera una  $f_0(\mu_S)$  costante perché, pur essendo poco plausibile fisicamente, semplifica i calcoli e dà essenzialmente gli stessi risultati che si otterrebbero con distribuzioni più verosimili ma più complesse.



# Bibliografia

- [1] C. Adloff *et al.*, *Z. Phys.* **C74**, 191 (1997);  
J. Breitweg *et al.*, *Z. Phys.* **C74**, 207 (1997).
- [2] E. Rutherford, *Phil. Mag.* **21**, 669 (1911).
- [3] J. Franck e G. Hertz, *Verh. Deutschen Phys. Ges.* **16**, 457 (1914).
- [4] R. W. McAllister e R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **102**, 851 (1956);  
R. Hofstadter, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 214 (1956).
- [5] R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, W. A. Benjamin (1972).
- [6] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).
- [7] J. Kuti e V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **D4**, 3418 (1971).
- [8] E. D. Bloom *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930 (1969);  
M. Breidenbach *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 935 (1969).
- [9] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969).
- [10] Si veda ad esempio:  
F. Halzen e A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons,  
New York (1984).
- [11] C. G. Callan e D. G. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 156 (1969).
- [12] T. Eichten *et. al.*, *Phys. Lett.* **B46**, 274 (1973).
- [13] G. Altarelli e G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126**, 298 (1977).
- [14] V. N. Gribov e L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15**, 438 (1972);  
L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **20**, 95 (1975);  
Y. L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* **46**, 641 (1977).
- [15] C. F. Weizsäcker, *Z. Phys.* **88**, 612 (1934);  
E. J. Williams, *Phys. Rev.* **45**, 729 (1934).
- [16] H. B. Nilles, *Phys. Rep.* **110**, 1 (1984).
- [17] H. E. Haber e G. L. Kane, *Phys. Rep.* **117**, 75 (1985).

- [18] J. Butterworth e H. Dreiner, *Nucl. Phys.* **B397**, 3 (1993),  
hep-ph/9211204.
- [19] U. Amaldi, W. de Boer e H. Fürstenau, *Phys. Lett.* **B260**, 447 (1991).
- [20] W. Buchmüller, R. Rückl e D. Wyler, *Phys. Lett.* **B191**, 442 (1987).
- [21] B. Schrempp, *Physics at HERA, proceedings of the workshop* vol.2, 1034 (1991).
- [22] T. Plehn, H. Spiesberger, M. Spira e P. M. Zerwas, *Z. Phys.* **C74**, 611 (1997),  
hep-ph/9703433.
- [23] Z. Kunszt e W. J. Stirling, *Z. Phys.* **C75**, 453 (1997),  
hep-ph/9703427.
- [24] G. A. Voss e B. Wiik, *HERA, A Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Facility at Desy*, Edit. Kumpfert e Leenen (1989).
- [25] ZEUS Collaboration, *The ZEUS Detector, Status Report 1993*, DESY (1993).
- [26] B. Foster *et al.*, *Nucl. Instr. & Meth.* **A338**, 254 (1994).
- [27] R. Hall-Wilton *et al.*, *The CTD Tracking Resolution*, ZEUS-Note 99-024.
- [28] M. Derrick *et al.*, *Nucl. Instr. & Meth.* **A309**, 77 (1991);  
A. Andresen *et al.*, *Nucl. Instr. & Meth.* **A309**, 101 (1991).
- [29] H. Bethe e W. Heitler, *Proc. Roy. Soc.* **A146**, 83 (1943).
- [30] C. Youngman, *The ZEUS Data Acquisition System*, DESY 92-150A.
- [31] W. H. Smith *et al.*, *The ZEUS Trigger System*, ZEUS-Note 89-084.
- [32] Henk A. J. R. Uijterwaal, *The Global Second Level Trigger*, Ph.D. Thesis, University of Amsterdam (1992).
- [33] R. Brun e J. Zoll, *ZEBRA - Data structure management system*, CERN Program Library Q100.
- [34] R. Brun *et al.*, *Geant 3.13*, CERN DD/EE/84-1 (1987).
- [35] B. Straub e H. Zhang,  
[http://www-zeus.desy.de/~quadt/ZEUS\\_ONLY/em/em.html](http://www-zeus.desy.de/~quadt/ZEUS_ONLY/em/em.html)
- [36] A. Caldwell, W. Liu e B. Straub, *BCAL Electron Studies*, ZEUS-Note 98-002.

- [37] S. D. Ellis e D. E. Soper, *Phys. Rev.* **D48**, 3160 (1993); S. Catani, Yu. L. Dokshitzer e M. H. Seymour, *Phys. Lett.* **B406**, 263 (1993).
- [38] F. Jacquet e A. Blondel, *Proc. of the study of an ep facility for Europe*, DESY 79-48, 391 (1979).
- [39] S. Bentvelsen, J. Engelen e P.Kooijman, *Physics at HERA, proceedings of the Workshop* vol.1, 23 (1991).
- [40] ZEUS Collaboration, *Study of High Mass  $e^-$ -jet Systems in Electron-Proton Scattering at HERA*, sottoposto al *International Europhysics Conference on High Energy Physics 99*, Tampere (Finlandia).
- [41] M. Botje, *A QCD analysis of HERA and fixed target structure function data*, DESY 99-038.
- [42] L. Lönnblad, Lund Preprint, LU TP-89-10;  
L. Lönnblad, *Comp. Phys. Com.* **71**, 15 (1992).
- [43] H. Spiesberger, <http://www.desy.de/~hspiesb/djangoh.html>;  
G. A. Schuler e H. Spiesberger, *Physics at HERA, proceedings of the workshop* vol.3, 1419 (1991).
- [44] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring, *Physics at HERA, proceedings of the workshop* vol.3, 1294 (1991).
- [45] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, *Comp. Phys. Comm.* **101**, 108 (1997).
- [46] H. L. Lai *et al.*, *Phys. Rev.* **D55**, 1280 (1997).
- [47] B. Andersson *et al.*, *Z. Phys.* **C43**, 625 (1989).
- [48] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **39**, 347 (1986);  
T. Sjöstrand e M. Bengtsson, *Comp. Phys. Comm.* **43**, 367 (1987);  
T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **82**, 74 (1994).
- [49] B. Andersson *et al.*, *Phys. Rep.* **97**, 31 (1983).
- [50] G. Marchesini *et. al*, *Computer Phys. Commun.* **67**, 465 (1992);
- [51] R. D. Field e S. Wolfram, *Nucl. Phys.* **B213**, 65 (1983);  
B. R. Webber, *Nucl. Phys.* **B238**, 492 (1984).
- [52] M. Glück, E. Reya e A. Vogt, *Z. Phys.* **C53**, (1992).
- [53] H.-U. Bengtsson, *Comp. Phys. Comm.* **31**, 323 (1984);  
H.-U. Bengtsson e G. Ingleman, *Comp. Phys. Comm.* **34**, 251 (1985);  
H.-U. Bengtsson e T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **43**, 1986.

- [54] M. Corradi e E. Gallo, *Search for Narrow Resonances in the 94-97 e<sup>+</sup>p data at high E<sub>T</sub>*, ZEUS-Note in preparazione.
- [55] ZEUS Collaboration, *Search for Resonances Decaying to e<sup>+</sup>-Jet in e<sup>+</sup>p Interactions at HERA*, DESY 00-023.
- [56] M. Derrick *et al.*, *Phys. Lett* **B306**, 173 (1993), DESY 93-017.
- [57] Si veda ad esempio:  
M. Kuze, ZEUS Collaboration, hep-ex/9910017.
- [58] C. Adloff *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C11**, 447 (1999), hep-ex/9907002.
- [59] G. Abbiendi *et al.*, OPAL Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C13**, 15 (2000), hep-ex/9908007.
- [60] S. Söldner-Rembold, OPAL Collaboration, hep-ex/9706003.
- [61] P. Abreu *et al.*, DELPHI Collaboration, *Phys. Lett.* **B446**, 62 (1999).
- [62] M. Acciarri *et al.*, L3 Collaboration, *Phys. Lett.* **B433**, 163 (1998).
- [63] R. Barate *et al.*, ALEPH Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C12**, 183 (2000), hep-ex/9904011.
- [64] G. Abbiendi *et al.*, OPAL Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C6**, 1 (1999).
- [65] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4327 (1997), hep-ex/9708017.
- [66] B. Abbott *et al.*, D0 Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 2051 (1998), hep-ex/9710032.
- [67] D. Acosta e S. K. Blessing, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49**, 389 (1999).
- [68] G. D'Agostini, *Bayesian Reasoning in High Energy Physics: Principles and Applications*, CERN Yellow Report 99-03.
- [69] M. Corradi, nei *Proceeding del Workshop on Confidence Limits*, <http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/EP/Events/CLW/>;  
R. D. Cousins e V. L. Highland, *Nucl. Instr. Meth.* **A320**, 331 (1992).