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

Misura dell'integrale di Gerasimov-Drell-Hearn nella diffusione inelastica elettrone-neutrone

Relatore:

Prof.ssa Paola Ferretti Dalpiaz

Laureando:

Pietro Slavich

Correlatore:

Dott. Nicola Bianchi

Anno Accademico 1995-96

Indice

Introduzione

L'oggetto di questa tesi è la misura dell'integrale di Gerasimov, Drell e Hearn (GDH), che rappresenta l'estensione ai fotoni virtuali dell'integrale definito in una regola di somma per i fotoni reali derivata indipendentemente da Gerasimov nel 1965 e da Drell e Hearn nel 1966.

La regola di somma GDH si basa su ipotesi fondamentali quali causalità, unitarietà e simmetria di *crossing*; essa connette le proprietà statiche dei nucleoni (massa, carica e momento magnetico) ad un integrale che coinvolge le sezioni d'urto per l'assorbimento di fotoni reali polarizzati da parte di nucleoni polarizzati. Fino ad oggi non sono state realizzate verifiche sperimentali di questa regola, per la mancanza di fasci di fotoni polarizzati di energia e intensità adeguate. D'altra parte stime indirette del valore dell'integrale, basate sui dati relativi al processo di fotoproduzione di pioni, sembrano produrre risultati che sono in contraddizione con la previsione teorica. Per questo motivo sono attualmente in programma diversi esperimenti che verificheranno direttamente la regola GDH, utilizzando fasci di fotoni polarizzati circolarmente con energia compresa tra 145 MeV e 3 GeV.

Un altro motivo di interesse per la regola GDH è il fatto che essa costituisce il limite per fotoni reali delle regole di somma di Bjorken e Ellis-Jaffe, caratteristiche della diffusione profondamente inelastica di leptoni su nucleoni (DIS). È infatti possibile definire una funzione $I(Q^2)$, dipendente dal quadri-impulso del fotone virtuale trasferito, che coincide con l'integrale definito nella regola GDH quando $Q^2 = 0$ (fotone reale) ed è legata all'integrale della funzione di struttura di spin g_1 nel limite $Q^2 \to \infty$. Il comportamento di $I(Q^2)$ per valori intermedi del quadri-impulso trasferito ($Q^2 < 1$ GeV^2) è tuttora oggetto di studio, ma si presume che sia in parte determinato dalle risonanze del sistema fotone virtuale-nucleone.
L'integrale $I(Q^2)$ può essere decomposto in un termine che contiene il contributo delle risonanze e un termine che dipende dalla diffusione inelastica leptone-

nucleone: il primo risulta dominante a piccoli valori di Q^2 e sarà misurato in diversi esperimenti in programma al TJNAF di Newport News, utilizzando elettroni polarizzati longitudinalmente con energia compresa tra 1 e 4 GeV e bersagli polarizzati di NH_3 e ND_3. Il termine che dipende dalla diffusione inelastica, invece, diventa dominante per $Q^2 > 1$ GeV^2 e può essere misurato dall'esperimento HERMES, in corso dal 1995 al DESY di Amburgo.

HERMES studia la struttura di spin dei nucleoni attraverso la diffusione profondamente inelastica di positroni polarizzati longitudinalmente su bersagli polarizzati di idrogeno, deuterio e ^{3}He, usando tecnologie innovative:

- Il fascio di positroni da 27.5 GeV dell'anello di accumulazione HERA è polarizzato in maniera spontanea tramite l'effetto Sokolov-Ternov.
- Il bersaglio polarizzato è allo stato gassoso ed è contenuto in una cella di accumulazione posta direttamente sul percorso del fascio di positroni.
- Il rivelatore è uno spettrometro a larga accettanza, che permette di coprire un ampio intervallo di Q^2 (tra 0.8 e 10 GeV^2) e di rivelare le particelle secondarie prodotte negli eventi di DIS.

L'argomento specifico di questa tesi è la misura del contributo della diffusione inelastica alla funzione $I(Q^2)$ per il neutrone, attraverso i dati ottenuti con il bersaglio di ^{3}He nel primo anno di funzionamento dell'esperimento. La tesi è strutturata nella maniera seguente:

- Nel primo capitolo si presenta una panoramica sulla derivazione della regola GDH per i fotoni reali, sulle problematiche connesse alla sua eventuale violazione e sugli esperimenti in programma per la sua verifica.
- Nel secondo capitolo si mette in evidenza la connessione tra la regola GDH e le regole di somma del *Deep Inelastic Scattering*, quindi si definisce l'estensione dell'integrale GDH ai fotoni virtuali.
- Il terzo capitolo contiene una breve descrizione dell'apparato sperimentale di HERMES.
- Il quarto capitolo, che contiene il principale contributo personale di questa tesi, riguarda la misura dell'integrale di Gerasimov-Drell-Hearn nella diffusione inelastica elettrone-neutrone. Si descrive nei dettagli l'analisi dei dati raccolti nel 1995 con il bersaglio di ^{3}He; questa comprende la selezione dei periodi in cui il rivelatore ha funzionato correttamente, l'identificazione delle particelle coinvolte negli eventi di diffusione inelastica e la misura delle asimmetrie di spin necessarie al calcolo di $I(Q^2)$, con opportune correzioni

che tengono conto della struttura del nucleo di ^{3}He e dei processi radiativi della QED. Come risultato finale si presentano i valori sperimentali del contributo della diffusione inelastica alla funzione $I(Q^2)$, assieme ad una stima degli errori sistematici insiti nella misura e ad una estrapolazione dell'integrale nella regione cinematica che non è coperta dall'esperimento.

- il quinto capitolo riassume le conclusioni di questo lavoro e delinea i suoi possibili sviluppi futuri.

Capitolo 1

La regola di somma di Gerasimov-Drell-Hearn

In questo capitolo si introduce la regola di Gerasimov-Drell-Hearn per i fotoni reali. Si descrivono la derivazione originale della regola di somma, le stime fenomenologiche basate sulla fotoproduzione di pioni e i modelli che potrebbero giustificare una sua eventuale violazione. Si riporta inoltre una breve panoramica sugli esperimenti attualmente in preparazione per la verifica di questa regola fondamentale.

1.1 Derivazione della regola di somma

La regola di somma di Gerasimov-Drell-Hearn (GDH) è stata ricavata indipendentemente da S.B. Gerasimov nel 1965 [1] e da S.D. Drell e A.C. Hearn nel 1966 [2]. Nella sua forma originale, consiste in un integrale sulla differenza tra le sezioni d'urto per l'assorbimento di fotoni polarizzati da parte di nucleoni:

$$\int_{\nu_{th}}^{\infty} \left(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}\right) \frac{d\nu}{\nu} = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2}\kappa^2 \tag{1.1}$$

dove $\sigma_{1/2}$ e $\sigma_{3/2}$ sono le sezioni d'urto per l'assorbimento di fotoni polarizzati circolarmente con spin antiparallelo e parallelo a quello del nucleone, ν è l'energia del fotone nel sistema di laboratorio, ν_{th} è l'energia di soglia per la fotoproduzione di un pione, M è la massa del nucleone (neutrone o protone) e κ è il momento magnetico anomalo del nucleone.
L'equazione (1.1) si può derivare combinando la relazione di dispersione per la diffusione Compton in avanti formulata da Gell-Mann, Goldberger e Thirring (GGT) [3] con il teorema di bassa energia per la diffusione Compton formulato da Low [4] e da Gell-Mann e Goldberger [5]. È bene vedere in dettaglio questi due "ingredienti", in modo da evidenziare quali sono le ipotesi molto generali su cui si basa la regola GDH.

1.1.1 Relazione GGT

Nei paragrafi seguenti si deriva la relazione di dispersione di Gell-Mann, Goldberger e Thirring [3], che sfrutta i principi di causalità, simmetria di scambio e unitarietà.

Causalità. Sia $A(\nu)$ l'ampiezza di probabilità per la diffusione di una particella con massa nulla ed energia ν da parte di un bersaglio fisso. È possibile dimostrare [6] che il principio di causalità (cioè l'ipotesi che un determinato evento dipenda solamente da eventi appartenenti al suo cono di luce del passato) implica che $A(\nu)$ sia analitica su tutto il piano complesso. Se poi si fa uso del teorema di Cauchy, valido per le funzioni analitiche, si può ricavare la seguente relazione di "dispersione":

$$\mathrm{Re}\, A(\nu) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, A(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' \tag{1.2}$$

dove P indica la parte principale dell'integrale.

Simmetria di scambio. Si consideri il processo di diffusione a due corpi:

$$a_1 + a_2 \rightarrow a_3 + a_4$$

Il principio di simmetria di scambio (*crossing symmetry*) stabilisce che questo processo e i processi "coniugati":

$$\begin{aligned} a_1 + \bar{a_3} &\rightarrow \bar{a_2} + a_4 \\ a_1 + \bar{a_4} &\rightarrow \bar{a_2} + a_3 \end{aligned}$$

(in cui una particella a, entrante o uscente, è sostituita da una particella $\bar{a}$ che viaggia nel senso opposto) sono descritti da una sola ampiezza di diffusione, definita in modo da essere invariante per trasformazioni di Lorentz.
Se con $F(\nu)$ si indica l'ampiezza di probabilità per la diffusione in avanti valutata nel sistema di laboratorio, si può dimostrare [6] che il principio di simmetria di scambio implica la seguente relazione:

$$F^*(\nu) = F(-\nu) \tag{1.3}$$

Questa proprietà di $F(\nu)$ permette di eliminare dalla relazione di dispersione la parte relativa ai valori negativi dell'energia (che non hanno significato fisico). Inserendo la (1.3) nella (1.2) si ottiene infatti:

$$\mathrm{Re}\, F(\nu) = \frac{2}{\pi} P \int_{0}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, F(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} \nu' d\nu' \tag{1.4}$$

Unitarietà. L'ampiezza di diffusione Compton in avanti si può scrivere come somma di due funzioni scalari e invarianti per trasformazioni di Lorentz:

$$F(\nu) = f_1(\nu)\,(\vec{e}\,'^{*} \cdot \vec{e}) + i\nu f_2(\nu)\,\vec{\sigma} \cdot (\vec{e}\,'^{*} \times \vec{e}) \tag{1.5}$$

dove $\vec{e}$ ed $\vec{e}\,'$ sono i vettori di polarizzazione del fotone incidente e di quello diffuso, $\vec{\sigma}$ è lo spin del nucleone, $f_1(\nu)$ descrive l'interazione elettrica (senza inversione dello spin) e $f_2(\nu)$ descrive l'interazione magnetica (con inversione dello spin). Se si considerano separatamente i processi di diffusione Compton con spin del fotone parallelo e antiparallelo a quello del nucleone (rispettivamente con elicità $\lambda_{\gamma N} = 3/2,\ 1/2$), le ampiezze di diffusione sono:

$$\begin{aligned} F_{1/2} &= f_1 + \nu f_2 \\ F_{3/2} &= f_1 - \nu f_2 \end{aligned}$$

Se poi si fa uso del teorema ottico:

$$\sigma(\nu) = \frac{4\pi}{\nu}\,\mathrm{Im}\,F(\nu)$$

che collega la sezione d'urto totale all'ampiezza di diffusione in avanti e si basa sull'unitarietà della matrice di diffusione, si può facilmente ricavare la relazione:

$$\frac{\nu}{4\pi}(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) = \mathrm{Im}\,(F_{1/2} - F_{3/2}) = 2\nu\,\mathrm{Im}\,f_2 \tag{1.6}$$

Relazione GGT. Dalle equazioni (1.3) e (1.5) si ricava $f_2^*(\nu) = f_2(-\nu)$. Di conseguenza, è possibile combinare i risultati espressi in (1.4) e (1.6) in una relazione di dispersione per f_2:

$$\mathrm{Re}\,f_2(\nu) = \frac{2}{\pi}P\int_0^\infty \frac{\mathrm{Im}\,f_2(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2}\nu' d\nu' = \frac{1}{4\pi^2}P\int_0^\infty \frac{(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})}{\nu'^2 - \nu^2}\nu' d\nu' \tag{1.7}$$

Si può notare che, affinché l'integrale definito nell'equazione (1.7) sia finito, è necessario che per $\nu' \to \infty$ la differenza tra le sezioni d'urto tenda a zero più rapidamente di $1/\ln\nu'$. Se ciò non accadesse, bisognerebbe sottrarre dalla (1.7) la stessa espressione calcolata con un valore arbitrario di ν (tipicamente $\nu = 0$), in modo da ottenere un integrale convergente:

$$\mathrm{Re}\,f_2(\nu) = \mathrm{Re}\,f_2(0) + \frac{2\nu^2}{\pi}P\int_0^\infty \frac{\mathrm{Im}\,f_2(\nu')}{\nu'(\nu'^2 - \nu^2)}d\nu'$$

Nella derivazione della regola GDH si assume che l'integrale della (1.7) sia convergente (ipotesi di non sottrazione). È da notare che, tra le ipotesi su cui si basa la regola, questa è l'unica che non discende da principi "primi" e quindi potrebbe essere la causa di un'eventuale violazione. Per ulteriori considerazioni in proposito si rimanda al paragrafo 1.3.1.

1.1.2 Teorema di Low

Il secondo ingrediente della regola GDH è il teorema di Low [4], riguardante l'ampiezza di diffusione Compton in avanti per fotoni a bassa energia ($\nu \to 0$) da parte di un sistema con spin $\frac{1}{2}$:

$$F(\nu) = -\frac{\alpha}{M}\,(\vec{e}^{\,\prime *}\cdot\vec{e}) - \frac{\alpha\kappa^2}{2M^2}\,i\vec{\sigma}\cdot(\vec{e}^{\,\prime *}\times\vec{e})\,\nu + O(\nu^2) \tag{1.8}$$

dove κ è il momento magnetico anomalo del sistema. La derivazione di questa formula è piuttosto complessa, e si basa sull'invarianza dell'interazione fotone-nucleone rispetto a trasformazioni di gauge e di Lorentz. Il significato fisico si può comunque sintetizzare dicendo che, nella diffusione contro un sistema complesso, i fotoni con energia molto bassa "vedono" soltanto le sue caratteristiche globali (massa, carica e momento magnetico) indipendentemente dalla struttura sottostante: il termine all'ordine zero in ν descrive la diffusione Thomson del fotone su una particella carica, mentre il termine lineare è dovuto all'interazione con il momento magnetico della particella.

1.1.3 Regola di somma GDH

Combinando le equazioni (1.5), e (1.8) con il limite per $\nu \to 0$ della (1.7), si ottiene infine la regola di somma di Gerasimov-Drell-Hearn:

$$4\pi^2\,\mathrm{Re}\,f_2(0) = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2}\kappa^2 = \int_{\nu_{th}}^{\infty}\left(\sigma_{1/2}-\sigma_{3/2}\right)\frac{d\nu'}{\nu'} \tag{1.9}$$

La soglia ν_{th} rappresenta l'energia al di sotto della quale non c'è assorbimento del fotone da parte del nucleone, e corrisponde all'energia minima per la produzione di un pione:

$$\nu_{th} = \frac{m_\pi^2}{2M} + m_\pi \approx 150 \text{ MeV}$$

La regola di somma vale separatamente per il protone ed il neutrone; inserendo nella (1.9) i corrispondenti valori di κ_p e κ_n si ottiene rispettivamente:

$$I_p = -204.8\ \mu\text{b} \qquad\qquad I_n = -233.2\ \mu\text{b}$$

dove I_p e I_n indicano il valore dell'integrale GDH per il protone ed il neutrone. Come è stato evidenziato nei paragrafi precedenti, la regola di Gerasimov-Drell-Hearn si basa su ipotesi fondamentali (unitarietà, simmetria di scambio, invarianza di gauge e di Lorentz), e sull'ipotesi aggiuntiva di non-sottrazione: per questo motivo, la verifica sperimentale di una regola così "solida" ha sempre destato un grande interesse. Fino ad oggi le tecniche della fisica dei processi polarizzati non hanno permesso una misura diretta dell'integrale, tuttavia è possibile darne una stima approssimativa analizzando i dati relativi al processo di fotoproduzione di pioni.

1.2 Verifica indiretta della GDH

Il primo tentativo di verificare indirettamente la validità della regola GDH consiste in un'analisi della fotoproduzione di pioni ad opera di Karliner nel 1973 [7]; questo lavoro è stato ripetuto da Workman e Arndt nel 1992 [8] e da Sandorfi *et. al.* nel 1993 [9], con risultati abbastanza simili.
L'ipotesi su cui si basa l'analisi è che l'integrale (1.9) sia quasi completamente saturato dal processo di produzione di uno o due pioni tramite assorbimento di un fotone:

$$\gamma N \to \pi N,\ \pi\pi N$$

Sia la corrente associata al fotone che il momento magnetico del nucleone possono essere decomposti in una parte isoscalare ed una parte che nello spazio dell'isospin trasforma come la terza componente di un vettore [10]. Ne segue che i momenti magnetici anomali del protone e del neutrone si possono scrivere come:

$$\begin{aligned} \kappa_p &= \tfrac{1}{2}(\kappa_S + \kappa_V) \\ \kappa_n &= \tfrac{1}{2}(\kappa_S - \kappa_V) \end{aligned}$$

dove S e V indicano rispettivamente la parte isoscalare e isovettoriale. A sua volta anche l'integrale di GDH può essere separato in un termine isoscalare, uno isovettoriale e uno di interferenza VS:

$$\begin{aligned} I_{VV} &= \int_{\nu_{th}}^{\infty} \left(\sigma_{1/2}^{VV} - \sigma_{3/2}^{VV}\right) \frac{d\nu}{\nu} &= -(\tfrac{1}{2}\kappa_V)^2 \frac{2\pi^2\alpha}{M^2} &= -218.8 \quad \mu b \\ I_{SS} &= \int_{\nu_{th}}^{\infty} \left(\sigma_{1/2}^{SS} - \sigma_{3/2}^{SS}\right) \frac{d\nu}{\nu} &= -(\tfrac{1}{2}\kappa_S)^2 \frac{2\pi^2\alpha}{M^2} &= -0.2 \quad \mu b \qquad (1.10) \\ I_{VS} &= \int_{\nu_{th}}^{\infty} \left(\sigma_{1/2}^{VS} - \sigma_{3/2}^{VS}\right) \frac{d\nu}{\nu} &= \mp\tfrac{1}{2}\kappa_V\kappa_S \frac{2\pi^2\alpha}{M^2} &= \pm 14.2 \quad \mu b \end{aligned}$$

Il segno $-$ o $+$ in I_{VS} vale rispettivamente per il protone ed il neutrone, e la somma dei tre integrali coincide con la regola di GDH: ne segue che I_{VS} è legato alla differenza tra gli integrali per protone e neutrone dalla relazione $I_{VS} = (I_p - I_n)/2$.
Per definire σ^{VV}, σ^{SS} e σ^{VS} si parte dal fatto che la generica ampiezza di probabilità per la fotoproduzione di pioni può essere decomposta in tre parti:

$$A^{V_3} \qquad A^{V_1} \qquad A^{S}$$

dove V_3 e V_1 indicano gli stati con isospin totale $3/2$ e $1/2$ generati dalla parte vettoriale della corrente elettromagnetica, mentre S indica lo stato con isospin $1/2$ generato dalla parte scalare. Le sezioni d'urto con isospin definito risultano quindi:

$$
\begin{aligned}
\sigma^{VV} &\propto \mid A^{V_3} \mid^2 + \mid A^{V_1} \mid^2 \\
\sigma^{SS} &\propto \mid A^S \mid^2 \\
\sigma^{VS} &\propto (A^S)^* A^{V_1} + A^S (A^{V_1})^*
\end{aligned}
\tag{1.11}
$$

Le ampiezze per la fotoproduzione di pioni relative ad un determinato stato di elicità iniziale ($\lambda_{\gamma N} = 1/2$ o $3/2$) si possono anche decomporre in termini con parità e momento angolare definito [7]:

$$
\begin{aligned}
\sigma_{1/2} &= \frac{8\pi q}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \left(\mid A_{l+} \mid^2 + \mid A_{(l+1)-} \mid^2 \right) \\
\sigma_{3/2} &= \frac{8\pi q}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \tfrac{1}{4}\, l(l+1)(l+2) \left(\mid B_{l+} \mid^2 + \mid B_{(l+1)-} \mid^2 \right)
\end{aligned}
\tag{1.12}
$$

dove k e q sono gli impulsi del fotone e del pione valutati nel centro di massa, mentre $A_{l\pm}$ a $B_{l\pm}$ sono le ampiezze di probabilità degli stati finali con momento angolare del pione l, parità $P = (-1)^{l+1}$ e momento angolare totale $J = l \pm \frac{1}{2}$. Tramite le equazioni (1.11) e (1.12) è quindi possibile valutare $\sigma_{1/2}$ e $\sigma_{3/2}$ nei tre canali di isospin come somma dei contributi delle singole onde parziali.
Nei lavori [7], [8] e [9] si calcolano le componenti di isospin (1.10) della regola GDH, utilizzando diversi insiemi di dati sperimentali relativi alla fotoproduzione di un solo pione. Il contributo del processo con due pioni è solamente stimato, tramite il rapporto tra i decadimenti $\pi\pi N/\pi N$ che è noto per ogni risonanza; è da notare che le tre analisi utilizzano la stessa stima (quella di Karliner). L'energia del fotone va da ν_{th} fino a 1.2 GeV nel caso di Karliner e fino a 1.7 GeV nei due lavori più recenti. I risultati ottenuti per I_{VV}, I_{SS} e I_{VS} assieme al corrispondente valore dell'integrale GDH per il protone e il neutrone, espressi in μb, sono riportati nella tabella 1.1: in tutti i casi il contributo della parte isovettoriale I_{VV} è in accordo con il valore atteso, mentre i dati analizzati non sono sufficienti a determinare con precisione il contributo del termine isoscalare (che comunque rimane piccolo rispetto agli altri due). La cosa sorprendente è che, in tutte le analisi, il termine I_{VS} risulta avere il segno opposto rispetto alla previsione teorica, quindi i valori totali dell'integrale GDH per protone e neutrone sono abbastanza diversi da quelli previsti. Ovviamente gli autori stessi sono molto cauti nel concludere per una violazione della regola GDH, perché questi risultati sono da considerare incompleti (non è detto che l'integrale sia realmente saturato dai dati con $\nu < 1.7$ GeV della fotoproduzione di uno o due pioni). Tuttavia, oltre ad aumentare l'interesse per la verifica diretta della regola di somma, il comportamento inaspettato del termine I_{VS} ha stimolato la produzione di modelli alternativi che possano giustificare un valore dell'integrale diverso da quello atteso.

	Karliner [7]	W. & A. [8]	S. W. & K. [9]	Teoria
I_{VV}	-219	-225	-227	-218.8
I_{SS}	$\sim$ -3	~ 0	~ 2	-0.2
I_{VS}	-39	-34	-65	14.2
I_p	-261	-259	-289	-204.8
I_n	-183	-191	-160	-233.2

Tabella 1.1: Stime dell'integrale di Gerasimov-Drell-Hearn basate sui dati della fotoproduzione di pioni. I valori riportati sono in μb.

1.3 Possibili violazioni della regola GDH

1.3.1 Validità dell'ipotesi di non sottrazione

Un'eventuale violazione della regola di Gerasimov-Drell-Hearn chiamerebbe in causa prima di tutto la validità dell'ipotesi di non sottrazione, che tra gli ingredienti della GDH è l'unico che non discende da principi inviolabili (si veda il paragrafo 1.1). Tuttavia, l'ipotesi di non sottrazione si può giustificare facendo uso della teoria dei poli di Regge nella diffusione ad alta energia.

Teoria di Regge. Come abbiamo visto nel paragrafo 1.1, il principio di simmetria di incrocio stabilisce che un processo di diffusione e il suo coniugato, in cui si scambiano particelle entranti e uscenti, sono descritti dalla stessa ampiezza di probabilità. Nel passaggio (*crossing*) tra i due processi le variabili di Mandelstam s (il quadrato dell'energia nel centro di massa) e t (il quadrato del quadri-impulso trasferito) si scambiano di ruolo, nel senso che la t del processo di partenza corrisponde alla s di quello coniugato. La teoria di Regge stabilisce che, quando $s \to \infty$, la sezione d'urto è dominata dalle risonanze del canale t, che si manifestano come poli dell'ampiezza di diffusione. Lo spin α di queste risonanze è legato alla loro energia (cioè t) dalle cosiddette "traiettorie di Regge":

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$$

I poli corrispondono ai valori interi o semi-interi di $\alpha(t)$, e l'ampiezza di diffusione ha una forma del tipo:

$$F(s,t) \;\propto\; \frac{1}{k}\,\beta(t)\,s^{\alpha(t)}$$

dove k è l'impulso nel centro di massa, $\beta(t)$ è una funzione reale incognita, e $\alpha(t)$ è la traiettoria che domina la diffusione ad alte energie (*leading trajectory*). Applicando il teorema ottico si ricava facilmente che la sezione d'urto totale ha, nel limite $s \to \infty$, un andamento del tipo:

$$\sigma \propto s^{\alpha(0)-1} \tag{1.13}$$

Tra le traiettorie di Regge che possono contribuire alla sezione d'urto (1.13) ci sono:

- Le traiettorie che contengono i vari mesoni vettoriali e i loro stati eccitati. Ad esempio, la traiettoria contenente il mesone ρ è descritta da $\alpha(0) \sim 0.55$ e $\alpha' \sim 1$ GeV^{-2}, cosicché $\alpha(m_\rho^2) = 1$.

- La traiettoria P, detta pomerone, che corrisponde allo scambio di particelle (mai rivelate sperimentalmente) con gli stessi numeri quantici del vuoto. Per il pomerone $\alpha(0) \sim 1$ e $\alpha' \sim 0.25$ GeV^{-2}, quindi la sezione d'urto (1.13) acquista un andamento costante a grande s.

Convergenza dell'integrale Nel formalismo della teoria di Regge, l'eventuale divergenza dell'integrale GDH dipenderebbe dalla presenza di un polo con $J^P = 1^+$ nell'ampiezza di diffusione. Tuttavia, si può mostrare [11] che per grandi valori di ν la componente di iso-tripletto della differenza delle sezioni d'urto polarizzate $\Delta\sigma = (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})$ si comporta come:

$$(\Delta\sigma)_3\,(\nu) \sim \nu^{\alpha_{a_1}-1} \tag{1.14}$$

dove α_{a_1} è l'intercetta $\alpha(0)$ della traiettoria che contiene il mesone a_1. Il valore di α_{a_1} non è conosciuto con precisione, ma si stima [12] che sia $-0.5 \leq \alpha_{a_1} \leq 0$. La traiettoria del pomerone non contribuisce direttamente a $\Delta\sigma$ [11]; tuttavia, i processi fisici sottostanti (nel linguaggio della teoria di Regge, i tagli associati alla traiettoria) determinano il comportamento della componente di iso-singoletto. Landshoff [13] propone un modello basato sulla QCD, in cui il pomerone si interpreta come lo scambio di due gluoni in uno stato che si comporta come un vettore per trasformazioni di Lorentz; questo modello prevede per $(\Delta\sigma)_0$ un comportamento asintotico del tipo:

$$(\Delta\sigma)_0\,(\nu) \sim \frac{\ln \nu}{\nu} \tag{1.15}$$

Sia la parte di iso-tripletto (1.14) che quella di iso-singoletto (1.15) danno luogo ad un integrale convergente nella regola GDH, quindi l'ipotesi di non sottrazione si può considerare valida. D'altra parte, la divergenza di $\Delta\sigma$ implica che tutti i quark del mare siano generati in un solo stato di polarizzazione [14]: questo fatto non sarebbe spiegabile con i meccanismi noti della QCD, quindi è considerato molto improbabile.

1.3.2 Comportamento asintotico di f_2

La relazione di dispersione (1.2) si ricava assumendo che l'ampiezza $f_2(\nu)$ tenda a zero per $\nu \to \infty$, in modo che nell'integrale sul piano complesso del teorema di Cauchy si possa trascurare il cerchio all'infinito; questa richiesta è abbastanza restrittiva, e può essere ridotta [6]. Nell'articolo di Sandorfi *et al.* [9] si suggerisce l'ipotesi che f_2 tenda ad un valore costante ad alte energie; in questo caso la regola GDH richiederebbe una modifica del tipo:

$$\int_{\nu_{th}}^{\infty} \left(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}\right) \frac{d\nu}{\nu} = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2}\kappa^2 - 4\pi^2 f_2(\infty) \tag{1.16}$$

Se fosse $f_2^p(\infty) \approx -f_2^n(\infty) \approx 2\mu$b, si potrebbe ritrovare il valore di I_{VS} che risulta dalle stime basate sulla fotoproduzione di pioni, salvando allo stesso tempo il buon accordo di queste stime con i valori previsti per I_{VV} e I_{SS}.

1.3.3 Modifiche all'algebra delle correnti.

Nel formalismo dell'algebra delle correnti [15], le interazioni elettromagnetiche e deboli di quark e leptoni sono descritte da un ottetto di $\mathbf{SU}(3)$ di correnti vettoriali V_λ^k; i termini con $k = 1, 2, 3$ rappresentano la corrente di isospin, mentre quello con $k = 8$ corrisponde all'ipercarica Y. L'ipotesi fondamentale dell'algebra delle correnti è che siano valide le seguenti relazioni di commutazione [15] (suggerite dal modello a quark):

$$\left[V_0^k(x),\, V_0^l(y)\right]_{x^0=y^0} = i\delta(\vec{x} - \vec{y})\, f^{klm}\, V_0^m(x) \tag{1.17}$$

dove f^{klm} è il tensore (totalmente antisimmetrico) delle costanti di struttura di $\mathbf{SU}(3)$. La quadri-corrente elettromagnetica J_λ si può costruire per mezzo delle V_λ^k con la formula:

$$J_\lambda = e\,(V_\lambda^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} V_\lambda^8)$$

Kawarabayashi e Suzuki [16] mostrano che la regola di somma di Gerasimov Drell e Hearn si può ricavare calcolando l'elemento di matrice tra due stati con un protone del commutatore (1.17) applicato alla densità di carica J_0.
È tuttavia possibile formulare dei modelli di algebra delle correnti [17] in cui il commutatore tra le densità di carica dell'equazione (1.17) contiene un altro termine, simmetrico negli indici k, l, m. Dalle relazioni di commutazione così modificate si ricava un'estensione della regola GDH per protone e neutrone:

$$\int_{\nu_{th}}^{\infty} \left(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}\right) \frac{d\nu}{\nu} = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2}\kappa_{p,n}^2 - S_{p,n} \tag{1.18}$$

Il contributo aggiuntivo $S_{p,n}$ è dovuto al termine simmetrico nel commutatore, e la sua forma dipende strettamente dal particolare modello utilizzato; Chang *et al.* [17] trovano per la differenza protone-neutrone un valore:

$$S_p - S_n = \frac{\alpha\, G_A^{(3)}}{3F_\pi} = 137\ \mu b \tag{1.19}$$

dove $G_A^{(3)} = 1.25$ è la costante di Gamow-Teller che si ricava nel decadimento β del neutrone e $F_\pi = 93$ MeV è la costante del decadimento del pione. Ricordando che $I_{VS} = (I_p - I_n)/2$, dalle equazioni (1.18) e (1.19) si ricava:

$$I_{VS} = -54.5\ \mu b$$

in sostanziale accordo con i valori stimati tramite la fotoproduzione di pioni.

1.4 Verifica sperimentale della GDH

Dagli argomenti trattati nei paragrafi precedenti risulta evidente l'importanza di una verifica diretta della regola di Gerasimov-Drell-Hearn. Fino ad oggi sono stati pianificati esperimenti in questi laboratori:

- TJNAF a Newport News (USA)
- LEGS a Brookhaven (USA)
- ELSA e MAMI a Bonn e Mainz (Germania)
- GRAAL a Grenoble (Francia)

Per misurare direttamente $\sigma_{1/2}$ e $\sigma_{3/2}$ sono necessari un bersaglio di protoni (e neutroni) polarizzati e un fascio di fotoni polarizzati circolarmente, con uno spettro di energia che va dalla soglia per la produzione di un pione ($\sim$ 150 MeV) fino a 2.5$-$3 GeV. Come risulta dalla tabella 1.2, nessuno degli esperimenti citati è in grado di coprire da solo tutta la regione di energia richiesta, quindi la determinazione completa dell'integrale GDH richiederà la combinazione di tutti i risultati.

1.4.1 Fotoni polarizzati

Bremsstrahlung. È possibile ottenere un fascio di fotoni polarizzati circolarmente tramite bremsstrahlung di elettroni polarizzati longitudinalmente in un materiale con alto Z; gli esperimenti ad ELSA, MAMI e TJNAF fanno uso di questa tecnica. La polarizzazione del fotone P_γ è legata a quella dell'elettrone P_e dalla formula:

$$P_\gamma \approx P_e\ (4y - y^2)/(4 - 4y + 3y^2) \tag{1.20}$$

Esperimento	Energia (MeV)	Fascio	Bersaglio
LEGS	140 − 470	Laser retrodiffuso	HD
GRAAL	300 − 1500	Laser retrodiffuso	HD
MAMI	140 − 800	Bremsstrahlung	Butanolo
ELSA	800 − 3000	Bremsstrahlung	Butanolo
TJNAF	300 − 2300	Bremsstrahlung	HD

Tabella 1.2: Intervalli di energia coperti dai vari esperimenti di misura della GDH, e tecniche utilizzate per il bersaglio e per il fascio di fotoni polarizzati.

dove $y = \nu/E_e$ è il rapporto tra l'energia del fotone e quella dell'elettrone. La (1.20) implica che i fotoni emessi hanno il 100% della polarizzazione dell'elettrone quando $y \approx 1$, ma questo valore scende a circa il 60% per $y \approx 0.5$, e tende a zero per piccoli y. Tenuto conto del fatto che con le sorgenti di elettroni attualmente in uso si può ottenere P_e tra 50% e 80%, risulta evidente che solo la parte superiore dello spettro di Bremsstrahlung garantisce una polarizzazione soddisfacente del fotone; di conseguenza, per coprire tutto lo spettro di energia necessario alla verifica della GDH, bisogna utilizzare fasci di elettroni polarizzati con diverse energie E_e.

Retrodiffusione. Un metodo alternativo per produrre fotoni polarizzati, attualmente in uso a LEGS e in progetto sia a GRAAL che a TJNAF, consiste nella diffusione di un fascio laser (con polarizzazione circolare del 100%) da parte di elettroni da 2 GeV in un anello di accumulazione. Nel sistema del laboratorio i fotoni vengono diffusi all'indietro in un fascio collimato (per effetto della trasformazione di Lorentz), e la loro energia è legata a quelle degli elettroni (E_e) e del laser (ϵ_l) dalla formula:

$$E_\gamma = \frac{4\,\gamma^2\,\epsilon_l}{1 + \frac{4\,\gamma\,\epsilon_l}{m_e c^2} + (\theta\gamma)^2} \tag{1.21}$$

dove $\gamma = E_e/m_e c^2$, e θ è l'angolo di diffusione Compton nel sistema di riferimento dell'elettrone. La polarizzazione dei fotoni diffusi è del 100% per $\theta = 0$ (in corrispondenza con la massima energia), e cala quando l'angolo cresce (ad esempio i fotoni con metà dell'energia massima hanno una polarizzazione del 50% circa). Di conseguenza anche in questo caso, per coprire un ampio intervallo di energie con polarizzazione ragionevole, bisogna utilizzare diverse combinazioni di E_e e ϵ_l.

1.4.2 Bersagli polarizzati

Il bersaglio polarizzato ideale in un esperimento di questo tipo dovrebbe consistere in puro idrogeno o puro deuterio allo stato solido. Purtroppo, a causa del piccolo momento magnetico dei nuclei, la polarizzazione di questi bersagli richiederebbe temperature molto basse ($\sim$ 10 mK) e campi magnetici molto alti ($>$ 10 T); oltretutto, quando T $\approx$ 0 la molecola di H_2 si trova in uno stato con spin S=0 e momento angolare orbitale L=0 (para-idrogeno), quindi non può essere polarizzata.
Per evitare l'uso di magneti molto potenti che potrebbero interferire con la misura, ad ELSA e MAMI si sfrutta una tecnica detta "spin congelato": un bersaglio di butanolo o di NH_3 (ND_3 per i neutroni) viene polarizzato a parte con un forte campo magnetico (3 T), quindi viene raffreddato a circa 50 mK e posizionato nella zona di interazione; per mantenere la polarizzazione a temperature così basse, è sufficiente un magnete più debole (0.4 T). La polarizzazione che si può raggiungere in questo modo è del 90% circa per il protone e del 40% circa per il deuterio; i principali svantaggi consistono nel basso fattore di diluizione dei materiali usati ($f_p \approx 0.14$ per il butanolo) e nel fatto che la polarizzazione dei nucleoni tende comunque a "rilassarsi" a causa dell'accoppiamento dello spin con le rotazioni molecolari (perchè L $\neq$ 0).
Gli esperimenti di LEGS e TJNAF sfruttano invece un bersaglio "congelato" di molecole HD, che ha un fattore di diluizione più vicino all'unità e permette di misurare contemporaneamente le sezioni d'urto di protone e neutrone. In aggiunta, trattandosi di molecole eteronucleari, non ci sono restrizioni imposte dalla simmetria della funzione d'onda e diventa possibile lo stato con L=0, in cui il rilassamento della polarizzazione è molto limitato. Questa tecnica alternativa permette di lavorare a temperature più alte (fino a 4 K) e con bersagli più durevoli, ma richiede un procedimento abbastanza complicato per polarizzare il materiale [18]; la polarizzazione raggiunta è 80% circa per il protone e 50% circa per il deuterio.

Capitolo 2

Estensione della regola GDH ai fotoni virtuali

In questo capitolo si definisce la funzione $I(Q^2)$ che connette le regole di somma caratteristiche del Deep Inelastic Scattering con il limite a $Q^2 = 0$ dato dalla regola di somma di Gerasimov-Drell-Hearn. Si mostra inoltre che $I(Q^2)$ deve essere decomposta in un termine relativo alla diffusione risonante elettrone-nucleone e uno relativo alla diffusione profondamente inelastica. Questo secondo termine può essere misurato dall'esperimento HERMES al DESY.

2.1 Diffusione inelastica elettrone-nucleone

Questo paragrafo offre una breve panoramica sul formalismo del Deep Inelastic Scattering (DIS), allo scopo di definire le funzioni di struttura e le asimmetrie di diffusione polarizzata che intervengono nell'estensione della regola GDH ai fotoni virtuali. Per una trattazione più accurata delle tematiche legate al modello a partoni e alla cromodinamica quantistica (QCD) si rimanda per esempio ai testi di Close [19] e di Roberts [20].

2.1.1 Cinematica

All'ordine più basso dell'elettrodinamica quantistica (QED), il processo di diffusione eN è descritto dal diagramma mostrato in figura 2.1, in cui k e k' indicano il quadri-impulso iniziale e finale dell'elettrone, p e p' quelli del nucleone e $q = k - k'$ è il quadri-impulso del fotone virtuale scambiato. Trascurando la massa dell'elettrone e indicando con M quella del nucleone, la cinematica della diffusione in un esperimento a bersaglio fisso è descritta dalle seguenti quantità, invarianti per trasformazioni di Lorentz:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \ > 0$$

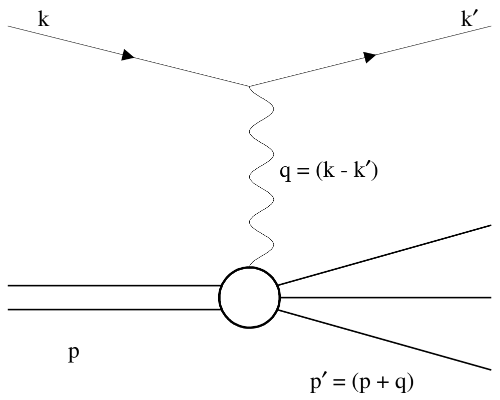


Figura 2.1: Cinematica di un evento di diffusione inelastica.

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M}$$
$$W^2 = p'^{\,2} = M^2 + 2M\nu - Q^2$$

dove W rappresenta la massa invariante dello stato adronico finale. Nel sistema di riferimento del laboratorio, Q^2 e ν si possono esprimere per mezzo dell'energia iniziale E e finale E' dell'elettrone, e dell'angolo di diffusione θ, tramite le relazioni:

$$Q^2 \stackrel{lab}{=} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$
$$\nu \stackrel{lab}{=} E - E'$$

in questo sistema ν rappresenta l'energia trasportata dal fotone virtuale, e si può considerare come l'analogo dell'energia ν definita nel capitolo precedente per i fotoni reali. È anche utile definire le seguenti variabili adimensionali, invarianti per trasformazioni di Lorentz:

$$x = \frac{Q^2}{2\, p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$
$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{\nu}{E}$$

Nel caso di urto elastico tra elettrone e nucleone si ha $W^2 = M^2$ e quindi $x = 1$. In generale $0 \leq x \leq 1$, per cui x si può anche considerare come una misura dell'inelasticità dell'urto.

2.1.2 Sezione d'urto non polarizzata

La sezione d'urto differenziale del processo di diffusione eN non polarizzata (figura 2.1) si può esprimere nel sistema del laboratorio tramite la formula [20]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\,|_{lab} = \frac{\alpha^2\cos^2\frac{\theta}{2}}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}}\left[W_2(\nu,Q^2) + 2W_1(\nu,Q^2)\tan^2\frac{\theta}{2}\right] \tag{2.1}$$

dove W_1 e W_2 sono due funzioni di struttura, invarianti per trasformazioni di Lorentz. È anche possibile esprimere la sezione d'urto tramite due funzioni adimensionali, F_1 e F_2; nel modello a partoni [19], quando $Q^2 \to \infty$ e $\nu \to \infty$ queste funzioni dipendono soltanto dalla variabile adimensionale x:

$$\begin{aligned} MW_1(\nu,Q^2) &= F_1(\nu,Q^2) \to F_1(x) \\ \nu W_2(\nu,Q^2) &= F_2(\nu,Q^2) \to F_2(x) \end{aligned} \tag{2.2}$$

Il fatto che, per alti valori dell'impulso trasferito, le funzioni di struttura dipendano solo dalla variabile adimensionale x e non da Q^2 (cioè dalla scala in cui si va a sondare la struttura interna del nucleone), si può interpretare come effetto della diffusione dell'elettrone da parte di oggetti puntiformi non interagenti, i quark, che trasportano una frazione x dell'impulso del nucleone. In realtà, la QCD perturbativa prevede che l'ipotesi di *scaling* caratteristica del modello a partoni sia violata e che le funzioni di struttura mostrino comunque una dipendenza da Q^2, come risulta dalle equazioni di Altarelli-Parisi [21].
Le funzioni W_1 e W_2 si possono anche connettere alle sezioni d'urto totali per l'assorbimento di fotoni virtuali polarizzati trasversalmente (σ_T) e longitudinalmente (σ_L), tramite le relazioni:

$$\begin{aligned} W_1(\nu,Q^2) &= \frac{K}{4\pi^2\alpha}\sigma_T \\ W_2(\nu,Q^2) &= \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha K}(\sigma_L + \sigma_T) \end{aligned} \tag{2.3}$$

dove K è fattore di flusso dei fotoni, e σ_T si può anche esprimere tramite le sezioni d'urto degli stati con elicità definita:

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}{2} \tag{2.4}$$

In termini delle funzioni di struttura adimensionali, dalle equazioni (2.3) si può ricavare la seguente relazione per il rapporto R tra le sezioni d'assorbimento di fotoni trasversali e longitudinali:

$$R(x,Q^2) \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{(1 + 4M^2x^2/Q^2)F_2 - 2xF_1}{2xF_1} \tag{2.5}$$

Per i fotoni reali K coincide con l'energia ν, ma nel caso dei fotoni virtuali la definizione del fattore di flusso è in qualche misura arbitraria: alcuni autori [22], definiscono:

$$K \;=\; |\vec{q}|_{lab} \;=\; \sqrt{Q^2+\nu^2}, \tag{2.6}$$

mentre altri [23] identificano K con l'energia che produce uno stato finale con la stessa massa invariante di quello che sarebbe creato da un fotone reale con energia ν, ovvero $K = \nu - Q^2/2M$. In questa tesi si seguirà il formalismo del testo di Roberts [20], che utilizza la convenzione definita nella (2.6).

2.1.3 Sezione d'urto polarizzata

La differenza tra le sezioni d'urto per un nucleone polarizzato parallelamente o antiparallelamente rispetto allo spin dell'elettrone incidente si può esprimere nel sistema del laboratorio come [20]:

$$\frac{d^2\sigma(\uparrow\downarrow-\uparrow\uparrow)}{d\Omega\, dE'} = \frac{4\alpha^2}{M^3\,Q^2}\frac{E'}{E}\Big[(E+E'\cos\theta)MG_1 - Q^2G_2\Big] \tag{2.7}$$

Se invece il bersaglio è polarizzato trasversalmente rispetto allo spin dell'elettrone incidente si ottiene:

$$\frac{d^2\sigma(\uparrow\rightarrow-\uparrow\leftarrow)}{d\Omega\, dE'} = \frac{4\alpha^2}{M^3\,Q^2}\frac{E}{E'}\sin\theta(MG_1+2EG_2) \tag{2.8}$$

G_1 e G_2 sono funzioni di struttura per la diffusione polarizzata analoghe alle funzioni F_1 e F_2 definite nel caso non polarizzato, e godono di proprietà di *scaling* simili alle (2.2):

$$\begin{aligned}(\nu/M)\; G_1(Q^2,\nu) &= g_1(Q^2,\nu) \rightarrow g_1(x)\\ (\nu^2/M^2)\; G_2(Q^2,\nu) &= g_2(Q^2,\nu) \rightarrow g_2(x)\end{aligned} \tag{2.9}$$

Anche queste funzioni di struttura si possono esprimere in termini delle sezioni d'urto per l'assorbimento di fotoni virtuali polarizzati trasversalmente, $\sigma_{1/2}$ e $\sigma_{3/2}$, e dell'interferenza tra fotoni trasversali e longitudinali, σ_{LT} :

$$\begin{aligned}\sigma_{1/2} &= \frac{4\pi^2\alpha}{K}\left[W_1+\frac{\nu}{M^2}G_1-\frac{Q^2}{M^3}G_2\right]\\ \sigma_{3/2} &= \frac{4\pi^2\alpha}{K}\left[W_1-\frac{\nu}{M^2}G_1+\frac{Q^2}{M^3}G_2\right]\\ \sigma_{LT} &= \frac{4\pi^2\alpha}{K}\frac{\sqrt{Q^2}}{M^2}\left[G_1+\frac{\nu}{M}G_2\right]\end{aligned} \tag{2.10}$$

dove K è il fattore di flusso definito nel paragrafo precedente.

2.1.4 Asimmetrie

Le asimmetrie che si misurano negli esperimenti di diffusione eN con bersagli polarizzati longitudinalmente o trasversalmente rispetto allo spin degli elettroni sono definite come:

$$A_{\parallel} = \frac{d\sigma(\uparrow\downarrow - \uparrow\uparrow)}{d\sigma(\uparrow\uparrow + \uparrow\downarrow)} \qquad A_{\perp} = \frac{d\sigma(\uparrow\rightarrow - \uparrow\leftarrow)}{d\sigma(\uparrow\rightarrow + \uparrow\leftarrow)} \tag{2.11}$$

È anche possibile definire le asimmetrie per l'assorbimento di fotoni virtuali da parte di nucleoni polarizzati:

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \tag{2.12}$$

$$A_2 = \frac{\sigma_{TL}}{\sigma_T} = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1} \tag{2.13}$$

qui $\gamma^2 = Q^2/\nu^2$, e la seconda uguaglianza nelle (2.12) e (2.13) si deriva dalle equazioni (2.3) e (2.10). Negli esperimenti di DIS con elettroni ad alta energia vale generalmente $\gamma^2 << 1$, per cui l'equazione (2.12) si può semplificare con

$$A_1 \approx \frac{g_1}{F_1}$$

Le asimmetrie per la diffusione di elettroni su nucleoni polarizzati $A_{\parallel}$ e $A_{\perp}$ si possono anche esprimere in termini di A_1 e A_2 tramite le relazioni:

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2) \tag{2.14}$$

$$A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1) \tag{2.15}$$

dove D, η, d e ξ sono fattori cinematici (D è detto anche fattore di depolarizzazione, mentre ϵ è il grado di polarizzazione trasversale del fotone virtuale):

$$D = \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)(1+R)} \qquad \eta = \frac{2\gamma(1-y)}{2-y} \tag{2.16}$$

$$d = D\sqrt{\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}} \qquad \xi = \eta\frac{1+\epsilon}{2\epsilon} \tag{2.17}$$

$$\epsilon = \frac{1-y}{1-y+y^2/2} \tag{2.18}$$

2.1.5 Regole di somma

Ellis e Jaffe [24] hanno derivato nel 1974 delle regole di somma che coinvolgono l'integrale della funzione di struttura g_1 per il protone e per il neutrone, basandosi sulla simmetria SU(3) del modello a quark e sull'ipotesi (ragionevole, ma non rigorosamente giustificata) che il mare strano non contribuisca alla polarizzazione del nucleone. Trascurando le correzioni dovute alla QCD, le regole di somma di Ellis-Jaffe sono:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{18}(9F - D) = 0.185 \tag{2.19}$$

$$\Gamma_1^n = \int_0^1 g_1^n(x)dx = \frac{1}{18}(6F - 4D) = -0.024 \tag{2.20}$$

dove F e D indicano le costanti di accoppiamento dell'ottetto di correnti deboli, che si misurano nel decadimento dell'iperone Λ. Il valore reale dell'integrale di Ellis-Jaffe è particolarmente interessante, perché da esso si può ricavare $\Delta\Sigma$, ovvero la frazione dello spin del nucleone che è portata dai quark.
La differenza tra gli integrali Γ_1^p e Γ_1^n dà luogo ad un'altra regola di somma, derivata nel 1966 da Bjorken con il formalismo dell'algebra delle correnti [25]:

$$\int_0^1 \Big[g_1^p(x) - g_1^n(x)\Big]dx = \frac{1}{6}\,\frac{g_A}{g_V} = 0.209 \tag{2.21}$$

dove g_A e g_V sono le costanti di accoppiamento debole assiale e vettoriale che si misurano nel decadimento β del neutrone. La regola di Bjorken è più generale di quella di Ellis-Jaffe, perché nella differenza tra protone e neutrone il contributo del mare strano si elide, quindi non è necessario assumere che non sia polarizzato. Anche nell'equazione (2.21) non sono riportate le correzioni della QCD, che tuttavia hanno un effetto consistente: includendo le correzioni radiative fino al terzo ordine in α_S il valore teorico di $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ a $Q^2 = 5$ GeV^2 scende infatti a 0.185 ± 0.004.

Crisi dello spin. Nel 1988 la collaborazione EMC [27] ha pubblicato una misura della regola di Ellis-Jaffe, da cui risulta che Γ_1^p a $Q^2 = 10$ GeV^2 è largamente inferiore al valore atteso:

$$\Gamma_1^p = 0.114 \pm 0.012(stat.) \pm 0.026(sist.)$$

La cosa più sorprendente è che, se si suppone che la discrepanza rispetto alla previsione dell'equazione (2.19) sia dovuta alla polarizzazione del mare strano, si può ricavare $\Delta\Sigma \approx 0$, ovvero i quark trasportano una frazione trascurabile dello spin del nucleone: questa situazione è difficile da giustificare nell'ambito della QCD, ed ha generato la cosiddetta "crisi dello spin" (per una panoramica sui numerosi tentativi di soluzione si veda ad esempio le Ref. [26]). Nel paragrafo

2.2 si prende in considerazione un'ipotesi di soluzione alla crisi dello spin basata su una funzione che connette la regola di Ellis-Jaffe con quella di Gerasimov-Drell-Hearn.
Numerosi esperimenti [28, 29, 30] hanno prodotto negli anni successivi misure più precise delle funzioni di struttura del protone e del nucleone: i risultati sono generalmente concordi sul fatto che le regole di Ellis-Jaffe sono violate al livello di 3σ, mentre la regola di Bjorken sembra confermata.

Convergenza degli integrali. Le regole di somma di Ellis-Jaffe (2.19,2.20) e di Bjorken (2.21) richiedono l'integrazione da 0 a 1 nella variabile x. Nelle misure sperimentali esistono ovviamente dei limiti x_{min} e x_{max} alla regione accessibile, dovuti all'energia degli elettroni e all'accettanza geometrica dei rivelatori; è quindi necessario utilizzare modelli teorici per stimare il contributo all'integrale delle regioni con $x < x_{min}$ e $x > x_{max}$. In particolare, per quanto riguarda il comportamento di g_1 per $x \to 0$, si fa uso della teoria di Regge che prevede [31]:

$$g_1 \sim x^{-\alpha_{a_1}}$$

se la diffusione è dominata dalle traiettorie dei mesoni, oppure:

$$g_1 \sim -\ln x$$

se entra in gioco la fisica del pomerone; in entrambi i casi l'integrale della funzione di struttura risulta convergente. Come si può notare, queste considerazioni sono strettamente legate a quelle esposte nel capitolo 1, relative alla convergenza dell'integrale GDH ed alla validità dell'ipotesi di non sottrazione: d'altra parte, il limite $x \to 0$ nella diffusione inelastica è analogo a quello $\nu \to \infty$ nell'assorbimento di fotoni reali.
Mentre i primi esperimenti condotti al CERN e quelli condotti a SLAC mostrano un comportamento di g_1 a basso x compatibile con quello previsto dalla teoria di Regge, i risultati di SMC [30] (che raggiunge $x_{min} = 0.003$) sembrano indicare una rapida divergenza della funzione di struttura quando $x \to 0$. Questo comportamento, se fosse confermato da altri esperimenti, oltre ad implicare la violazione delle regole di Ellis-Jaffe e di Bjorken ci costringerebbe anche a rivedere le ipotesi che sono alla base dell'ipotesi di non sottrazione per la regola di Gerasimov-Drell-Hearn.

2.2 Connessione tra la GDH e le regole di somma del DIS

L'interesse per la regola di somma di Gerasimov-Drell-Hearn è stato rinnovato da un lavoro pubblicato nel 1989 da Anselmino *et al.* [32], in cui si suggerisce una possibile soluzione alla crisi dello spin. Nell'articolo citato si definisce la funzione:

$$I(Q^2) \equiv \int_{\frac{Q^2}{2M}}^{\infty} G_1(\nu, Q^2)\,\frac{d\nu}{\nu} = \frac{2M^2}{Q^2}\int_0^1 g_1(x, Q^2)\,dx \qquad (2.22)$$

Dalla seconda uguaglianza della (2.22) è evidente che, nel limite dello *scaling* di Bjorken ($Q^2, \nu \to \infty$), la funzione $I(Q^2)$ è connessa all'integrale di Ellis-Jaffe Γ_1. D'altra parte si può facilmente mostrare che, nel limite $Q^2 \to 0$ (fotoni reali), $I(Q^2)$ è proporzionale all'integrale di Gerasimov-Drell-Hearn; sfruttando le equazioni (2.10) si ricava infatti:

$$\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} = \frac{8\pi^2\alpha}{K}\left[\frac{\nu}{M^2}G_1 - \frac{Q^2}{M^3}G_2\right] \qquad (2.23)$$

quindi, tenuto conto che per i fotoni reali $K = \nu$, dal confronto con la regola GDH (1.9) si ottiene:

$$I(0) = -\frac{\kappa^2}{4} \qquad (2.24)$$

È interessante confrontare i valori di $I(0)$ imposti dalla regola GDH nel limite del fotone reale con quelli ad alto Q^2 suggeriti dalle regole di somma di Ellis-Jaffe (2.19,2.20) e di Bjorken (2.21):

	$Q^2 = 0$	$Q^2 = 5$
I^p	-0.801	0.065
I^n	-0.912	-0.004
$I^p - I^n$	0.111	0.073

Evidentemente I^p e I^n devono calare molto rapidamente nella regione con $Q^2 \approx 1$ GeV^2, mentre sembra possibile connettere "dolcemente" i valori di $I^p - I^n$ nei limiti opposti del DIS e del fotone reale.
Per valori moderatamente bassi di Q^2 non si può considerare raggiunto il limite asintotico $Q^2 \to \infty$ e quindi non sono valide le ipotesi del Deep Inelastic Scattering; in particolare, non è possibile trascurare le interazioni gluoniche (rappresentate dai diagrammi in figura 2.2) tra il quark che assorbe il fotone virtuale e gli altri quark del nucleone. Nella QCD non perturbativa, in cui l'integrale $I(Q^2)$ si sviluppa in una serie di potenze di $1/Q^2$, queste interazioni sono descritte dai termini successivi al primo (*higher twist terms*). L'ipotesi sviluppata dagli autori del lavoro citato per giustificare la differenza tra l'integrale Γ_1 misurato dall'esperimento EMC e il valore asintotico Γ_1^{as} determinato dalla regola di Ellis-Jaffe è che, al Q^2 medio di 10 GeV^2, le correzioni di higher twist non siano ancora del tutto soppresse e diano un contributo negativo all'integrale. Essi propongono quindi per $I(Q^2)$ una parametrizzazione basata sull'ipotesi che il fotone virtuale

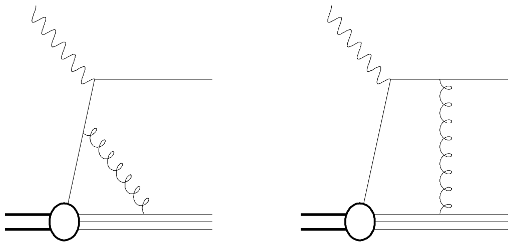


Figura 2.2: Diagrammi che descrivono le correzioni di higher twist.

interagisca con il nucleone tramite lo scambio di mesoni vettoriali (VMD):

$$I(Q^2) = 2\, M^2\, \Gamma_1^{as} \left(\frac{1}{Q^2 + \mu^2} - \frac{C\, \mu^2}{(Q^2 + \mu^2)^2} \right) \tag{2.25}$$

dove μ è un parametro di massa che caratterizza la scala della dipendenza da Q^2 ($\mu \approx m_\rho$ nel modello VMD) e C è scelto in modo da connettere fra loro i limiti del fotone reale e della diffusione inelastica:

$$C = 1 + \frac{1}{8} \left(\frac{\mu^2}{M^2} \right) \frac{\kappa^2}{\Gamma_1^{as}}$$

Assumendo che a $Q^2 = 10$ GeV^2 questa parametrizzazione descriva correttamente il valore di Γ_1^p misurato da EMC, si può invertire la (2.25) per ricavare il valore asintotico dell'integrale di Ellis-Jaffe. In questo modo Γ_1^{as} risulta aumentato del 30% rispetto al valore sperimentale e non è in contraddizione con la previsione teorica.

Modelli alternativi. L'ipotesi di soluzione alla crisi dello spin descritta nel paragrafo precedente è stata in seguito criticata da diversi autori, che hanno proposto modelli alternativi per spiegare il comportamento di $I(Q^2)$:

- Burkert e Ioffe [33] mettono in evidenza il fatto che il cambio di segno in $I(Q^2)$ è dovuto principalmente al contributo della risonanza $\Delta(1232)$, che è fortemente negativo a basso Q^2 e diventa trascurabile quando Q^2 cresce. Essi propongono una versione modificata del modello (2.25), in cui il contributo della Δ è valutato separatamente:

  $$I(Q^2) = I_\Delta(Q^2) + 2M^2\Gamma_1 \left(\frac{1}{Q^2 + \mu^2} - \frac{C\, \mu^2}{(Q^2 + \mu^2)^2} \right) \tag{2.26}$$

  Con questa parametrizzazione risulta che le correzioni di twist superiore possono giustificare al massimo il 20% della differenza tra il valore sperimentale e quello teorico di Γ_1^p.

- Soffer e Teryaev [34] ritengono invece che il cambio di segno dell'integrale $I(Q^2)$ sia dovuto al contributo della funzione di struttura g_2, che scompare nel limite $Q^2 \to \infty$ come previsto dalla regola di somma di Burkhardt-Cottingham [35], ma non può essere trascurato nella regione con $Q^2 < 1$ GeV^2. Per questo motivo bisogna definire:

$$\begin{aligned} I_1(Q^2) &= \frac{2\,M^2}{Q^2} \int_0^1 g_1(x)\,dx \\ I_2(Q^2) &= \frac{2\,M^2}{Q^2} \int_0^1 g_2(x)\,dx \\ I_{1+2}(Q^2) &= I_1(Q^2) + I_2(Q^2) \end{aligned} \tag{2.27}$$

  Per la funzione I_{1+2} gli autori dell'articolo utilizzano una parametrizzazione empirica, che connette il comportamento ad alto Q^2 (in cui $I_{1+2} \approx I_1$) con il limite $I_{1+2}(0) = \kappa/4$. La dipendenza da Q^2 di I_2 è invece ottenuta tramite la regola di somma di Schwinger [36]:

$$I_2(Q^2) = \frac{1}{4}\,\mu\,G_M(Q^2)\left[\mu\,G_M(Q^2) - G_E(Q^2)\right] \tag{2.28}$$

  dove μ è il momento magnetico e G_M, G_E sono i fattori di forma del nucleone. A questo punto è possibile ricavare I_1 dalla differenza tra I_{1+2} e I_2, e si vede che la funzione cambia segno a $Q^2 \approx 0.2$ GeV^2.

- Ji [37] sostiene che per $Q^2 \to 0$ bisogna considerare anche il contributo della diffusione elastica elettrone-nucleone, quindi il limite di $I(Q^2)$ a basso Q^2 risulta:

$$I(Q^2 \to 0) = \frac{M^2}{Q^2}\,F_1(F_1 + F_2) - \frac{\kappa^2}{4} \tag{2.29}$$

  dove $F_1(Q^2)$ e $F_2(Q^2)$ sono i fattori di forma di Pauli per la diffusione elastica, con $\kappa = F_2(0)$. Dall'equazione (2.29) si può ricavare il limite per fotone reale dell'integrale Γ_1 per il protone ed il neutrone:

$$\Gamma_1^p(0) = 1.396 \qquad\qquad \Gamma_1^n(0) = 0$$

  L'autore conclude che in realtà, a causa del contributo della diffusione elastica, il cambio di segno previsto dalla (2.24) non si verifica.

Come si è visto, esistono diversi modelli che fanno previsioni contrastanti sul comportamento a basso Q^2 della funzione $I(Q^2)$ (cioè, in sostanza, dell'integrale di g_1). In una misura recentemente pubblicata dal gruppo E143 [38], Γ_1 mostra effettivamente una sensibile dipendenza da Q^2 nella regione con $Q^2 < 1$ GeV^2, e l'andamento complessivo di $I(Q^2)$ sembra compatibile con quanto previsto dai modelli di Burkert e Ioffe [33] e di Soffer e Teryaev [34]. In ogni caso, il fatto da tenere presente è che la regola di Gerasimov-Drell-Hearn costituisce il limite per fotone reale delle regole di somma caratteristiche della diffusione inelastica, e ciò accresce l'interesse per una sua verifica diretta. In questo schema, la possibile violazione della parte isovettoriale-isoscalare della GDH (discussa nel paragrafo 1.2) sarebbe carica di conseguenze interessanti perché, come risulta dalle equazioni (2.22) e (2.24), la differenza tra gli integrali GDH del protone e del neutrone (cioè $2\,I_{VS}$) rappresenta il limite a basso Q^2 della regola di somma di Bjorken.

2.3 Estensione della GDH ai fotoni virtuali

La funzione $I(Q^2)$ definita nell'equazione (2.22) coincide con l'integrale della regola di Gerasimov-Drell-Hearn quando $Q^2 = 0$, quindi può essere considerata come un'estensione della GDH ai fotoni virtuali scambiati nel processo di diffusione elettrone-nucleone. È tuttavia possibile definire anche altre funzioni di Q^2 che, analogamente alla (2.22), hanno la regola GDH come limite per i fotoni reali; una scelta naturale è ovviamente:

$$I(Q^2) \;\equiv\; \int_{\frac{Q^2}{2M}}^{\infty} \left[\sigma_{1/2}(\nu, Q^2) - \sigma_{3/2}(\nu, Q^2)\right] \frac{d\nu}{\nu} \tag{2.30}$$

dove $\sigma_{1/2}$ e $\sigma_{3/2}$ sono le sezioni d'urto per l'assorbimento di fotoni virtuali polarizzati trasversalmente definite nella (2.10). Nel seguito di questa tesi si utilizzerà per $I(Q^2)$ la definizione (2.30), che ha il vantaggio di essere legata direttamente alla forma originale dell'integrale GDH; ciò non toglie che la scelta della funzione che connette i limiti del fotone reale e del DIS sia in un certo senso arbitraria.
Bisogna anche notare che la $I(Q^2)$ definita nell'equazione (2.30) non ha lo stesso comportamento asintotico di quella del paragrafo precedente. Facendo uso delle (2.9), (2.10) e (2.23) si ottiene infatti:

$$I(Q^2) = \frac{8\pi^2\alpha}{M} \int_0^1 \frac{(g_1 - \gamma^2 g_2)}{K} \frac{dx}{x} \tag{2.31}$$

Quando $Q^2 \neq 0$ la (2.31) non è proporzionale all'integrale di Ellis-Jaffe $\Gamma_1(Q^2)$, a causa del fattore di flusso $K = \sqrt{\nu^2 + Q^2}$ e della presenza di g_2. Questo fatto ha prodotto una certa confusione, perché alcuni autori [33, 39] usano disinvoltamente le diverse definizioni di $I(Q^2)$ come se fossero equivalenti.

2.3.1 Ruolo delle risonanze nell'evoluzione di $I(Q^2)$

A causa del fattore $1/\nu$ che pesa la differenza tra le sezioni d'urto, si può ragionevolmente supporre che la regola di somma di Gerasimov-Drell-Hearn (valida per i fotoni reali) sia saturata dalle risonanze del sistema fotone-nucleone che hanno massa più piccola. Quando $Q^2 > 0$ questa affermazione non è più rigorosamente vera, perché alle sezioni d'urto contribuisce anche il processo di diffusione inelastica, che diventa dominante nel limite del DIS (quando $Q^2 \to \infty$). In ogni caso, la dipendenza da Q^2 dei processi di risonanza è determinante per spiegare l'evoluzione della funzione $I(Q^2)$ dal valore largamente negativo della regola GDH a quello positivo (o, nel caso del neutrone, vicino a zero) previsto dalle regole di somma di Ellis-Jaffe. Le risonanze che danno il maggior contributo in questo senso sono la $\Delta(1232)$ e la $N(1440)$.

Δ(1232) La risonanza $\Delta(1232)$ P_{33} ha numeri quantici $J^P = \frac{3}{2}^+$. Lo spin J è dato dalla somma dei momenti angolari del fotone e del nucleone, quindi la Δ può essere prodotta in una transizione di dipolo magnetico $M1$ (in cui il fotone virtuale ha momento angolare totale $L = 1$ e momento angolare orbitale $\ell = 1$) oppure in una transizione di quadrupolo elettrico $E2$ (in cui $L = 2$ e $\ell = 1$). Misure sperimentali [40] mostrano che nell'elettro-produzione della Δ a basso Q^2 la transizione di dipolo magnetico domina largamente su quella di quadrupolo elettrico:

$$|E2/M1| < 0.05$$

Per la transizione $M1$ vale la relazione $\sigma_{3/2}/\sigma_{1/2} = 3$, quindi a a basso Q^2 il contributo della risonanza Δ alla differenza delle sezioni d'urto $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ è grande e negativo[1]. A causa dell'invarianza chirale, ad alto Q^2 può sopravvivere solo $\sigma_{1/2}$ [42] e il contributo della Δ a $I(Q^2)$ deve cambiare segno. Tuttavia, la sezione d'urto per l'elettro-produzione della Δ decresce molto rapidamente al crescere di Q^2. Il fattore di forma magnetico della transizione $N \to \Delta$ può infatti essere descritto dalla seguente parametrizzazione empirica [43]:

$$G_M^{\Delta}(Q^2) = G_M^{\Delta}(0)\, G_D(Q^2)\, e^{-0.2\,Q^2} \tag{2.32}$$

dove $G_D(Q^2) = (1 + Q^2/0.71)^{-2}$ è il fattore di forma di dipolo magnetico. Di conseguenza, ad alto Q^2 il contributo della $\Delta(1232)$ diventa trascurabile.

N(1440) La risonanza di Roper $N(1440)$ P_{11} ha numeri quantici $J^P = \frac{1}{2}^+$, quindi può contribuire soltanto alla sezione d'urto $\sigma_{1/2}$. Nel modello a quark non relativistico (NRQM) la Roper si interpreta come uno stato di tre quark eccitati radialmente (indicato con q^3), e appartiene al multipletto $[56, 0^+]_2$ di SU(6) $\otimes$ O(3). D'altra parte, la massa di questa risonanza risulta inferiore a quella prevista dal NRQM. Per questo motivo Li *et al.* [44] propongono un modello alternativo, in cui la Roper è vista come un "ibrido" composto da tre quark più uno stato eccitato del campo gluonico (q^3G) e appartiene al multipletto $[70, 0^+]_0$. La dipendenza da Q^2 del contributo della Roper a $\sigma_{1/2}$ è molto diversa nei due casi, e in prima approssimazione si può scrivere:

$$\frac{\sigma_{1/2}(N(1440)) \quad (q^3G)}{\sigma_{1/2}(N(1440)) \quad (q^3)} \sim \frac{1}{Q^4} \tag{2.33}$$

[1]Nel modello a quark non relativistico (NRQM) con l'ipotesi di simmetria SU(6) $\otimes$ O(3) il contributo della Δ è sufficiente a saturare la regola GDH per fotoni reali [41].

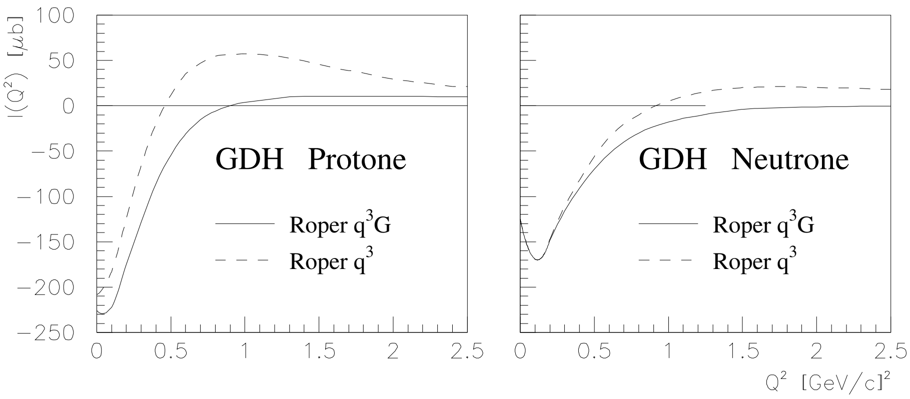


Figura 2.3: $I(Q^2)$ per protone e neutrone valutata nella regione delle risonanze.

Dall'equazione (2.33) risulta evidente che, se la Roper è uno stato ibrido, il suo contributo a $\sigma_{1/2}$ deve calare molto più rapidamente quando Q^2 cresce rispetto al caso in cui essa è un normale stato di tre quark.

Stima di $I(Q^2)$. Attraverso una combinazione di dati sperimentali e stime fenomenologiche basate sul modello a quark, è possibile stimare il contributo delle risonanze all'evoluzione in Q^2 dell'integrale GDH [39, 45]. In particolare, Burkert e Li hanno presentato un'analisi fenomenologica in cui calcolano $I(Q^2)$ utilizzando per le diverse risonanze le seguenti parametrizzazioni:

- La parametrizzazione dell'equazione (2.32) per la $\Delta(1232)$.
- I modelli q^3 e q^3G descritti nel paragrafo precedente per la $N(1440)$.
- I dati sperimentali raccolti in [46] per le risonanze $N(1520)$, $N(1535)$ e $N(1680)$.
- Previsioni fenomenologiche basate sul modello a quark per le risonanze con massa superiore.

Come risulta dalla figura 2.3, l'integrale GDH valutato in questa maniera mostra una forte dipendenza da Q^2 nella regione con $Q^2 < 1$ GeV^2 e nel caso del protone cambia segno attorno a $Q^2 = 0.8$ GeV^2. Nella regione con $Q^2 > 1.5$ GeV^2, invece, la dipendenza da Q^2 diventa molto blanda. Il comportamento dell'integrale a basso Q^2 è determinato principalmente dalla risonanza $\Delta(1232)$,

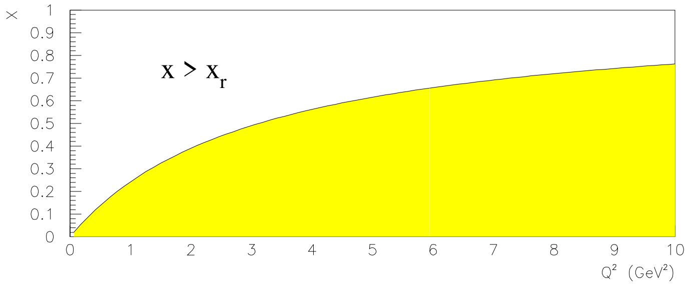


Figura 2.4: Piano cinematico $x - Q^2$. La zona scura rappresenta la diffusione non risonante.

il cui contributo negativo corrisponde all'80% del valore dell'integrale per $Q^2 = 0$, ma cala rapidamente al crescere di Q^2 e diventa trascurabile quando $Q^2 > 1.5$ GeV^2. Nella figura 2.3 sono mostrate le stime di $I(Q^2)$ che si possono ottenere utilizzando per la risonanza $N(1440)$ i due modelli descritti in precedenza: si può notare che, nel caso in cui la Roper è considerata come uno stato q^3G, la sezione d'urto $\sigma_{1/2}$ cala più rapidamente e di conseguenza l'integrale GDH rimane più negativo ad alto Q^2.

2.3.2 Contributo della diffusione inelastica

Da quanto discusso nel paragrafo precedente, è chiaro che il comportamento dell'integrale GDH a basso Q^2 dipende sostanzialmente dalle risonanze del sistema fotone virtuale-nucleone. Quando Q^2 cresce, d'altra parte, il contributo delle risonanze diventa sempre meno importante, mentre acquista importanza il processo di diffusione inelastica elettrone-nucleone. Per comprendere intuitivamente questo fatto, è sufficiente considerare $I(Q^2)$ come un integrale sulla variabile x, come risulta dall'equazione (2.31). Sul piano cinematico definito dalle variabili x e Q^2, la regione di diffusione risonante è limitata dalla condizione $x > x_r$, con

$$x_r = \frac{Q^2}{W^2_{max} - M^2 + Q^2} \tag{2.34}$$

dove W^2_{max} è il quadrato della massa della risonanza più pesante. Dalla figura 2.4 si nota che, via via che Q^2 cresce, questa regione diventa sempre più ridotta, a vantaggio di quella con $x < x_r$ dove si ha diffusione inelastica non risonante (e, per Q^2 sufficientemente alto, puro DIS). L'integrale $I(Q^2)$ si decompone nella somma dei due contributi:

$$I(Q^2) \;=\; I^{res}(Q^2) + I^{nonres}(Q^2) \;=\; \int_{x_r}^{1} \;+\; \int_{0}^{x_r} \tag{2.35}$$

Combinando l'analisi fenomenologica descritta nel paragrafo 2.3.1 con i dati degli esperimenti di DIS, si può mostrare [47] che nella regione con $1 \leq Q^2 \leq 2.5$ GeV^2 il termine $I^{res}(Q^2)$ contribuisce soltanto per il 15-20% del totale dell'integrale: è quindi evidente che una misura diretta di $I(Q^2)$ non può essere limitata alla regione della diffusione risonante ($W < 2$ GeV).
In termini di ν le equazioni (2.34) e (2.35) si possono scrivere come:

$$\nu_{min} = \frac{W^2_{max} - M^2 + Q^2}{2M} \tag{2.36}$$

$$I(Q^2) \;=\; \int_{\frac{Q^2}{2M}}^{\nu_{min}} \left(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}\right) \frac{d\nu}{\nu} \;+\; \int_{\nu_{min}}^{\infty} \left(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}\right) \frac{d\nu}{\nu} \tag{2.37}$$

Il primo integrale nell'equazione (2.37) copre la regione delle risonanze, e sarà misurato dagli esperimenti di TJNAF descritti nel paragrafo 2.3.4. Il secondo integrale riguarda invece la regione del DIS e può essere misurato in un esperimento di diffusione ad alta energia elettrone-nucleone.

2.3.3 Ruolo dell'asimmetria A_1

Tenendo conto delle definizioni (2.4) e (2.12), è possibile esprimere l'integrando della (2.37) tramite l'asimmetria A_1 e la sezione d'urto per l'assorbimento di fotoni polarizzati trasversalmente σ_T:

$$\begin{aligned}
\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} \;&=\; 2\,\frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \times \frac{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}{2} \\
&=\; 2\, A_1\, \sigma_T \qquad\qquad (2.38) \\
&=\; \frac{8\pi^2\alpha}{M}\,\frac{A_1\, F_1}{K}
\end{aligned}$$

L'ultima uguaglianza della (2.38) si ricava dalle equazioni (2.2) e (2.3), dove F_1 è la funzione di struttura non polarizzata del nucleone e K è il fattore di flusso dei fotoni virtuali. Siccome $F_1(\nu, Q^2)$ è nota dagli esperimenti di DIS non polarizzato, la misura di $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ si riduce a quella di $A_1(\nu, Q^2)$.

Dipendenza da Q^2. Per valutare in maniera consistente l'integrale di Ellis-Jaffe Γ_1 bisogna conoscere la funzione di struttura $g_1(x, Q^2)$ ad un valore fissato di Q^2 (generalmente il valor medio sui dati dell'esperimento). Siccome in realtà

g_1 viene misurata in un ampio intervallo di Q^2 (i punti con x basso si misurano a basso Q^2, e viceversa), è necessario far "evolvere" g_1 dal valore misurato a quello corrispondente al Q^2 desiderato, applicando le opportune corrrezioni di QCD. L'ipotesi che si fa di solito [28, 29, 30] è che A_1 sia indipendente da Q^2 e che quindi la dipendenza di g_1 coincida con quella (ben nota dagli esperimenti con bersagli non polarizzati) di F_1:

$$g_1(x, Q^2) \approx A_1(x)\, F_1(x, Q^2)$$

In realtà questa ipotesi non è fondata su solide basi teoriche: nella QCD la dipendenza da Q^2 delle funzioni di struttura è descritta dalle equazioni di Altarelli e Parisi [21]; l'equazione che regola l'evoluzione di g_1 è abbastanza diversa da quella corrispondente per F_1, specialmente nella regione con basso x dove diventa rilevante il contributo dei gluoni e dei quark del mare. Di conseguenza, è lecito aspettarsi che A_1 mostri una dipendenza da Q^2: calcoli teorici al secondo ordine della QCD perturbativa [48] mostrano che, nella regione con $x \approx 0.02$, A_1^p dovrebbe crescere con Q^2 e A_1^n dovrebbe calare (in valore assoluto). L'ipotesi che l'asimmetria sia indipendente da Q^2 porterebbe quindi a sottostimare Γ_1^p e sovrastimare Γ_1^n.
In un'analisi dei più recenti dati mondiali su g_1 e F_1 svolta dalla collaborazione E143 [49] sembra che A_1^p mostri effettivamente una crescita, in particolare nella regione con basso Q^2. Gli autori dell'articolo mettono tuttavia in evidenza il fatto che gli errori sui dati sperimentali non permettono di distinguere tra un andamento del tipo $A_1 \propto (1 - C/\ln Q^2)$, caratteristico delle correzioni radiative della QCD perturbativa, e uno del tipo $A_1 \propto (1 - C/Q^2)$, che sarebbe da attribuire all'effetto dei termini di twist superiore.
Da quanto detto a proposito dell'integrale di Ellis-Jaffe risulta evidente che, anche per determinare $I(Q^2)$, la cosa più sicura è misurare l'asimmetria come funzione sia di ν che di Q^2, rinunciando a fare ipotesi troppo impegnative: questo richiede un esperimento di DIS polarizzato che copra una regione sufficientemente ampia del piano cinematico $Q^2 - \nu$.

2.3.4 Misura sperimentale di $I(Q^2)$

Come nel caso della misura della regola di Gerasimov-Drell-Hearn per fotoni reali, per una misura completa dell'integrale $I(Q^2)$ è necessario combinare i risultati di diversi esperimenti. In particolare, la componente $I^{res}(Q^2)$ per protone e neutrone sarà misurata negli esperimenti in programma a TJNAF, mentre la componente $I^{nonres}(Q^2)$ può essere ricavata dai dati dell'esperimento HERMES.

TJNAF Nel laboratorio TJNAF di Newport News sono stati progettati due esperimenti [50] per misurare l'asimmetria A_1 per protoni e neutroni nella regione delle risonanze, in modo da determinare la struttura della risonanza di Roper

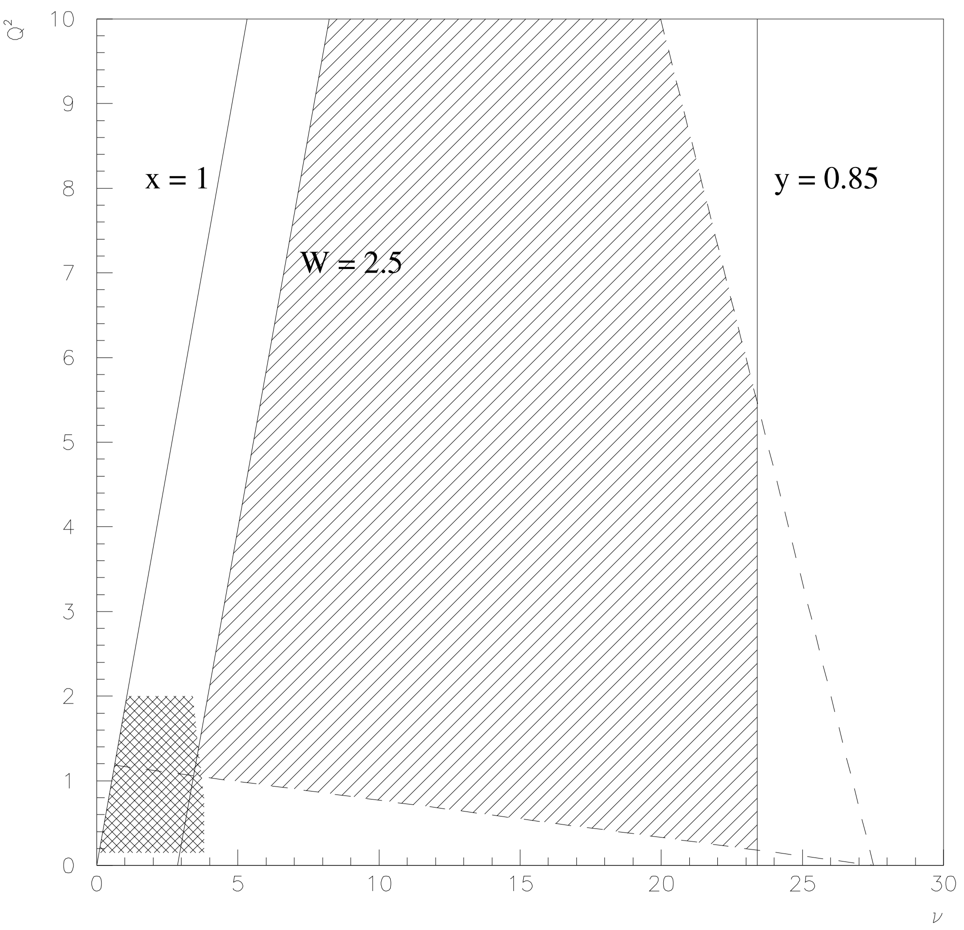


Figura 2.5: Piano cinematico $Q^2 - \nu$. La regione scura è coperta dagli esperimenti di TJNAF, mentre quella tratteggiata è coperta dall'esperimento HERMES. Le due linee tratteggiate rappresentano i limiti imposti dall'accettanza geometrica del rivelatore.

$N(1440)$ e valutare l'integrale $I^{res}(Q^2)$ definito nella (2.37).
I due esperimenti utilizzano un fascio di elettroni polarizzati longitudinalmente con energia variabile tra 1.2 e 4 GeV, bersagli solidi (rispettivamente di NH_3 per il protone e ND_3 per il neutrone) polarizzati nella direzione del fascio e lo spettrometro a grande accettanza CLAS. Con questo apparato è possibile coprire la regione cinematica compresa nei limiti:

$$0.15 < Q^2 < 2 \text{ GeV}^2 \qquad\qquad 0.15 < \nu < 3.6 \text{ GeV}$$

corrispondente a una massa invariante W che va dalla soglia per la fotoproduzione di pioni a oltre 2.5 GeV. Il piano cinematico è suddiviso in sezioni con $\Delta Q^2 = 0.2$ GeV^2, e l'errore statistico previsto per l'integrale $I(Q^2)$ va da $\pm 10\,\mu$b nel punto con Q^2 inferiore a $\pm 1\,\mu$b nel punto con $Q^2 = 2$ GeV^2. Questo livello di precisione permetterà di distinguere chiaramente tra i diversi modelli di $I(Q^2)$ mostrati nella figura 2.3.

HERMES L'esperimento HERMES studia la diffusione inelastica elettrone-nucleone, utilizzando il fascio di elettroni polarizzati longitudinalmente con energia di 27.52 GeV dell'anello di accumulazione HERA, e bersagli gassosi di idrogeno, deuterio e ^{3}He polarizzati.
Come si può vedere nella figura 2.5, HERMES permette di coprire la porzione del piano cinematico in cui ν è compreso tra la regione delle risonanze e $\nu_{max} = 23.4$ GeV, mentre Q^2 è compreso tra ~ 1 e ~ 10 GeV^2. Il limite inferiore di Q^2 è dovuto all'accettanza angolare del rivelatore (che impone $\theta_{lab} > 0.04$ radianti), mentre il limite superiore di ν dipende dalla condizione $y < 0.85$ (necessaria per la corretta identificazione delle particelle). È quindi possibile misurare la quantità $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ per fotoni virtuali ad alta energia ($\nu > \nu_{min}$) in un'ampia regione di Q^2, in modo da ottenere informazioni sulla parte non risonante di $I(Q^2)$:

$$I^{nonres}(Q^2) = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \left[\sigma_{1/2}(\nu, Q^2) - \sigma_{3/2}(\nu, Q^2)\right] \frac{d\nu}{\nu} \tag{2.39}$$

L'argomento specifico di questa tesi è la misura dell'integrale definito nella (2.39), tramite i primi dati sulla diffusione inelastica di positroni su neutroni ricavati nel 1995 dall'esperimento HERMES con il bersaglio di ^{3}He.

Capitolo 3

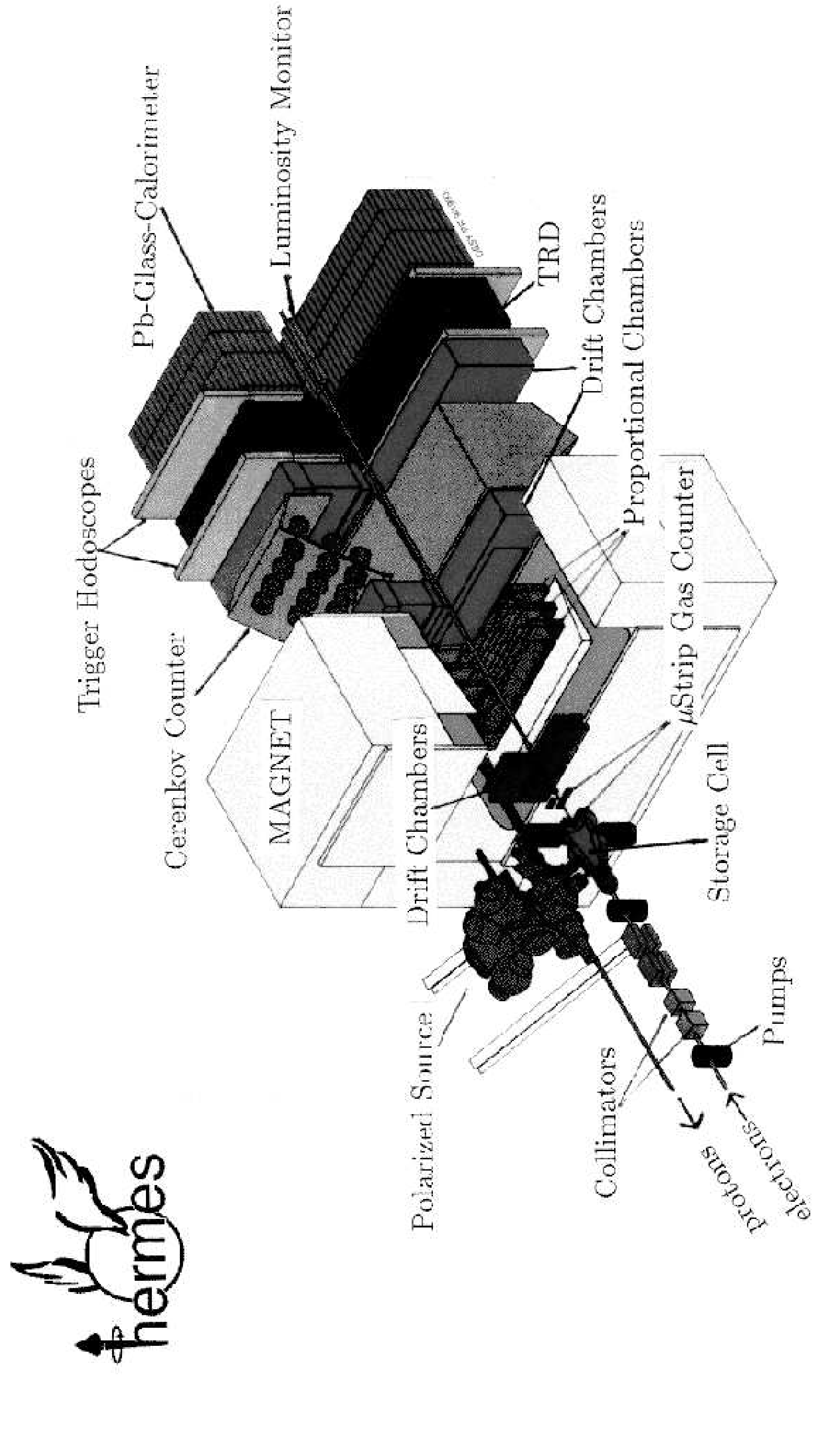
L'esperimento HERMES al DESY

3.1 Esperimenti di fisica del DIS polarizzato

Dopo la scoperta della violazione della regola di Ellis-Jaffe da parte di EMC, diversi esperimenti di diffusione di leptoni polarizzati longitudinalmente su bersagli fissi polarizzati sono stati progettati per ottenere misure più accurate delle funzioni di struttura di spin dei nucleoni:

- L'esperimento SMC al CERN, terminato nel 1996, utilizzava un fascio di muoni ad alta energia e bersagli di butanolo allo stato solido [30].
- Gli esperimenti E142, E143, E154 e E155 a SLAC utilizzano un fascio di elettroni e bersagli di ammoniaca allo stato solido e di ^{3}He liquido [28, 29, 51].
- L'esperimento HERMES al DESY utilizza il fascio polarizzato di elettroni dell'anello di accumulazione HERA e bersagli gassosi di idrogeno, deuterio e ^{3}He [52].

L'uso di muoni permette di raggiungere energie molto alte (190 GeV per SMC) e quindi di coprire meglio le regioni con alto Q^2 e quelle con basso x (critiche per la verifica della convergenza delle regole di somma), ma l'intensità del fascio risulta limitata dalla bassa resa del meccanismo utilizzato nella produzione dei muoni. Al contrario, l'uso degli elettroni garantisce altissime intensità del fascio, quindi una migliore precisione statistica dei dati, ma permette di coprire una regione più limitata del piano cinematico.


hermes
Pb-Glass-Calorimeter
Luminosity Monitor
TRD
Drift Chambers
Proportional Chambers
Trigger Hodoscopes
Cerenkov Counter
μStrip Gas Counter
MAGNET
Drift Chambers
Storage Cell
Polarized Source
Collimators
Pumps
protons
electrons

Fasci polarizzati. La polarizzazione longitudinale dei muoni nell'esperimento SMC si ottiene in maniera "naturale" grazie alla violazione della parità nel decadimento dei pioni e dei kaoni, mentre negli esperimenti di SLAC il fascio (lineare) di elettroni polarizzati è prodotto per fotoemissione da cristalli tramite un raggio laser polarizzato circolarmente. Nell'esperimento HERMES invece si sfrutta il fatto che gli elettroni in un anello di accumulazione acquistano spontaneamente una polarizzazione trasversale (effetto Sokolov-Ternov); questa polarizzazione è poi trasformata in longitudinale tramite dei magneti che ruotano lo spin degli elettroni senza alterarne il moto.

Bersagli polarizzati. L'uso di bersagli allo stato solido (generalmente di butanolo o ammoniaca) comporta due problemi essenziali:

- Il fattore di diluizione di questi materiali (cioè la frazione di nucleoni polarizzabili nelle molecole del bersaglio) è piuttosto basso, ad esempio per i protoni nel butanolo $f_p \approx 0.14$. Di conseguenza le asimmetrie misurate sono molto piccole e quindi molto sensibili agli errori statistici.

- L'inversione della polarizzazione di un bersaglio solido è un processo piuttosto lungo e viene ripetuto a intervalli di alcune ore: eventuali variazioni della resa dell'apparato possono quindi dare luogo ad errori sistematici difficilmente individuabili.

La caratteristica innovativa dell'esperimento HERMES è l'uso di un bersaglio polarizzato allo stato gassoso, che permette di eliminare i problemi sopra citati: i fattori di diluizione degli atomi di idrogeno, deuterio ed elio sono molto più alti di quelli del butanolo e dell'ammoniaca, inoltre la polarizzazione dei gas può essere invertita a intervalli di qualche minuto, permettendo di minimizzare gli errori sistematici.
I bersagli gassosi richiedono tecniche all'avanguardia per ottenere una luminosità sufficientemente alta. HERMES utilizza una cella di accumulazione "interna" (cioè collocata direttamente sul tragitto del fascio di elettroni): gli atomi del bersaglio rimbalzano centinaia di volte contro le pareti della cella, quindi la probabilità di interazione con gli elettroni aumenta di un fattore 100 rispetto ai bersagli con getto gassoso libero.

Rivelatori. Il rivelatore deve essere in grado di identificare i leptoni diffusi negli eventi di DIS, distinguendoli dal fondo adronico in una regione cinematica sufficientemente larga e con una buona risoluzione in energia e direzione.
Gli esperimenti di SLAC utilizzano due spettrometri magnetici a bassa accettanza, posizionati rispettivamente ad angoli di 4.5° e 7° rispetto alla direzione del fascio di elettroni. Al contrario, sia SMC che HERMES utilizzano un solo spettrometro magnetico a larga accettanza.

Il rivelatore dell'esperimento HERMES è anche in grado di ricostruire lo stato adronico finale, identificando i pioni e i kaoni carichi e rivelando i fotoni prodotti nel decadimento delle particelle neutre; di conseguenza, oltre alla misura delle funzioni di struttura polarizzata HERMES permette lo studio dei processi semi-inclusivi.

3.2 Il fascio polarizzato di HERA

HERA (*High Energy Ring Anlage*) è il più recente acceleratore al *Deutsches Elektronen-Synchrotron* (DESY) di Amburgo ed è il primo collider elettroni-protoni [53]. Terminato nel Novembre 1990, è costituito da due anelli indipendenti collocati nello stesso tunnel e progettati per accumulare protoni ed elettroni con energia massima rispettivamente di 820 e 30 GeV.
La macchina ha una circonferenza di 6337 m ed è composta da quattro sezioni curve e quattro dritte. Al centro delle sezioni dritte lunghe 360 metri ciascuna si trovano le regioni di interazione tra i fasci di protoni ed elettroni; l'esperimento HERMES è collocato nella sezione Est. Gli elettroni vengono prodotti in un acceleratore lineare, accelerati fino a 11 GeV in un sistema di preacceleratori (DESY II, PETRA) e quindi iniettati nell'anello principale in 210 pacchetti (*bunches*), ognuno dei quali contiene circa $3.8 \cdot 10^{10}$ particelle e ha una durata di circa 27 ps. Gli elettroni vengono poi accelerati tramite radio-frequenza fino all'energia massima. Nella figura 3.1 si riporta uno schema dell'anello di accumulazione e dei preacceleratori. Attualmente HERA utilizza un fascio di positroni, perché gli elettroni tendono ad essere catturati dalle particelle ionizzate presenti nella *beam line*, riducendo la vita media del fascio. L'energia dei positroni nelle condizioni di presa dati è 27.52 GeV. Durante un ciclo di riempimento dell'anello di accumulazione (tipicamente otto ore), la corrente dei positroni scende dal valore iniziale di circa 30 mA fino a circa 10 mA, dopodiché il fascio di positroni viene spento.

3.2.1 Polarizzazione del fascio

Gli elettroni negli anelli di accumulazione acquistano spontaneamente una polarizzazione trasversale a causa dell'effetto Sokolov-Ternov [54]: il processo di radiazione di sincrotrone in un campo magnetico omogeneo contiene un'ampiezza di probabilità per l'inversione dello spin che è asimmetrica e favorisce lo stato in cui l'elettrone è polarizzato antiparallelamente al campo magnetico. Pur essendo un processo molto raro (soppresso di circa 10 ordini di grandezza rispetto all'ordinaria radiazione di sincrotrone) la radiazione con inversione dello spin produce un'ottima auto-polarizzazione del fascio: nel caso ideale di una macchina "piatta" (cioè in cui il campo magnetico è sempre verticale) senza effetti depolarizzanti, la polarizzazione raggiungibile con un fascio di elettroni a 27.52 GeV

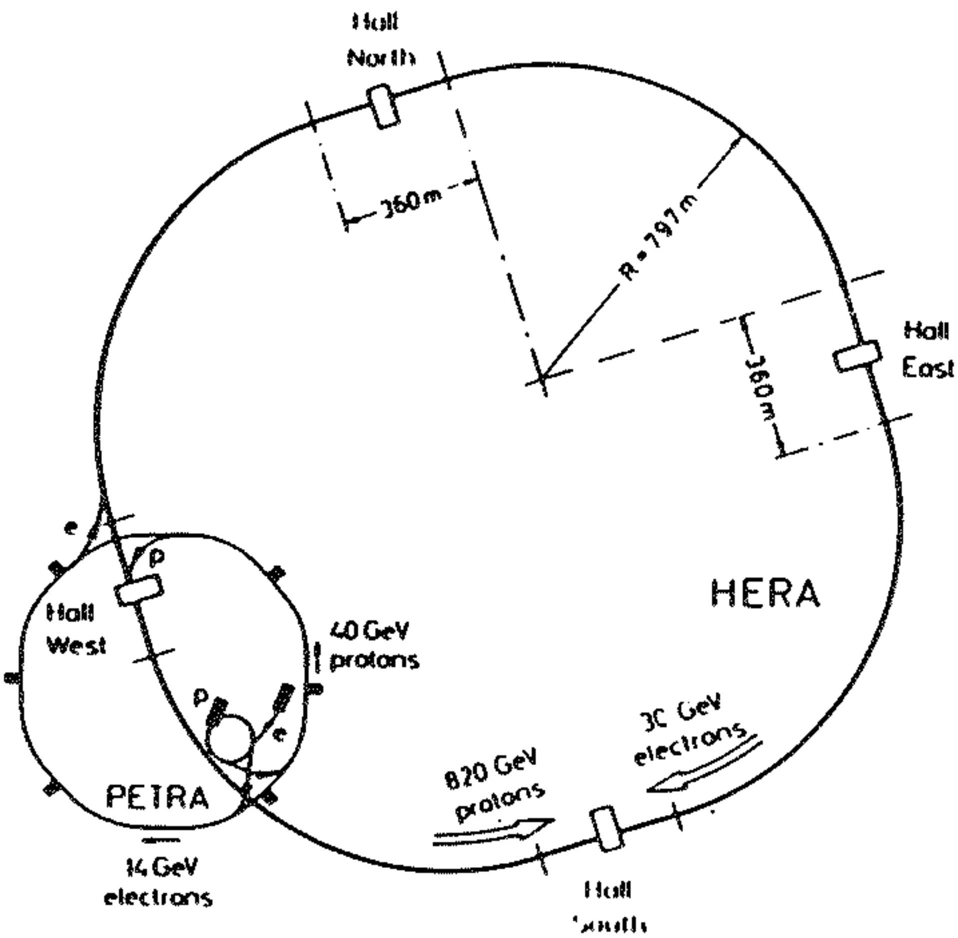


Figura 3.1: L'anello di accumulazione HERA.

è del 92.4%. Per i positroni[1] valgono le stesse considerazioni, senonché la direzione di polarizzazione è parallela al campo magnetico. Nel caso reale di una macchina in cui siano presenti effetti depolarizzanti, la polarizzazione cresce nel tempo secondo una legge esponenziale:

$$P(t) \;=\; P_\infty \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \tag{3.1}$$

dove

$$\frac{1}{\tau} \;=\; \frac{1}{\tau_P} \;+\; \frac{1}{\tau_D} \qquad\qquad P_\infty \;=\; P_{ST} \;\cdot\; \frac{\tau}{\tau_P} \tag{3.2}$$

τ è il tempo di polarizzazione, P_{ST} la polarizzazione del caso ideale e P_∞ quella di equilibrio. τ_P rappresenta il tempo di salita della polarizzazione per effetto Sokolov-Ternov, e dipende dal raggio di curvatura dell'orbita e dall'energia degli elettroni (nel caso di HERA vale 37 minuti); τ_D descrive invece gli effetti depolarizzanti (principalmente le fluttuazioni dell'orbita dovute all'emissione di radiazione di sincrotrone) e a seconda della polarizzazione varia da pochi minuti a due ore. Dalle equazioni (3.1) e (3.2) si nota che gli effetti depolarizzanti riducono la costante di tempo τ ma riducono anche il valore asintotico P_∞: ne segue che la condizione per ottenere una buona polarizzazione è $\tau_D \gg \tau_P$.
Il moto dello spin $\vec{S}$ in un campo magnetico $\vec{B}$ è descritto, nel limite ultra-relativistico ($\gamma \gg 1$), dall'equazione [55]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e\vec{S}}{\gamma m_e} \times \Big[(1 + a\gamma)B_\perp + (1 + a)B_{||}\Big] \tag{3.3}$$

dove a è l'anomalia giromagnetica dell'elettrone ($a = (g-2)/2 = 1.16 \cdot 10^{-3}$). Confrontando la (3.3) con la frequenza di rivoluzione degli elettroni nell'anello:

$$\Omega_c = \frac{eB_\perp}{m_e c \gamma} \tag{3.4}$$

si nota che lo spin precede $(1 + a\gamma)$ volte per ogni rivoluzione (cioè, nel caso di HERA, 63.5 volte). Ne segue che ogni piccola imperfezione dell'orbita (dovuta in genere ad un cattivo allineamento dei magneti) viene amplificata di un fattore $(1 + a\gamma)$ nel moto dello spin e diventa rilevante; per questo motivo i quadrupoli di HERA sono stati allineati con una precisione migliore di 1 mm sull'intera circonferenza.
L'influsso di un effetto depolarizzante aumenta notevolmente quando questo si trova in risonanza con la precessione dello spin; per evitare questa situazione si introducono opportune distorsioni dell'orbita, sistemate empiricamente in modo da interferire con le componenti armoniche risonanti della perturbazione.

[1] Nel seguito di questo capitolo si utilizzano indifferentemente i termini elettrone e positrone, salvo nei casi in cui l'ambiguità può generare confusione.

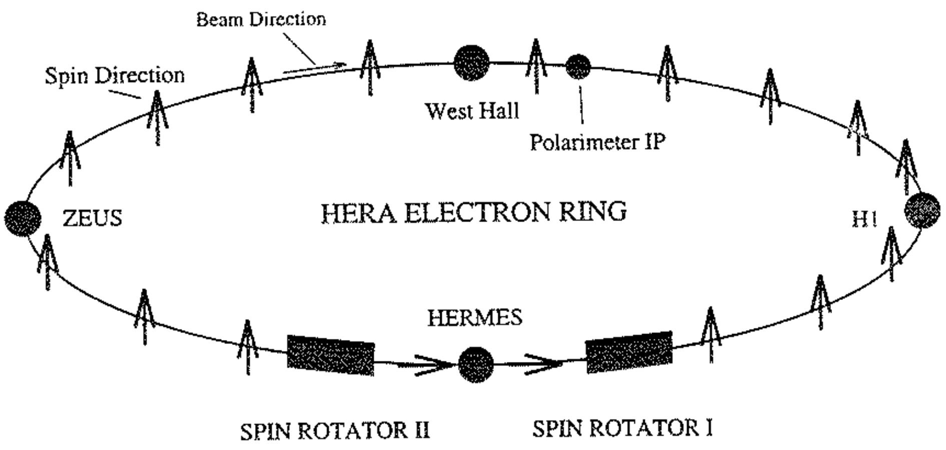


Figura 3.2: Vista schematica dell'anello di accumulazione HERA dove sono evidenziate le posizioni dei rotatori di spin. Nella regione di interazione di HERMES la polarizzazione è longitudinale.

3.2.2 Il polarimetro di HERA

La polarizzazione degli elettroni viene misurata con un polarimetro [56] basato sulla diffusione Compton di un laser polarizzato circolarmente, che tramite un sistema di specchi viene fatto collidere con il fascio di elettroni. A causa della trasformazione di Lorentz (per gli elettroni $\gamma = 54000$) i fotoni sono diffusi all'indietro in un cono molto stretto, e vengono rivelati da un calorimetro posto a 64 metri dal punto di interazione. La sezione d'urto della diffusione Compton dipende dallo spin degli elettroni, perciò nel calorimetro si misura una asimmetria alto/basso nella distribuzione dei fotoni diffusi da cui si può risalire alla polarizzazione del fascio di elettroni.

3.2.3 I rotatori di spin

L'effetto Sokolov-Ternov descritto nel paragrafo precedente produce una polarizzazione trasversale del fascio di elettroni; dato che l'esperimento HERMES richiede la polarizzazione longitudinale nella regione di interazione, si usa una coppia di "rotatori di spin" [57] che ruotano di 90° lo spin degli elettroni subito dopo la sezione curva del fascio e lo riportano verticale al termine della sezione dritta, come schematizzato nella figura 3.2. Ciascun rotatore è lungo 56 metri ed è composto da tre magneti dipolari orizzontali e tre verticali disposti in modo da ottenere la rotazione voluta dello spin provocando sul fascio una "gobba" di circa 20 cm. L'introduzione di questi rotatori può produrre effetti depolarizzanti, ma con opportuni aggiustamenti si riesce a raggiungere una polarizzazione longitudinale di poco inferiore al 70%.

3.3 Il bersaglio polarizzato

La caratteristica più innovativa dell'esperimento HERMES è l'uso di bersagli gassosi, che garantiscono un alto grado di polarizzazione e una notevole rapidità nell'inversione dello spin. Per ottenere un'elevata densità del gas polarizzato si utilizza una cella di accumulazione interna.

3.3.1 Sorgenti di gas polarizzato

L'esperimento HERMES utilizza diverse tecniche per produrre il getto di di gas polarizzato: una sorgente a fascio atomico (*Atomic Beam Source*) [58] per i bersagli di idrogeno e deuterio, e una sorgente a pompaggio ottico per il bersaglio di ^{3}He [59].

Sorgente H e D. Nella sorgente a fascio atomico, molecole H_2 o D_2 vengono dissociate da una scarica a radio-frequenza in un getto di atomi singoli a velocità termica, sagomato da opportuni ugelli. Il getto passa quindi attraverso un sistema di magneti sestupolari, in cui gli atomi vengono focalizzati o defocalizzati per effetto Stern-Gerlach a seconda dello spin degli elettroni. Una radio-frequenza induce transizioni tra gli stati iperfini dell'atomo di idrogeno, e permette di focalizzare solo gli stati in cui il nucleo è polarizzato nella direzione voluta. Con questa tecnica, si può ottenere un'alta intensità di flusso ($6 \cdot 10^{16}$ atomi/sec) e un grado di polarizzazione dell'ordine del 90%. In aggiunta, il segno della polarizzazione può essere invertito in pochi millisecondi cambiando la frequenza della RF che induce le transizioni. Attualmente è allo studio una nuova versione del dissociatore [60] basata su una scarica di micro-onde, che permetterà di aumentare l'intensità del flusso in modo da ottenere una luminosità maggiore di quella attuale.

Sorgente ^{3}He. La sorgente di elio polarizzato è basata su un principio completamente diverso: tramite una scarica a radio-frequenza una piccola frazione di atomi di ^{3}He viene convertita in uno stato metastabile ($2\,^3S_1$) in una cella di pompaggio: un laser ad alta intensità polarizzato circolarmente incide sugli atomi metastabili provocando transizioni $2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P_0$ e trasferendo momento angolare. La polarizzazione è poi trasferita agli altri atomi attraverso collisioni con scambio di metastabilità. La direzione della polarizzazione è determinata da un debole campo magnetico. La sorgente di ^{3}He è in grado di fornire intensità di flusso di circa $2 \cdot 10^{17}$ atomi/sec, con una polarizzazione del 50–60%. Il valore relativamente basso della polarizzazione comporta che le asimmetrie misurate con

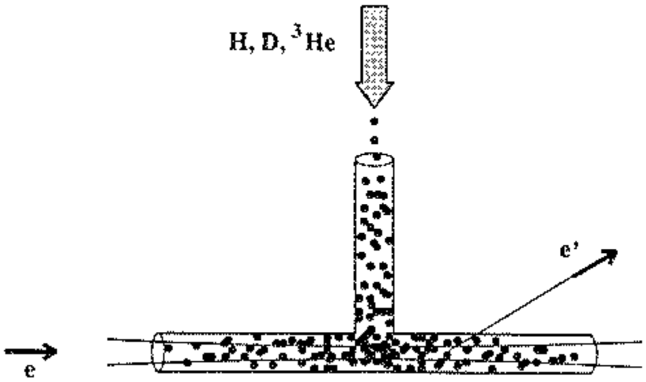


Figura 3.3: Principio di funzionamento di un bersaglio a cella di accumulazione.

l'elio siano piuttosto piccole, quindi più sensibili agli errori statistici e sistematici rispetto ai casi del protone e del deuterio.

3.3.2 Cella di accumulazione

Uno svantaggio tipico dell'uso di bersagli gassosi rispetto a quelli solidi è ovviamente la bassa densità, che limita notevolmente la luminosità raggiungibile. Il problema si può superare utilizzando una cella di accumulazione posta direttamente sul percorso del fascio di elettroni, come schematizzato in figura 3.3: gli atomi del gas rimbalzano circa 300 volte contro le pareti prima di lasciare la cella attraverso una delle aperture, e questo aumenta di due ordini di grandezza la probabilità che interagiscano con gli elettroni del fascio. Un sistema di pompe rimuove gli atomi all'uscita della cella e permette di mantenere l'alto vuoto nella *beam line*.
La cella di accumulazione utilizzata nell'esperimento HERMES [61] è un tubo ellittico di alluminio purissimo (99.999%) di dimensioni $40\times3\times1$ cm^3. Le pareti sono molto sottili (125 μm) in modo da ridurre la diffusione multipla e la perdita di energia delle particelle diffuse. Per limitare la depolarizzazione degli atomi durante i rimbalzi, nei bersagli di H e D la superficie interna della cella è ricoperta da un sottile strato di silicone.
La polarizzazione degli atomi nel bersaglio è mantenuta da un campo magnetico, la cui intensità dipende dal tipo di gas: per l'elio è sufficiente un campo debole (0.003 T) generato da due bobine di Helmholtz, mentre per il bersaglio H/D il campo deve essere più forte (0.35 T) e richiede un solenoide superconduttore.
Il raffreddamento della cella aumenta la densità del bersaglio (perché gli atomi impiegano più tempo ad uscire) ma può indurre meccanismi depolarizzanti in

prossimità delle pareti; di conseguenza, la regione di interazione è mantenuta a temperature intermedie (100 °K per H e D, 20 °K per ^{3}He).

3.3.3 Misura della polarizzazione

H e D. Nei bersagli di idrogeno e deuterio gli atomi possono subire effetti depolarizzanti durante la permanenza nella cella di accumulazione, quindi è necessario misurare direttamente la polarizzazione del gas all'interno della cella. Per questo motivo, una piccola frazione del gas viene estratta dalla cella attraverso un tubo e analizzata in un polarimetro Breit-Rabi, composto da un magnete sestupolare che focalizza in un contatore gli atomi con una certa direzione dello spin dell'elettrone, e da una radio-frequenza che induce transizioni tra le varie componenti.

^{3}He. Nel bersaglio di elio gli effetti depolarizzanti sono più limitati, quindi è sufficiente misurare la polarizzazione del gas nella cella di pompaggio ottico. La polarizzazione si ottiene misurando l'intensità relativa della luce destrogira o levogira emessa dagli atomi quando questi sono eccitati tramite una scarica a radio-frequenza.
Per misurare la polarizzazione dell'elio anche all'interno della cella, è stato installato un monitor ottico (TOM) consistente in un fotomoltiplicatore che raccoglie i fotoni emessi dal gas del bersaglio in seguito all'interazione coulombiana con gli elettroni del fascio. Dalla polarizzazione della luce emessa si risale poi a quella degli atomi di ^{3}He.

3.4 Il rivelatore

Il rivelatore dell'esperimento HERMES è uno spettrometro magnetico, in grado di identificare l'elettrone diffuso e le particelle dello stato adronico finale in un ampio intervallo cinematico e con buona risoluzione in energia e direzione.

3.4.1 Panoramica sul rivelatore

La figura 3.4 riporta uno schema del rivelatore dell'esperimento HERMES; la scala sulla destra della figura indica la distanza dal punto di interazione (situato per convenzione al centro del bersaglio). Quella che segue è una panoramica sulla funzione dei diversi componenti del rivelatore, e i paragrafi successivi riportano la descrizione di ciascun componente. Per ulteriori approfondimenti, si rimanda al *Technical Design Report* di HERMES [52].

Ricostruzione delle tracce. A valle del punto di interazione si trova una coppia di camere a *micro-strip* (Vertex Chambers VC1, VC2) ed una coppia di camere a deriva (Front Chambers FC1, FC2) che servono a ricostruire la posizione del

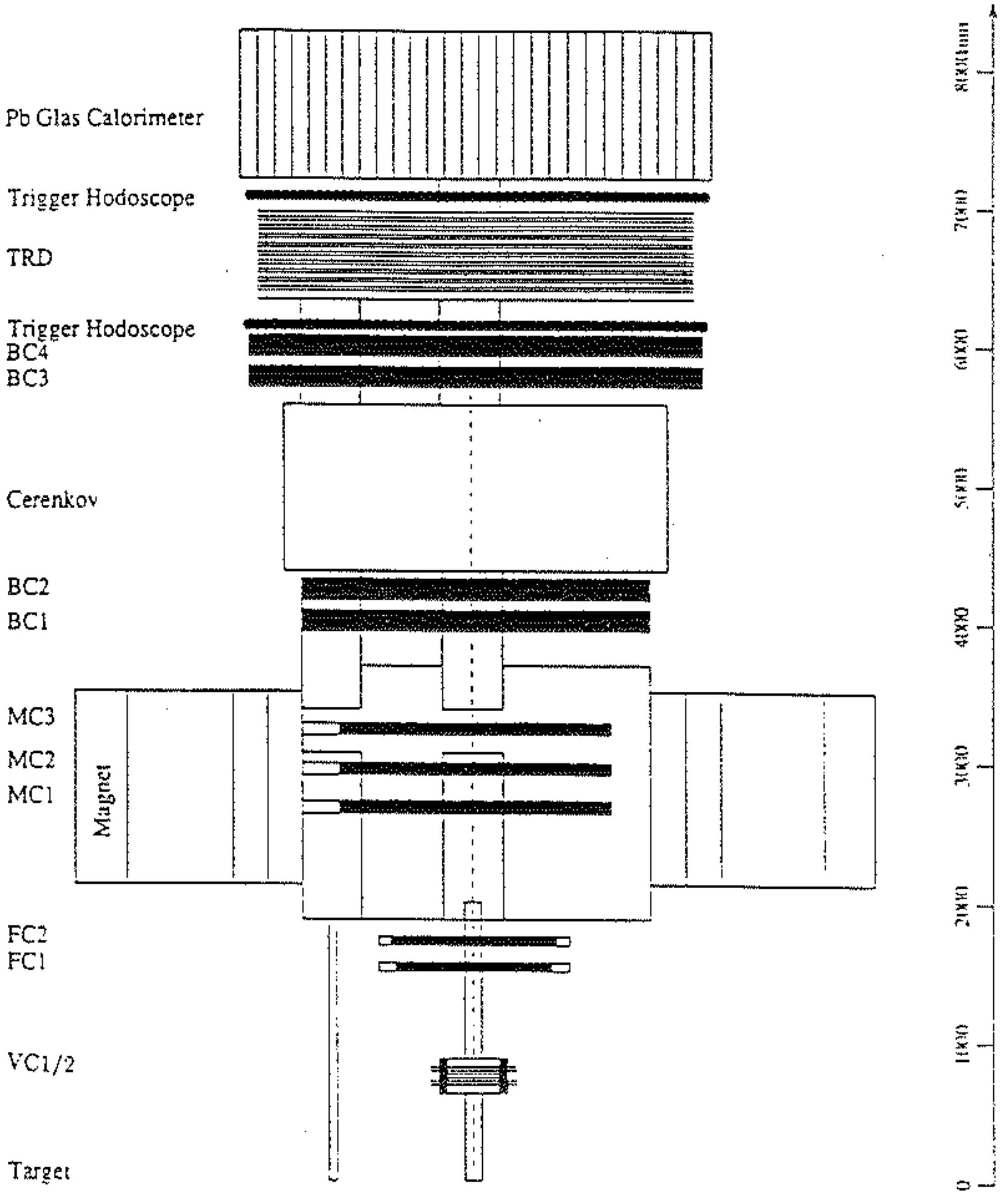


Figura 3.4: Vista schematica del rivelatore.

vertice e l'angolo di diffusione delle particelle. Di seguito le particelle attraversano un magnete dipolare a forma di H. Quattro camere a deriva (Back Chambers BC1/2 e BC3/4) ricostruiscono la direzione delle particelle deflesse dal magnete e permettono di determinarne la carica e l'impulso. All'interno del magnete sono sistemate tre camere proporzionali a bassa risoluzione (Magnet Chambers MC1-3) che aiutano a risolvere le ambiguità connesse alle tracce multiple.
L'impulso delle particelle è ricostruito con una precisione dell'1-2% (a seconda della cinematica), e la risoluzione angolare complessiva è di 0.6 mrad.

Identificazione delle particelle. Il calorimetro elettromagnetico consiste in un muro di vetro al piombo preceduto da un odoscopio (H2) con *preshower*, e permette di misurare l'energia di elettroni e fotoni garantendo la separazione elettroni-pioni con un fattore 4000:1. La separazione è aumentata di un fattore 100 dal rivelatore a radiazione di transizione (TRD), mentre un contatore Cerenkov a soglia permette di distinguere i pioni dagli altri adroni carichi (kaoni e protoni). Le camere a deriva BC3/4 permettono di identificare le celle del TRD coivolte dal passaggio delle particelle.

Trigger. Il sistema di trigger è dato dai segnali in coincidenza provenienti dai due odoscopi (H1 e H2) e dal calorimetro. Per sopprimere gli elettroni a bassa energia e i trigger accidentali generati dai pioni, il segnale del calorimetro ha una soglia di 3.5 GeV.

3.4.2 Il magnete

Il magnete dello spettrometro è un dipolo a forma di H, in grado di produrre un integrale di campo di $\int B\,dl = 1.3$ Tm. Per proteggere i fasci di elettroni e protoni dal forte campo magnetico, è stata introdotta una lamina di ferro al centro del magnete e lungo il piano del fascio, come mostrato in fig. 3.5. Lo spazio all'interno del magnete delimitato da tale piano definisce un'accettanza verticale di 40 mrad $< |\theta_y| <$140 mrad e orizzontale di $|\theta_x| < 170$ mrad rispetto al punto di interazione, con un'aggiuntiva apertura angolare orizzontale di $\pm$ 100 mrad partendo dal centro del magnete per permettere un'ulteriore deflessione delle particelle nel campo magnetico.

3.4.3 Rivelatori di traccia

La ricostruzione delle tracce prima e dopo il magnete è affidata ai rivelatori di vertice (VC1/2), alle camere a deriva (FC1/2, BC1/2, BC3/4) e alle camere proporzionali (MC1-3); le camere a deriva BC3/4 servono inoltre ad identificare le celle del TRD coinvolte dal passaggio degli elettroni. Tutti questi rivelatori hanno una geometria basata su tre piani, X U e V: il piano X ha risoluzione orizzontale

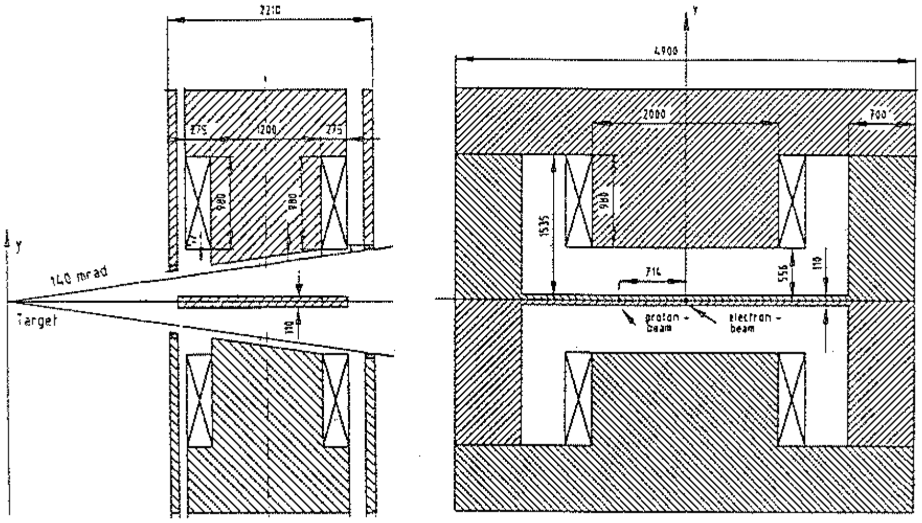


Figura 3.5: Schema del magnete di HERMES (vista di lato e di fronte) con al centro la lamina di ferro che protegge i fasci di elettroni e protoni.

(cioè ha i fili verticali), mentre i piani U e V hanno le coordinate ruotate di $\pm 30°$. Per avere una buona ricostruzione delle tracce è necessario che tutte le camere siano ben allineate: i possibili movimenti dei rivelatori, causati ad esempio dall'espansione termica delle strutture di supporto, sono controllati attraverso un sistema ottico di controllo e verifica dell'allineamento basato sull'interferenza di fasci laser.

Rivelatori di vertice. Le Vertex Chambers VC1 e VC2 devono determinare la posizione del vertice e l'angolo di diffusione con alta risoluzione spaziale, tollerando l'alto fondo che si rileva vicino alla regione di interazione. Per queste camere è stata utilizzata la tecnologia innovativa delle *Micro-Strip Gas Counters* (MSGC): la nuvola di ioni creata dal passaggio delle particelle in uno spessore di gas di 3 mm si muove in un campo elettrico di circa 5 kV/cm verso un substrato di vetro spesso 300 μm, su cui sono depositate sottili strisce anodiche e catodiche di alluminio (rispettivamente di 7 e 90 μm di larghezza). Tra le strisce è applicata una differenza di tensione di 600 V, quindi il passaggio degli ioni produce una cascata nel gas in prossimità delle strisce anodiche, come accade nelle camere a fili.
Le MSGC dell'esperimento HERMES sono composte da due moduli separati (sopra e sotto il fascio), ciascuno dei quali contiene 3 piani (U,X,V) composti da strisce anodiche lunghe 8 cm (1350 in VC1 e 1900 in VC2).
Rispetto alle camere a deriva tradizionali questa tecnica garantisce una risoluzione

spaziale più elevata (45 μm per piano), ma presenta uno spessore piuttosto notevole (0.012 lunghezze di radiazione) e una dipendenza della risoluzione dall'angolo della traccia incidente.

Camere a deriva. Le camere a deriva FC1, FC2, BC1/2, BC3/4 [62] sono in una configurazione orizzontale convenzionale. Ogni camera contiene tre moduli con i fili orientati nelle direzioni X U V e tre moduli con i fili X' U' V', sfasati rispetto ai primi di metà della lunghezza di una cella di deriva in modo da risolvere le ambiguità destra-sinistra. Ciascun modulo è costituito da un piano di fili anodici e catodici alternati, posto tra una coppia di fogli catodici. I fili e i fogli catodici sono a potenziale negativo, mentre i fili anodici sono al potenziale di terra; le dimensioni delle celle di deriva sono 7 mm per le FC e 15 mm per le BC. Le camere sono riempite con una mistura gassosa non infiammabile di Ar (90 %), CO_2 (5 %), CF_4 (5 %); il tempo massimo di deriva è di 150 ns, e la risoluzione di ciascun piano è di 150 μm.

Camere proporzionali. Le camere MC1-3, poste all'interno del magnete, hanno la funzione di risolvere le ambiguità negli eventi con tracce multiple. La scelta delle camere proporzionali è dovuta ovviamente alla presenza del campo magnetico; a causa della bassa risoluzione (1 mm), questi rivelatori non sono di aiuto nella ricostruzione delle singole tracce. Ogni camera è composta da tre moduli, orientati rispettivamente nelle direzioni X, U e V, ciascuno dei quali consiste in un piano di fili anodici e due di fili catodici. La miscela di gas utilizzata è analoga a quella delle camere a deriva.

3.4.4 Il calorimetro e gli odoscopi

Calorimetro. Il calorimetro elettromagnetico [63] ha la funzione di fornire un trigger per gli elettroni con energia sopra un certo valore di soglia (3.5 GeV), di separare gli elettroni dai pioni e di misurare l'energia degli elettroni diffusi e dei fotoni provenienti dal decadimento del π^0 o da processi radiativi.
La scelta della soglia di 3.5 GeV permette di sopprimere gran parte del fondo adronico, perdendo solamente gli eventi di diffusione con $y > 0.87$, che sarebbero comunque eliminati dall'analisi a causa delle elevate correzioni radiative. Il calorimetro, schematizzato in figura 3.6, è costituito da due muri di contatori di vetro al piombo, disposti in modo simmetrico sopra e sotto il fascio e separati da 48 cm. Ogni muro è formato da 420 contatori (disposti in 42 colonne e 10 righe) aventi ciascuno un'area di 9×9 cm^2 ed una lunghezza di 50 cm, corrispondente a circa 18 lunghezze di radiazione.
Le particelle che attraversano il vetro al piombo provocano uno sciame di particelle relativistiche, che emettono radiazione Čerenkov raccolta dal fotomoltiplicatore; dal totale della luce Čerenkov emessa nello sciame si risale all'energia della

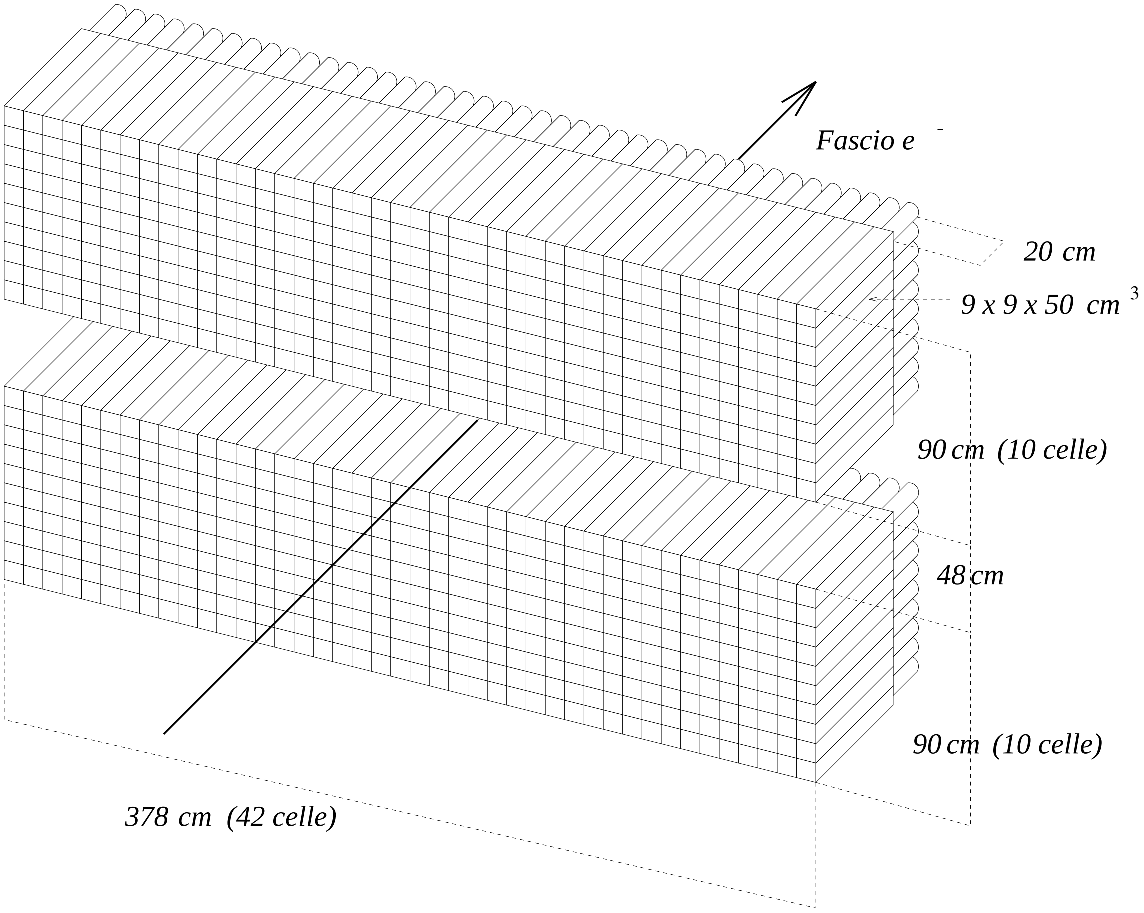


Figura 3.6: Vista isometrica del calorimetro elettromagnetico di HERMES.

particella incidente.
L'identificazione delle particelle sfrutta le differenze nello sviluppo dello sciame elettromagnetico: gli elettroni perdono tutta la loro energia nella produzione dello sciame, mentre gli adroni ne depositano solo una parte. Di conseguenza, il rapporto tra l'energia totale della particella incidente (ricostruita con le informazioni sull'impulso provenienti dallo spettrometro) e l'energia depositata nel calorimetro permette di distinguere gli elettroni dagli adroni.

Odoscopi. La combinazione degli odoscopi H1 e H2 serve essenzialmente come trigger per le particelle cariche. Ciascuno di essi è costituito da 42 lastre di scintillatori plastici (*paddles*) di dimensioni $9.3 \times 91 \times 1$ cm^3 (per un totale di 168 canali); ciascuno degli scintillatori copre una colonna del calorimetro ed è collegato tramite una guida di luce ad un fotomoltiplicatore di 2" di diametro.

Il piano dell'odoscopio H2 è preceduto da uno spessore aggiuntivo di piombo (*preshower*) che ha la funzione di generare uno sciame elettromagnetico prima del calorimetro. L'introduzione del preshower permette di migliorare l'identificazione delle particelle, perché il rapporto tra l'energia depositata nel preshower e quella depositata nel calorimetro è tipicamente inferiore per gli adroni rispetto agli elettroni.

3.4.5 Il rivelatore a radiazione di transizione

Il rivelatore a radiazione di transizione TRD (*Transition Radiation Detector*), posizionato tra gli odoscopi H1 e H2, permette di migliorare per un fattore 100 la separazione tra elettroni e adroni. La radiazione di transizione è costituita da fotoni di energia compresa tra i 2 e i 15 KeV (raggi X), emessi quando particelle cariche ultrarelativistiche ($\gamma > 1000$) attraversano un mezzo dielettrico. Siccome per il fondo adronico vale $\gamma < 250$, mentre per gli elettroni con energia superiore alla soglia di 3.5 GeV vale $\gamma > 7000$, la rivelazione di questa radiazione è una "firma" inequivocabile del passaggio dell'elettrone diffuso. Il TRD è costituito da 6 moduli consecutivi, ciascuno dei quali contiene un radiatore seguito da una camera proporzionale per la rivelazione di raggi X: il radiatore consiste in una matrice spessa 6.5 cm di fibre di propilene di 17÷20 μm di diametro orientate in modo casuale; il rivelatore invece è una camera a fili planare di 2.5 cm, contenente un gas ad alto Z (Xenon) che assorbe i raggi X dando luogo ad agglomerati (*cluster*) di elettroni. Una soglia sulla carica totale raccolta nel rivelatore permette di discriminare i segnali dovuti al passaggio di un elettrone.

3.4.6 Il rivelatore a soglia Čerenkov

La funzione del contatore Čerenkov, inserito tra i due piani di camere a deriva BC1/2 e BC3/4, è di provvedere all'identificazione degli adroni (pioni, kaoni e protoni). La radiazione Čerenkov viene emessa quando una particella attraversa un materiale (in questo caso, un gas) ad una velocità superiore a quella della luce in quel mezzo; questo significa che la soglia per la produzione di radiazione Čerenkov è data da $\beta_{min} = 1/n$, dove β è la velocità della particella e n è l'indice di rifrazione del mezzo. Scegliendo opportunamente il gas utilizzato nel rivelatore è quindi possibile discriminare tra le diverse particelle: l'uso di tetrafluormetano alla pressione atmosferica permette la separazione dei pioni da kaoni e protoni nell'intervallo energetico compreso tra 4.4 e 15.8 GeV e di pioni e kaoni dai protoni in quello da 15.8 a 30 GeV.
Per facilitare la calibrazione del sistema di rivelatori coinvolti nell'identificazione degli elettroni (calorimetro, odoscopi e TRD), nel primo ciclo di presa dati il Čerenkov è stato riempito con un gas leggero (azoto) che alza la soglia per i pioni e permette di distinguere tra pioni ed elettroni. Il rivelatore Čerenkov dell'esperimento HERMES è diviso in due blocchi, uno sopra e l'altro sotto il

fascio; la radiazione Čerenkov viene riflessa da un sistema di 2×20 specchi di dimensioni 31×20 cm^2 e quindi raccolta da fotomoltiplicatori di 5 " di diametro, posti fuori della regione del fascio. Il radiatore è lungo circa 1 m e lo spessore totale risulta di 0.035 lunghezze di radiazione.

3.4.7 Il monitor di luminosità

Il monitor di luminosità si basa sulla rivelazione della diffusione Möller (per il fascio di elettroni) o Bhabha (per i positroni) dovuta agli elettroni degli atomi che costituiscono il bersaglio. È costituito da due piccoli calorimetri in coincidenza (posti a sinistra e destra del fascio, subito dopo il calorimetro elettromagnetico), che misurano la diffusione simmetrica degli elettroni con un'accettanza angolare compresa tra i 4.5 e 8.2 mrad. L'energia degli elettroni diffusi rientra nell'intervallo tra 10 e 20 GeV per particelle diffuse all'interno dell'accettanza dell'intero rivelatore. Ogni calorimetro è formato da 12 cristalli di ($NaBi(WO_4)_2$) di dimensioni $22 \times 22 \times 200$ mm^3 (19.4 lunghezze di radiazione nella direzione longitudinale), altamente resistenti alle radiazioni.

3.4.8 Il sistema di controllo del guadagno

Per il controllo del guadagno dei vari fotomoltiplicatori viene usato un sistema GMS (*Gain Monitoring System*) costituito da un laser che, attraverso delle fibre di vetro, invia impulsi luminosi con lunghezza d'onda di 500 nm e diverse intensità ai fotomoltiplicatori del calorimetro, degli odoscopi, del monitor di luminosità e ad un fotodiodo di riferimento. Le differenti intensità vengono ottenute tramite la rotazione di un disco con differenti filtri di attenuazione: la luce viene divisa in più parti ed inviata nelle fibre di vetro, quindi i segnali dei fotomoltiplicatori vengono confrontati con quelli del fotodiodo di riferimento.

3.5 Sistema di trigger

Il sistema di trigger deve selezionare gli eventi di interesse fisico, ossia eventi di DIS con elettroni (positroni) diffusi di energia superiore alla soglia di 3.5 GeV, ed ignorare il fondo.
Per l'esperimento HERMES sono previsti 3 livelli di trigger:

- il primo livello controlla la conversione dei segnali in tempo e ampiezza nei moduli dell'elettronica e la lettura dell'elettronica veloce dal sistema di acquisizione dati entro un centinaio di ns;
- il secondo livello controlla la lettura del sistema di acquisizione dati tramite i computer *online* ed ha un tempo di trattamento degli eventi di circa 100 μs;

- il terzo livello controlla la scrittura su nastro ed ha un tempo medio di trattamento di circa 10 ms.

Nel primo anno di presa dati è stato utilizzato solamente il primo livello di trigger, descritto in dettaglio nel paragrafo seguente.

3.5.1 Primo livello di trigger

Il trigger di primo livello si basa sulla tripla coincidenza H1·H2·CALO, e scatta quando le seguenti condizioni sono soddisfatte:

1. L'energia depositata nei blocchi del calorimetro in ogni colonna viene sommata, quindi si somma l'energia di ogni coppia di colonne adiacenti. In almeno una delle coppie deve essere depositata un'energia superiore a 3.5 GeV.

2. Nel preshower (H2) deve essere depositata un'energia superiore ad una soglia determinata in modo da escludere buona parte del fondo adronico.

3. Deve esserci un segnale nell'odoscopio H1.

4. I segnali (1–3) devono essere contenuti in un intervallo temporale corrispondente al tempo di passaggio nel rivelatore di un bunch di HERA

La condizione (1) assicura la rimozione della maggior parte del fondo elettromagnetico e adronico, la (2) sopprime ulteriormente gli sciami generati dagli adroni, la (3) permette di evitare i trigger generati dai fotoni nel calorimetro e nel preshower, mentre la (4) elimina i trigger generati dal fascio di protoni (i cui bunch sono sfasati rispetto a quelli degli elettroni). Trigger parassiti possono comunque essere generati nei seguenti casi:

- Un pione carico deposita un'energia molto alta (ad esempio per una reazione nucleare) nel sistema preshower-calorimetro.

- Un fotone ad alta energia attraversa il calorimetro mentre un adrone appartenente allo stesso evento attraversa H1.

- Un protone "ritardatario" (cioè sfasato rispetto ai bunch del fascio di protoni) colpisce il rivelatore. Il fondo dovuto al fascio di protoni viene eliminato tramite un segnale di veto proveniente da quattro scintillatori posti dietro al calorimetro.

La frequenza di trigger per gli eventi buoni è di 65 Hz per una corrente di 30 mA e una densità del bersaglio di $1.2 \cdot 10^{15}$ nucleoni/cm^2 (caratteristica del bersaglio di ^{3}He), mentre la frequenza dei trigger dovuti al fondo è di 4.4 Hz.

Capitolo 4

Analisi dei dati

4.1 Struttura dei dati

L'unità di base in cui possono essere suddivisi i dati raccolti è il ciclo di riempimento (*fill*) dell'anello di accumulazione HERA. Durante ciascun ciclo, ogni volta che i dati registrati nella memoria del sistema di acquisizione raggiungono una determinata lunghezza (corrispondente a circa 50000 eventi), vengono trasferiti in un file su nastro (*run*) identificato da un numero progressivo. Il flusso di dati comprende le informazioni provenienti dai singoli rivelatori (che successivamente vengono assemblate con un programma che ricostruisce i singoli eventi di diffusione) e, separatamente, le informazioni relative alle condizioni generali di misura (*slowcontrol*). Tutti gli eventi che si trovano tra due successive letture (*burst*) dello slowcontrol appartengono allo stesso "pacchetto", in cui le condizioni di misura (luminosità, polarizzazione etc.) sono considerate costanti; in questo modo il burst costituisce la più piccola unità temporale in cui sono suddivisi gli eventi. La durata di ciascun burst (cioè la distanza tra due letture dello slowcontrol) è circa 10 secondi.

4.2 Files micro-DST

L'analisi dei dati raccolti richiede due passi preliminari: in un primo tempo le quantità fisiche (momento, direzione etc.) che caratterizzano le particelle rivelate in ciascun evento di DIS vengono ricostruite dal programma Hermes Reconstruction Program (HRC) [64], che assembla i segnali registrati dai singoli rivelatori; in seguito si opera una selezione sulla qualità dei singoli run, eliminando quelli inutilizzabili nell'analisi. Per ogni run che è considerato "buono" si costruisce un file detto *Data Summary Tape* (DST), in cui le informazioni sugli eventi sono sincronizzate a quelle dello slowcontrol, in modo che ciascun evento sia associato al burst a cui appartiene. Questi micro-DST, strutturati in tabelle di formato ADAMO [65], contengono solo le informazioni strettamente necessarie all'analisi dei processi inclusivi, cioè quelle relative alla qualità dei dati (efficienza dei rivelatori, etc.), alla normalizzazione delle asimmetrie misurate (luminosità, polarizzazione) e all'identificazione delle particelle (energia, direzione etc.). Per questo sono relativamente piccoli (tipicamente 1-2 MBytes ciascuno) e di facile lettura, e vengono utilizzati come base comune per tutte le successive analisi.

4.3 Selezione sulla qualità dei dati

La selezione dei dati utilizzabili per l'analisi dei processi inclusivi si sviluppa su tre livelli:

- selezione sui run
- selezione sui burst
- selezione sulle tracce

4.3.1 Selezione sui run

Le informazioni registrate al momento della presa dati permettono di identificare ed eliminare i run che non sono utilizzabili nella misura delle asimmetrie (ad esempio quelli in cui il bersaglio non è polarizzato, oppure una larga parte del rivelatore non è funzionante). Sono inoltre eliminati i run per cui mancano valori attendibili della polarizzazione del fascio di elettroni o del bersaglio. La tabella che segue riporta la statistica relativa ai run del 1995.

taglio	run tagliati	run rimasti
run del 1995		4011
logbook	965	3046
pol. del fascio	720	2326
pol. del bersaglio	143	2183
totale files DST		2180

4.3.2 Selezione sui burst

Come risulta dalla descrizione del capitolo 3, il rivelatore dell'esperimento HERMES è costituito in pratica da due spettrometri indipendenti, separati dalla lamina che protegge i fasci di HERA. I run in cui solo metà del rivelatore funziona correttamente sono comunque utilizzabili nell'analisi dei processi inclusivi, in cui è richiesta solamente l'identificazione del positrone diffuso (e non quella delle particelle prodotte nell'evento di DIS). Per questo motivo, la selezione sulla qualità dei burst è compiuta separatamente per le parti superiore ed inferiore del rivelatore. I criteri di selezione sono descritti in dettaglio nei paragrafi seguenti, e la tabella 4.1 riporta la statistica relativa alla selezione dei burst.

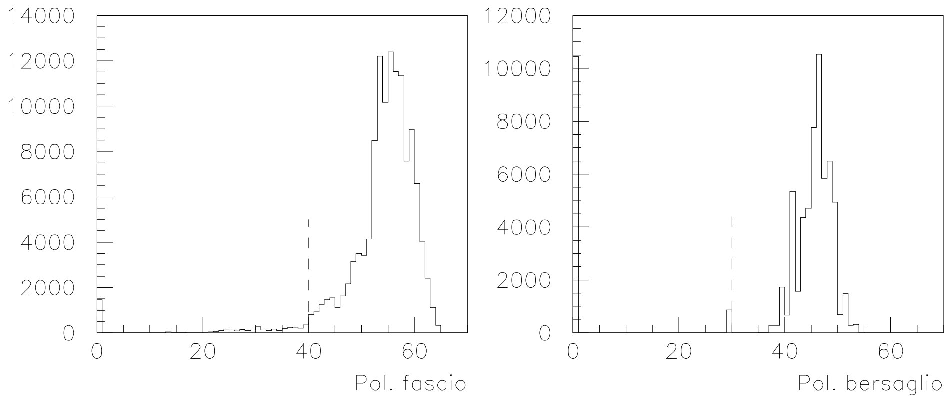


Figura 4.1: Polarizzazione del fascio e del bersaglio nell'insieme dei burst analizzati. La linea tratteggiata rappresenta il taglio applicato nella selezione sulla qualità dei burst.

Polarizzazione del bersaglio. Nell'analisi dei processi polarizzati si possono utilizzare solo i burst in cui il bersaglio si trova in uno stato di polarizzazione definito; per questo motivo si eliminano quelli che corrispondono al periodo di inversione della polarizzazione (che nel bersaglio di ^{3}He avviene tipicamente ogni 10 minuti). La polarizzazione del bersaglio è misurata dal polarimetro della cella di pompaggio (PCP) e dal monitor ottico del bersaglio (TOM). I tagli sulla polarizzazione del bersaglio richiedono:

- che il bersaglio si trovi in uno stato definito (cioè con spin parallelo o antiparallelo a quello del fascio);
- che la polarizzazione del bersaglio sia maggiore del 30%.

Nell'insieme dei burst analizzati la polarizzazione è compresa tra il 35% e il 52%, con un valore medio del 46%.

Polarizzazione del fascio. La polarizzazione del fascio è misurata ad intervalli di un minuto dal polarimetro di HERA; i valori misurati sono interpolati con una funzione regolare, in modo da eliminare eventuali fluttuazioni statistiche. Dato che le asimmetrie misurate vengono pesate con il valore della polarizzazione, è necessario che questa sia abbastanza alta da garantire una misura significativa. Di conseguenza, il taglio sulla polarizzazione del fascio richiede che il valore interpolato sia maggiore del 40%. Nei burst analizzati la polarizzazione è compresa tra il 40% e il 65%, con un valore medio del 55%.

Acquisizione dei dati. Vengono eliminati tutti i burst la cui lunghezza non è compresa tra 9 e 11 secondi (perchè questo fatto indica un possibile problema nella lettura dello slowcontrol), e quelli in cui il "tempo vivo" (definito come il rapporto tra i trigger accettati dal sistema di acquisizione dei dati e quelli generati dal rivelatore) è minore del 50%. In aggiunta, vengono eliminati da ogni run i primi tre burst e l'ultimo, in cui le condizioni di acquisizione non sono considerate stabili.

Luminosità. La luminosità viene utilizzata per normalizzare le asimmetrie misurate; per questo, oltre a richiedere che la frequenza misurata dal monitor della luminosità abbia valori ragionevoli, si opera un confronto tra questa frequenza e il prodotto della corrente del fascio per la densità del bersaglio. I tagli relativi alla luminosità richiedono:

- Frequenza misurata dal monitor della luminosità : $40\ \mathrm{Hz} < L < 210\ \mathrm{Hz}$
- Corrente del fascio: $8\ \mathrm{mA} < \mathrm{I} < 32\ \mathrm{mA}$
- Densità del bersaglio (nucleoni/cm^2): $0.85 \cdot 10^{15} < n < 1.4 \cdot 10^{15}$
- Rapporto luminosità/(densità $\times$ corrente): $5 \cdot 10^{-15} < \frac{L}{nI} < 7.2 \cdot 10^{-15}$

Efficienza dei rivelatori. Nei paragrafi seguenti sono elencati i criteri che stabiliscono l'efficienza dei singoli rivelatori coinvolti nella ricostruzione delle tracce e nell'identificazione delle particelle. Le informazioni sull'efficienza sono disponibili solo per gli interi run.

Rivelatori di traccia. L'efficienza dei rivelatori di traccia (Back Chambers e Front Chambers) è calcolata tramite il programma ACE [66].
I tagli sull'efficienza permettono anche di eliminare i burst in cui l'alimentazione ad alta tensione (HV) delle camere è in stato di *trip* (ovvero è spenta in seguito ad un eccesso di corrente). Per rimuovere con maggiore sicurezza questi trip si eliminano anche il burst precedente e quello successivo a quello incriminato. I tagli sull'efficienza, applicati separatamente alle due metà del rivelatore, richiedono:

- Efficienza delle Front Chambers: $\epsilon_{FC} > 80\%$
- Efficienza delle Back Chambers: $\epsilon_{BC} > 94\%$

TAGLIO	TOP	BOTTOM
pol. del bersaglio	12264	12264
pol.del fascio	4611	4611
primi 3 burst	6538	6538
ultimo burst	2180	2180
“tempo vivo”	4052	4052
lunghezza del burst	632	632
corrente del fascio	781	781
densità del bersaglio	1770	1770
luminosità	882	882
lumi/(corrente$\times$densità)	2593	2593
efficienza delle camere	16266	12796
efficienza del Calorimetro	718	2262
efficienza del Preshower	759	422
efficienza di H1	872	52
efficienza di H2	11	4
Čerenkov & TRD cattivi	10508	2768
taglio dei burst adiacenti	23081	20201
instabilità del run	35788	29945
fill troppo vuoto	20240	19428
totale dei burst	126853	126853
burst buoni	71660	76629

Tabella 4.1: Statistica relativa alla selezione dei burst.

Calorimetro e preshower. Per il calorimetro e il preshower, l'efficienza di ciascun modulo è determinata dal GMS, e il guadagno medio di ogni modulo è confrontato con quello nominale. Per il calorimetro, i due valori devono coincidere entro il 10%, e per il preshower entro il 20%, altrimenti il modulo viene considerato malfunzionante. Perché il run sia considerato buono, il numero di moduli cattivi deve essere inferiore ad un certo limite (che è più restrittivo nelle 30 colonne centrali dei due rivelatori). I tagli sull'efficienza di calorimetro e preshower sono:

- moduli cattivi nel calorimetro interno (top): $N_i^t \leq 3$
- moduli cattivi nel calorimetro interno (bottom): $N_i^b \leq 4$
- moduli cattivi nel calorimetro esterno: $N_e \leq 8$
- moduli cattivi nel preshower interno: $N_i \leq 1$
- moduli cattivi nel preshower esterno: $N_e \leq 5$

H1 Per l'odoscopio H1, si controlla che il numero di conteggi segnalato da ciascun modulo sia diverso da zero. I tagli applicati sono:

- moduli cattivi in H1 (top): $N^t \leq 1$
- moduli cattivi in H1 (bottom): $N^b = 0$

Čerenkov L'efficienza del rivelatore Čerenkov è definita dal rapporto tra il numero di positroni riconosciuti dal Čerenkov e il numero totale di positroni rivelati. Si richiede che questa efficienza sia maggiore del 92%.

TRD Il controllo sul funzionamento del rivelatore a radiazione di transizione comprende la ricerca dei trip dell'HV e la misura della linearità della risposta. I run in cui sia il Čerenkov che il TRD sono inutilizzabili vengono scartati in blocco, perché in questo caso non è possibile identificare con sicurezza gli elettroni.

4.3.3 Stabilità globale

I periodi in cui le prestazioni del rivelatore non sono costanti vengono rimossi dall'analisi. A livello di fill, si richiede che ci siano almeno 100 burst buoni per ogni stato di polarizzazione (il taglio è applicato separatamente alle due metà del rivelatore). Per quanto riguarda i singoli run, si richiede che la frazione di burst buoni sul totale dei burst sia almeno del 40%. Inoltre vengono eliminati i run in cui la qualità dei burst cambia troppe volte: il numero di "buchi" nel run corrisponde al numero di passaggi da burst buono a burst cattivo, e si richiede che il rapporto *buchi/burst* sia minore del 10%. Ovviamente questo tipo di taglio porta ad escludere dall'analisi anche dei burst buoni, cioè tali da superare la selezione sulla qualità dei dati. Il numero dei burst buoni eliminati dal taglio sulla stabilità globale è 5738 per la parte alta del rivelatore e 5663 per la parte bassa (cioè l'8% circa del totale dei burst buoni).

4.3.4 Riepilogo

Dei 4011 run registrati nel 1995 con il bersaglio di ^{3}He, solo 2180 sono utilizzabili nell'analisi dei processi inclusivi; questi run contengono in totale 126853 burst, di cui circa 75000 superano la selezione sulla qualità dei dati. Come è naturale, nel primo anno di funzionamento dell'esperimento HERMES buona parte del tempo di presa dati è stato dedicato alla messa a punto del rivelatore e del software di controllo, quindi le misure sperimentali ricavabili dai dati del 1995 risultano abbastanza limitate dal punto di vista statistico.

4.4 Selezione delle tracce

La selezione delle tracce definisce l'insieme di positroni che saranno utilizzati per la misura dell'integrale di Gerasimov-Drell-Hearn. Vengono innanzitutto eliminate tutte le tracce che coinvolgono regioni del rivelatore la cui risposta non è affidabile, o che risultano originate fuori dalla regione di interazione tra fascio e bersaglio (cosa che indica ovviamente una ricostruzione errata). Oltre a ciò, vengono applicati dei tagli cinematici che garantiscono che le tracce provengano da eventi di DIS. Per finire, la parte più importante della selezione delle tracce riguarda l'identificazione dei positroni (Particle IDentification, PID), e la separazione di questi ultimi dai pioni che rappresentano la maggior parte dei sottoprodotti dell'urto.

4.4.1 Accettanza e tagli cinematici

Accettanza. I tagli sulle tracce relativi all'accettanza geometrica del rivelatore sono:

- -30 cm$< z_{vertice} < 30$ cm
- $r_T < 0.75$ cm
- $|x|_{calo} < 175$ cm
- $|y|_{calo} > 30$ cm
- $|\theta_y| > 0.04$

I primi due tagli garantiscono che vertice della traccia si trovi nella regione centrale del bersaglio, ed eliminano circa l'8% delle tracce ricostruite: $z_{vertice}$ è la

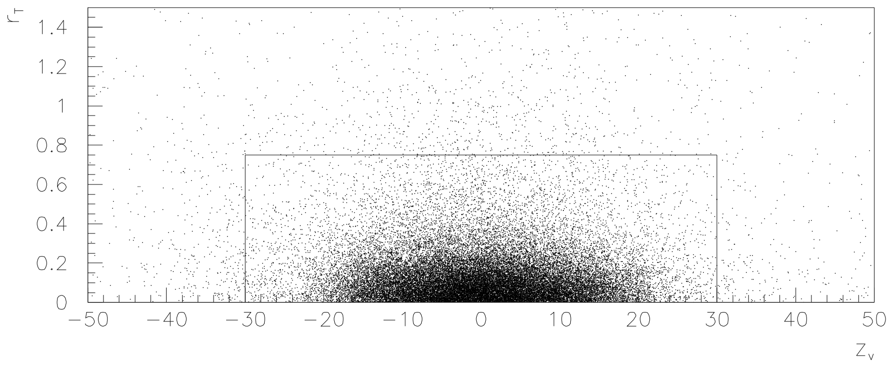


Figura 4.2: Taglio sulla posizione del vertice. z_v indica la coordinata del vertice lungo l'asse del fascio (lo zero è al centro del bersaglio), r_T indica la distanza trasversale. Le distanze indicate sono in cm.

posizione del vertice lungo la direzione del fascio di positroni ($z = 0$ al centro della cella di accumulazione) e r_T è la distanza trasversale del vertice dall'asse del fascio. Il terzo e il quarto taglio eliminano le tracce rivelate nelle celle che costituiscono i bordi del calorimetro. Il quinto garantisce che la traccia non attraversi la lamina di ferro che protegge i fasci di HERA. In aggiunta a questi tagli, la traccia viene scartata se la metà del rivelatore in cui è stata rivelata è considerata "cattiva" nella lista della qualità dei burst.

Cinematica. I tagli preliminari sulle variabili cinematiche sono:

- $W > 2.5$ GeV
- $y < 0.85$

La condizione sulla massa invariante W del sistema adronico finale garantisce che l'evento di diffusione sia al di fuori della regione delle risonanze, come richiesto dalla definizione della funzione $I(Q^2)$ data nel capitolo 2 (equazione 2.39). Il taglio su y serve invece ad eliminare gli eventi in cui la particella identificata come positrone diffuso ha energia molto bassa (vicina alla soglia di trigger del calorimetro, 3.5 GeV ovvero $y = 0.87$) quindi è facile che sia confusa con un pione; in aggiunta a ciò, questo taglio è raccomandabile perché a grandi valori di y le correzioni radiative all'asimmetria misurata diventano molto difficili.

4.4.2 Identificazione delle particelle

Per l'identificazione delle particelle si utilizzano le informazioni provenienti dal preshower, dal calorimetro, dal TRD ed dal Čerenkov. Nel progetto originale dell'esperimento HERMES, i primi tre rivelatori servono a separare con sicurezza gli elettroni dagli adroni, mentre il quarto serve a distinguere tra loro i vari tipi di adroni (pioni, kaoni e protoni). Nella presa dati del 1995, tuttavia, il rivelatore Čerenkov è stato riempito di azoto ed utilizzato per migliorare la separazione degli elettroni dai pioni.
In prima approssimazione gli elettroni si possono identificare come le particelle che lasciano una traccia nelle camere a deriva e generano un segnale superiore ad una certa soglia nel preshower e nel calorimetro. I fotoni (provenienti dal decadimento di pioni e kaoni neutri) generano segnali nel calorimetro che non possono essere associati a nessuna traccia nelle camere a deriva. Infine, gli adroni sono particelle che lasciano una traccia nelle camere ma generano nel preshower e nel calorimetro un segnale piccolo in confronto a quello degli elettroni.

Probabilità condizionate. In linea di principio il processo di identificazione delle particelle consiste nel determinare la probabilità $P(p_i \mid R_d)$ che la risposta R_d di un determinato rivelatore sia dovuta ad una particella p_i. Il teorema di Bayes stabilisce che questa probabilità è data dalla formula:

$$P(p_i \mid R_d) = \frac{P(R_d \mid p_i)\, P(p_i)}{\sum_j P(R_d \mid p_j)\, P(p_j)} \tag{4.1}$$

dove $P(R_d \mid p_i)$ è la probabilità condizionata che una particella p_i produca una risposta R_d, e $P(p_i)$ è il flusso di particelle di tipo p_i.
Le funzioni di risposta dei vari rivelatori si estraggono da misure di prova o da simulazioni. In particolare:

- La risposta del sistema preshower+calorimetro è stata studiata al CERN nel 1994 [63]: elettroni e pioni di diverse energie sono stati immessi nel rivelatore in modo da misurare il segnale in uscita.

- La funzione di risposta del Čerenkov consiste nella convoluzione della curva teorica (poissoniana) con una funzione di risoluzione gaussiana che dipende dalla velocità β delle particelle e dall'indice di rifrazione del gas usato.

- La funzione di risposta del TRD deriva da una simulazione Monte-Carlo [67].

L'equazione (4.1) richiede anche la conoscenza del flusso di particelle $P(p_i)$, ma ovviamente questo non si può ricavare dai dati sperimentali finchè le particelle non sono state identificate. Per superare il problema, si fa uso di un procedimento iterativo [68]: partendo da una distribuzione iniziale arbitraria P_0 si usano i dati sperimentali per identificare le particelle e ricavare P_1, dopodichè si ripete la procedura (ricavando P_{n+1} da P_n) fino a quando la distribuzione non converge al valore "vero".

Identificazione dei positroni. Applicando separatamente ad ogni rivelatore il procedimento sopra descritto, si ricava per ciascuna traccia la probabilità di appartenere ad un positrone (P_e^{RIV}) o ad un pione (P_π^{RIV}). I risultati di calorimetro, preshower e Čerenkov vengono quindi combinati nella variabile logaritmica PID3, definita come:

$$PID3 \;=\; \log \frac{P_e^{CAL} \times P_e^{PRE} \times P_e^{CER}}{P_\pi^{CAL} \times P_\pi^{PRE} \times P_\pi^{CER}} \tag{4.2}$$

Per l'identificazione dei positroni si usa un taglio bidimensionale sul piano definito dalla variabile PID3 e dal segnale del TRD (che è maggiore per i positroni rispetto agli adroni), come mostrato in figura 4.3.
Nei run in cui il TRD non funziona correttamente si usa un semplice taglio sulla variabile PID3; quando invece manca l'informazione sul Čerenkov, al posto di PID3 si usa una variabile PID2, definita come nell'equazione (4.2) con le sole informazioni del calorimetro e del preshower. I tagli per l'identificazione dei positroni sono, nei tre casi:

- TRD e Čerenkov funzionanti: $\mathrm{PID3} + 0.31 \cdot \mathrm{TRD} > 5.48$
- TRD non funzionante: $\mathrm{PID3} > 0$
- Čerenkov non funzionante: $\mathrm{PID2} + 0.51 \cdot \mathrm{TRD} > 9.0$

Le distribuzioni statistiche delle particelle con questi tagli sono riportate in figura 4.4: si può notare che la separazione tra adroni e positroni (questi ultimi sono alla destra del taglio) è in ogni caso soddisfacente.
La carica della particella è definita dalla curvatura della traccia nel campo magnetico dello spettrometro. Gli elettroni (prodotti nel processo $\gamma \to e^+e^-$) vengono contati a parte per correggere le asimmetrie misurate dal fondo dovuto alla produzione di coppie.

Efficienza e contaminazione. L'efficienza del criterio di identificazione dei positroni è definita dal rapporto tra il numero totale di positroni e il numero di quelli effettivamente riconosciuti. Viceversa, il grado di contaminazione adronica è dato dalla percentuale di adroni tra le particelle che sono state identificate come positroni. Per stimare queste quantità si sfrutta una simulazione Monte-Carlo della risposta dei rivelatori, utilizzando per il flusso di particelle (dipendente dall'impulso) i dati sperimentali del 1995. Dalla simulazione risulta che, per la combinazione PID3–TRD, l'efficienza è sempre superiore al 97 % e la contaminazione è al massimo dell'1.2% (per alti valori di ν, corrispondenti a positroni rivelati a bassa energia). Nei casi in cui uno dei rivelatori non funziona l'efficienza

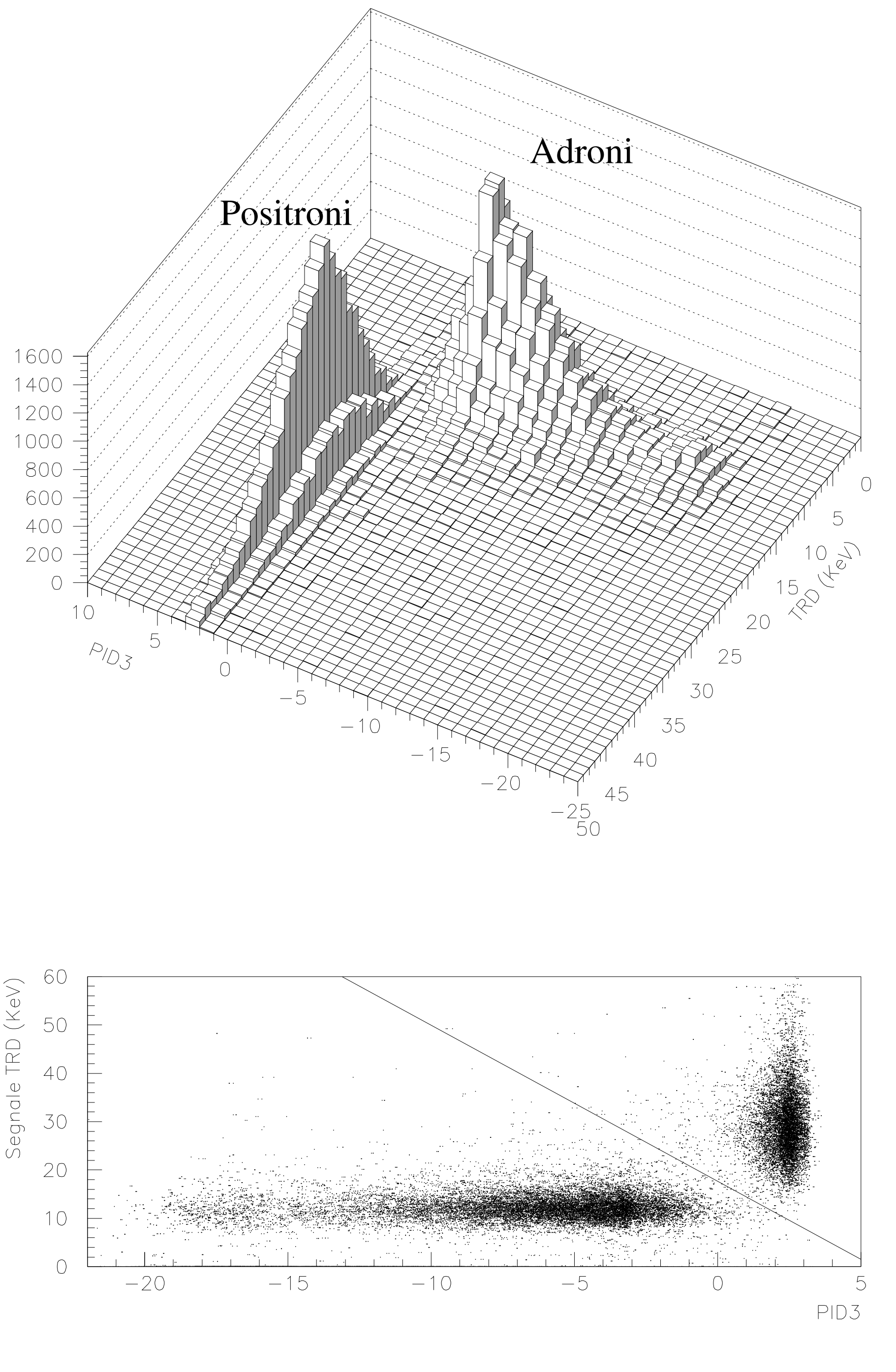


Figura 4.3: Distribuzione delle particelle sul piano TRD vs PID3. Le particelle al di sopra del taglio sono identificate come positroni.

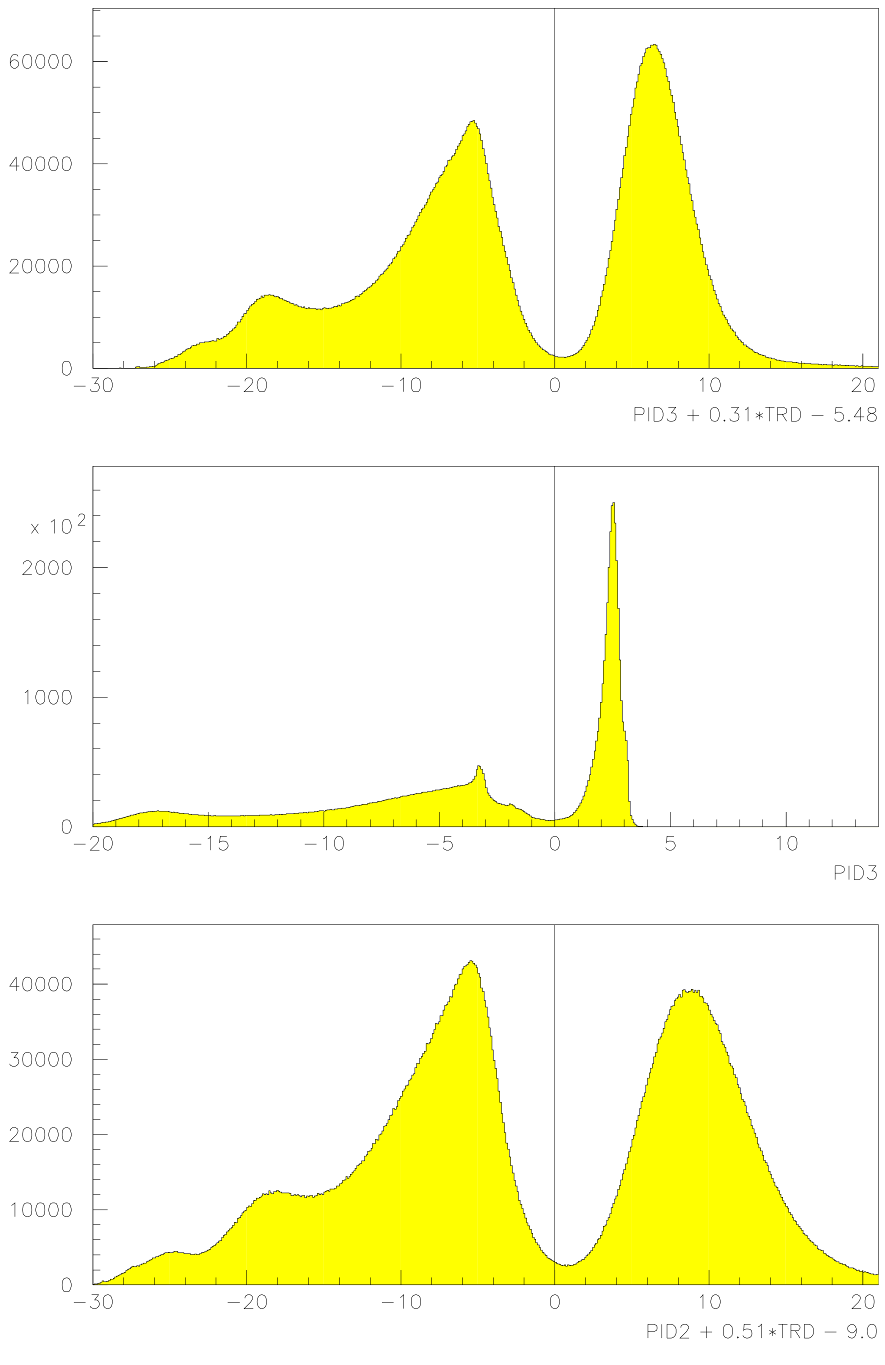


Figura 4.4: Distribuzione delle particelle identificate con i tre metodi di PID. Le particelle a destra del taglio sono considerate positroni.

è sostanzialmente uguale, ma la contaminazione adronica può raggiungere il 4% ad alto ν.

4.5 Misura dell'asimmetria A_1^n

La funzione che può essere studiata con i dati dell'esperimento HERMES (si veda l'equazione 2.39) è definita come:

$$I(Q^2) = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \left(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}\right) \frac{d\nu}{\nu} \tag{4.3}$$

$\nu_{min}(Q^2)$ è il confine della regione delle risonanze, mentre $\nu_{max} = 23.392$ corrisponde al taglio $y = 0.85$.
Come risulta dall'equazione (2.38), la differenza tra le sezioni d'urto $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ si può esprimere tramite l'asimmetria per l'assorbimento di fotoni virtuali polarizzati trasversalmente A_1 e la funzione di struttura del nucleone F_1:

$$\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} = \frac{8\pi^2\alpha}{M} \frac{A_1\, F_1}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \tag{4.4}$$

Invertendo la (2.5) si ricava la seguente espressione per F_1:

$$F_1(x, Q^2) = \frac{(1+\gamma^2)\, F_2(x, Q^2)}{2x\,[1 + R(x, Q^2)]} \tag{4.5}$$

Per F_2 e R si possono utilizzare le parametrizzazioni ottenute in esperimenti di DIS non polarizzato (rispettivamente da NMC [69] e da SLAC [70]). Di conseguenza, per determinare $I(Q^2)$ è sufficiente conoscere $A_1(\nu, Q^2)$ nella regione voluta del piano cinematico. La misura dell'asimmetria è sicuramente più semplice (dal punto di vista sperimentale) di quella delle sezioni d'urto assolute, perché non richiede di conoscere l'accettanza e l'efficienza del rivelatore: le uniche informazioni fisiche necessarie sono il numero di eventi rivelati nei due stati di spin, il fattore di diluizione (che, nel caso di un bersaglio gassoso, si può determinare molto facilmente) e i valori della polarizzazione del fascio e del bersaglio.

4.5.1 Regioni cinematiche

La presa dati del 1995 con il fascio di positroni da 27.52 GeV e il bersaglio di ^{3}He ha prodotto un insieme di 126853 burst utilizzabili per questa analisi. In totale, le particelle identificate come positroni diffusi in eventi di DIS sono 3.4 milioni, in una regione cinematica delimitata dai tagli $y < 0.85$, $W > 2.5$ GeV, $|\theta_y| > 0.04$ e $0.4 < Q^2 < 10$ GeV^2.
Per la misura dell'integrale $I(Q^2)$ il piano Q^2–ν viene suddiviso in cinque sezioni (*bin*) di Q^2 e cinque sezioni di ν, delimitate dai seguenti confini:

bin di Q^2 :	0.8–1.2–1.7–2.7–4.2–10	GeV^2
bin di ν:	ν_{min}–7.5–11–15–19.4–23.4	GeV

In aggiunta a questi punti si possono anche definire due bin nella regione con $0.4 < Q^2 < 0.8$ GeV^2:

$$15 < \nu < 19.4 \text{ GeV} \qquad\qquad 19.4 < \nu < 23.4 \text{ GeV}$$

A causa del taglio $|\theta_y| > 0.04$, in questa regione mancano gli eventi con $\nu < 10$ GeV e quindi non è possibile valutare l'integrale $I(Q^2)$. D'altra parte, i due punti ad alto ν sono comunque utili per dare indicazioni sull'effettiva convergenza della differenza tra le sezioni d'urto $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$.
La distribuzione degli eventi sul piano cinematico è rappresentata nella figura 4.5. La tabella 4.2 contiene le informazioni statistiche relative alle sei sezioni di Q^2 mentre il numero di positroni contati in ciascuno dei 27 bin è riportato nella tabella riassuntiva 4.3 di pagina 79. Dalla figura e dalle tabelle si può notare che il tipo di suddivisione cinematica adottata richiede alcune considerazioni:

- Il taglio sull'accettanza angolare del rivelatore implica che il primo bin della regione con $\langle Q^2 \rangle = 0.6$ GeV^2 e i primi due bin della regione con $\langle Q^2 \rangle = 1.0$ GeV^2 siano parzialmente svuotati. L'errore statistico dell'asimmetria misurata in questi bin è rilevante e incide notevolmente su quello di $I(Q^2)$.

- Il limite sinistro del primo bin di ν è dato dal taglio $W > 2.5$ GeV, che sul piano cinematico Q^2–ν è rappresentato da una retta inclinata. Di conseguenza, la quantità ν_{min} (necessaria per il calcolo dell'integrale) non è costante all'interno del bin. Conviene quindi definire:

$$\nu_{min} = \frac{W^2_{min} - M^2 + \langle Q^2 \rangle}{2M}$$

  dove $\langle Q^2 \rangle$ è il valore medio su tutti gli eventi appartenenti ad una determinata sezione di Q^2 .

- A causa della distribuzione degli eventi sul piano cinematico, le regioni con alto Q^2 sono inevitabilmente meno popolate di quelle con Q^2 inferiore. Per avere una statistica sufficiente in tutte le regioni, è necessario che queste si allarghino via via che si sale verso Q^2 più alti. Il caso limite è dato dall'ultima sezione, in cui $\langle Q^2 \rangle = 5.7$ GeV^2 ma il confine del bin si estende fino a 10 GeV^2.

4.5.2 Estrazione dell'asimmetria $A_1^{^3He}$

In un esperimento di DIS con fascio e bersaglio polarizzati si possono misurare direttamente le asimmetrie di diffusione leptone-nucleone, definite nell'equazione

bin di Q^2	$\langle Q^2 \rangle$	ν_{min}	EVENTI
0.4—0.8	0.6	3.2	498917
0.8—1.2	1.0	3.4	683842
1.2—1.7	1.4	3.6	765096
1.7—2.7	2.1	4.0	785451
2.7—4.2	3.3	4.6	437090
4.2—10.0	5.7	5.9	253967

Tabella 4.2: Informazioni statistiche sulle sei sezioni di Q^2.

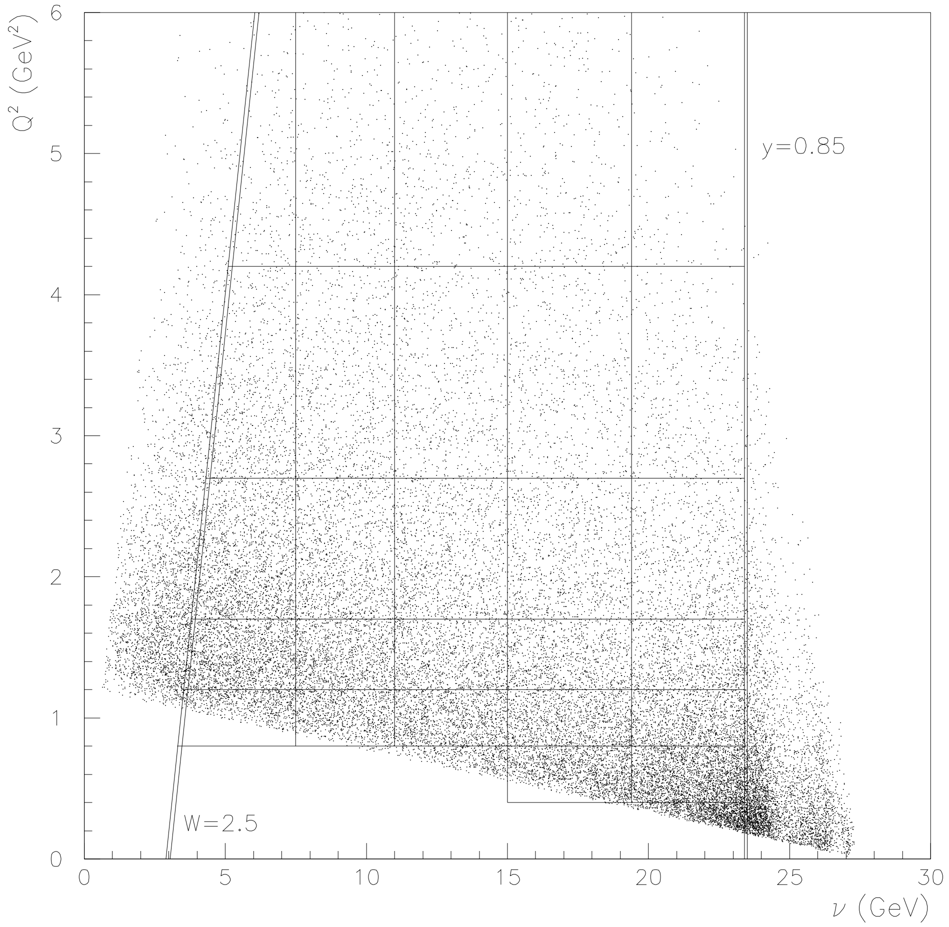


Figura 4.5: Suddivisione del piano cinematico coperto dall'esperimento HERMES in sezioni di ν e Q^2.

(2.11):

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} \qquad\qquad A_{\perp} = \frac{\sigma^{\uparrow\rightarrow} - \sigma^{\uparrow\leftarrow}}{\sigma^{\uparrow\rightarrow} + \sigma^{\uparrow\leftarrow}}$$

$A_{\parallel}$ e $A_{\perp}$ sono connesse alle asimmetrie per l'assorbimento di fotoni virtuali dalle relazioni:

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2) \tag{4.6}$$

$$A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1) \tag{4.7}$$

dove D, η, d e ξ sono fattori cinematici definiti nelle equazioni (2.16) e (2.17). In linea di principio per ricavare A_1 occore misurare sia $A_{\parallel}$ che $A_{\perp}$, in modo da separare il contributo di A_2. D'altra parte, l'asimmetria A_2 è vincolata dal limite di positività:

$$|A_2| = \left|\frac{\sigma_{TL}}{\sigma_T}\right| \leq \frac{\sqrt{\sigma_T \sigma_L}}{\sigma_T} = \sqrt{R(x, Q^2)}$$

e una recente misura di E142 [28] indica che A_2^n è compatibile con zero in quasi tutta la regione cinematica coperta dall'esperimento. Se a questo si aggiunge il fatto che η è in genere piccolo (il valore massimo di 0.36 si ha nei punti con basso ν e alto Q^2), è possibile assumere che A_2 sia uguale a zero e ricavare A_1 direttamente da $A_{\parallel}$. Per un bersaglio di ^{3}He polarizzato longitudinalmente l'equazione (4.6) si riduce quindi a:

$$A_1^{^3He} \approx \frac{1}{D} A_{\parallel}^{^3He} \tag{4.8}$$

Per ricavare $A_1^{^3He}$ dai dati sperimentali, si indica con N^+ e N^- il numero di positroni con spin parallelo o antiparallelo a quello del bersaglio contati in ogni bin di Q^2 e ν, e si definisce la luminosità integrata (con le dimensioni di un numero di eventi) che serve a normalizzare il numero di conteggi nei due stati di spin:

$$L^{\pm} = \sum_{i\pm} Lumi \times length \times tempo\ \ vivo \tag{4.9}$$

$$LP^{\pm} = \sum_{i\pm} P_b P_t \times Lumi \times length \times tempo\ \ vivo \tag{4.10}$$

$\sum_{i+}$ e $\sum_{i-}$ indicano la somma su tutti i burst con spin del bersaglio parallelo e antiparallelo a quello dei positroni, mentre P_b e P_t indicano rispettivamente il grado di polarizzazione del fascio di positroni e del bersaglio; *Lumi* è la frequenza misurata dal monitor della luminosità, *length* indica la lunghezza del burst, $L^{\pm}$ è la luminosità integrata nel tempo e $LP^{\pm}$ è la stessa quantità pesata con la polarizzazione. Se si indica con $\langle D \rangle$ il valor medio del fattore di depolarizzazione dei fotoni in ciascun bin, l'asimmetria può essere calcolata per mezzo della formula:

$$A_1^{^3He}(\nu, Q^2) = \frac{1}{\langle D \rangle} \frac{N^- L^+ - N^+ L^-}{N^- LP^+ + N^+ LP^-} \tag{4.11}$$

e l'errore statistico è dato da:

$$(\delta A_1^{^3He})^2 = \frac{1}{\langle D\rangle^2}\left[\left(\frac{\partial A_1}{\partial N^+}\delta N^+\right)^2 + \left(\frac{\partial A_1}{\partial N^-}\delta N^-\right)^2\right]$$

$$\delta A_1^{^3He}(\nu, Q^2) = \frac{1}{\langle D\rangle}\frac{LP^-L^+ + LP^+L^-}{(N^-LP^+ - N^+LP^-)^2}\sqrt{(N^-)^2N^+ + (N^+)^2N^-} \qquad (4.12)$$

Per garantire che le condizioni sperimentali (luminosità, polarizzazione, fondo indotto dal fascio di protoni etc.) siano il più possibile omogenee durante la misura, si valuta separatamente $A_1^{^3He}$ per ciascun fill, quindi si prende come risultato finale la media pesata dei risultati relativi ai singoli fill.

Siccome la selezione sulla qualità dei burst è compiuta indipendentemente per le due metà (top e bottom) del rivelatore, si hanno due diverse liste di burst "buoni" per l'analisi: è quindi naturale valutare $A_1^{^3He}$ separatamente per top e bottom, e considerare come risultato finale la media pesata dei valori ottenuti. La suddivisione dell'insieme di dati in più sottoinsiemi (fill, top/bottom) permette inoltre di controllare la consistenza dei risultati ottenuti, e di verificare l'esistenza di eventuali errori sistematici. I valori di $A_1^{^3He}(\nu, Q^2)$ ricavati dai dati sperimentali sono riportati nella tabella 4.3 di pagina 79.

Considerazioni sulla statistica. Dalla tabella 4.3 si può notare che gli errori statistici sull'asimmetria $A_1^{^3He}$ sono in genere più grandi nei bin con basso ν, nonostante essi contengano più eventi degli altri (fatta eccezione per i tre bin semivuoti). Questo fatto è dovuto alla presenza nel denominatore di A_1 del fattore di depolarizzazione D, che dipende da $y = \nu/E_{lab}$ in maniera sostanzialmente lineare e quindi dilata i valori dell'asimmetria e i corrispondenti errori nei punti a basso ν. Per limitare questo effetto, il limite della regione delle risonanze (da cui dipende ν_{min}) è stato scelto in maniera più restrittiva di quanto si faccia di solito ($W = 2.5$ GeV invece di $W = 2$ GeV). Un altro aspetto che risulta evidente dalla tabella 4.3 è il fatto che le sezioni con alto Q^2 hanno una statistica inferiore a quella delle altre (quindi errori più larghi), a causa della disuniformità nella distribuzione degli elettroni sul piano cinematico (si veda la figura 4.5).

Separazione top/bottom. Nella figura 4.6 è riportata l'asimmetria $A_1^{^3He}$ in funzione di ν (mediata sulle cinque regioni con $Q^2 > 0.8$) ricavata separatamente nelle parti superiore ed inferiore del rivelatore. I risultati sono compatibili entro gli errori statistici, anche se l'asimmetria misurata nella parte superiore risulta lievemente più negativa (specialmente nel punto ad alto ν).

Dipendenza temporale. La figura 4.7 riporta l'asimmetria $A_1^{^3He}$ in funzione di ν, ricavata separatamente sui dati appartenenti alla prima (fill < 95) e alla seconda metà del periodo di presa dati: si nota che i risultati della prima metà

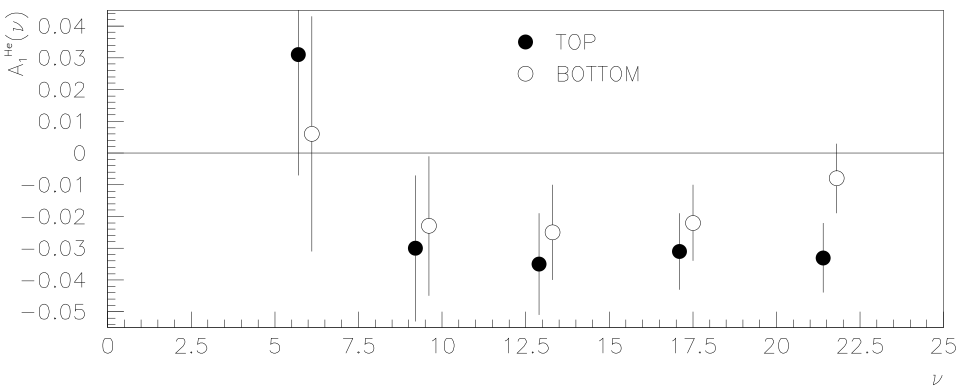


Figura 4.6: $A_1^{^3He}(\nu)$ valutata separatamente nelle due metà del rivelatore.

sono sistematicamente meno negativi di quelli della seconda. La figura 4.8 rappresenta invece la dipendenza dal tempo (cioè dal numero del fill) dell'asimmetria mediata su tutto il piano cinematico. Si possono identificare tre regioni temporali distinte, in cui il numero che identifica il fill va rispettivamente da 1 a 50, da 50 a 94 e da 95 a 150: in particolare, nella seconda di queste regioni i risultati sono compatibili con un valore positivo o nullo dell'asimmetria. I controlli sistematici effettuati nell'analisi della funzione di struttura polarizzata g_1^n [71], mostrano che questa dipendenza temporale dei risultati:

- non è causata da errori nella misura della luminosità e della polarizzazione (che entrano direttamente nel calcolo di $A_1^{^3He}$);
- non è connessa all'identificazione delle particelle;
- non è localizzata in un particolare componente del rivelatore;
- non è localizzata in una particolare regione cinematica;
- non è causata dal fondo di elettroni o di protoni.

Il test del χ^2 permette di valutare la probabilità che la dipendenza dal tempo dell'asimmetria totale sia dovuta ad una fluttuazione statistica: se si assume che le misure dell'asimmetria nei singoli fill siano distribuite statisticamente attorno alla media pesata $\langle A_1^{^3He} \rangle = -0.023 \pm 0.005$, si ricava $\chi^2 = 83.8$ con 65 gradi di libertà, che corrisponde ad una probabilità del 6%. In conclusione, l'ipotesi di una fluttuazione statistica non è molto probabile ma non può essere esclusa (al livello di confidenza del 5%).

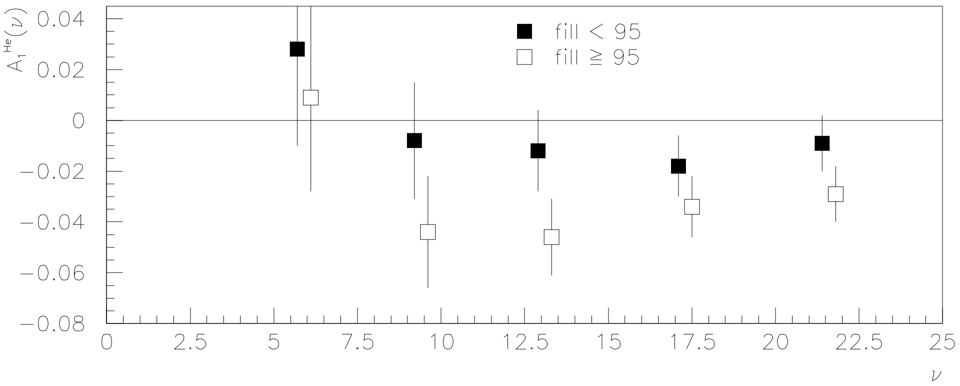


Figura 4.7: $A_1^{^3He}(\nu)$ valutata separatamente nelle due metà del periodo di presa dati.

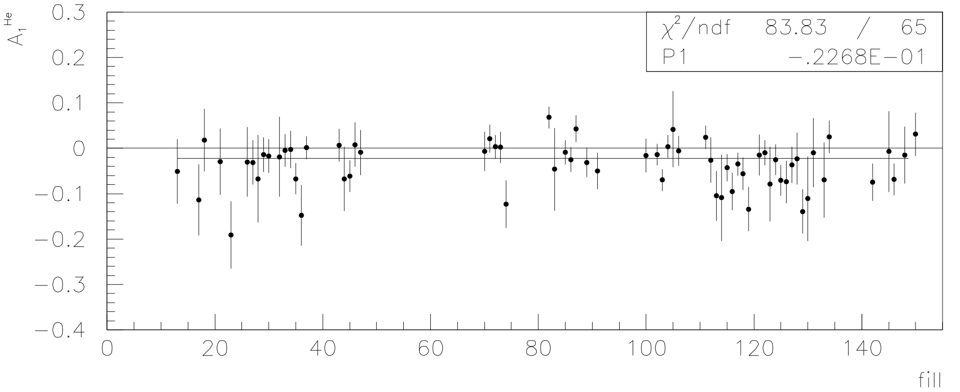


Figura 4.8: $\langle A_1^{^3He} \rangle$ (media su ν e Q^2) valutata separatamente per ogni fill.

4.5.3 Rimozione delle coppie e^+e^-

Oltre ai positroni del fascio diffusi nel processo di DIS, il rivelatore di HERMES conta un certo numero di positroni prodotti in coppia con elettroni nel decadimento delle particelle neutre (principalmente nel processo $\pi^0 \to 2\gamma \to 2\ e^+e^-$). Non sempre è possibile determinare con sicurezza se un singolo positrone appartiene ad una coppia e^+e^-, però si può tenere conto del fatto che la distribuzione di questi positroni sul piano cinematico è uguale a quella degli elettroni associati. Di conseguenza, per eliminare il fondo dovuto alla produzione di coppie è sufficiente sottrarre dal totale di positroni in ciascun bin il numero di elettroni rivelati. Siccome gli elettroni e i positroni prodotti in coppia hanno bassa energia nel sistema di laboratorio, questa correzione incide particolarmente (fino al 10% dei conteggi) sui bin corrispondenti ai valori di ν più alti, mentre diventa trascurabile nei bin con ν inferiore. Il numero totale degli elettroni rivelati sull'intero piano cinematico è 75547.
È anche utile verificare che il processo di produzione di coppie sia indipendente dallo stato di spin del bersaglio: per questo si definisce un'asimmetria degli elettroni prodotti, analoga alla $A_{||}^{^3He}$ dell'equazione (4.11). Valutando questa asimmetria su tutto il piano cinematico (senza suddivisione in bin di ν e Q^2) si ricava:

$$A_{||}^{e^-} = 0.012 \pm 0.014 \tag{4.13}$$

che è consistente con zero entro l'errore statistico.

4.5.4 Valutazione dell'asimmetria A_1^n

Per ottenere dal valore misurato di $A_1^{^3He}$ l'asimmetria di diffusione polarizzata leptone-neutrone A_1^n, è necessario tenere conto della possibilità che, nell'urto con il nucleo di elio, il positrone venga diffuso da uno dei protoni. In un modello estremamente semplificato del nucleo di ^{3}He, si può immaginare che ogni coppia di nucleoni sia in onda S di momento angolare: dal principio di Pauli segue che i due protoni devono necessariamente trovarsi in uno stato di singoletto di spin, per cui i loro momenti magnetici si cancellano e il momento magnetico del nucleo è interamente portato dal neutrone. Modelli più accurati [72] indicano che le polarizzazioni dei nucleoni nel nucleo di ^{3}He sono rispettivamente:

$$P_p = -0.028 \qquad\qquad P_n = 0.86 \tag{4.14}$$

Se indichiamo con $A_p(^3\mathrm{He})$ e $A_n(^3\mathrm{He})$ l'asimmetria per la diffusione su protone e su neutrone nell'elio, valgono le relazioni:

$$A_p(^3\mathrm{He}) = P_p\, A_1^p\, f_p \qquad\qquad A_n(^3\mathrm{He}) = P_n\, A_1^n\, f_n$$

dove f_p e f_n sono fattori di diluizione:

$$f_p = \frac{2\sigma_p}{2\sigma_p + \sigma_n} = \frac{2F_2^p}{2F_2^p + F_2^n} \qquad\qquad f_n = \frac{\sigma_n}{2\sigma_p + \sigma_n} = \frac{F_2^n}{2F_2^p + F_2^n}$$

Combinando le relazioni precedenti nella formula:

$$A_1^{^3He} = A_p(^3\text{He}) + A_n(^3\text{He})$$

si ottiene finalmente la formula per A_1^n

$$A_1^n = \frac{1}{P_n}\frac{2F_2^p + F_2^n}{F_2^n}A_1^{^3He} - \frac{P_p}{P_n}\frac{2F_2^p}{F_2^n}A_1^p \tag{4.15}$$

Per le funzioni di struttura F_2^p e F_2^n utilizziamo le parametrizzazioni di NMC [69], e per l'asimmetria del protone A_1^p la parametrizzazione di E143 [49]. I valori di A_1^n ottenuti in questa maniera sono riportati nella seconda colonna della tabella 4.3.

4.5.5 Correzioni radiative ad A_1^n

Oltre al processo di diffusione di Born (contrassegnato con (a) nella figura 4.9) in cui leptone e nucleone si scambiano un solo fotone virtuale, alla sezione d'urto leptone-nucleone misurabile sperimentalmente contribuiscono anche i processi di QED di ordine più alto in α, l'interazione debole (cioè lo scambio di un bosone Z^0 al posto del fotone virtuale), e i processi che coinvolgono il vertice adronico.
La figura 4.9 riporta alcuni dei diagrammi di Feynman che intervengono nelle correzioni radiative (RC) dell'elettrodinamica quantistica: la modifica del vertice con un fotone virtuale (b), la polarizzazione del vuoto tramite produzione di una coppia di leptoni (c), l'emissione di un fotone reale per Bremsstrahlung da parte del leptone incidente (d) e del leptone diffuso (e). Il contributo di questi processi alla sezione d'urto è dato dai termini di interferenza del diagramma (a) con i diagrammi (b) e (c), e dalla somma dei quadrati delle ampiezze dei diagrammi (c) e (d). Sia la correzione dovuta alla modifica del vertice che quella dovuta alla Bremsstrahlung divergono (catastrofe infrarossa) quando l'energia del fotone emesso (virtuale o reale) tende a zero, ma le due divergenze si compensano esattamente, per cui la sezione d'urto totale rimane finita. Tuttavia, per correggere le sezioni d'urto misurate in un esperimento i contributi dei due processi vanno stimati separatamente; la divergenza deve quindi essere aggirata assegnando al fotone una massa fittizia che viene fatta tendere a zero dopo il calcolo delle correzioni [73].
L'emissione di fotoni reali è il processo più problematico nella valutazione delle correzioni radiative. In presenza di Bremsstrahlung, infatti, la cinematica dell'urto non si può ricostruire direttamente dalle variabili E' e θ (l'energia del leptone diffuso e l'angolo di diffusione misurati nel sistema del laboratorio), perchè una parte dell'energia può essere portata dal fotone emesso. La cinematica corrispondente al processo "vero" di diffusione è:

$$\begin{aligned} \nu_{vero} &= E - E' - E_{Brems} < \nu \\ Q^2_{vero} &\neq Q^2 \\ W^2_{vero} &\neq W^2 \end{aligned}$$

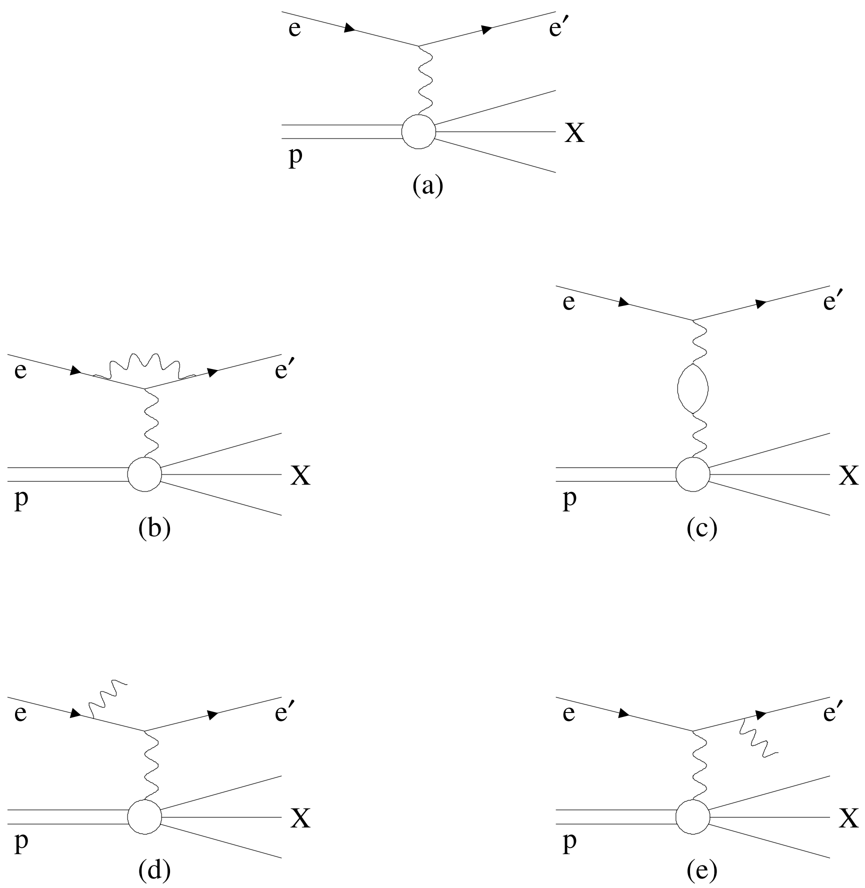


Figura 4.9: Processi di QED che intervengono nella diffusione inelastica leptone-nucleone.

Se l'energia del fotone reale emesso è sufficientemente alta, è possibile che il processo vero di diffusione leptone-nucleone sia avvenuto al di fuori della regione cinematica di DIS: in questo caso si può avere diffusione risonante (se il leptone interagisce con un quark che rimane legato agli altri quark del nucleone), diffusione quasi-elastica (in cui il leptone interagisce elasticamente con un singolo nucleone dell' ^{3}He) o diffusione elastica sull'intero nucleo di ^{3}He. Siccome generalmente non è possibile identificare con sicurezza nel rivelatore i fotoni emessi per Bremsstrahlung ed eliminare dall'analisi gli eventi corrispondenti, è necessario calcolare le correzioni dovute a ciascuno di questi processi, e ciò richiede un'integrazione su tutta la regione di ν e Q^2 in cui potrebbe trovarsi il punto cinematico (a priori sconosciuto) del processo vero. Negli esperimenti con bersaglio solido, le correzioni radiative devono tenere conto degli effetti "interni", cioè quelli che avvengono sul nucleo responsabile della diffusione inelastica, ma anche degli effetti "esterni", in cui l'energia dell'elettrone è modificata dalle interazioni (Bremsstrahlung, ionizzazione) con gli altri atomi del bersaglio prima e dopo l'evento di diffusione. Uno dei vantaggi nell'uso dei bersagli gassosi è il fatto che la probabilità che l'elettrone interagisca con più di un nucleo è trascurabile, quindi nel calcolo delle correzioni radiative è sufficiente prendere in considerazione gli effetti interni (rappresentati nella figura 4.9).
Sebbene le correzioni radiative alle sezioni d'urto assolute siano in genere rilevanti, la maggior parte di esse è indipendente dallo spin, perciò si cancella nell'asimmetria. Questo non toglie che in alcuni casi le correzioni ad A_1^n possano essere considerevoli: in particolare, superano il 10% quando $y \to 1$ e $x \to 0$, e risultano dominanti nelle regioni in cui l'asimmetria relativa alla diffusione di Born tende a zero.

Il programma POLRAD. Per le correzioni radiative all'asimmetria A_1^n si utilizza il programma POLRAD di Akushevich e Shumeiko [74]. Questo programma calcola le correzioni della QED dovute all'emissione di fotoni virtuali e reali (figura 4.9), prendendo in considerazione separatamente i processi di diffusione inelastica, quasi elastica ed elastica. L'asimmetria che si estrae dai dati sperimentali si può indicare come:

$$A_m = A_1^B(x) + \Delta A(g_1)$$

dove A_1^B è l'asimmetria di Born e ΔA è la correzione radiativa. Per calcolare ΔA bisogna conoscere il valore corretto (cioè dipendente solo dal termine di Born) della funzione di struttura polarizzata $g_1 \sim F_1 A_1$ su tutto il piano cinematico necessario all'integrazione; il problema sta nel fatto che g_1 è a sua volta sconosciuta, e può essere calcolata solo a partire dai valori corretti dell'asimmetria. Per superare questa impasse il programma POLRAD applica una procedura iterativa: come prima approssimazione si ricava $g_1^{(0)}$ interpolando i valori misurati di $F_1 A_1$ con una parametrizzazione dovuta a Schafer [75]; tramite $g_1^{(0)}$ si calcolano le cor-

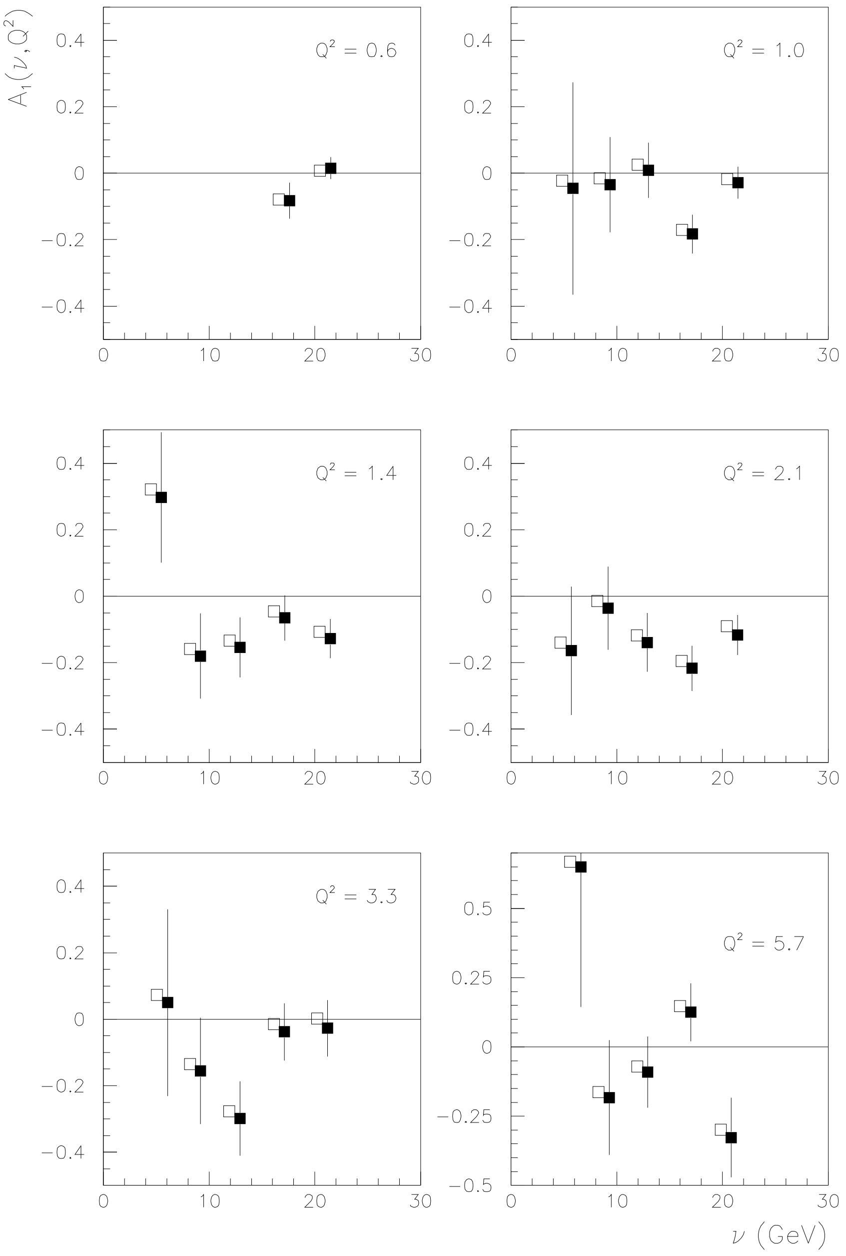


Figura 4.10: $A_1^n(\nu, Q^2)$ con (quadrati pieni) e senza (quadrati vuoti) le correzioni radiative calcolate dal programma POLRAD. Gli errori riportati sono statistici.

rezioni radiative all'asimmetria, poi si usa l'asimmetria corretta per ricavare $g_1^{(1)}$, e si ripete la procedura in passi successivi:

$$g_1^{(k)} = F_1 \times \left[A_m - \Delta A(g_1^{(k-1)})\right] \tag{4.16}$$

fino a quando A_1 converge ad un valore stabile (in generale entro tre o quattro iterazioni).
La questione di come le correzioni radiative si propagano nell'errore statistico dell'asimmetria è, in linea di principio, tutt'altro che banale, e gli autori del programma propongono di risolverla con un metodo empirico [76]: per ogni valore misurato A_m si genera un insieme di punti distribuiti in maniera gaussiana attorno ad A_m, con una deviazione standard pari all'errore statistico. Ciascuno di questi punti viene corretto con POLRAD, ottenendo una nuova distribuzione gaussiana centrata sul valore corretto dell'asimmetria: la deviazione standard di questa nuova gaussiana può essere considerata come l'errore statistico dell'asimmetria corretta. Applicando questa procedura, gli autori mostrano che l'effetto delle correzioni radiative sull'errore statistico è praticamente trascurabile, quindi è lecito utilizzare direttamente come errore statistico di A_1^n quello relativo all'asimmetria misurata. In questa analisi le correzioni radiative all'asimmetria sono calcolate con quattro iterazioni del programma POLRAD. I valori di $A_1^n(\nu, Q^2)$ prima e dopo le RC sono riportati nella figura 4.10: si può notare che le correzioni sono negative e dell'ordine di $\Delta A \approx 0.02$, per cui diventano rilevanti (in percentuale) solo nei casi in cui l'asimmetria misurata è vicina a zero.

4.5.6 Valutazione di $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$

Dai valori di A_1^n si può ricavare la differenza tra le sezioni d'urto polarizzate, tramite l'equazione (4.4):

$$\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} = \frac{8\pi^2\alpha}{M} A_1^n(\nu, Q^2) \frac{F_1^n(\nu, Q^2)}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}}$$

F_1^n si ricava dalla formula (4.5), con le parametrizzazioni di NMC [69] e SLAC [70] per F_2 e R. Il fattore di flusso $K = \sqrt{\nu^2 + Q^2}$ si calcola utilizzando per ν e Q^2 i valori medi di ciascun bin. I valori di $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ nelle sei regioni di Q^2 sono riportati nella figura 4.11 e nella quarta colonna della tabella 4.3. La figura riporta anche l'interpolazione dei tre punti ad alto ν con i modelli previsti dalla teoria di Regge (paragrafo 1.3.1):

$$\Delta\sigma(\nu) \sim A\, \nu^{\alpha_{a_1} - 1} \qquad \text{e} \qquad \Delta\sigma(\nu) \sim B\, \frac{\ln \nu}{\nu}$$

dove A e B sono costanti da determinare empiricamente, e si considera $\alpha_{a_1} \approx 0$ come è usuale nell'estrapolazione di g_1 a basso x [28, 29, 30]. Si può notare che la differenza $\Delta\sigma$ non mostra indizi di forte convergenza ad alto ν: se questo comportamento fosse confermato, il contributo ad $I(Q^2)$ della regione con $\nu > 23.4$ GeV risulterebbe rilevante.

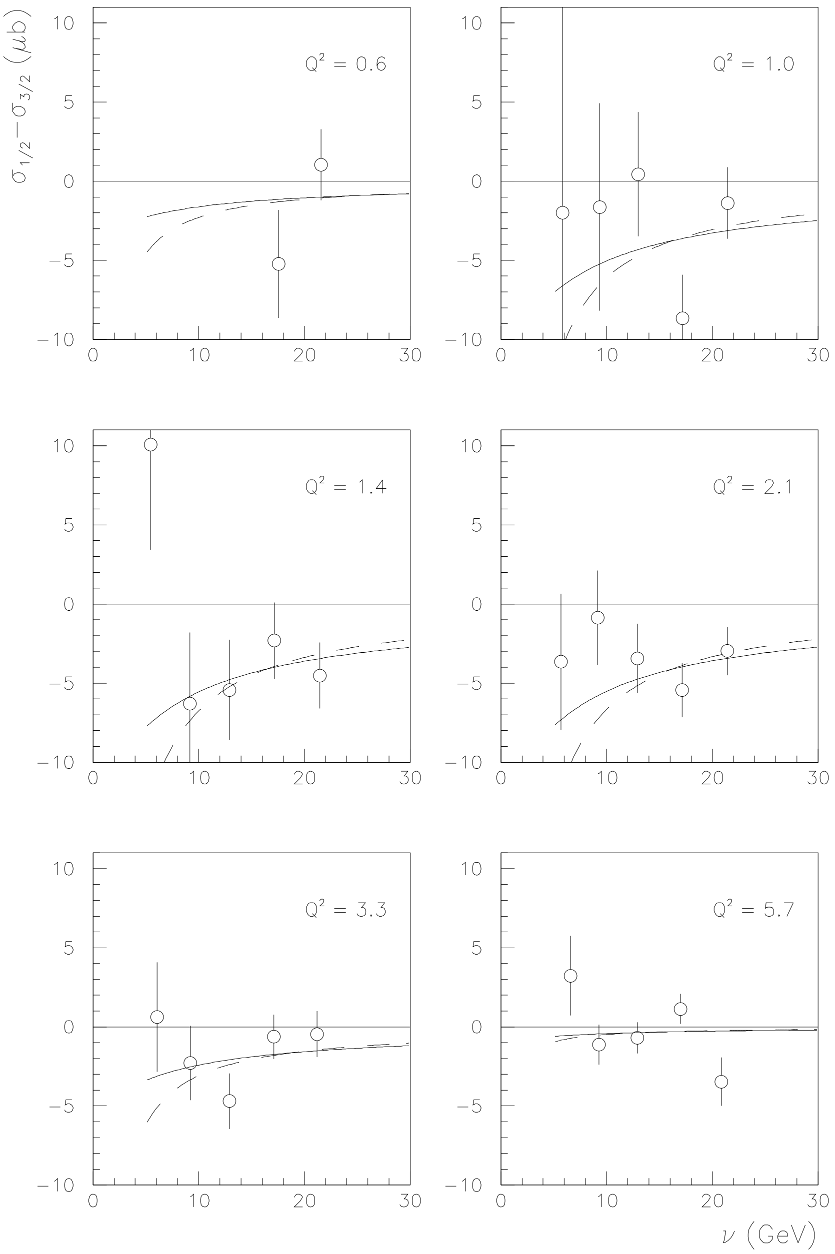


Figura 4.11: Risultati per $\sigma_{1/2}-\sigma_{3/2}$ con gli errori statistici. La linea tratteggiata rappresenta l'interpolazione degli ultimi tre punti con il modello $\Delta\sigma \sim A/\nu$, mentre la linea continua rappresenta il modello $\Delta\sigma \sim B \ln \nu/\nu$.

$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	$\langle \nu \rangle$ (GeV)	EVENTI	$A_1^{^3He}$	A_1^n	$\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ (μb)
0.6	**17.6**	179249	-0.022 $\pm$ 0.015	-0.081 $\pm$ 0.054	-5.10 $\pm$ 3.41
0.6	**21.6**	319668	0.001 $\pm$ 0.009	0.013 $\pm$ 0.033	0.89 $\pm$ 2.25
1.1	**5.8**	71637	-0.009 $\pm$ 0.082	-0.045 $\pm$ 0.319	-1.95 $\pm$ 13.88
1.0	**9.4**	118942	-0.007 $\pm$ 0.038	-0.038 $\pm$ 0.143	-1.74 $\pm$ 6.55
1.0	**13.0**	162213	0.005 $\pm$ 0.022	0.008 $\pm$ 0.083	0.37 $\pm$ 3.92
1.0	**17.2**	169630	-0.047 $\pm$ 0.016	-0.182 $\pm$ 0.058	-8.61 $\pm$ 2.76
1.0	**21.5**	161420	-0.005 $\pm$ 0.013	-0.027 $\pm$ 0.048	-1.26 $\pm$ 2.27
1.4	**5.5**	231089	0.075 $\pm$ 0.049	0.296 $\pm$ 0.196	10.05 $\pm$ 6.64
1.4	**9.2**	157568	-0.044 $\pm$ 0.033	-0.180 $\pm$ 0.128	-6.31 $\pm$ 4.49
1.4	**12.9**	140808	-0.038 $\pm$ 0.024	-0.154 $\pm$ 0.090	-5.43 $\pm$ 3.17
1.4	**17.1**	125267	-0.015 $\pm$ 0.018	-0.068 $\pm$ 0.068	-2.41 $\pm$ 2.41
1.4	**21.5**	110364	-0.030 $\pm$ 0.016	-0.126 $\pm$ 0.059	-4.46 $\pm$ 2.08
2.1	**5.7**	231693	-0.039 $\pm$ 0.045	-0.164 $\pm$ 0.193	-3.65 $\pm$ 4.31
2.1	**9.2**	173227	-0.008 $\pm$ 0.031	-0.038 $\pm$ 0.125	-0.91 $\pm$ 2.98
2.1	**12.9**	149098	-0.034 $\pm$ 0.023	-0.141 $\pm$ 0.088	-3.47 $\pm$ 2.18
2.1	**17.1**	126409	-0.054 $\pm$ 0.018	-0.218 $\pm$ 0.068	-5.46 $\pm$ 1.71
2.1	**21.4**	105024	-0.025 $\pm$ 0.016	-0.113 $\pm$ 0.060	-2.87 $\pm$ 1.53
3.3	**6.1**	99505	0.008 $\pm$ 0.061	0.052 $\pm$ 0.281	0.65 $\pm$ 3.47
3.3	**9.2**	107525	-0.037 $\pm$ 0.037	-0.155 $\pm$ 0.160	-2.26 $\pm$ 2.34
3.3	**12.9**	95324	-0.072 $\pm$ 0.027	-0.297 $\pm$ 0.112	-4.67 $\pm$ 1.76
3.3	**17.1**	81214	-0.007 $\pm$ 0.022	-0.037 $\pm$ 0.086	-0.61 $\pm$ 1.40
3.3	**21.2**	53522	-0.002 $\pm$ 0.022	-0.027 $\pm$ 0.085	-0.45 $\pm$ 1.44
5.1	**6.6**	28720	0.117 $\pm$ 0.097	0.650 $\pm$ 0.506	3.23 $\pm$ 2.51
5.7	**9.3**	71161	-0.043 $\pm$ 0.042	-0.183 $\pm$ 0.207	-1.12 $\pm$ 1.27
5.9	**12.9**	76418	-0.023 $\pm$ 0.028	-0.091 $\pm$ 0.129	-0.70 $\pm$ 0.99
5.7	**17.0**	58364	0.029 $\pm$ 0.024	0.129 $\pm$ 0.105	1.17 $\pm$ 0.94
5.3	**20.8**	19304	-0.077 $\pm$ 0.035	-0.325 $\pm$ 0.144	-3.45 $\pm$ 1.53

Tabella 4.3: Valori misurati dell'asimmetria e della differenza tra le sezioni d'urto polarizzate, nei 27 bin di ν e Q^2. Gli errori indicati sono statistici.

4.6 Stima degli errori sistematici

In questo paragrafo si prendono in considerazione i fattori che danno il contributo più rilevante all'incertezza sistematica nella misura di $I(Q^2)$: la misura della polarizzazione, il contributo di A_2, l'errore sulle correzioni radiative e la parametrizzazione delle funzioni di struttura utilizzate per ricavare $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ dall'asimmetria. Gli errori associati alle correzioni nucleari (dovuti alle incertezze su P_p, P_n, A_1^p e F_2 nell'equazione 4.15) sono molto piccoli e possono essere trascurati.

4.6.1 Misura della polarizzazione

Come risulta dalla formula (4.11), l'asimmetria ricavata dal numero di conteggi nei due stati di spin viene pesata con i valori della polarizzazione del fascio di elettroni P_b e del bersaglio P_t: l'incertezza nella misura di queste due quantità genera un errore sistematico nei valori di $A_1^{^3He}$ che si propaga direttamente sull'errore di $I(Q^2)$. Il contributo della polarizzazione nell'equazione (4.11) è sostanzialmente moltiplicativo, quindi l'errore sull'asimmetria è dato dalla formula:

$$\delta A_1^{^3He} = \frac{\Delta P}{P} A_1^{^3He}$$

Fascio di elettroni. L'incertezza sul valore di P_b deriva principalmente dal procedimento usato per la calibrazione del polarimetro, che si basa sulla misura del tempo di polarizzazione. Da uno studio compiuto dal gruppo responsabile del polarimetro [77] si ricava che l'errore sulla misura di P_b è del 5.5%.

Bersaglio. Il valore di P_t è misurato dai due polarimetri PCP e TOM, descritti nel paragrafo 3.3.3. Sulla base delle incertezze nelle quantità utilizzate per ricavare la polarizzazione nel PCP, si può assegnare a P_t un errore complessivo del 5%.

4.6.2 Asimmetria A_2^n

Per ricavare direttamente l'asimmetria A_1^n tramite l'equazione (4.6) si assume che A_2^n sia uguale a zero. L'errore sistematico connesso a questa procedura può essere stimato utilizzando i risultati recentemente pubblicati da E142 [28], in cui A_2^n è misurata in funzione di x nell'intervallo $0.03 < x < 0.6$ e risulta complessivamente compatibile con zero. Nei bin con $x < 0.3$ si prende come errore sistematico su A_1^n l'errore della misura di A_2^n, che è dell'ordine di ± 0.25. Nei bin con $x > 0.3$, invece, le misure di E142 hanno errori troppo grandi, per cui si prende come errore su A_2^n il limite di positività $\sqrt{R}$. Riassumendo, l'errore sistematico su A_1^n

dovuto all'omissione di A_2^n nell'equazione (4.6) è dato da:

$$\delta A_1^n = \eta \cdot \delta A_2^n = \begin{cases} \eta \cdot 0.25 & \text{se } x < 0.3 \\ \eta \cdot \sqrt{R} & \text{se } x > 0.3 \end{cases}$$

4.6.3 Correzioni radiative

Nel calcolo delle correzioni radiative ad A_1^n, i valori misurati di $g_1 \sim F_1 A_1$ vengono interpolati con una funzione descritta da Schafer [75], che contiene tre parametri incogniti e il vincolo $A_1^n = 1$ per $x = 1$. A causa dei larghi errori sistematici, tuttavia, i dati sperimentali sull'asimmetria non permettono di determinare con precisione i parametri, quindi la scelta della funzione da utilizzare nell'interpolazione rimane in buona misura arbitraria. Per questo motivo, gli autori del programma POLRAD ricavano l'errore sistematico sulle RC dalla differenza tra le correzioni ottenute con la parametrizzazione di Schafer e quelle ottenute interpolando l'asimmetria con polinomi di secondo e terzo grado (mantenendo il vincolo per $x = 1$). In conclusione, l'errore sistematico su A_1^n dovuto all'incertezza sulle correzioni radiative può essere stimato attorno al 50% delle correzioni stesse [76].

4.6.4 Parametrizzazione delle funzioni di struttura

Per valutare l'integrando di $I(Q^2)$ si moltiplica l'asimmetria A_1^n per la funzione di struttura F_1^n, ottenuta a partire da F_2^n e R tramite la formula (4.5). Le parametrizzazioni sperimentali che si usano per calcolare queste funzioni di struttura hanno un'incertezza che si ripercuote sull' errore sistematico di $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$.

R Per il rapporto tra le sezioni d'urto per l' assorbimento di fotoni polarizzati trasversalmente e longitudinalmente $R(x, Q^2)$ si utilizza la parametrizzazione R1990 di Whitlow [70]; una stima ragionevole dell'incertezza su questa parametrizzazione è il 30% del valore di R [71]. L'errore sull'asimmetria che deriva dalla presenza di R nel fattore di depolarizzazione D (equazione 2.16) è molto piccolo e può essere trascurato. La presenza di R nell'equazione (4.5) genera invece un errore sistematico su $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ che è dato dalla formula:

$$\delta\left(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}\right) = \left(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}\right) \cdot \frac{\delta R}{1 + R}$$

$\mathbf{F}_2$ Basandosi sulla stima dell'errore della parametrizzazione di NMC [69], si può assegnare ad F_2 un errore del 2% [71], che si ripercuote direttamente sull'errore sistematico di $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$.

4.7 Valutazione dell'integrale GDH

4.7.1 Risultati sperimentali

Per mezzo dell'equazione (4.4), il valore sperimentale dell'integrale $I(Q^2)$ in ciascuna sezione di Q^2 e il corrispondente errore statistico si possono definire come:

$$I(Q_j^2) = \frac{8\pi^2\alpha}{M} \sum_i A_1^n(\nu_{ij}, Q_j^2) \frac{F_1^n(\nu_{ij}, Q_j^2)}{\sqrt{\nu_{ij}^2 + Q_j^2}} \frac{\Delta\nu_{ij}}{\nu_{ij}} \tag{4.17}$$

$$\delta I(Q_j^2) = \frac{8\pi^2\alpha}{M} \sqrt{\sum_i \left(\delta A_1^n(\nu_{ij}, Q_j^2) \frac{F_1^n(\nu_{ij}, Q_j^2)}{\sqrt{\nu_{ij}^2 + Q_j^2}} \frac{\Delta\nu_{ij}}{\nu_{ij}} \right)^2} \tag{4.18}$$

dove $\Delta\nu_{ij}$ è la larghezza dell'i-esimo bin di ν nella j-esima sezione di Q^2, mentre Q_j^2 e ν_{ij} indicano i valori medi delle variabili cinematiche nei corrispondenti bin.
L'errore sistematico su $I(Q^2)$ è valutato come somma quadratica dei contributi provenienti dalle sorgenti di errore descritte nel paragrafo precedente. Dai valori riportati nella tabella 4.4 si può notare che il contributo dominante all'errore sistematico è quello dovuto all'omissione di A_2^n nel calcolo dell'asimmetria A_1^n.
I risultati finali per l'integrale $I(Q^2)$ nelle cinque sezioni di Q^2 con i relativi errori statistici e sistematici sono riportati nella tabella 4.5 e nella figura 4.12: si può notare che i valori dell'integrale sono negativi (fatta eccezione per il punto a $\langle Q^2 \rangle = 1.4$ GeV^2) e sono dell'ordine di alcuni μb. Dalla tabella risulta anche evidente che l'errore sistematico della misura è piccolo in confronto a quello statistico.
A titolo di confronto, è anche possibile calcolare $I(Q^2)$ ricavando l'asimmetria A_1^n dalla parametrizzazione di A_1^p e A_1^d fornita dalla collaborazione E143 [49], tramite la formula [78]:

$$g_1^n = 2\, g_1^d/(1 - 1.5\,\omega_D) - g_1^p \tag{4.19}$$

dove $g_1 \approx A_1\, F_1$, mentre ω_D è la probabilità che i nucleoni nel deuterio siano in onda D di momento angolare orbitale (stime recenti [79] suggeriscono $\omega_D \approx 0.05$).
L'andamento di $I(Q^2)$ ricavato con questa parametrizzazione è rappresentato dalla linea continua nella figura 4.12, e risulta compatibile (entro gli errori) con i valori sperimentali.

4.7.2 Estrapolazione ad alto ν

Il contributo all'integrale della regione con $\nu > \nu_{max}$ può essere valutato assumendo che, per $\nu \to \infty$, la differenza $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ segua uno dei modelli basati sulla teoria di Regge, come discusso nel paragrafo 4.5.6. I risultati ottenti in questa maniera sono riportati nella tabella 4.6. È opportuno sottolineare il

$\langle Q^2 \rangle$	P_b	P_t	A_2	RC	R	F_2^n	$\Delta I(Q^2)$
1.0	0.13	0.12	1.29	0.43	0.20	0.05	1.39
1.4	0.43	0.39	1.24	0.36	0.55	0.16	1.52
2.1	0.16	0.14	0.85	0.23	0.19	0.06	0.93
3.3	0.09	0.09	0.46	0.12	0.10	0.03	0.51
5.7	0.06	0.06	0.23	0.05	0.04	0.02	0.25

Tabella 4.4: Contributo delle diverse sorgenti di errore all'errore sistematico di $I(Q^2)$. I valori riportati sono in μb.

$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	ν_{min} (GeV)	$I(Q^2)$	$\pm$	stat.	$\pm$	sist.
1.0	3.4	-4.35	$\pm$	10.17	$\pm$	1.39
1.4	3.6	1.57	$\pm$	5.15	$\pm$	1.52
2.1	4.0	-5.61	$\pm$	3.02	$\pm$	0.93
3.3	4.6	-2.24	$\pm$	2.00	$\pm$	0.51
5.7	5.9	-0.20	$\pm$	0.92	$\pm$	0.25

Tabella 4.5: Risultati finali per l'integrale $I(Q^2)$ con gli errori statistici e sistematici. I valori riportati sono in μb.

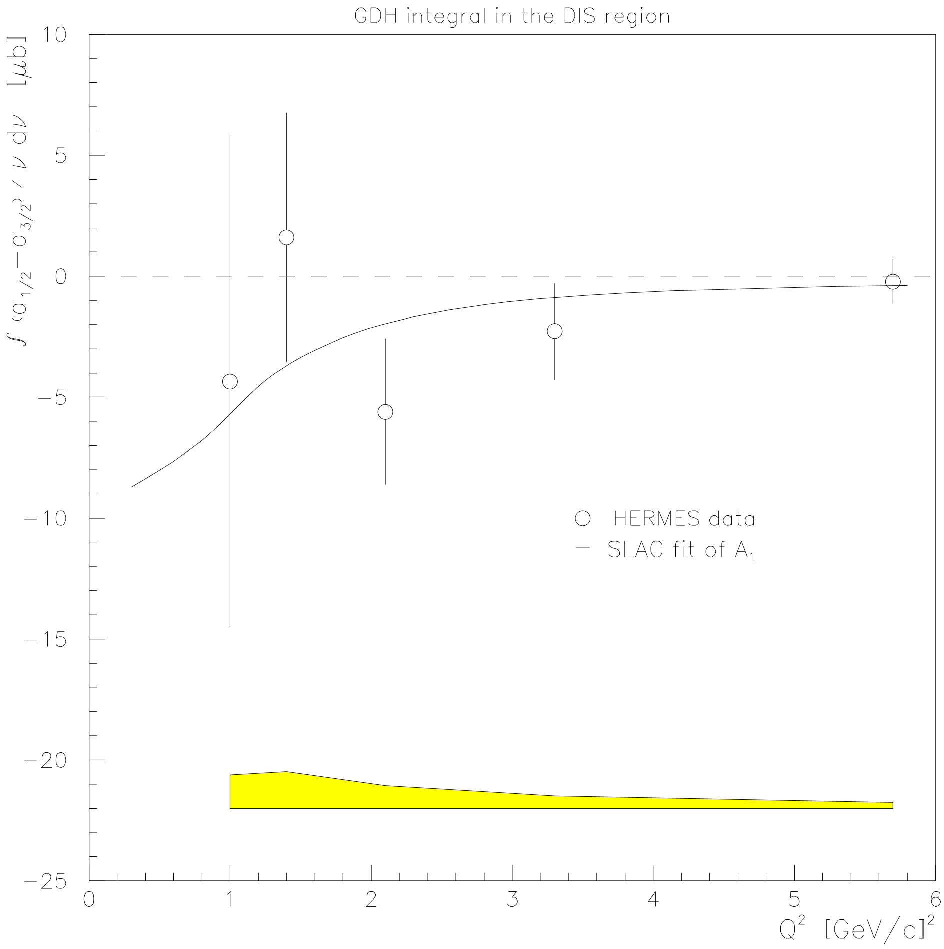


Figura 4.12: Valori sperimentali della funzione $I(Q^2)$ misurata con i dati dell'esperimento HERMES. Le barre rappresentano gli errori statistici, la banda grigia rappresenta quelli sistematici. La curva mostrata per confronto è ricavata utilizzando per A_1^n una parametrizzazione di SLAC.

$\langle Q^2 \rangle$	$\Delta\sigma \sim A/\nu$	$\Delta\sigma \sim B \ln \nu / \nu$
1.0	-2.57	-3.82
1.4	-2.90	-4.29
2.1	-2.83	-4.23
3.3	-1.31	-1.84
5.7	-0.19	-0.30

Tabella 4.6: Contributo all'integrale $I(Q^2)$ della regione con $\nu > 23.4$, valutato assumendo che ad alto ν $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ segua il comportamento previsto dalla teoria di Regge. I valori riportati sono in μb.

fatto che questi valori devono essere considerati come stime indicative, perchè dipendono fortemente dal modello utilizzato e dal numero di punti coinvolti nell'interpolazione. Tuttavia, si può notare che il contributo all'integrale della regione con alto ν è comunque dell'ordine del microbarn, quindi non è trascurabile in confronto ai valori misurati di $I(Q^2)$.

4.7.3 Riepilogo

Come risulta dai paragrafi precedenti, l'integrale che costituisce l'estensione ai fotoni virtuali della regola di Gerasimov-Drell-Hearn può essere decomposto in tre termini, il primo dei quali riguarda la regione delle risonanze, il secondo la regione della diffusione inelastica che è coperta dall'esperimento HERMES e il terzo la regione con $\nu > 23.4$, in cui si può assumere che $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ segua l'andamento previsto dalla teoria di Regge.

- Dalla figura 2.3 di pagina 29 si può notare che la previsione fenomenologica per il contributo delle risonanze all'integrale di Gerasimov-Drell-Hearn del neutrone è dell'ordine di -15 μb a $Q^2 \approx 1$ GeV^2 e cala rapidamente al crescere di Q^2, diventando trascurabile per $Q^2 > 1.5$ GeV^2.

- Il contributo della regione di diffusione inelastica ricavato dall'analisi dei dati di HERMES è rappresentato dai valori di $I(Q^2)$ riportati nella tabella 4.5, che sono dell'ordine di alcuni μb.

- Come risulta dal paragrafo 4.5.6 la convergenza di $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ ad alto ν non sembra particolarmente veloce, quindi il contributo della regione con $\nu > 23.4$ potrebbe essere a sua volta dell'ordine dei μb (si veda la tabella 4.6).

Risulta quindi evidente che, quando $Q^2 > 1$ GeV^2, il contributo della diffusione inelastica all'integrale di Gerasimov-Drell-Hearn è dello stesso ordine di grandezza

di quello delle risonanze.
In conclusione, nella valutazione dell'integrale GDH non è possibile limitarsi ad una misura eseguita nella regione delle risonanze (come previsto dagli esperimenti di TJNAF), ma bisogna prendere in considerazione anche il contributo della regione con $\nu > 3.4$ GeV, in cui la diffusione leptone-nucleone è profondamente inelastica.

Capitolo 5

Conclusioni e prospettive

L'esperimento HERMES studia la struttura di spin dei nucleoni attraverso la diffusione profondamente inelastica di positroni polarizzati su bersagli polarizzati di idrogeno, deuterio e ^{3}He. L'impulso delle particelle coinvolte nell'evento di DIS è ricostruito da uno spettrometro magnetico a larga accettanza equipaggiato con camere a deriva e camere proporzionali; l'identificazione delle particelle è ottenuta per mezzo di un calorimetro elettromagnetico a vetri al piombo, un *preshower*, un rivelatore a soglia Čerenkov e un rivelatore a radiazione di transizione. L'installazione dell'apparato sperimentale nell'anello di accumulazione HERA di Amburgo è terminata nel marzo del 1995, e la messa a punto dell'esperimento è stata completata nel novembre del 1995. Nel corso dello stesso anno sono stati raccolti 5.8 milioni di eventi di diffusione inelastica di positroni polarizzati su un bersaglio polarizzato di ^{3}He gassoso. La selezione sulla qualità dei dati ha prodotto un campione di 2.7 milioni di eventi, che sono stati utilizzati per una nuova misura della funzione di struttura di spin del neutrone $g_1^n(x)$ [80].

In questa tesi i dati del 1995 sono stati analizzati per misurare la dipendenza dell'asimmetria di spin del neutrone A_1^n dalle variabili cinematiche ν e Q^2. In questo modo è stato possibile valutare il contributo della diffusione inelastica alla funzione $I(Q^2)$, che rappresenta l'estensione ai fotoni virtuali dell'integrale definito nella regola di somma di Gerasimov-Drell-Hearn.
I risultati ottenuti mostrano che, quando $Q^2 > 1$ GeV^2, la regione della diffusione inelastica dà un contributo ad $I(Q^2)$ paragonabile a quello delle risonanze, secondo quanto è possibile stimare sulla base di modelli fenomenologici. In aggiunta a ciò, questa analisi sembra indicare che la differenza $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ non mostra una forte convergenza ad alto ν, per cui il contributo della regione cinematica con $\nu > 23.4$ GeV potrebbe essere rilevante.
In conclusione si è mostrato che, per ottenere una misura completa dell'integrale di Gerasimov-Drell-Hearn, bisogna combinare il contributo della regione delle risonanze (che sarà misurato dagli esperimenti del TJNAF) con quello della diffusione inelastica, che costituisce l'oggetto di questa analisi.

Per quanto riguarda gli eventuali sviluppi di questo lavoro, si possono elencare alcune considerazioni:

- Nella presa dati del 1996 con il bersaglio di idrogeno sono stati raccolti 4677 run utilizzabili nell'analisi. Grazie a questi dati sarà possibile misurare l'asimmetria A_1^p e l'integrale $I(Q^2)$ per il protone con una precisione migliore di quella ottenuta per il neutrone.

- Combinando i dati raccolti dall'esperimento HERMES con i bersagli di idrogeno e di deuterio (quest'ultimo verrà usato nel 1997), sarà possibile ottenere una misura di A_1^n indipendente da quella realizzata con il bersaglio di ^{3}He. La combinazione delle due misure permetterà di ridurre l'errore statistico sui valori dell'asimmetria di spin del neutrone, e ciò potrà tradursi (tra l'altro) in una determinazione più precisa dell'integrale $I(Q^2)$.

- Il contributo ad $I(Q^2)$ della regione con $\nu > 23.4$ GeV non può essere misurato dall'esperimento HERMES, perchè ν è limitata dall'energia massima raggiungibile con il fascio di positroni di HERA; tuttavia, una riduzione degli errori statistici dell'asimmetria permetterà di ottenere estrapolazioni più precise e darà chiarimenti su questo particolare aspetto della misura.

- L'errore sistematico sui valori misurati di $I(Q^2)$ è dominato dall'incertezza che deriva dall'omissione dell'asimmetria A_2. Nel programma sperimentale della collaborazione HERMES è previsto un ciclo di misure di diffusione inelastica elettrone-nucleone con bersagli polarizzati trasversalmente che, oltre a produrre risultati di indubbio interesse scientifico (riguardanti la misura di A_2 e delle asimmetrie di spin caratteristiche dei processi semi-inclusivi) permetterà di ridurre l'errore sistematico sulla misura di A_1 e della funzione di struttura di spin g_1.

Bibliografia

[1] S.B. Gerasimov, Sov. J. Nucl. Phys. **2**, 430 (1966).

[2] S.D. Drell e A.C. Hearn, Phys. Rev. Lett. **16**, 908 (1966).

[3] M. Gell-Mann *et al.*, Phys. Rev. **95**, 1612 (1954).

[4] F.E. Low, Phys. Rev. **96**, 1428 (1954).

[5] M. Gell-Mann e M.L. Goldberger, Phys. Rev. **96**, 1433 (1954).

[6] N.M. Queen e G. Violini, *Dispersion theory in high energy physics*, (Macmillan Press, London, 1974).

[7] I. Karliner, Phys. Rev. **D 7**, 2717 (1973).

[8] R.L. Workman e R.A. Arndt, Phys. Rev. **D 45**, 1789 (1992).

[9] A.M. Sandorfi *et al.*, Phys. Rev. **D 50**, 6681 (1994).

[10] K.M. Watson, Phys. Rev. **85**, 852 (1952).

[11] R.L. Heimann, Nucl. Phys. **B 64**, 429 (1973).

[12] J. Ellis e M. Karliner, Phys. Lett. **B 213**, 73 (1988).

[13] S.D. Bass e P.V. Landshoff, Phys. Lett. **B 336**, 537 (1994).

[14] S.D. Bass, *Sea polarisation and the Drell-Hearn-Gerasimov sum-rule(s)*, preprint HEP-PH/9601244 (1996).

[15] S. L. Adler e R. F. Dashen, *Current Algebras*, (Benjamin, New York, 1968).

[16] K. Kawarabayashi e M. Suzuki, Phys. Rev. **150**, 1181 (1966).

[17] L.N. Chang *et al.*, Phys. Lett. **B 329**, 514 (1994).

[18] LEGS-Spin Collaboration, *Sum Rule Measurements of the Spin-Dependent Compton Amplitude*, rapporto interno BNL-61005 (1994).

[19] F.E. Close, *An Introduction to quarks and Partons*, (Academic Press, London, 1979).

[20] R.G. Roberts, *The Structure of the Proton*, (Cambridge Press, Cambridge, 1990).

[21] G. Altarelli e G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126**, 298 (1988).

[22] F.J. Gilman, Phys. Rev. **167**, 1365 (1968).

[23] L.N. Hand, Phys. Rev. **129**, 1834 (1963).

[24] J. Ellis e R.L. Jaffe, Phys. Rev. **D 9**, 1444 (1974); Phys. Rev. **D 10**, 1669 (1974).

[25] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **148**, 1457 (1966); Phys. Rev. **D 1**, 1367 (1970).

[26] S. Brodsky *et al.*, Phys. Lett. **B 206**, 309 (1988); B.L. Joffe e M. Karliner, Phys. Lett. **B 247**, 387 (1990).

[27] EMC Collaboration,
J. Ashman *et al.*, Phys. Lett. **B 206**, 364 (1988); Nucl. Phys. **B 328**, 1 (1989).

[28] E142 Collaboration,
P.L. Anthony *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 959 (1993); Phys.Rev. **D 54**, 6620 (1996).

[29] E143 Collaboration,
K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 25 (1995); Phys Rev Lett **74**, 346 (1995).

[30] SMC Collaboration,
B. Adeva *et al.*, Phys. Lett. **B 302**, 533 (1993); D. Adams *et al.*, Phys. Lett. **B 329**, 399 (1994); Phys. Lett. **B 357**, 248 (1995); Phys. Lett. **B 369**, 93 (1996);

[31] F.E. Close e R.G. Roberts, Phys. Lett. **B 336**, 257 (1994).

[32] M. Anselmino *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **49**, 136 (1989).

[33] V.D. Burkert e B.L. Ioffe, Phys. Lett. **B 296**, 223 (1992).

[34] J. Soffer e O. Teryaev, Phys. Rev. Lett. **70**, 3373 (1993).

[35] H. Burkhardt e W.N. Cottingham, Ann. Phys. **56**, 543 (1970).

[36] J. Schwinger, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **72**, 1 (1975); **72**, 1559 (1975);

[37] X. Ji, Phys. Lett. **B 309**, 187 (1993).

[38] K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 815 (1997).

[39] V. Burkert e Z. Li, Phys. Rev. **D 47**, 46 (1993).

[40] F.E. Close *et al.*, Phys. Rev. **D 6**, 2533 (1972).

[41] Z. Li, Phys. Rev. **D 47**, 1854 (1993).

[42] B.L. Ioffe, Phys. Lett. **B 63**, 425 (1976).

[43] S. Galster *et al.*, Phys. Rev. **D 5**, 519 (1972).

[44] Z. Li *et al.*, Phys. Rev. **D 46**, 70 (1992).

[45] I.G. Aznauryan, Phys. of Atom. Nucl. **58**, 1014 (1995).

[46] Breuker *et al.*, Z. Phys **C 17**, 121 (1983).

[47] Z. Li e Z. Li, Phys. Rev. **D 50**, 3119 (1994).

[48] M. Gluck *et al.*, Phys. Rev. **D 53**, 4775 (1996).

[49] K. Abe *et al.*, Phys. Lett. **B 364**, 61 (1995).

[50] V. Burkert *et al.*, *Measurement of Polarized Structure Functions in Inelastic Electron Proton Scattering using the CEBAF Large Acceptance Spectrometer*, CEBAF internal report 91-023 (1991);
S.E. Kuhn *et al.*, *The Polarized Structure Function g_1^n and the Q^2 Dependence of the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule for the Neutron*, CEBAF internal report 93-009 (1993).

[51] R. Arnold *et al.*, SLAC Proposal E154 (1993); SLAC Proposal E155 (1993);

[52] HERMES Collaboration, *HERMES Proposal*, DESY PRC 90/01 (1990); *HERMES Technical Design Report*, DESY PRC 93/06 (1993).

[53] P. Schmuser, Nucl. Instr. and Meth. **A 235**, 201 (1985).

[54] A.A. Sokolov e I.M. Ternov, Dov. Phys. Doklady **8**, 1203 (1964).

[55] V.Bargman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **2**, 435 (1959).

[56] D.P. Barber *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 329**, 79 (1993).

[57] J. Buon e K. Steffen, Nucl. Instr. and Meth. **A 245**, 248 (1986).

[58] M. Dueren, Nucl. Instr. and Meth. **A 322**, 13 (1992); F. Stock *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 343**, 334 (1994); K. Zapfe *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 368**, 293 (1996).

[59] K. Lee, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 333**, 294 (1993).

[60] G. Boero e W. Kubischta, *A high flow hydrogen dissociator based on a surface wave discharge*, accettato da Nucl. Instr. and Meth. (1997).

[61] L.H. Kramer *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 365**, 49 (1995).

[62] S. Bernreuther *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 367**, 96 (1995).

[63] A. Fantoni, *Costruzione del calorimetro a contatori di vetro al piombo dell'esperimento HERMES*, Tesi di Dottorato VIII Ciclo (1996); H. Avakian *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 378**, 155 (1996).

[64] W. Wander, *Rekonstruktion hochenergetischer Streuereignisse im HERMES Experiment*, Ph.D. thesis, Univ. Erlangen-Nurnberg (1996).

[65] S.M. Fisher e P. Palazzi, *The ADAMO Data System*, CERN (1995).

[66] M. Kolstein, *ACE Manual* (1996).

[67] J. Emerson, *Master thesis*, TRIUMF (Vancouver).

[68] G. D'Agostini, *A Multidimensional Unfolding Method Based on Bayes's Theorem*, DESY internal note 94-099 (1994).

[69] P. Amaudruz *et al.*, Phys. Lett. **B 295**, 159 (1992).

[70] L.W. Whitlow *et al.*, Phys. Lett. **B 250**, 193 (1990); L.W. Whitlow, *Ph.D. thesis* (1990).

[71] The HERMES g_1^n Group, *Determination of the 1995 Data Quality and the Extraction of the Spin Structure Function of the Neutron*, HERMES internal note (in preparazione).

[72] J.L. Friar *et al.*, Phys. Rev. **C 42**, 2310 (1990).

[73] D.Y. Bardin e N.M. Shumeiko, Nucl. Phys. **B 127**, 242 (1977); T.V. Kukhto e N.M. Shumeiko, Nucl. Phys. **B 219**, 412 (1983).

[74] I.V. Akushevich e N.M. Shumeiko, J. Phys. **G 20**, 513 (1994).

[75] A. Schafer, Phys. Lett. **B 208**, 175 (1988).

[76] D. Ryckbosch *et al.*, *Systematic error from the radiative correction procedure*, HERMES internal note 96-046 (1996).

[77] S. Barrow *et al.*, *Interim Report on the Measurement of the Positron Beam Polarization*, HERMES internal note 96-002 (1996).

[78] L.P. Kaptari e A. Yu. Umnikov, Phys. Lett. **B 240**, 203 (1990).

[79] R. Machleidt *et al.*, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).

[80] K. Ackerstaff *et al.*, *Measurement of the Neutron Spin Structure Function* g_1^n *with a Polarized* ^{3}*He Internal Target*, submitted to Phys. Lett. (1997).