

94/04

Tese de
MESTRADO

**DA CONTRIBUIÇÃO DOS DIQUARKS À DESCRIÇÃO
DE EFEITOS DE "HIGHER TWIST" OBSERVADOS NO
ESPALHAMENTO PROFUNDAMENTE INELÁSTICO**

André Bessadas Penna Firme

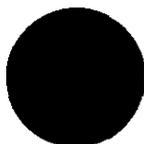
DA CONTRIBUIÇÃO DOS DIQUARKS A
DESCRICAÇÃO DE EFEITOS DE "HIGHER



94/04
F524
019074

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, julho de 1994



A meu pai Raul, minha mãe Maria José e minha mulher Sônia

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a todos aqueles que, de uma forma ou de outra, ajudaram na realização desta tese. Em especial, ao meu orientador e amigo, Prof. Francisco Caruso, pela sugestão do tema aqui desenvolvido, pelo grande apoio e incentivo durante toda a elaboração deste trabalho. Agradeço a confiança em mim depositada e espero não ter decepcionado. Foi uma grande satisfação ter trabalhado sob sua orientação e conviver com os demais colegas do grupo de fenomenologia do LAFEX. O ótimo ambiente científico que encontrei no LAFEX e suas excelentes condições de trabalho devem-se muito ao Prof. Alberto Santoro, a quem deixo aqui meu agradecimento. Em particular, a infraestrutura computacional que tive a minha disposição foi muito importante para o desenvolvimento do nosso modelo. Ao Prof. Bruto Max Pimentel (IFT/UNESP) pelo importante papel em minha formação básica, e pelo exemplo.

Não posso também deixar de mencionar aqueles com que colaborei diretamente: Prof. Mauro Anselmino, da Università di Torino, com quem pude discutir vários aspectos da tese durante sua visita ao LAFEX; aos colegas José Soares, em especial, e J.R.T. de Mello Neto pela grande força na discussão e elaboração deste trabalho, principalmente na parte de computação e análise dos resultados, além de fundamentais esclarecimentos sobre alguns aspectos teóricos do modelo. Agradeço também a Hélio da Motta pela grande ajuda na parte de computação e discussão sobre o MINUIT. A ele e a Paulo Quinteiros agradeço pela leitura crítica de toda a tese e pela ajuda nas correções do texto. Ao José

Roberto Mahon e, em especial, a Marcia Begalli ambos do IF/UERJ, pela grande ajuda na parte da apresentação dos resultados e na compreensão do MINUIT. Ao Prof. Ronald Shellard (PUC/RJ) e a Vitor Oguri pelas sugestões referentes ao Capítulo IV e ao Prof. Adolfo Malbouisson por sugestões no Capítulo III. A Marcia Begalli, Maria Elena Pol e Eugene Levin pelas críticas feitas durante a preparação do seminário da tese.

É com satisfação que agradecemos ao Dr. Alain Mileztajn, do *Centre d'Etudes de Saclay*, pela gentileza de nos ter enviado uma tabela dos valores numéricos de seu trabalho sobre a contribuição de *higher twist* a F_2 e ao Dr. A. Bodek, do SLAC, por ter colocado a nossa disposição os dados completos das medidas de F_2 com alvos de hidrogênio e deutério. Ter a nossa disposição estes dados foi essencial para a nossa análise.

Aos membros da Banca Examinadora, Prof. Enrico Predazzi (Univ. Torino), Prof. Bruto Max Pimentel (IFT/UNESP), Prof. Alberto Santoro (LAFEX/CBPF) e Prof. Gilvan Alves (LAFEX/CBPF) por terem aceito examinar esta tese e pelas sugestões feitas.

Aos colegas do LAFEX, Régio, Hendly, Nicola, Wagner, Javier e Monique. Em particular a Margarida Negrão pela amizade, carinho e incentivo dado nas horas difíceis, e a Paulo Quinteiros por sua ajuda, seu companheirismo e por fundamentais sugestões a esta tese. Ao grande amigo Paulo Sacom pelo apoio e ajuda na etapa final do trabalho. A todos eles deixo o meu abraço.

Ao pessoal da Biblioteca, Denise, Vera, Baiano, e outros pela força.

Ao pessoal da CFC/CBPF, em especial à Myriam, pelo grande apoio em todo esse tempo. Valeu!!

A meus tios Marcus e Lidinea pelo apoio e compreensão dados num momento crucial de minha vida. Não posso deixar de mencionar algumas pessoas muito especiais para mim, a quem devo muita força e pensamento positivo, Juliano, Gino, Tutu, Lu, Pedro, Fred, Glauca, Bernardo, Alexandre, Mauro e Edu.

A meus pais pelo carinho e apoio incondicional que sempre me deram, agradeço sinceramente tudo o que fizeram por mim. A minha companheira Sônia que sempre me apoiou e me deu forças para continuar, a ela dedico este trabalho como uma prova de nosso amor.

Finalmente à CAPES pela bolsa de estudos concedida neste período de trabalho no CBPF.

RESUMO

Propõe-se um modelo para descrever efeitos de *higher twist* observados na função de estrutura F_2 do próton, medida no espalhamento profundamente inelástico elétron-próton não polarizado. Além dos quarks, os diquarks escalares e pseudo-vetoriais são introduzidos como constituintes efetivos do próton e suas contribuições elásticas e inelásticas à F_2 são consideradas. A comparação entre o modelo e os dados experimentais é feita para uma região intermediária de valores de impulso transferido, Q^2 , para qual existem diversas evidências fenomenológicas a favor da existência dos diquarks. Mostra-se que este modelo descreve bem o efeito de *higher twist*. O conjunto dos parâmetros obtidos para os diquarks, é consistente com propriedades dos diquarks sugeridas por outras análises experimentais e teóricas. Dada a generalidade do modelo aqui utilizado, foi possível contribuir para o esclarecimento de algumas questões importantes sobre a fenomenologia dos diquarks.

ABSTRACT

A model is proposed to describe the higher twist effects observed on the unpolarized proton structure function F_2 measured in the electron-proton deep inelastic scattering. In addition to quarks, scalar and pseudo-vector diquarks are introduced as proton's effective constituents. Their elastic and inelastic contributions to F_2 are considered. Comparison between this model and experimental data is done for an intermediate Q^2 region where several phenomenological evidences in favor of diquarks are known. It is shown that the higher twist effects are well fitted by this model. The set of diquark parameters that emerge from this model is consistent with the diquark properties suggested by other experimental and theoretical analyses. From the generality of the model used in this work, it was possible to give a contribution to some important questions concerning diquark phenomenology.

LEGENDA DAS FIGURAS

CAPÍTULO I

- Fig. I.1** Diagrama de Feynman, em primeira ordem, para o espalhamento elástico $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$; os quadri-impulsos do elétron e do múon são, respectivamente, $k(k')$ e $p(p')$, sendo $q = k - k'$ o quadri-impulso transferido 8
- Fig. I.2** Diagrama de Feynman, em primeira ordem, para o espalhamento elástico $e^- p \rightarrow e^- p$ 11
- Fig. I.3** Diagrama do espalhamento inelástico $e^- N \rightarrow e^- X$, onde algumas variáveis cinemáticas aparecem indicadas 13
- Fig. I.4** Diagrama que ilustra a relação entre as funções de estrutura $W_{1,2}$ e a seção de choque não polarizada $\gamma^* p$ 19
- Fig. I.5** Espalhamento profundamente inelástico $e^- N \rightarrow e^- X$, visto como uma soma incoerente de espalhamentos elásticos $e^- \text{parton} \rightarrow e^- \text{parton}$ 23
- Fig. I.6** Confronto dos resultados para $F_2(x, Q^2)$, na região: $x \geq 0.45$ e $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$. Dados de EMC (*) (●) e SLAC (**) (○). A linha sólida combina o resultado da QCD (linha tracejada) com correções de higher twist do tipo $1/Q^2$ 28

CAPÍTULO II

- Fig. II.1** Ajuste dos dados de SLAC [37] para a função de estrutura do próton $F_2^p(x, Q^2)$ segundo a parametrização dada pelas Eqs. (3.18) incluindo uma evolução logarítmica em Q^2 , com a escolha $Q_0^2 = 3 \text{ GeV}^2$ 44

(*) Electron-Muon Collaboration

(**) Stanford Linear Accelerator Center

Fig. II.2 <i>Idem para os dados da Colaboração BCDMS [98]</i>	45
Fig. II.3 <i>Ajuste dos dados de SLAC [97] para a função de estrutura $F_2^p(x, Q^2)$ segundo a parametrização dada pelas Eqs. (8.18) incluindo uma evolução logarítmica em Q^2, com a escolha $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$</i>	46
Fig. II.4 <i>Idem a Fig. II.3 com para os dados da colaboração BCDMS [98]</i>	47

CAPÍTULO III

Fig. III.1 <i>Os coeficientes de higher twist C_i em função de x. Dados para o hidrogénio são indicados com (•) e para o deutério por (o)</i>	55
Fig. III.2 <i>Resultado do ajuste da Ref. [5] considerando a contribuição de "higher twist" (linha sólida) e a evolução de Q^2 sem efeito de "higher twist" (linha pontilhada)</i>	56

CAPÍTULO IV

Fig. IV.1 <i>Amplitude para o espalhamento $\gamma^* N$, no limite $W^2 \rightarrow \infty$</i>	65
Fig. IV.2 <i>Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de higher twist à função de estrutura F_2 do próton, para $x = 0.10, 0.45$ e 0.75</i>	69
Fig. IV.3 <i>Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de higher twist à função de estrutura F_2 do próton, para $x = 0.10, 0.225$ e 0.55</i>	70
Fig. IV.4 <i>Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de higher twist à função de estrutura F_2 do próton, para $x = 0.14, 0.35$ e 0.65</i>	71

Fig. IV.5 Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de higher twist à função de estrutura F_2 do próton, para $x = 0.07, 0.18$ e 0.75 72

Fig. IV.6 Distribuições dos quarks e diguarks segundo nossa parametrização 73

ÍNDICE

INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO I	
<i>O Espalhamento Profundamente Inelástico e o Modelo a Partons</i>	
1.1 Introdução	4
1.2 O espalhamento elástico elétron-múon	7
1.3 O espalhamento elástico elétron-próton	10
1.4 O espalhamento profundamente inelástico elétron-próton	13
1.5 O modelo a partons e a possibilidade de outros partons com spin diferente de 1/2	21
CAPÍTULO II	
<i>Da Contribuição dos Diquarks ao Espalhamento Profundamente Inelástico</i>	
II.1 O que são os diquarks?	29
II.2 Evidências a favor dos diquarks: um resumo	34
II.3 O papel dos diquarks no espalhamento profundamente inelástico	36
II.4 Algumas dificuldades até aqui	48
CAPÍTULO III	
<i>Funções de Estrutura do Espalhamento Profundamente Inelástico: a região de $0.6 \lesssim Q^2 \lesssim 30 \text{ GeV}^2$ e efeitos de "Higher Twist"</i>	
III.1 Expansões de produtos de operadores de definição de "twist"	50
III.2 Aplicação ao espalhamento profundamente inelástico	52

CAPÍTULO IV

Diquarks: um modelo para o efeito de Higher Twist observado em F_2

IV.1	Introdução	57
IV.2	Contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico e efeitos de "higher twist"	59
IV.3	Comparação entre as contribuições dos diquarks e os dados de "higher twist"	62
	CONCLUSÕES.....	75
	APÊNDICE.....	77
	BIBLIOGRAFIA	79

INTRODUÇÃO

O objetivo desta tese é mostrar que os diquarks podem descrever efeitos de *higher twist*, observados na função de estrutura do próton, F_2 , medida no espalhamento profundamente inelástico ep, não polarizado. A presente análise deste fato baseia-se em um modelo onde, além dos quarks, diquarks escalares e pseudo-vetoriais são considerados como constituintes (efetivos) do nucleon, levando-se em conta suas contribuições elástica e inelástica no cálculo de F_2 . Em outras palavras, admite-se a possibilidade que o diquark se rompa quando da interação com o fóton virtual que, desta forma, irá revelar seu conteúdo de quarks. A aplicação deste modelo limita-se aqui a uma região intermediária de Q^2 , para a qual existem várias outras evidências fenomenológicas a favor dos diquarks como objetos efetivos no interior do nucleon. Os resultados obtidos, como veremos, contribuem para o esclarecimento de algumas questões do modelo a diquark para as quais ainda não existe consenso na literatura.

Este trabalho está inserido num projeto maior do grupo de fenomenologia do LAFEX/CBPF que, em colaboração com um grupo da Universidade de Turim, vem, há alguns anos, investigando a possibilidade dos diquarks serem um modo eficaz de descrever, fenomenologicamente, alguns efeitos não perturbativos, lá onde a QCD perturbativa não descreve satisfatoriamente os dados experimentais. Naturalmente, quanto mais amplo for o espectro de processos físicos (inclusivos e exclusivos) descritos coerentemente em termos dos diquarks, mais se afasta da visão inicial de que os diquarks eram apenas uma *medida de economia*, capaz de reduzir os problemas de espectroscopia bariônica de três para dois corpos.

No Capítulo I, faz-se uma introdução simples ao modelo a partons, ao final da qual mostra-se que um ajuste global dos dados do SLAC e da Colaboração EMC, tomando por base o modelo a partons/quarks, só é possível considerando-se correções de *higher twist*.

No Capítulo II define-se o que é um diquark e apresenta-se uma revisão crítica dos vários trabalhos que consideram a contribuição destes objetos ao espalhamento profundamente inelástico. Argumenta-se que as análises feitas até o presente contêm uma série de simplificações que devem e podem ser evitadas.

Uma discussão sobre a contribuição de *higher twist* às funções de estrutura não polarizadas do nucleon é feita a parte no Capítulo III.

No Capítulo IV o modelo utilizado para descrever efetivamente tais contribuições é apresentado. Aqui toma-se como ponto de partida o modelo mais geral onde: diquarks escalares e pseudo-vetoriais são considerados como constituintes efetivos do nucleon; não se despreza *a priori* o momento cromomagnético anômalo do diquark pseudo-vetorial e considera-se a possibilidade de transição de um diquark pseudo-vetorial em um escalar e vice-versa como consequência da interação com o fóton virtual.

Os resultados do ajuste dos dados do SLAC para F_2 , numa região limitada de Q^2 , i.e., $1 \lesssim Q^2 \lesssim 30 \text{ GeV}^2$, utilizando o programa MINUIT, são também apresentados e discutidos no Capítulo IV. O conjunto de parâmetros dos diquarks que levam a uma descrição satisfatória dos dados experimentais está qualitativamente de acordo com o que se sabe do estudo de outros processos físicos citados no Capítulo III. Entretanto, como nossa análise parte de um modelo a diquarks mais geral do que os utilizados nestes estudos, é possível esclarecer algumas questões importantes como: (i) qual a razão entre diquarks escalares e pseudo-vetoriais no próton; (ii) em que região da variável x de Bjorken há uma concentração de diquarks escalares; (iii) verificar se realmente os diquarks pseudo-escalares dominam a região de x grande.

Alguns comentários finais são apresentados nas Conclusões. Nesta tese usou-se o sistema natural de unidades, onde $c = 1$ e $\hbar = 1$, e a notação científica, onde a vírgula é substituída pelo ponto para separar as casas decimais da parte inteira. As referências e as equações são numeradas em cada Capítulo, na ordem em que são citadas no texto. Caso uma certa referência (ou equação) de um Capítulo seja

citada em outro, inclui-se antes de seu número o número do Capítulo onde ela aparece pela primeira vez, em algarismos romanos.

CAPÍTULO I

O ESPALHAMENTO PROFUNDAMENTE INELÁSTICO E O MODELO A PARTONS

I.1 Introdução

Em 1911, em um importante artigo [1], Rutherford explica teoricamente os resultados da famosa experiência de espalhamento de partículas α por uma lâmina metálica delgada, admitindo que os átomos possuem centros espalhadores (os núcleos), eletricamente carregados, de dimensões 10 mil vezes menor que o raio característico dos átomos. Como resultado do grande impacto deste experimento na Física de Partículas, inaugura-se a era de uma nova técnica experimental de investigação da estrutura íntima da matéria, através do que convencionou-se chamar de *experimento de alvo fixo*, onde um feixe de partículas (“sondas”) incide sobre um alvo em repouso no laboratório.

A partir da produção de prótons em laboratório, em 1919, tantas outras partículas foram descobertas ($n, \mu, \pi, \nu, K, \Lambda \dots$). Quando, na década de 60, o número destas chamadas *partículas elementares* (sem estrutura) se aproximou do número de elementos químicos da Tabela Periódica, foi natural que se questionasse seu caráter *elementar*.

Em 1968, um outro experimento de alvo fixo, realizado no *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC), foi de grande relevância para a descoberta de novos “constituintes últimos” da matéria [2]. Alvos de hidrogênio e deutério foram bombardeados por elétrons a alta energia. Da análise dos dados colhidos do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton (*ep*) pode-se inferir que a carga elétrica do próton estava localizada em pequenos centros espalhadores de spin $1/2$

e sem estrutura, balizados de partons por Feynman [3], como será revisito neste capítulo introdutório. Note que este é o mesmo tipo de inferência que fez Rutherford a partir do espalhamento partícula α -átomos, apesar da enorme diferença de energia da sonda^(*).

O resultado do espalhamento inelástico *ep*, combinado com os dados de um espalhamento análogo induzido por neutrinos [4], permitiu a identificação dos partons com os quarks, que haviam sido introduzidos na física hadrônica através de estudos de simetrias das interações fortes [5].

Em vários momentos na história da Física, explorar as simetrias dos fenômenos naturais tem sido imperativo. Ou porque o fenômeno considerado é tão complexo que não se consegue quantificá-lo em termos matemáticos, ou porque sequer dispomos de uma teoria dinâmica capaz de descrever as interações nele envolvidas. Por exemplo, no caso dos espalhamentos píon-próton ou próton-próton não temos, ainda hoje, uma teoria que nos permita calcular as seções de choque com a precisão que a Eletrodinâmica Quântica (QED) nos permite calcular a seção de choque do espalhamento lépton-lépton, principalmente se considerarmos uma vasta região de energia. Nesses casos podemos, no entanto, usar argumentos de simetria para fazer previsões e dar passos importantes para o futuro estabelecimento de uma teoria fundamental.

A interação forte é talvez o melhor exemplo da importância do estudo das simetrias em Física de Partículas. Além de várias simetrias exatas, que se manifestam também em outras interações, a este tipo de interação estão associadas várias simetrias aproximadas, como as de *isospin* e *hipercarga*, por exemplo. Para descrevê-las são importantes os grupos unitários especiais $SU(2)$ e $SU(3)$ [5]. A classificação dos hadrons em multipletos de $SU(3)$, na década de 60, levou Gell-Mann [6] e Zweig [7] a proporem o chamado *modelo a quarks*, onde os hadrons

(*) No experimento de Rutherford, a energia da partícula α era cerca de 4 a 9 MeV, dependendo da fonte utilizada, enquanto o feixe de elétrons do SLAC tinha uma energia que podia variar entre 3 e 24 GeV.

seriam compostas de entidades mais simples chamadas quarks. É importante ressaltar que, para Gell-Mann, os quarks eram apenas entidades matemáticas mnemônicas úteis para explicar certas regularidades dos hádrons. Dentro desta visão, Gell-Mann avança a possibilidade também da existência dos díquarks (estados formados de dois quarks), que definiremos melhor na Seção II.1.

Mas a estrada percorrida para que fosse atribuída uma realidade dinâmica aos quarks é longa e, nela, estudos experimentais e teóricos do espalhamento profundamente inelástico tiveram um papel dos mais relevantes. A maior dificuldade deve-se, sem dúvida, ao fato de toda a fenomenologia das interações fortes envolver, até hoje, apenas os hádrons, uma vez que ainda não foi possível observar quarks livres. Isto equivale a dizer que, a rigor, a realidade a que nos referimos está, de certa forma, ligada a um regime assintótico de grandes energias e grandes impulsos transferidos, onde os constituintes se comportam efetivamente como objetos quase livres.

Para se investigar a estrutura interna dos hádrons, através do espalhamento profundamente inelástico, utiliza-se normalmente como "sonda" feixes de léptons: elétrons, múons e neutrinos. Do ponto de vista teórico, a vantagem desta escolha, como veremos ainda neste capítulo, advém do fato das partículas usadas como sondas serem elementares, dentro dos limites experimentais atuais e, portanto, seus acoplamentos com os bósons vetoriais intermediários (γ , W^\pm , Z^0) da teoria eletro-fraca são bem definidos^(*).

Com base nos resultados do SLAC [2], verificou-se, pela distribuição angular e de energia dos elétrons espalhados, que a carga elétrica do nucleon está localizada em pequenos centros espalhadores. Essas distribuições exibem, como veremos mais adiante, uma propriedade conhecida como *scaling*, que sugere serem estes centros espalhadores férmions de Dirac, ou seja, pontuais e de spin 1/2 [3,8-11]. Claro está que a afirmativa de que uma partícula é puntiforme está intimamente

(*) Claro está, que isto não significa que as interações hádron-hádron não sejam um importante "laboratório teórico" para se compreender a natureza das interações fortes.

relacionada à resolução experimental, e um aumento significativo das energias disponíveis para o feixe poderá vir a revelar uma estrutura interna para os partons (quarks), assim como foi descoberta no passado a estrutura nuclear dos átomos e, cerca de vinte anos mais tarde, descoberta a existência de neutrons no interior dos núcleos. Entretanto, até o presente, não há qualquer evidência empírica de que os quarks e os léptons tenham estrutura interna.

Dependendo da escala de energia e de impulso transferido envolvidas no espalhamento elétron-núcleon, podem ocorrer três situações distintas:

- espalhamento elástico $e^- N \rightarrow e^- N$, onde o nucleon se comporta como uma partícula de Dirac, a baixas energias;
- espalhamento inelástico onde o estado final é composto de um elétron e uma ressonância hadrônica como, por exemplo, o N^* , o que pode ocorrer a baixa e média energia;
- espalhamento profundamente inelástico $e^- N \rightarrow e^- X$, a altas energias, onde X representa um conjunto indeterminado de hadrons.

Nas próximas Seções deste Capítulo serão apresentados alguns tópicos introdutórios sobre o espalhamento profundamente inelástico $e^- N \rightarrow e^- X$, precedidos de uma breve revisão dos espalhamentos elásticos $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ e $e^- N \rightarrow e^- N$. Nosso objetivo aqui é rever, de forma didática, como aparece na Física de Altas Energias o conceito de *partons* e chamar a atenção para o fato de que a relação de Callan-Gross não necessariamente determina que *todos* os partons tenham spin 1/2. Este ponto é importante, à medida que pretendemos generalizar o modelo a partons, incluindo os *diquarks* — que são bósons — como constituintes efetivos do nucleon. Maiores detalhes sobre o modelo a partons poderão ser encontrados em livros texto como os das Refs. [12-14].

1.2 O espalhamento elástico elétron-múon

O conhecimento da seção de choque para o espalhamento entre duas partículas

puntiformes, como no caso elástico $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$, é importante para podermos, por comparação com a seção de choque inelástica $e^- N \rightarrow e^- X$, inferir a estrutura a partons do nucleon.

De acordo com a QED, a contribuição de ordem mais baixa para a seção de choque do espalhamento $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$ é obtida a partir da amplitude referente ao diagrama de Feynman da Fig. 1.1.

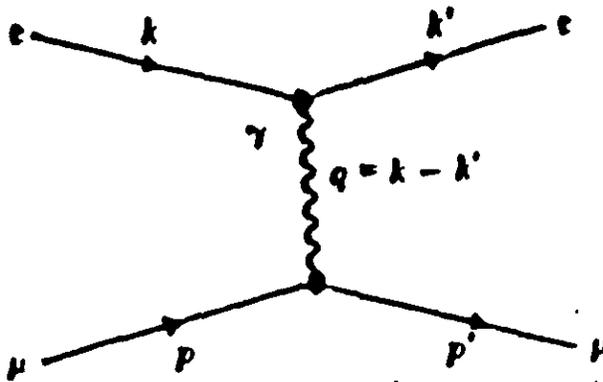


Fig. 1.1 Diagrama de Feynman, em primeira ordem, para o espalhamento elástico $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$; os quadri-impulsos do elétron e do múon são, respectivamente, $k(k')$ e $p(p')$, sendo $q \equiv k - k'$ o quadri-impulso transferido.

Usando as regras de Feynman temos que o módulo quadrado da amplitude de espalhamento, para o caso não polarizado, é dada por:

$$|M|^2 = \frac{e^4}{q^4} L_{(e)}^{\mu\nu} L_{\mu\nu}^{(\mu)} \quad (1.1)$$

onde $L^{\mu\nu}$ representa o tensor do vértice $e\gamma e$ e q o quadri-impulso transferido:

$$L_{(e)}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_s \sum_{s'} [\bar{u}(k', s') \gamma^\mu u(k, s)] [\bar{u}(k', s') \gamma^\nu u(k, s)]^\dagger. \quad (1.2)$$

Efetuada a soma, esta equação pode ser escrita como:

$$L_{(e)}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{Tr}\{(\not{k}' + m_e) \gamma^\mu (\not{k} + m_e) \gamma^\nu\}.$$

Usando as propriedades de traço das matrizes γ de Dirac, obtemos:

$$L_{(e)}^{\mu\nu} = 2(k'^{\mu}k^{\nu} + k^{\nu}k'^{\mu} - (k' \cdot k - m_e^2)g^{\mu\nu}) \quad (1.3)$$

Analogamente, obtemos para o vértice $\mu\gamma\mu$:

$$L_{(\mu)}^{\mu\nu} = 2(p'^{\mu}p^{\nu} + p^{\nu}p'^{\mu} - (p' \cdot p - m_{\mu}^2)g^{\mu\nu}), \quad (1.4)$$

onde $g_{00} = 1$ e $g_{ij} = -\delta_{ij}$ (delta de Kronecker), $i, j = \{1, 2, 3\}$. Substituindo as Eqs. (1.3) e (1.4) em (1.1) obtemos:

$$\overline{|M|^2} = \frac{8e^4}{q^4} [(k' \cdot p')(k \cdot p) + (k' \cdot p)(k \cdot p') - m_e^2(p' \cdot p) - m_{\mu}^2(k' \cdot k) + 2m_e^2m_{\mu}^2].$$

A altas energias podemos desprezar a massa do elétron na equação acima e, portanto, neste limite,

$$\overline{|M|^2} = \frac{8e^4}{q^4} [(k' \cdot p')(k \cdot p) + (k' \cdot p)(k \cdot p') - m_{\mu}^2 k' \cdot k]. \quad (1.5)$$

No referencial de repouso do muon, onde $k^{\nu} = (E, \vec{k})$, $k'^{\nu} = (E', \vec{k}')$, $p^{\nu} = (m_{\mu}, \vec{0})$, a Eq. (1.5) é dada por:

$$\overline{|M|^2} = \frac{16e^4}{q^4} m_{\mu}^2 E E' \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2m_{\mu}^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right); \quad (1.6)$$

onde θ é o ângulo de espalhamento do elétron medido no laboratório.

A seção de choque para este processo é dada por:

$$d\sigma = \frac{\overline{|M|^2}}{4\sqrt{(k \cdot p)^2 - m_e^2 m_{\mu}^2}} (2\pi)^4 \delta^4(p' + k' - p - k) \frac{d^3 \vec{k}'}{(2\pi)^3 2E'} \frac{d^3 \vec{p}'}{(2\pi)^3 2E'_{\mu}} \quad (1.7)$$

Integrando em \vec{p}' :

$$d\sigma = \frac{\overline{|M|^2}}{4m_{\mu} E} (2\pi) \frac{\delta^{(0)}(p'_0 - p_0 - q_0)}{2p'_0} \frac{d^3 \vec{k}'}{(2\pi)^3 2E'} \quad (1.8)$$

Substituindo a expressão para $\overline{|M|^2}$ dada pela Eq. (1.8) na equação anterior obtemos:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_{tot} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2m_\mu^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu}\right) \quad (1.9)$$

onde α é a constante de estrutura fina e introduzimos as novas variáveis $\nu = E - E'$ e $Q^2 = -q^2 > 0$.

Para o que se segue é útil mencionar que a seção de choque diferencial acima pode ser escrita em termos de um novo tensor $W_{(\mu)}^{\mu\nu} \equiv L_{(\mu)}^{\mu\nu} \delta(p'_0 - p_0 - q_0)/(2p'_0)$ como:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2m_\mu Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}^{(e)} W_{(\mu)}^{\mu\nu}. \quad (1.10)$$

1.3 O espalhamento elástico elétron-próton

O interesse pelo estudo deste espalhamento elástico está intimamente ligado àquele de determinar a distribuição espacial de cargas elétricas do próton (ou de seu fator de forma) via interação com elétrons. Podemos admitir que a interação eletromagnética entre elétrons e prótons é, em primeira aproximação, descrita pela troca de um fóton, como mostra a Fig. 1.2, em analogia com a Fig. 1.1.

Neste caso, o fóton trocado tem comprimento de onda da ordem do diâmetro do próton. A diferença essencial é que o próton, embora ainda descrito por um espinor de Dirac, tem um vértice de acoplamento com o fóton mais geral do que no caso do lépton. Em outras palavras, a corrente $j^\nu(\mu\gamma\mu) = \bar{\mu}(p')\gamma^\nu\mu(p)$ é substituída pela corrente $J^\nu(p\gamma p) = \bar{p}(p')\Gamma^\nu p(p)$, onde μ e p denotam os espinores do múon e do próton, respectivamente; Γ^ν pode depender dos escalares de Lorentz que podemos construir a partir das variáveis cinemáticas do espalhamento e sua estrutura tensorial é limitada pelas simetrias da interação eletromagnética. Isto

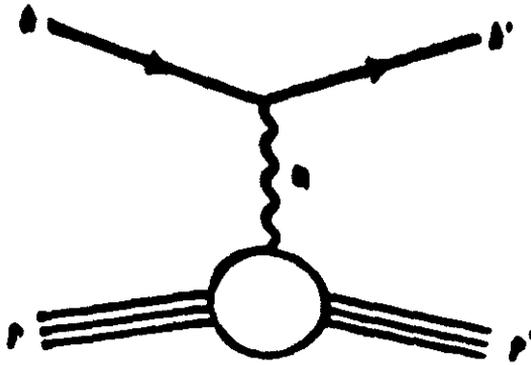


Fig. 1.2 Diagrama de Feynman, em primeira ordem, para o espalhamento elástico $e^- p \rightarrow e^- p$.

equivale a dizer, por exemplo, que fatos como a conservação da carga elétrica, da paridade e da inversão temporal determinam a forma final desta função.

A forma mais geral para Γ^μ , que satisfaz aos dois últimos requisitos é a seguinte:

$$\Gamma^\mu = F_1(Q^2)\gamma^\mu + \frac{k}{2m_p}F_2(Q^2)i\sigma^{\mu\nu}q_\nu + F_3(Q^2)q^\mu, \quad (1.11)$$

onde $\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ e k é o momento magnético anômalo do próton. As funções F_i são os fatores de forma do próton, que podem depender do único escalar de Lorentz independente, Q^2 . A conservação da corrente eletromagnética implica que:

$$q_\mu J^\mu = 0$$

Segue-se, portanto, da Eq. (1.11), que $F_3(Q^2) = 0$. Determinada a forma da corrente J^μ , podemos construir a amplitude e a seção de choque do espalhamento elástico, em analogia com o caso $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$, considerado na Seção I.2. Isto é:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2m_p Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}^{(e)} W_{(p)}^{\mu\nu}, \quad (1.12)$$

onde m_p é a massa do próton. O tensor $W^{\mu\nu}$ é dado agora por:

$$W_{(e)}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{Tr}\{(\not{p}' + m_p)\Gamma^\mu(\not{p} + m_p)\Gamma^\nu\} \frac{\delta(p'_0 - p_0 - q_0)}{2p'_0},$$

onde $g \equiv \gamma^2 p_p$. Um cálculo direto nos leva à conhecida fórmula de Rosenbluth para a seção de choque elástica ep [13]:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left\{ \left(F_1^2 + \frac{k^2 Q^2}{4m_p^2} F_2^2 \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2m_p^2} (F_1 + kF_2)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p} \right). \quad (1.13)$$

Se os prótons fossem realmente puntiformes, os fatores de forma deveriam ser $F_1 = 1$ e $F_2 = 0$, de modo a obtermos a Eq. (1.9). A Eq. (1.13) pode ainda ser reescrita de forma mais conveniente definindo-se dois novos fatores de forma, tais como:

$$G_E \equiv F_1 - \frac{k^2 Q^2}{4m_p^2} F_2$$

$$G_M \equiv F_1 + kF_2, \quad (1.14)$$

conhecidos, respectivamente, como fatores de forma elétrico e magnético do próton. Com esta mudança, evitamos termos de interferência do tipo $G_E G_M$ na expressão da seção de choque, que finalmente pode ser escrita como:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left\{ \left(\frac{4m_p^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2}{4m_p^2 + Q^2} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2 G_M^2}{2m_p^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p} \right). \quad (1.15)$$

Se o próton e o neutron não tivessem estrutura (no limite $Q^2 \rightarrow 0$) deveríamos encontrar $G_E^p = 1$, $G_M^p = 1 + k$ para o próton e $G_E^n = 0$, $G_M^n = k$ para o neutron.

Experimentalmente verifica-se que os fatores de forma G_E e G_M possuem aproximadamente a mesma dependência de Q^2 , dada pela fórmula:

$$G_E \propto G_M \propto \frac{(0.71)^2}{(0.71 + Q^2)^2} \quad (1.16)$$

Pode-se mostrar que este fator de forma corresponde a uma distribuição de carga exponencial e esfericamente simétrica, $\rho(r) = \exp(-Q_0 r)$, cujo raio médio quadrático $\langle r^2 \rangle = 0.81 \text{ fm}^2$ [14].

Vemos, portanto, da Eq. (1.15), que a distribuição de cargas do próton é tal que a seção de choque elástica decresce muito rapidamente com o aumento de Q^2 . Isto naturalmente parece tornar difícil medidas precisas no caso de grandes impulsos transferidos.

1.4 O espalhamento profundamente inelástico elétron-próton

No processo inelástico $e^- N \rightarrow e^- X$ o fóton, tendo menor comprimento de onda, consegue dar maior resolução à nossa investigação sobre a estrutura interna do nucleon. Porém surge um fato novo: nesta região cinemática, o nucleon se quebra, produzindo um conjunto de hadrons como produto final da reação. Nos experimentos deste tipo, somente as distribuições angular e de energia do lépton são medidas. Este tipo de processo, onde parte do estado final não é observado, é conhecido como *processo inclusivo*. Pictoricamente, o espalhamento inelástico eN pode ser representado como na Fig. 1.3.

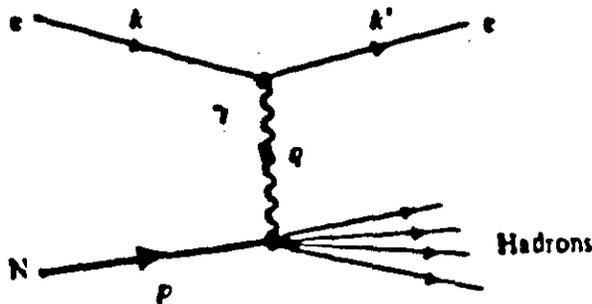


Fig. 1.3 Diagrama do espalhamento inelástico $e^- N \rightarrow e^- X$, onde algumas variáveis cinemáticas aparecem indicadas.

Diferentemente do caso anterior (espalhamento elástico), onde q^2 e ν não são

independentes, ao escrevermos o vértice mais geral possível para o acoplamento γp devemos agora considerar que as funções que generalizam F_1 e F_2 têm as duas variáveis q^2 e ν como argumento. Esta nova característica decorre simplesmente do fato do conjunto de partículas X não ser observado. De fato, neste caso o quadri-impulso total referente a X é $p_X = p + q$ (Fig. 1.3) e a massa invariante $M_X^2 = (p + q)^2 = m_N^2 + 2m_N\nu + q^2$, não sendo conhecida, implica trivialmente que ν e q^2 não são mais dependentes.

A seção de choque diferencial, neste caso, pode ser escrita também na forma geral (no sistema do LAB) da Eq. (1.12), i.e.,

$$\frac{d^2\sigma_{e.m.}}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2m_p q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}(e) W_{e.m.}^{\mu\nu}(N), \quad (1.17)$$

onde $W_{e.m.}^{\mu\nu}(N)$ é o tensor associado à corrente eletromagnética que faz com que o hadron N produza todos os possíveis estados finais X ou, simplesmente, tensor hadrônico. Podemos construir este tensor de forma análoga ao que foi feito no caso elástico, ou seja, escrevendo a expressão mais geral possível, compatível com a conservação da paridade, usando as quantidades físicas que participam do vértice $N\gamma X$. Como o tensor leptônico $L_{\mu\nu}(e)$, que se contrai com $W_{e.m.}^{\mu\nu}(N)$, é simétrico pela troca dos índices $\mu \rightleftharpoons \nu$, basta que este último tenha a mesma simetria e, portanto, pode ser dado por:

$$W_{e.m.}^{\mu\nu}(N) = Ag^{\mu\nu} + Bq^\mu q^\nu + C(q^\mu p^\nu + q^\nu p^\mu) + Dp^\mu p^\nu, \quad (1.18)$$

onde os coeficientes A, B, C e D são funções dos parâmetros escalares de Lorentz independentes formados por p e q , a saber $\nu \equiv (p \cdot q)/M$ e q^2 .

A conservação da corrente hadrônica impõe restrições aos coeficientes da Eq. (1.18). De fato, de

$$q_\mu W^{\mu\nu} = q^\nu W_{\mu\nu} = 0 \quad (1.19)$$

ou, equivalentemente,

$$(A + Bq^2 + Cp \cdot q)q^\nu + (Cq^2 + Dp \cdot q)p^\nu = 0, \quad (1.20)$$

como os quadrivectores q e p são independentes, podemos eliminar dois coeficientes em função dos outros dois, que escolheremos como A e D . Logo, $W^{\mu\nu}$ pode ser reescrito como:

$$W^{\mu\nu} = \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) A + \left[p^\mu p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} (p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu) + \left(\frac{p \cdot q}{q^2} \right)^2 q^\mu q^\nu \right] D \quad (1.21)$$

É comum redefinirmos:

$$\begin{aligned} \frac{A}{2m_N} &\equiv -W_1(\nu, Q^2), \\ \frac{D}{2m_N} &\equiv \frac{W_2(\nu, Q^2)}{m_N^2}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Obtemos, assim, a expressão final para o tensor hadrônico:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_N} W'^{\mu\nu}(N) &= \left[-g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right] W_1(\nu, Q^2) + \frac{1}{2m_N^2} \left[\left(p^\mu + \frac{p \cdot q}{Q^2} q^\mu \right) \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \left(p^\nu + \frac{p \cdot q}{Q^2} q^\nu \right) \right] W_2(\nu, Q^2) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Para obtenção da seção de choque diferencial, o procedimento é o mesmo do adotado no caso elástico e devemos substituir na Eq. (1.17) o resultado da contração é:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_N} L_{\mu\nu}(\epsilon) W'^{\mu\nu}(N) &= \frac{1}{m_N} (k'^\mu k^\nu + k^\mu k'^\nu - (k \cdot k' - m_e^2) g^{\mu\nu}) \cdot \\ &\quad \cdot \left[W_1 \left(-g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{Q^2} \right) + \frac{W_2}{2m_N^2} \left(p_\mu + \frac{p \cdot q}{Q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu + \frac{p \cdot q}{Q^2} q_\nu \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Desenvolvendo esta expressão e ainda desprezando a massa do elétron, obtemos:

$$\frac{1}{2m_N} L_{\mu\nu} W'^{\mu\nu} = 4W_1 + 2 [2(p \cdot k)(p \cdot k') - (k \cdot k')m_N^2] \frac{W_2}{m_N^2}. \quad (1.25)$$

No referencial do laboratório (LAB) temos $p \cdot k = Em_N$, $p \cdot k' = E'm_N$, e $Q^2 \approx 2k \cdot k' = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$ e finalmente a Eq. (1.24) pode ser escrita como:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (1.26)$$

Observamos que, neste caso, a seção de choque diferencial tem a mesma dependência angular do caso anterior, envolvendo o espalhamento elástico puramente leptônico. As funções de estrutura W_1 e W_2 parametrizam o nosso desconhecimento sobre o vértice hadrônico ou, em outras palavras, sobre a estrutura do nucleon.

Vamos resumir os resultados para os diferentes processos tratados acima. Em todos eles, vimos que a seção de choque diferencial em termos da energia E' e do ângulo θ de espalhamento do elétron, medidos no laboratório, pode ser escrita na forma:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \{ \dots \} \quad (1.27)$$

onde $\{ \dots \}$ denota as seguintes expressões:

- $e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$

$$\left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2m_\mu^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu} \right)$$

- $e^- p \rightarrow e^- p$

$$\left\{ \left(\frac{4m_p^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2}{4m_p^2 + Q^2} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2 G_M^2}{2m_p^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p} \right)$$

- $e^- N \rightarrow e^- X$

$$\left(2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

É útil, para uma futura comparação entre os casos acima, expressar todas as seções de choque contidas na Eq. (1.27), em termos de duas funções \bar{W}'_1 e \bar{W}'_2 :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(2\bar{W}'_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + \bar{W}'_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.27')$$

É fácil ver que obtemos as expressões corretas para os espalhamentos elásticos se fizermos:

$$\bullet e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$$

$$\begin{aligned} W_1 &= \frac{Q^2}{4m_\mu^2} \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu} \right) \\ W_2 &= \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu} \right) \end{aligned} \quad (1.28)$$

$$\bullet e^- p \rightarrow e^- p$$

$$\begin{aligned} \hat{W}_1 &= \frac{Q^2 G_M^2}{2m_p^2} \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu} \right) \\ \hat{W}_2 &= \left(\frac{4m_p^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2}{4m_p^2 + Q^2} \right) \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu} \right) \end{aligned} \quad (1.29)$$

Ao contrário do caso elétron-próton elástico, as funções de estrutura para o processo puramente leptônico não apresentam um decaimento rápido com Q^2 , como podemos observar diretamente da expressão acima.

No caso inelástico, diferentemente do que se esperava, observa-se experimentalmente que, já a partir de uma determinada região cinemática ($Q^2 \gtrsim 1\text{GeV}^2$), as funções de estrutura passam a depender somente da variável adimensional $x \equiv Q^2/(2p \cdot q) = Q^2/(2m_N \nu)$, conhecida como x (variável de *scaling*) de Bjorken. Esse comportamento foi, de certa forma, previsto teoricamente por Bjorken [11]. Ele estudou o comportamento das seções de choque no limite matemático onde $Q^2 \rightarrow \infty$ e $\nu \rightarrow \infty$, mas mantendo x fixo (\lim_{Bj}), região esta conhecida como região de *scaling*, e mostrou que:

$$\begin{aligned} \lim_{Bj} m_N W_1(\nu, Q^2) &= F_1(x) \\ \lim_{Bj} \nu W_2(\nu, Q^2) &= F_2(x). \end{aligned} \quad (1.30)$$

Por quê o nome *scaling*? Isto é fácil de compreender do seguinte modo. A função F_2 , por exemplo, medida para valores de Q^2 e ν será igual ao valor da

mesma função de estrutura medida para outros valores Q'^2 e ν' , desde que Q'^2 e ν' guardem a mesma proporção que Q^2 e ν , i.e.,

$$\frac{Q'^2}{Q^2} = \frac{\nu'}{\nu} \text{ ou } \frac{Q'^2}{2m_p \nu'} = \frac{Q^2}{2m_p \nu} = z.$$

Aqui cabem ainda alguns comentários. Em primeiro lugar não é propriamente uma surpresa que para $Q^2 \rightarrow \infty$ o lado esquerdo da Eq. (1.30) passe a depender de uma única variável. O que realmente causa surpresa é o fato destas funções não tenderem a zero, como o comportamento das funções $\tilde{W}_{1,2}$ do espalhamento elástico ep . Outro fato digno de nota é que, conforme mencionamos acima, o *scaling* de Bjorken se manifesta experimentalmente para valores de $(Q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2)$, que naturalmente não é $Q^2 \rightarrow \infty$ (!). Na verdade, este fato se constitui numa feliz coincidência histórica que permitiu a construção de um modelo a partons simples, que foi posteriormente corrigido para levar em conta violações do *scaling* observadas.

Gostaríamos ainda de mencionar que a seção de choque do espalhamento profundamente inelástico pode ainda ser interpretada de outra forma. Considerando a parte inferior do diagrama para o caso inelástico, temos a absorção de fótons virtuais pelo nucleon alvo, como mostrado na Fig. 1.4. As duas funções de estrutura $W_{1,2}$ estão relacionadas às seções de choque de absorção para fótons transversais e longitudinais. Como o processo de absorção do fóton virtual é expresso pelas duas seções de choque σ_L e σ_T , devemos ter duas funções de estrutura presentes na seção de choque inelástica ep como observaremos nas Eqs. (1.34) e (1.35) a seguir.

Levando-se em conta os vetores de polarização $\epsilon^\mu(\lambda)$ para os fótons virtuais com massa q^2 e helicidade λ , e o tensor do vértice hadrônico, obtemos a seção de choque total para a absorção de fótons virtuais pelo nucleon, no caso não polarizado:

$$\sigma^T(\gamma^* p \rightarrow X) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \epsilon^{\mu\nu} \epsilon^\nu W_{\mu\nu}(N), \quad (1.31)$$

onde K é o fator de fluxo do fóton usando a convenção de Hand [12], ou seja, K é

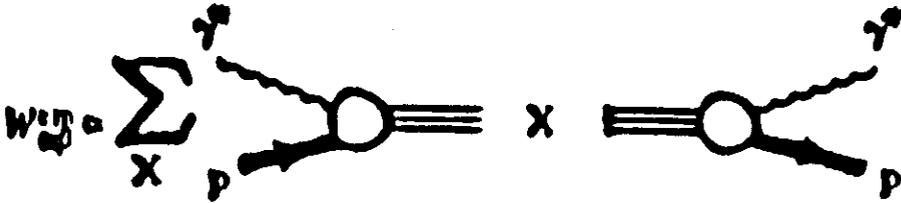


Fig. 1.4 Diagrama que ilustra a relação entre as funções de estrutura $W_{1,2}$ e a seção de choque não polarizada $\gamma^* p$.

a energia que produziria um estado hadrônico final de mesma massa que teria sido criado por um fóton real com energia ν . Os vetores de polarização, considerando o fóton se movendo ao longo do eixo z ($\vec{q} = |\vec{q}| \hat{z}$), são dados por:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\pm} &= \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (0; 1; \pm i; 0) \\ \epsilon_0 &= \frac{1}{\sqrt{-q^2}} (\sqrt{(\nu - q^2)}; 0; 0; \nu) . \end{aligned} \quad (1.32)$$

É possível, agora, expressar a seção de choque total para absorção de fótons polarizados (com uma certa helicidade λ) pelo nucleon:

$$\sigma_{\lambda}(\gamma^* p \rightarrow X) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \epsilon_{\lambda}^{\mu*} \epsilon_{\lambda}^{\nu} W_{\mu\nu}(N). \quad (1.33)$$

A conservação da paridade implica que $\sigma_{+1} = \sigma_{-1}$ para o caso do alvo não polarizado. Assim sendo, há duas seções de choque independentes: transversal e longitudinal, respectivamente. Substituindo a expressão do tensor $W_{\mu\nu}(N)$ na Eq. (1.33), obtemos:

$$\begin{aligned} \sigma_T &\equiv \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} W_1(\nu, Q^2) \\ \sigma_L &\equiv \sigma_0 = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left[\left(1 - \left(\frac{\nu}{q} \right)^2 \right) W_2(\nu, Q^2) - W_1(\nu, Q^2) \right] . \end{aligned} \quad (1.34)$$

Rearrmando os termos, podemos obter as funções de estrutura em função das seções de choque transversal e longitudinal:

$$\begin{aligned} W_1(\nu, Q^2) &= \frac{K}{4\pi^2\alpha} \sigma_T \\ W_2(\nu, Q^2) &= \frac{K}{4\pi^2\alpha} (\sigma_T + \sigma_L). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Vemos que a presença das duas funções de estrutura está ligada à existência desses dois processos de absorção do fóton virtual. É interessante tomarmos a razão entre as duas seções de choque em questão, cujo valor será utilizado mais tarde na identificação da natureza dos partons.

$$R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{W_2}{W_1} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) - 1. \quad (1.36)$$

Para concluir esta Seção, vamos mostrar que o tensor hadrônico pode ser escrito na forma [13]

$$W^{\alpha\beta}(P) = \frac{1}{4\pi} \int d^4z \epsilon^{-iqz} \langle P | J^\alpha \left(\frac{z}{2}\right) J^\beta \left(-\frac{z}{2}\right) | P \rangle, \quad (1.37)$$

que será útil no Capítulo III.

O tensor $W^{\alpha\beta}$ corresponde às transições eletromagnéticas do próton alvo para todos os possíveis estados X . Ele pode então ser escrito como:

$$W^{\alpha\beta}(P) = \frac{1}{2} \sum_s \sum_X \langle X | J^\alpha(0) | P \rangle^* \langle X | J^\beta(0) | P \rangle (2\pi)^3 \delta^4(P_X - P - q)$$

onde o primeiro somatório é feito sobre os spins iniciais, o segundo sobre todos os estados finais X e P_X é o quadri-momento total do estado $|X\rangle$, ou ainda,

$$W^{\alpha\beta}(P) = \frac{1}{2} \sum_X \langle P | J^\alpha(0) | X \rangle \langle X | J^\beta(0) | P \rangle (2\pi)^3 \delta^4(P_X - P - q) \quad (1.38)$$

O somatório em X pode ser feito usando-se um truque. Escrevemos a delta na forma integral

$$(2\pi)^3 \delta^4(P_X - p - q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty d^4z e^{iz(P_X - P - q)} \quad (1.39)$$

e usamos o fato que translações no espaço-tempo são geradas pelos operadores \hat{P}^μ correspondendo à energia e ao momento. Então

$$J^\mu(x) = e^{i\hat{P}\cdot x} J^\mu(0) e^{-i\hat{P}\cdot x} \quad (1.40)$$

de modo que

$$\begin{aligned} \langle X | J^\mu(0) | P \rangle &= \langle X | e^{-i\hat{P}\cdot x} J^\mu(x) e^{i\hat{P}\cdot x} | P \rangle \\ &= e^{i\hat{P}\cdot(P-x)} \langle X | J^\mu(x) | P \rangle \end{aligned} \quad (1.41)$$

uma vez que $|X\rangle$ e $|P\rangle$ são autoestados de momento e energia. Substituindo as Eqs. (1.41) e (1.39) em (1.36) obtém-se a Eq. (1.37), onde efetuamos a soma sobre todos os estados $|X\rangle$, sem nos preocuparmos com o vínculo da função δ , e usamos ainda a relação de completeza

$$\sum_X |X\rangle \langle X| = 1.$$

1.5 O modelo a partons e a possibilidade de outros partons com spin diferente de 1/2

O modelo a *partons* sugerido por Feynman [3] é o primeiro acerca da constituição interna do nucleon. Baseado no comportamento experimental das funções de estrutura no espalhamento profundamente inelástico supõe-se o nucleon composto por objetos puntiformes, como *grãos de poeira*. Por hipótese, admitimos que a interação com um parton é independente da presença dos demais, ou seja, sendo o tempo de interação entre o fóton e o parton muito menor do que o tempo característico da interação entre os *partons*, podemos supor que estes são aproximadamente livres no interior do nucleon. Consideramos também que esses objetos não possuem momento transversal significativo, o chamado momento de Fermi, e que cada um deles, conseqüentemente, carrega uma certa fração do momento total do nucleon.

Este comportamento revelado pelo espalhamento profundamente inelástico é um ponto importante e decisivo para qualquer futura teoria das interações fortes. O sucesso do modelo a partons fez com que se buscasse uma teoria de campos para a interação forte que, no limite $Q^2 \rightarrow \infty$, desse conta deste fato. Isto equivale a dizer que a carga efetiva posta em evidência pelo fóton virtual seria cada vez menor ao aumentar de Q^2 . Esta característica das interações fortes — inusitada se comparada com o comportamento oposto encontrado na QED — é conhecida como *liberdade assintótica*. Só em 1973 foi mostrado que as teorias de calibre (*gauge*) não abelianas possuem este comportamento [15]. A partir daí a QCD passa a ser a teoria candidata a descrever as interações fortes e os quarks são identificados com os *partons*. Mas voltemos a origem do modelo a *partons* simples.

Os dados experimentais, até então, mostravam que, para os casos de espalhamento elástico e na produção de ressonâncias, as funções de estrutura MW_1 , $\nu W_2 \rightarrow 0$ quando $Q^2 \rightarrow \infty$. Tal fato decorre dos fatores de forma tenderem a zero rapidamente para grande Q^2 . Entretanto, para $x = Q^2/2M\nu$ fixo e $Q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$ ocorre o *scaling* de Bjorken, como já mencionado:

$$\begin{aligned} MW_1(\nu, Q^2) &\rightarrow F_1(x) \\ \nu W_2(\nu, Q^2) &\rightarrow F_2(x). \end{aligned} \tag{1.42}$$

Isto implica que as funções de estrutura são independentes de qualquer escala de massa. Este fenômeno só ocorre se o processo inelástico for decorrente de uma soma incoerente de espalhamentos elásticos do fóton virtual por constituintes puntiformes no nucleon, a exemplo do caso puramente leptônico $e\mu$, onde nenhuma escala de massa está presente como vemos da Eq. (1.28), que pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} 2m_\mu W_1 &= \frac{Q^2}{2m_\mu \nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_\mu \nu}\right) \\ \nu W_2 &= \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_\mu \nu}\right). \end{aligned} \tag{1.28'}$$

Se, ao invés do μ , tivermos uma outra partícula do tipo j , de massa m_j , spin $\frac{1}{2}$ e cuja carga elétrica é uma fração q_j da carga elementar e , obtêm-se da Eq.

(1.26')

$$2m_j W_1^{ij} = q_j^2 \frac{Q^2}{2m_j \nu} \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m_j \nu} \right)$$

$$\nu W_2^{ij} = q_j^2 \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m_j \nu} \right).$$
(1.43)

As funções de estrutura neste caso devem ser, de acordo com o modelo a partons, construídas como uma soma incoerente de espalhamentos elásticos do lépton incidente sobre esses objetos fermiônicos chamados partons, que constituem o nucleon. Os dados experimentais mostram uma dependência suave de $2m_N W_1$ com x , o que sugere uma distribuição contínua de massas no interior do nucleon. Neste modelo, no limite em que o momento do próton é extremamente grande ($P \rightarrow \infty$), cada parton transporta uma certa fração de momento total do próton, igual ao x de Bjorken, como veremos a seguir. Seja p_j o quadri-impulso de um certo parton j ,

$$p_j = \epsilon_j P; \quad 0 \leq \epsilon_j \leq 1,$$

pois consideramos que os partons não têm momento transversal significativo.

Assim, o vértice do diagrama de Feynman, correspondente a parte hadrônica possui a seguinte equivalência, mostrado na Fig. 1.5:

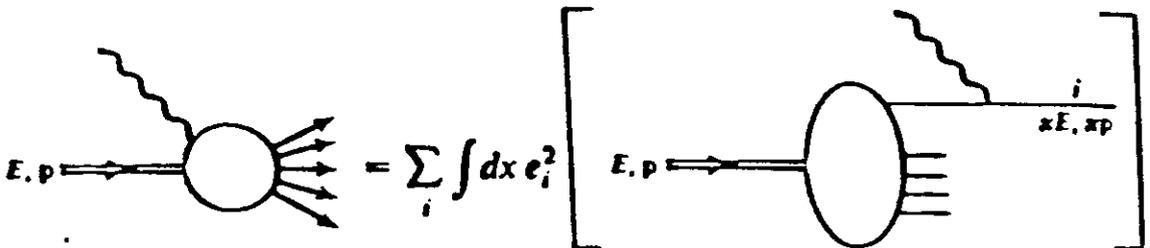


Fig. 1.5 Espalhamento profundamente inelástico $e^- N \rightarrow e^- X$, visto como uma soma incoerente de espalhamentos elásticos $e^- \text{parton} \rightarrow e^- \text{parton}$.

Aplicando a conservação do quadri-impulso ao vértice partônico, temos $p_j + q = p'_j$, ou $p_j^2 + q^2 + 2p_j \cdot q = p_j'^2$. Mas, como $p_j^2 = p_j'^2 = m_j^2$, temos que:

$$q^2 + 2p_j \cdot q = 0$$

Conseqüentemente, a fração de momento do nucleon transportada pelo parton é idêntica à variável de *scaling* de Bjorken x .

$$\epsilon_j = -\frac{q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \equiv x \quad (1.44)$$

Para escrever as funções de estrutura em termos da contribuição dos *partons*, define-se uma função de distribuição de momento dos *partons* $f_j(x)$ de tal maneira que $f_j(x)dx$ representa a probabilidade de encontrar o parton i carregando uma fração de momento entre x e $x + dx$. Podemos então obter a função de estrutura, simplesmente somando a contribuição de cada um dos diferentes tipos de parton:

$$W_{1,2}^{\epsilon N}(\nu, Q^2) = \sum_j W_{1,2}^j(\epsilon l) \quad (1.45)$$

Considerando que $f_j(x)dx$ é proporcional ao número de *partons* do tipo j com fração de momento x , temos:

$$W_{1,2}^j = \int_0^1 dx' f_j(x') W_{1,2}^{\epsilon p_j \rightarrow \epsilon p_j} \quad (1.46)$$

Usando a Eq. (1.43), temos para $W_1^{\epsilon N}$

$$W_1^{\epsilon N} = \sum_j \int_0^1 dx' f_j(x') q_j^2 \frac{Q^2}{4x'^2 m_N^2 \nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_N x' \nu}\right),$$

onde $m_j = x' m_N$. Assim obtem-se:

$$W_1^{\epsilon N} = \sum_j \int_0^1 dx' f_j(x') q_j^2 \frac{x}{2x'^2 m_N} x' \delta(x' - x) \quad (1.47)$$

onde usamos a definição $x = \frac{Q^2}{2m_N \nu}$. A função delta na equação acima exprime o fato da fração de momento do parton ser idêntica à variável cinemática x do fóton

virtual, isto é, o fóton deve possuir o valor correto de x para ser absorvido por um parton carregando a fração de momento do nucleon dada por x de Bjorken. Obtemos então para a função de estrutura:

$$W_1^{iN}(\nu, Q^2) = \frac{1}{2m_N} \sum_j q_j^2 f_j(x) \quad (1.48)$$

Analogamente, para νW_2 obtemos:

$$\nu W_2(\nu, Q^2) = \sum_j q_j^2 x f_j(x) \quad (1.49)$$

Assim, como vimos, é possível reproduzir o comportamento das funções de estrutura no limite de Bjorken, em termos do modelo a *partons*, onde as funções de estrutura adimensionais são escritas como:

$$\begin{aligned} m_N W_1 \rightarrow F_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_j q_j^2 f_j(x) \\ \nu W_2 \rightarrow F_2(x) &= \sum_j q_j^2 x f_j(x) \end{aligned} \quad (1.50)$$

Consequentemente temos:

$$F_2(x) = 2xF_1(x), \quad (1.51)$$

conhecida como relação de Callan-Gross. Esta relação é consequência direta do fato de considerarmos todos os *partons* como partículas pontuais de spin $\frac{1}{2}$ e carga elétrica $q_j e$, mas como veremos a seguir, não é a demonstração de que os *partons* tenham todos spin $\frac{1}{2}$. Para isto é necessário analisar a razão entre as seções de choque de absorção transversal e longitudinal. A partir das Eqs. (1.36) e (1.50), podemos obter:

$$R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{(1 + \frac{\nu^2}{Q^2})W_2 - W_1}{W_1} = \frac{F_2(x) - 2xF_1(x)}{2xF_1(x)} \quad (1.52)$$

onde desprezamos o termo F_2/ν , pois $\nu \rightarrow \infty$. Então, se de fato verifica-se a relação de Callan-Gross, $R \rightarrow 0$ no limite de Bjorken. É interessante ressaltar

que se consideramos todos os *partons* como partículas de spin 0, obtemos um resultado bem diferente. Neste caso, como os *partons* não tem momento magnético, a expressão da seção de choque é análoga à Eq. (1.9), a menos do termo que contém $\sin^2(\theta/2)$. As funções de estrutura são neste caso dadas por:

$$\nu W_2(\nu, Q^2) = \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m_p \nu} \right)$$

$$W_1(\nu, Q^2) = 0,$$

o que implica em $R \rightarrow \infty$. O valor experimental desta razão é $R \approx 0.18 \pm 0.20$, o que parece ser bom indicador de que os *partons* não podem ser todos escalares. Uma simples análise deste fato não impõe, no entanto, a condição de que todos os *partons* tenham spin $\frac{1}{2}$. Não há nenhum argumento físico que impeça a existência de *partons* com valores de spin diferentes juntamente aos *partons* fermiônicos no interior do nucleon.

Essa possibilidade foi primeiramente investigada nas Refs. [16,17]. Na Ref. [18], os autores mostram que, caso o diquark pseudo-vetorial não possua momento magnético anômalo, a Eq. de Callan-Gross é ainda válida no limite de ν e Q^2 grandes, considerando-se os termos dominantes em Q^2 . Logo, ao contrário do que normalmente se afirma nos livros texto, tal relação pode ainda ser válida se considerarmos também a presença de objetos efetivos de spin 1 (diquarks) no interior do nucleon.

No âmbito de um modelo a *partons* mais detalhado, devemos considerar também a contribuição dos antipartons. No caso do nucleon e demais bárions, os antipartons pertencem todos ao mar de Dirac. Se nos perguntarmos qual é a fração de impulso total do nucleon que é carregada pelos *partons* e antipartons (denotada por F) vamos concluir que apenas 50% do impulso total podem ser atribuídos a estes constituintes. Tal conclusão resulta da análise conjunta de dados experimentais dos espalhamentos eN e νN . De fato, podemos mostrar que, abaixo do limiar de produção de charme [13],

$$F < \frac{9}{2} \int_0^1 dx [F_2^{ep}(x) + F_2^{en}(x)] - \frac{3}{4} \int_0^1 dx [F_2^{\nu p}(x) + F_2^{\nu n}(x)]. \quad (1.53)$$

O lado direito desta equação é medido experimentalmente e vale $\approx 1/2$. O resultado praticamente não se altera acima do limiar de produção do charme [13]. A solução deste aparente paradoxo foi a introdução de novos constituintes que não interagem nem elétrica e nem fracamente; são eles os *gluons*, mediadores da interação forte entre os quarks na QCD.

Os gluons podem ser emitidos pelos quarks criando pares de quark-antiquark ou até mesmo mais gluons, uma vez que eles possuem carga de cor (a carga da interação forte), o que não ocorre na QED. Desta forma, o fóton virtual que sonda o nucleon no espalhamento profundamente inelástico pode interagir com um parton qualquer antes ou depois dele emitir gluons. Do ponto de vista da QCD, se prevê que o *scaling* seja violado por logaritmos e, em princípio, podemos calcular estas correções. Este resultado pode ser traduzido na linguagem do modelo a *partons* incluindo-se nas funções de distribuição dos *partons* uma particular dependência em Q^2 , ou seja, $q(x) \rightarrow q(x, Q^2)$. Isto significa que todo o modelo a *partons* deve ser revisto, levando-se em conta as correções de QCD. A evolução de Q^2 das funções de distribuição é dada pelas equações de Altarelli-Parisi [19].

Para o que nos interessa nesta tese, gostaríamos de concluir este capítulo lembrando que, em 1985, a Colaboração EMC [20], mostrou que uma descrição coerente dos seus dados e dos dados do SLAC sobre $F_2(x, Q^2)$ só é possível se existem contribuições à função de estrutura do tipo $1/Q^2$, uma vez que a evolução de QCD sozinha não basta para explicar as violações de *scaling* observadas para valores de $x > 0.4$ (Fig. 1.6). Tal contribuição pode advir de termos de *higher twist*, como discutiremos no Capítulo III. Neste mesmo ano já se conhecia a contribuição dos diquarks à $F_2(x, Q^2)$, que como veremos no Capítulo II, sugere uma possível explicação para este tipo de violação de *scaling*. Mostraremos, no Capítulo IV, que estes efeitos de *higher twist* podem realmente ser descritos introduzindo-se os diquarks como constituintes efetivos do nucleon.

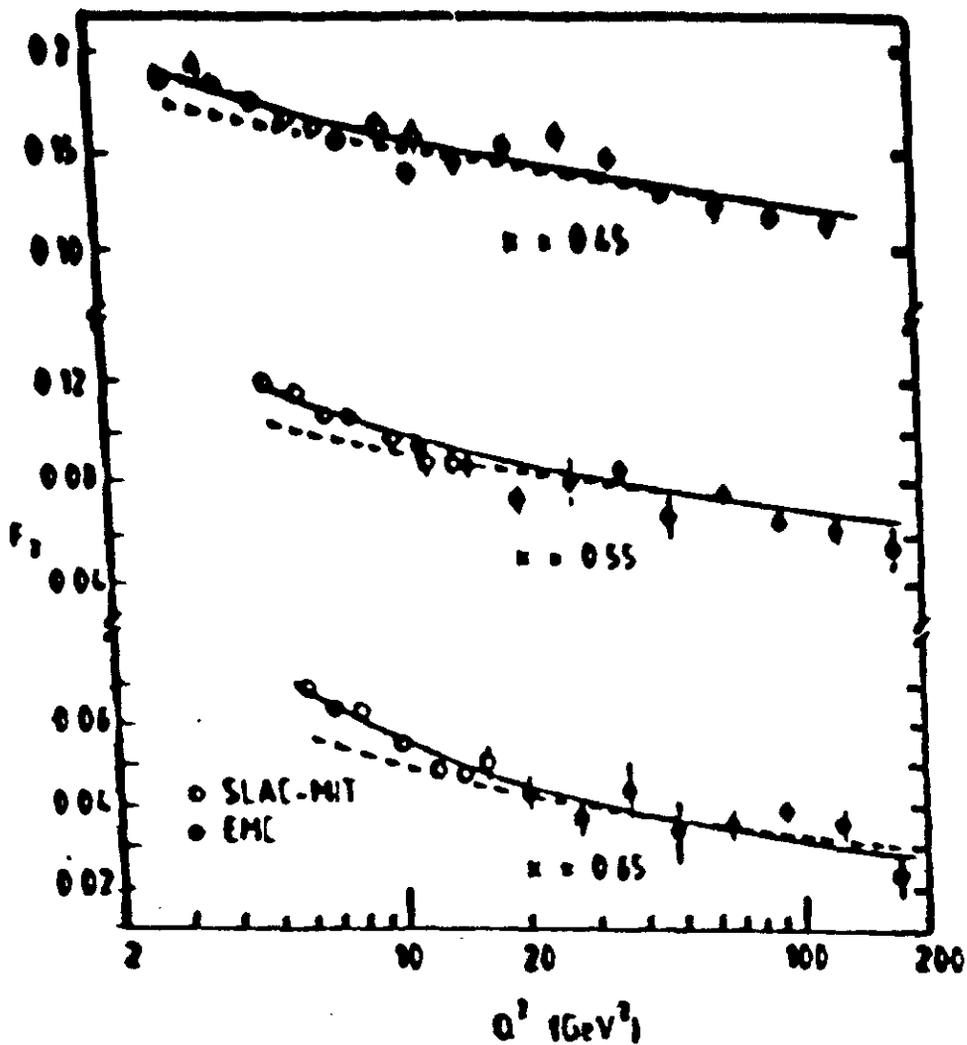


Fig. 1.6 Confronto dos resultados para $F_2(x, Q^2)$, na região: $x \geq 0.45$ e $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$. Dados de EMC (\bullet) e SLAC (\circ). A linha sólida combina o resultado da QCD (linha tracejada) com correções de higher twist do tipo $1/Q^2$.

CAPÍTULO II

DA CONTRIBUIÇÃO DOS DIQUARKS AO ESPALHAMENTO PROFUNDAMENTE INELÁSTICO

II.1 O que são os diquarks?

Antes de discutirmos a contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico, nada mais natural do que iniciarmos este Capítulo definindo o que entendemos por *diquark*. As demais Seções deste Capítulo serão dedicadas a uma revisão dos principais resultados de análises de espalhamentos inelásticos, de diversos tipos de léptons por diferentes alvos, tomando por base diferentes versões de um modelo de constituintes para o nucleon onde *diquarks* são levados em conta.

No mais recente artigo de revisão sobre os diquarks [1] lê-se: “*neste artigo qualquer sistema de dois quarks é um diquark*”. Naturalmente esta definição abrange outras mais específicas que são discutidas neste artigo, das quais gostaríamos de destacar duas:

- um diquark é qualquer sistema de dois quarks considerados coletivamente;
- um diquark é uma correlação de dois quarks em um hadron que contém mais de dois quarks.

A primeira possibilidade, que adotaremos neste trabalho, é a que mais comumente se encontra na literatura. Nesta visão — conhecida como *Diquark Model* — os diquarks são considerados como objetos bosônicos efetivos, quasi-elementares, onde apenas seus fatores de forma levam em conta o fato deles serem espacialmente extensos ou, se preferirmos, no modelo é o único atributo do diquark que guarda uma certa memória dele ter sido formado de dois quarks. A dependência

funcional destes fatores de forma, como veremos mais tarde, é tal que assintoticamente ($Q^2 \rightarrow \infty$) a contribuição elástica dos diquarks desaparece.

A outra possibilidade — a de visualizar o diquark como uma correlação de dois quarks — é, por um lado mais rigorosa, mas também mais complexa e ainda não resolvida. Espera-se, no âmbito da QCD, que tais correlações ocorram no interior do nucleon devido a forças de cor. Neste caso, além de fatores de forma que levam em conta a natureza composta dos diquarks, deveríamos ser capazes de construir uma função de onda do hadron totalmente antissimétrica pela troca de dois quarks quaisquer, incluindo a permutação de um quark constituinte do diquark com o terceiro quark do hadron que não faz parte do diquark. Um tal esquema, até onde vai nosso conhecimento, ainda não foi desenvolvido, embora tenhamos a convicção de que, neste caso, faria mais sentido requerermos que a teoria efetiva dos diquarks nos desse assintoticamente o limite correto do modelo a quarks.

Podemos dizer que os diquarks nascem com a classificação dos hadrons como membros de multipletos de $SU(3)$, pois, já no seu trabalho de 1964, Gell-Mann [2] considera, em uma nota ao pé de página, a possibilidade de que possam existir estados estáveis formados de dois quarks: os diquarks. Ainda nos anos sessenta, vários autores exploraram as consequências desta conjectura de Gell-Mann sobre propriedades estáticas dos bárions, com resultados encorajadores [3-6].

Os diquarks são normalmente considerados como estados de mais baixa energia entre dois quarks de spin $s = 1/2$, i.e., estados com momento angular relativo $l = 0$. Eles podem, portanto, ser escalares ($s = 0$) ou pseudo-vetoriais $s = 1$. Com esta hipótese, a paridade de um bárion será dada por $(-1)^L$, onde L é o momento angular orbital relativo entre o quark e o diquark, o que nos permite facilmente entender o predomínio dos multipletos de $SU(6)$ para os bárions com $L^P = 0^+, 1^-, 2^+$ etc.

Do ponto de vista da simetria $SU(3)$ de cor, o diquark poderia, em princípio, pertencer tanto à representação $\mathbf{6}$ quanto à $\mathbf{\bar{3}}$, se lembrarmos que é formado por

dos quarks que pertencem à representação $\mathbb{3}$ e ($\mathbb{3} \otimes \mathbb{3} = \mathbb{6} \oplus \mathbb{3}$). No entanto, como o diquark deve formar um singlete de cor ao combinar-se com outro quark para formar o bárion, ele deve forçosamente pertencer à representação $\mathbb{3}$, ou seja, do ponto de vista da cor, o diquark se comporta como um anti-quark (*).

Claro está que para ir além das propriedades estáticas dos bárion e poder levar em conta a contribuição dinâmica dos diquarks a processos exclusivos devemos ser capazes de escrever uma função de onda para o bárion em termos dos diquarks. Naturalmente, este não é um problema intrínseco apenas do modelo a diquark. Este é, na realidade, um problema sério de qualquer modelo de constituintes, mesmo se nos limitamos ao modelo a quarks e está intimamente relacionado à atual ignorância sobre o processo de hadronização.

Sem entrarmos em detalhes, lembramos que as funções de onda dos estados bariônicos pertencentes ao octeto de $SU(3)$, pertencentes ao multiplete $\mathbb{56}$ são da forma [6]:

$$|B; s_z = \pm 1/2 \rangle = \frac{1}{2} |\phi^{M,S} \chi_{\pm}^{M,S} + \phi^{M,A} \chi_{\pm}^{M,A} \rangle \quad (2.1)$$

onde ϕ e χ são, respectivamente, as funções de onda de sabor (unitárias) e de spin, i.e.,

$$\begin{aligned} \chi_+^{M,S} &= \frac{1}{\sqrt{6}} [(1\downarrow + 1\uparrow)\uparrow - 2(1\uparrow)\downarrow] \\ \chi_-^{M,S} &= -\frac{1}{\sqrt{6}} [(1\downarrow + 1\uparrow)\downarrow - 2(1\downarrow)\uparrow] \\ \chi_+^{M,A} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(1\downarrow - 1\uparrow)\uparrow] \\ \chi_-^{M,A} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} [(1\downarrow - 1\uparrow)\downarrow] \end{aligned} \quad (2.2)$$

e, limitando-nos ao próton, composto de quarks u e d ,

$$\begin{aligned} \phi^{M,S} &= \frac{1}{\sqrt{6}} [(ud + du)u - 2uud] \\ \phi^{M,A} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(ud - du)u] \end{aligned} \quad (2.3)$$

(*) Os diquarks pertencentes à representação $\mathbb{6}$ podem ser relevantes na descrição de estados exóticos a muitos quarks [7].

Usando as Eq. (3.2-3), a Eq. (3.1) pode ser reescrita, para o próton, como:

$$\begin{aligned}
 |p, +1/2\rangle = & \frac{1}{\sqrt{18}} \{ 2(u_1 d_1 u_1 + d_1 u_1 u_1 + u_1 u_1 d_1) \\
 & - (u_1 d_1 u_1 + d_1 u_1 u_1 + u_1 u_1 d_1) \\
 & - (u_1 d_1 u_1 + d_1 u_1 u_1 + u_1 u_1 d_1) \}
 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Como mencionamos acima, o problema agora é como passar desta função de onda estática àquela dinâmica, ou seja, a uma função de onda efetiva $\phi(x, Q^2)$, que nos possibilite calcular as amplitudes elementares de espalhamento para processos exclusivos.

No âmbito do modelo a quarks, Chernyak e Zhitnitsky [9] propuseram o seguinte Ansatz geral para descrever tal função de onda no caso do próton (onde omitimos, por simplicidade, os índices de cor):

$$\begin{aligned}
 \psi_{p,+}(z) = & f \left\{ \frac{1}{2} [V(z) - A(z)] u_+(z_1) u_-(z_2) d_+(z_3) \right. \\
 & + \frac{1}{2} [V(z) + A(z)] u_-(z_1) u_+(z_2) d_+(z_3) \\
 & \left. - T(z) u_+(z_1) u_+(z_2) d_-(z_3) \right\} + \text{permut.},
 \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde os sinais \pm indicam as helicidades dos quarks e do próton, f é uma constante dimensional, análoga à constante de decaimento do pión, f_π , e z é a fração de impulso longitudinal do próton (z_1, z_2, z_3) transportada pelos quarks; a abreviatura *permut.* indica todos os outros termos obtidos permutando-se a ordem de z_1, z_2 e z_3 ($V(z_1, z_2, z_3) u_+(z_1) u_-(z_2) d_+(z_3) \rightarrow (V(z_1, z_3, z_2) u_+(z_1) d_+(z_2) u_-(z_3)$ etc.). A Eq. (2.5) se reduz à função de onda de $SU(6)$, Eq. (2.4), se $A(z) = 0$, $T(z) = V(z)$ com $V(z)$ sendo uma função totalmente simétrica em z_1, z_2, z_3 .

Para se obter a função de onda de um bárion em termos de quarks e diquarks podemos seguir este mesmo procedimento até chegarmos a uma equação análoga à Eq. (2.5).

Os diquarks (qq'), por analogia com os estados mesônicos, são dados por:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(q' + q') \otimes \begin{cases} (11) \equiv V_{(qq')}^{+1} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(1\bar{1} + 11) \equiv V_{(qq')}^0 \\ (1\bar{1}) \equiv V_{(qq')}^{-1} \end{cases}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(q' - q') \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(1\bar{1} - 11) \equiv S_{(qq')}$$



Usando as Eqs. (2.1-3), obtemos a função de onda estática do próton em termos dos diquarks (*):

$$|p, s_z = \pm 1/2 \rangle = \frac{\pm 1}{\sqrt{18}} |V_{(ud)}^0 u_{1(1)} - \sqrt{2} V_{(ud)}^{\pm 1} u_{1(1)} - \sqrt{2} V_{(uu)}^0 d_{1(1)} + 2V_{(uu)}^{\pm 1} d_{1(1)} \pm 3S_{(ud)} u_{1(1)} \rangle. \quad (2.6)$$

Neste caso, o Ansatz que corresponde àquele da Eq. (2.5) e especifica o conteúdo de quarks de valência e de diquarks para o próton, no modelo quark-diquark, expresso pela seguinte função de onda de sabor e spin [10-11]:

$$|p, s_z = \pm 1/2 \rangle = \pm \frac{1}{3} \left\{ \sin \Omega [\sqrt{2} V_{(ud)}^{\pm 1} u^{\mp} - 2V_{(uu)}^{\pm 1} d^{\mp} + \sqrt{2} V_{(uu)}^0 d^{\pm} - V_{(ud)}^0 u^{\pm}] \mp 3 \cos \Omega S_{(ud)} u^{\pm} \right\}, \quad (2.7)$$

onde $V_{(ud)}^{\pm 1}$ descreve o diquark pseudo-vetorial (ud) com a terceira componente do spin $S_z = \pm 1$, u^{\mp} descreve um quark u com $S_z = \mp \frac{1}{2}$, e assim sucessivamente. As componentes pseudo-vetorial e escalar do diquark possuem diferentes pesos na função de onda, de forma que, as probabilidades de encontrar um diquark escalar ou pseudo-vetorial no próton são, respectivamente, $\sin^2 \Omega$ e $\cos^2 \Omega$. Estes coeficientes são, portanto, uma medida da violação de $SU(6)$ no modelo a diquarks; quando $\Omega = \pi/4$ recaímos numa função de onda tipo $SU(6)$. A Eq. (2.7) fixa a normalização das funções de distribuições de valência:

(*) Note que para quarks iguais $\frac{1}{\sqrt{2}}(qq' + q'q) \rightarrow qq$.

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 S(x) dx &= \cos^2 \Omega \\
 \int_0^1 V_{(ud)}(x) dx &= \frac{1}{3} \sin^2 \Omega \\
 \int_0^1 V_{(uu)}(x) dx &= \frac{2}{3} \sin^2 \Omega \\
 \int_0^1 u_s(x) dx &= \int_0^1 d_s(x) dx = \cos^2 \Omega \\
 \int_0^1 u_{V_{(uu)}}(x) dx &= \frac{4}{3} \sin^2 \Omega \\
 \int_0^1 u_{V_{(ud)}}(x) dx &= \int_0^1 d_{V_{(ud)}}(x) dx = \frac{1}{3} \sin^2 \Omega.
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

Esse resultado será útil no cálculo apresentado no Capítulo IV.

II.2 Evidências a Favor dos Diquarks: um Resumo

No âmbito do modelo a *partons/quarks*, constituintes efetivos de spin 0 e 1 no interior dos bárions podem existir como estados formados de dois quarks. São eles os diquarks escalares e pseudo-vetoriais. O que em 1966 era uma mera conjectura de Gell-Mann [2] tem hoje a seu favor várias evidências experimentais e o suporte de argumentos teóricos [1]. Tais evidências sugerem, cada vez mais, que os diquarks podem ser usados como um modelo eficaz de algumas correções não perturbativas da QCD, que não sabemos ainda tratar teoricamente, em uma certa escala de Q^2 . Nesta Seção, alguns dos processos físicos que podem ser interpretados à luz do modelo a diquarks serão citados.

Os diquarks escalares têm um importante papel na descrição de vários processos exclusivos em uma escala intermediária de energias, a saber: o fator de forma eletromagnético do nucleon [12], a reação $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ [13], e alguns decaimentos de mésons charmosos em $p\bar{p}$ [14]. Considerando ainda processos inclusivos, a produção de $\pi\pi$ com valores altos de x de Bjorken na reação inclusiva K^+p a 70 GeV [15] e diferentes análises de funções de estrutura do nucleon extraídas

de vários espalhamentos profundamente inelásticos [16, 17] — que trataremos em separado na próxima seção — dão suporte à idéia de que os diquarks existem no interior dos bárions. Da análise conjunta de todas estas evidências resulta que, para valores intermediários de Q^2 , o nucleon é essencialmente formado de um quark u e um diquark escalar $S_{(ud)}$ praticamente puntiforme. Supõe-se que os diquarks pseudo-vetoriais são mais pesados e mais fracamente ligados do que os escalares, podendo ser desprezados sempre que $Q^2 \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$.

Temos, entretanto, outras evidências a favor dos diquarks pseudo-vetoriais como constituintes bariônicos, mesmo para valores de Q^2 significativamente grandes, como por exemplo: a fragmentação do próton em hyperons Λ e Y^{*+} observada em interações νp [18] e a produção inclusiva de p/Δ^{++} em colisões pp a grandes valores de p_T no ISR [19].

Podemos, assim, concluir que é considerável o número de reações inclusivas e exclusivas, envolvendo bárions, que dão aval à idéia da existência de diquarks como constituintes bariônicos, embora ainda não se disponha de um quadro privo de ambigüidades. Em particular, persiste na literatura uma controvérsia a respeito da região cinemática onde predominam os diquarks escalares. Quanto aos pseudo-vetoriais existe quase um consenso de que eles populam a região de x grande, embora na maioria dos trabalhos este tipo de constituinte não seja considerado.

Procurar contribuir para o esclarecimento desta importante questão é uma das motivações desta tese e, para tanto, vamos partir dos resultados teóricos da Ref. [20], que levam em conta, de forma completa, a contribuição dos diquarks às diversas funções de estrutura do espalhamento profundamente inelástico ep (polarizado e não polarizado)^(*).

Para situar melhor o contexto de nossa contribuição vamos rever brevemente alguns estudos precedentes que consideraram, de forma diferenciada, a contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico, procurando ressaltar

(*) A extensão destes cálculos ao espalhamento profundamente inelástico νN , no caso não polarizado, está sendo feita por Paulo Quinteiros, Tese de Mestrado do CBPF, em andamento.

os limites de cada um deles.

11.8 O papel dos diquarks no espalhamento profundamente inelástico

Vimos no Capítulo I que, ao menos em princípio, nada exclui a possibilidade de existência de *partons* de spin diferente de $1/2$ (quarks) no interior do nucleon. Por outro lado, vimos que os diquarks de menor energia são aqueles de spin 0 e 1 e espera-se que uma correlação entre dois quarks possa ocorrer numa escala de momento transferido não muito grande, i.e., para valores de Q^2 compreendidos entre 1 e $20 \div 30 \text{ GeV}^{2(**)}$. Este fato, juntamente com as evidências citadas na Seção 11.2, por si só, já pode ser considerado uma boa motivação para um estudo sistemático da contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico. Tal idéia não é nova, e na realidade remonta a meados da década de 70 [21, 22] e início dos anos 80 [23-26]. Uma análise numérica mais recente da contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico foi realizada em 1992 [17]. No entanto, podemos verificar do que se segue que nenhuma dessas análises parte da expressão mais geral para a contribuição dos diquarks a este espalhamento, como foi calculada na Ref. [20].

Os primeiros trabalhos nesta linha, buscavam, na verdade, mostrar que era plausível explicar *toda* a dependência de Q^2 das funções de estrutura F_1^{ep} e F_2^{ep} através dos diquarks. Embora diferissem em detalhes, todos estes trabalhos sustentavam a idéia de uma mistura de quarks e diquarks no interior do nucleon. Alguns pressupunham uma simetria $SU(6)$ exata [21-23] para os diquarks, enquanto outros não [10,24-27], sustentando o predomínio dos escalares. O primeiro caso equivale a dizer que existem três tipos de diquarks: dois pseudo-vetoriais V_{uu} e V_{ud} e um escalar S_{ud} , numa proporção fixa de $\frac{1}{3} : \frac{1}{6} : \frac{1}{2}$, respectivamente. Mas todos tinham em comum o fato de não considerarem excitações do diquark e,

(**) Estamos usando, em toda a tese, o símbolo \div para denotar "de ... até". Assim, nesta expressão queremos dizer "de 20 até 30 GeV^2 ".

excetuando-se a contribuição da Ref. [22], os diquarks nunca se quebravam após as colisões, i.e., somente colisões elásticas dos diquarks eram consideradas.

De acordo com os autores da Ref. [28] os modelos [21-23] não são capazes de explicar corretamente os dados experimentais do espalhamento profundamente inelástico induzido por neutrinos. Isto porque, como o acoplamento $W^\pm S_{(ud)}$ não é permitido, seria necessária uma grande quantidade de diquarks pseudo-vetoriais para explicar os dados. Uma alternativa seria, por exemplo, supor que o W^+ interage apenas com o quark d que compõem o diquark escalar provocando um *spin-flip* deste quark, mas esta é uma contribuição à seção de choque que é suprimida. Neste caso, era de se esperar um novo tipo de acoplamento de W^\pm com $S_{(ud)}$, mas os autores continuam usando o mesmo fator de forma para todos os diquarks e mantém a simetria de $SU(6)$.

Nos anos 82-83, alguns trabalhos [29-31] do chamado Grupo de *Stockholmo* mostram ser possível reproduzir o conjunto de dados experimentais disponíveis na época para espalhamentos inelásticos ep , eD ($D = \text{deutério}$), μN e νN ($N = \text{núcleo}$), desde que se aceite uma grande violação da simetria $SU(6)$, embora a simetria $SU(2)$ de isospin seja mantida. Na realidade, os autores praticamente postulam que o próton seja formado por um quark u e um diquark escalar $S_{(ud)}$. Os diquarks pseudo-vetoriais seriam, segundo estes autores, muito raros, especialmente extensos, mas importantes para a explicação do espalhamento νN , via a transição escalar \rightleftharpoons pseudo-vetorial pela absorção de um W .

Esse modelo também tem como característica o fato de não considerar a contribuição inelástica dos diquarks como em [22]. Usando fatores de forma do tipo

$$D(Q^2) = \frac{Q_0^2}{Q_0^2 + Q^2}, \quad (2.9)$$

obteve-se da análise do comportamento das funções de estrutura para diversos alvos que $Q_0^2 \simeq 10 \text{ GeV}^2$ para o diquark escalar e $Q_0^2 \simeq 2 \text{ GeV}^2$ para o pseudo-vetorial, o que indica que o escalar é praticamente puntiforme, enquanto o pseudo-vetorial é bastante extenso. Na realidade, dada a qualidade dos dados disponíveis

na época e supondo que toda a dependência de Q^2 nas funções de estrutura advém dos diquarks, não foi possível obter muito mais informações do que as apresentadas acima.

Antes de prosseguirmos a revisão de outros trabalhos que analisam o espalhamento profundamente inelástico, vamos abrir aqui um parêntesis para mencionar a contribuição elástica dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais às funções $W_{1,2}$ e discutir o tipo de dependência em Q^2 que eles introduzem nestas funções, dada por [32]:

$$\begin{aligned}
 2m_p W_1 &= \sum_q q(x) \epsilon_q^2 + \sum_V V(x) \epsilon_V^2 \left(\frac{2}{3} + \frac{Q^2}{6x^2 m_p^2} \right) F_V^2(Q^2) \\
 \frac{\nu W_2}{x} &= \sum_q q(x) \epsilon_q^2 + \sum_V V(x) \epsilon_V^2 \left(1 + \frac{Q^2}{6x^2 m_p^2} \right) F_V^2(Q^2) + \\
 &\quad + \sum_S S(x) \epsilon_S^2 F_S^2(Q^2),
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

onde $q(x)$, $V(x)$ e $S(x)$ são as funções de distribuição dos quarks, diquarks pseudo-vetoriais e escalares, respectivamente, e F_V e F_S os fatores de forma dos diquarks.

Se estes novos *partons* S e V fossem puntiformes ($F_S = F_V = 1$) nota-se, da Eq. (3.13), que os diquarks escalares não introduziriam qualquer violação de *scaling* em $m_p W_1$ e νW_2 , enquanto os pseudo-vetoriais introduziriam enormes violações de *scaling* $\sim Q^2$, não observadas. Tomando-se fatores de forma do tipo dado pela Eq. (3.12) os escalares dariam lugar a violações de *scaling* do tipo $\sim Q^{-4}$, enquanto os pseudo-vetoriais $\sim Q^{-2}$. Pode-se, por conseguinte, esperar que os diquarks modelem efeitos de *higher twist* como o que foi mencionado ao final do Capítulo I. É ainda digno de nota que, de qualquer modo, os diquarks escalares introduzem uma violação da relação de Callan-Gross, pois só contribuem à W_2 , embora, a grandes valores de Q^2 , os pseudo-vetoriais a preservem.

Em 1985, Ref. [32], ainda considerando somente diquarks escalares, foi estudada a dependência em x e Q^2 da função F_2 devido aos diquarks e aos quarks que não compõem o diquark. Recentemente, usando dados com erros menores, foi feita uma análise mais detalhada do espalhamento profundamente inelástico

ep [17], abrangendo uma vasta região de Q^2 ($2 \lesssim Q^2 \lesssim 200 \text{ GeV}^2$), mas considerando ainda, com base nos resultados da Ref. [32], apenas a contribuição dos diquarks escalares. Os autores sustentam que na região cinemática em estudo, a contribuição dos diquarks de spin 1 é absolutamente desprezível, ou seja, para $Q^2 \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$ só foram considerados os diquarks escalares. Isto, ainda segundo os autores, advém do fato dos diquarks pseudo-vetoriais serem sistemas muito pouco ligados e praticamente só existirem quando um dos quarks do diquark escalar se encontrar mais próximo do quark singlete do que de seu parceiro no diquark.

Os autores adotam num primeiro momento a expressão proposta para a função de estrutura do nucleon pelo modelo de *Stockholmo* em sua versão mais recente [32], considerando as contribuições do quark, q , do diquark escalar $S_{(ud)}$, do mar M , e também a parte inelástica dos diquarks, admitindo assim a possibilidade dos diquarks serem sondados internamente. Formalmente, de acordo com o modelo a *partons* generalizado, isso se escreve como:

$$F_2(x, Q^2) = e_q^2 x q(x) + e_S x S(x) D^2(Q^2) + e_{q_S}^2 x q_S(x) [1 - D^2(Q^2)] + x M(x), \quad (2.11)$$

onde o fator de forma utilizado é dado pela Eq. (2.9); $q(x)$ é a distribuição do quark, $S(x)$ a distribuição do diquark escalar, $q_S(x)$ a distribuição dos quarks no interior do diquark que aparecem no caso do diquark se quebrar, e $M(x)$ a distribuição dos quarks do mar.

Com base nesta expressão, esses autores tentaram ajustar os dados experimentais numa região extensa de valores para o momento transferido $2 \lesssim Q^2 \lesssim 100 \text{ GeV}^2$, utilizando duas escolhas diferentes para o parâmetro Q_0 do fator de forma: $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ e $Q_0^2 = 3 \text{ GeV}^2$.

Para o ajuste do modelo, foram usadas as seguintes funções de distribuição:

$$\begin{aligned}
 x u(x) &= N[x^{\alpha_1}(1-x)^{\beta_1} - Bx^{\alpha_2}(1-x)^{\beta_2}] \\
 x D(x) &= N(\alpha_2, \beta_2)x^{\alpha_2}(1-x)^{\beta_2} \\
 x q_S(x) &= N(\alpha_3, \beta_3)x^{\alpha_3}(1-x)^{\beta_3} \\
 x M(x) &= A(1-x)^\gamma
 \end{aligned}
 \tag{2.12}$$

onde os diversos parâmetros α e β são números reais positivos e os N e A são as constantes de normalização. No artigo em questão verifica-se, entretanto, que este modelo ainda não é capaz de descrever satisfatoriamente o comportamento dos dados experimentais, principalmente no que diz respeito à dependência em Q^2 a grande x para as funções de estrutura. Os autores propõem então que a dependência funcional em Q^2 das funções de estrutura não sejam somente restritas aos fatores de forma do diquark, como podemos ver pela Eq. (2.11) Um dos argumentos usados na formulação desta hipótese foi o comportamento dos dados experimentais para a diferença ($F_2^p - F_2^n$) considerando diversos valores de x e Q^2 . O modelo utilizado prevê que a diferença entre as funções do próton e do neutron seja independente de Q^2 para qualquer x , como podemos ver do resultado:

$$F_2^p - F_2^n = \frac{1}{3}x u(x), \tag{2.13}$$

uma vez que as distribuições do próton e do neutron são, respectivamente:

$$\begin{aligned}
 F_2^p(x, Q^2) &= \frac{4}{9}xu(x) + \frac{1}{9}xS(x)D^2(Q^2) + \frac{5}{9}xq_S(x)[1 - D^2(Q^2)] + xM(x) \\
 F_2^n(x, Q^2) &= \frac{1}{9}xu(x) + \frac{1}{9}xS(x)D^2(Q^2) + \frac{5}{9}xq_S(x)[1 - D^2(Q^2)] + xM(x).
 \end{aligned}
 \tag{2.14}$$

e as diversas funções de distribuição referem-se àquelas do próton. Este é o ponto de partida para o ajuste da distribuição do quark u ; supondo-se que o mar é invariante por transformações de isospin, consegue-se isolar a contribuição referente ao quark que não pertence ao diquark. Verifica-se, desta forma, que não é possível um ajuste aos dados, usando uma distribuição que não apresente dependência em Q^2 . Poderíamos questionar até que ponto é válido ajustar $u(x)$ supondo o mar

invariante por $SU(2)$. Para que isso fosse exato deveríamos obter exatamente $1/3$ na regra de soma de Gottfried, o que não acontece; os dados fornecem aproximadamente 0.24 , a $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ [33]. A contribuição dos diquarks a esta regra de soma é discutida nas Refs. [34] e a possibilidade de violação de $SU(2)$ no mar considerada em [35]. De qualquer forma, este fato certamente configura uma fonte de incerteza deste procedimento.

Neste modelo, a pequeno Q^2 , o próton se comporta como um sistema quark-diquark-mar e, a grande Q^2 , como um sistema de três quarks e mar, pois o diquark é quebrado. A maior dificuldade no modelo, segundo os autores, concentra-se na região de Q^2 elevado, onde o fator de forma do diquark é aproximadamente nulo. Isto implica que a função de estrutura seja independente de Q^2 , ao contrário do que mostram os resultados experimentais. Este fato aponta na direção de que talvez a dependência em Q^2 não esteja somente presente no fator de forma do diquark.

Os resultados finais da parametrização das funções de estrutura [32] mostram um desacordo com os dados experimentais. Isso significa que a dependência em Q^2 proveniente do fator de forma, não permite uma parametrização correta das funções de estrutura F_2^p e F_2^n , principalmente no que diz respeito ao seu comportamento a grande x .

Decide-se, então, introduzir correções perturbativas no modelo, conservando entretanto a idéia original do grupo de *Stockholmo*. Para melhor descrever o comportamento dos dados, inclui-se uma evolução em Q^2 de tipo QCD para as funções de distribuição dos constituintes do nucleon, a la Altarelli-Parisi. Por trás disso está a possibilidade de quarks e diquarks, sendo objetos coloridos, emitirem ou absorverem gluons. As expressões das distribuições passam a levar em conta uma correção linear fenomenológica para cada um dos parâmetros anteriores em s , sendo s dado por:

$$s = Ln \left[\frac{Ln(Q^2/\Lambda^2)}{Ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right]$$

onde $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$ é o parâmetro de escala da QCD. As novas distribuições passam a ser:

$$\begin{aligned}
xU(x, Q^2) &= N_u \left\{ x^{\alpha'_1 + \alpha''_1} (1-x)^{\beta'_1 + \beta''_1} + \right. \\
&\quad \left. - (B' + B''_0) x^{\alpha'_1 + \alpha''_1} (1-x)^{\beta'_1 + \beta''_1} \right\} \\
xD(x, Q^2) &= N_D x^{\alpha'_1 + \alpha''_1} (1-x)^{\beta'_1 + \beta''_1} \\
xq_S(x, Q^2) &= N_q x^{\alpha'_1 + \alpha''_1} (1-x)^{\beta'_1 + \beta''_1} \\
xM(x, Q^2) &= (A' + A''_0)(1-x)^{\gamma'_1 + \gamma''_1}
\end{aligned} \tag{2.15}$$

onde os parâmetros α e β são números reais positivos; N_u , N_D e N_q , B e B' , B'' , A , A' e A'' são também constantes reais. Com isso, é possível obter um bom acordo com os dados experimentais reproduzindo mais fielmente o comportamento das funções de estrutura em Q^2 , como podemos ver nas Figs. (11.1-4).

Como resultado desta análise, obtém-se para o diquark escalar uma fração de impulso da ordem de $0.36 \div 0.39$, para $Q_0^2 = 3 \text{ GeV}^2$, e $0.25 \div 0.27$ para $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ para diversos valores de Q^2 . Para o quark u obtém-se $0.13 \div 0.17$ para $Q_0^2 = 3 \text{ GeV}^2$ e $0.16 \div 0.13$ para $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ numa extensa região de valores de Q^2 . Resumindo, obtém-se, neste modelo, que os diquarks escalares carregam a maior fração de impulso do próton, variando de 25% a 40%, dependendo da escolha de Q_0 .

Numa segunda etapa deste trabalho, o ajuste é refeito utilizando-se um modelo onde os diquarks pseudo-vetoriais são considerados além dos escalares. Neste modelo, como vimos na Eq. (2.7), o nucleon pode ser encontrado no estado quark-diquark escalar com probabilidade $\cos^2 \Omega$ e quark-diquark pseudo-vetorial com probabilidade $\sin^2 \Omega$. Para este último estado temos duas configurações possíveis: diquark pseudo-vetorial (ud) com probabilidade $\frac{1}{3}$ e diquark pseudo-vetorial (uu) com probabilidade $\frac{2}{3}$. Para o parâmetro do fator de forma, Q_0 , foram usados os valores $Q_0 = 3 \text{ GeV}^2$ e $Q_0 = 10 \text{ GeV}^2$. Baseado na expressão da função de estrutura fornecida pelo modelo de *Turim*, desenvolvido na Ref. [36], foi tentado o ajuste dos dados experimentais numa vasta região de Q^2 . Contrariamente à análise com base no modelo de *Stockholmo*, onde os diquarks se quebram à medida que a energia da sonda aumenta, neste caso, entretanto, as contribuições inelásticas dos

diquarks não são consideradas. Além disto, a forma funcional das distribuições dos diquarks pseudo-vetoriais, bem como os valores dos seus parâmetros foram fixados a priori nesta aplicação do modelo, e foram tomadas da análise da regra de soma de Gottfried feita na Ref. [34].

Novamente aqui foi necessário introduzir uma evolução em Q^2 do tipo QCD nas funções de distribuição dos constituintes no modelo original, de modo a obter um bom ajuste aos dados experimentais, reproduzindo a dependência das funções de estrutura em Q^2 principalmente quando $Q^2 \rightarrow \infty$.

Neste caso obtém-se para o diquark escalar, fração de impulso da ordem de $0.51 \div 0.53$ para $Q_0^2 = 3$ e $0.51 \div 0.35$ para $Q_0^2 = 10$, ambos em diferentes valores de Q^2 . Para o quark u , na presença do diquark escalar ud , obtém-se uma fração média em torno de 0.20 para os possíveis valores de Q_0^2 . No caso do quark d , na presença do pseudo-vetorial (uu), ou equivalentemente o quark u na presença do pseudo-vetorial (ud). Chega-se a uma função média em torno de $0.20 \div 0.25$ (ou 0.23) para os diversos valores de Q^2 e os possíveis para Q_0^2 .

Comparando-se estes resultados com o da análise precedente vemos que, em ambos os casos, o diquark escalar carrega uma quantidade expressiva do impulso do próton.

Os resultados alcançados por este trabalho estão em bom acordo com os dados experimentais da Colaboração BCDMS, que correspondem à região de Q^2 grande (Fig. II.2 2 II.3), apesar de não terem a mesma qualidade para a região onde Q^2 assume valores mais baixos, que é o caso dos dados do SLAC, como se pode notar das Figs. II.1 e II.3. como mostram as Figs. [II.1-4]. Com base nestes resultados, sustenta-se na Ref. [17] que, para uma descrição completa das funções de estrutura do nucleon, é necessário introduzir uma evolução em Q^2 nas funções de distribuições de cada um dos constituintes do modelo quark-diquark.

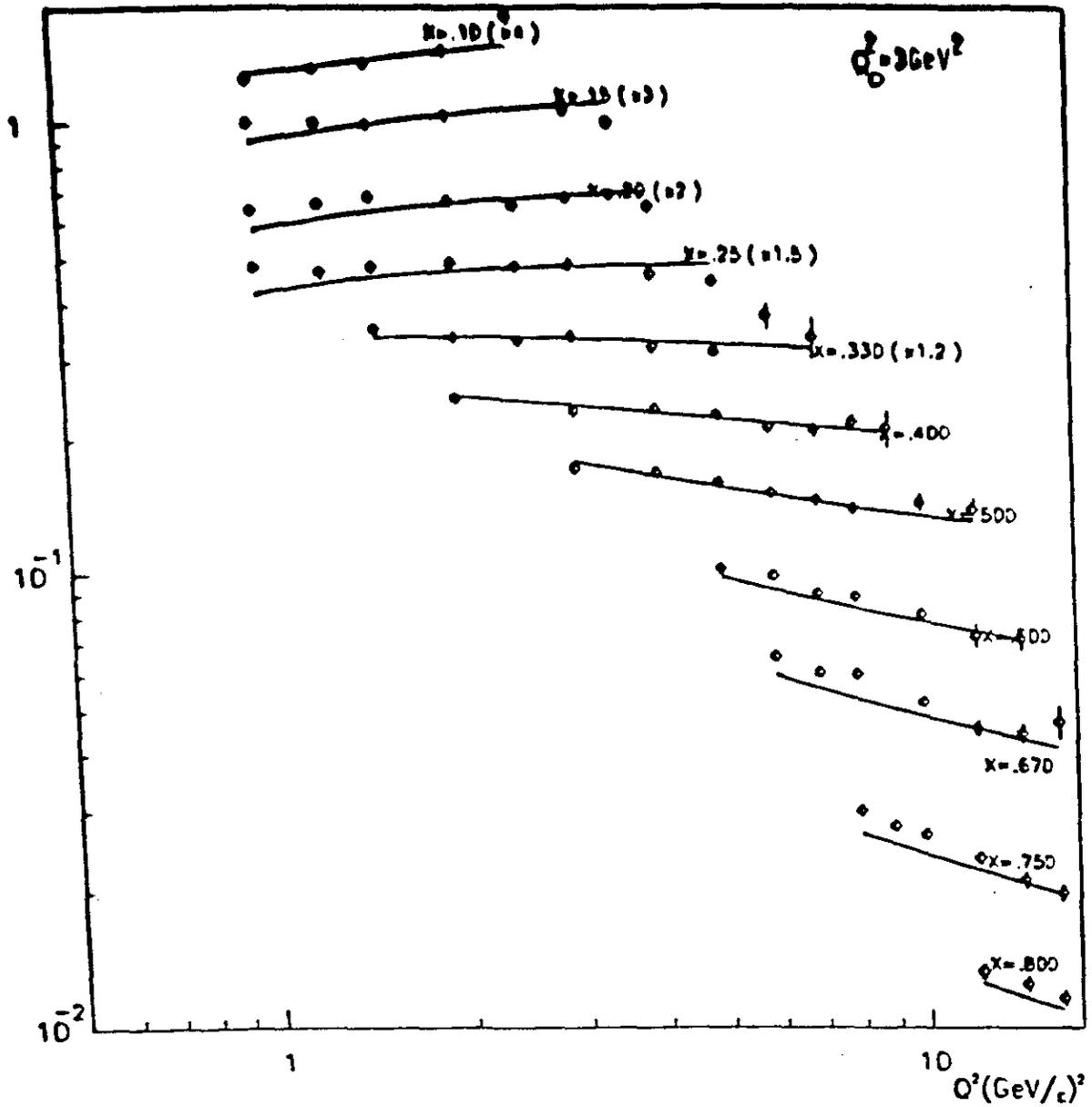


Fig. II.1 Ajuste dos dados de SLAC [37] para a função de estrutura do próton $F_2^p(x, Q^2)$ segundo a parametrização dada pelas Eqs. (3.18) incluindo uma evolução logarítmica em Q^2 , com a escolha $Q_0^2 = 3 \text{ GeV}^2$.

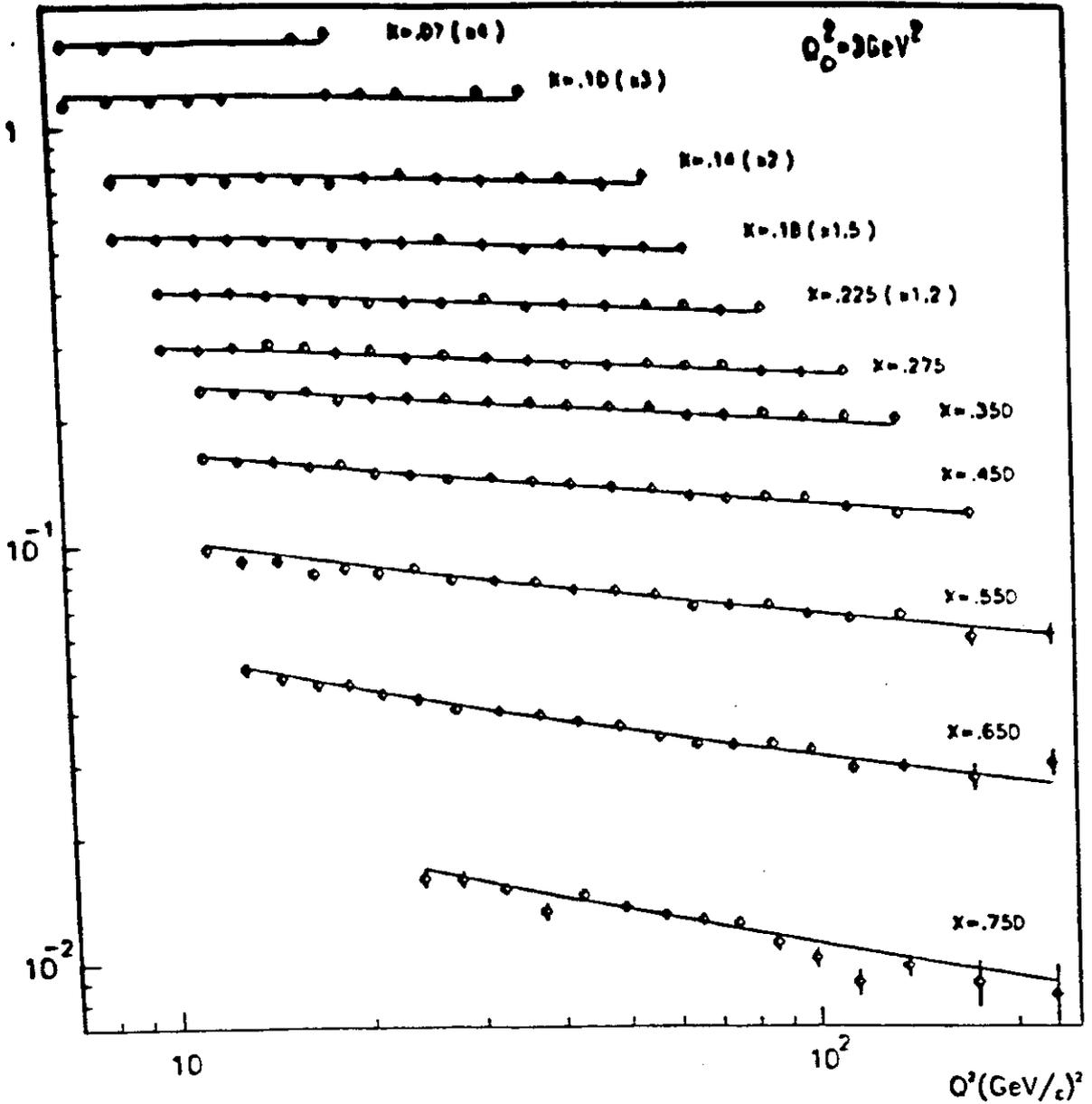


Fig. II.2 *Idem para os dados da Colaboração BCDMS [38].*

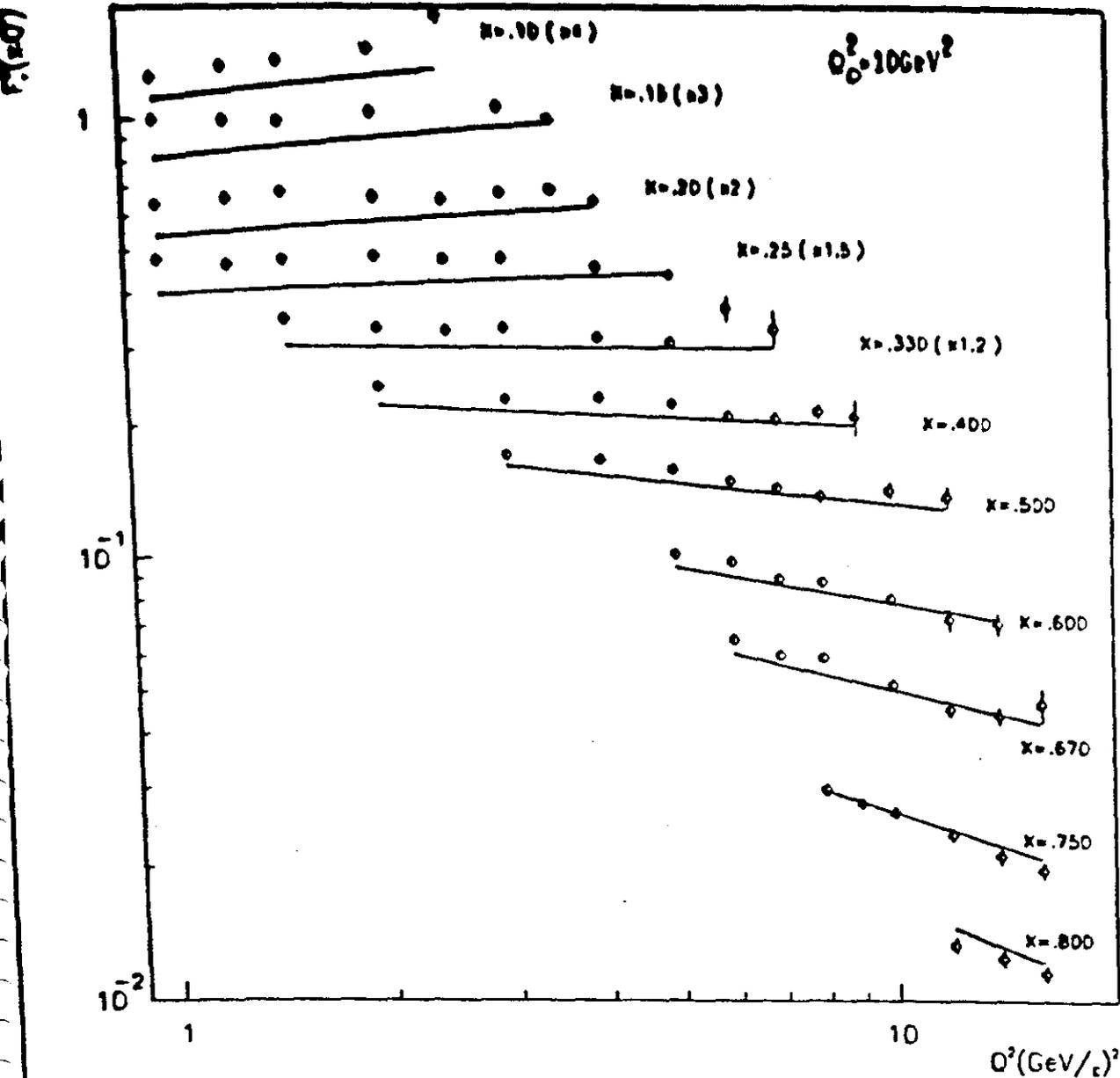


Fig. II.3 Ajuste dos dados de SLAC [37] para $F_2^p(x, Q^2)$ segundo a parametrização dada pelas Eqs. (3.18) incluindo uma evolução logarítmica em Q^2 , com a escolha $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$.

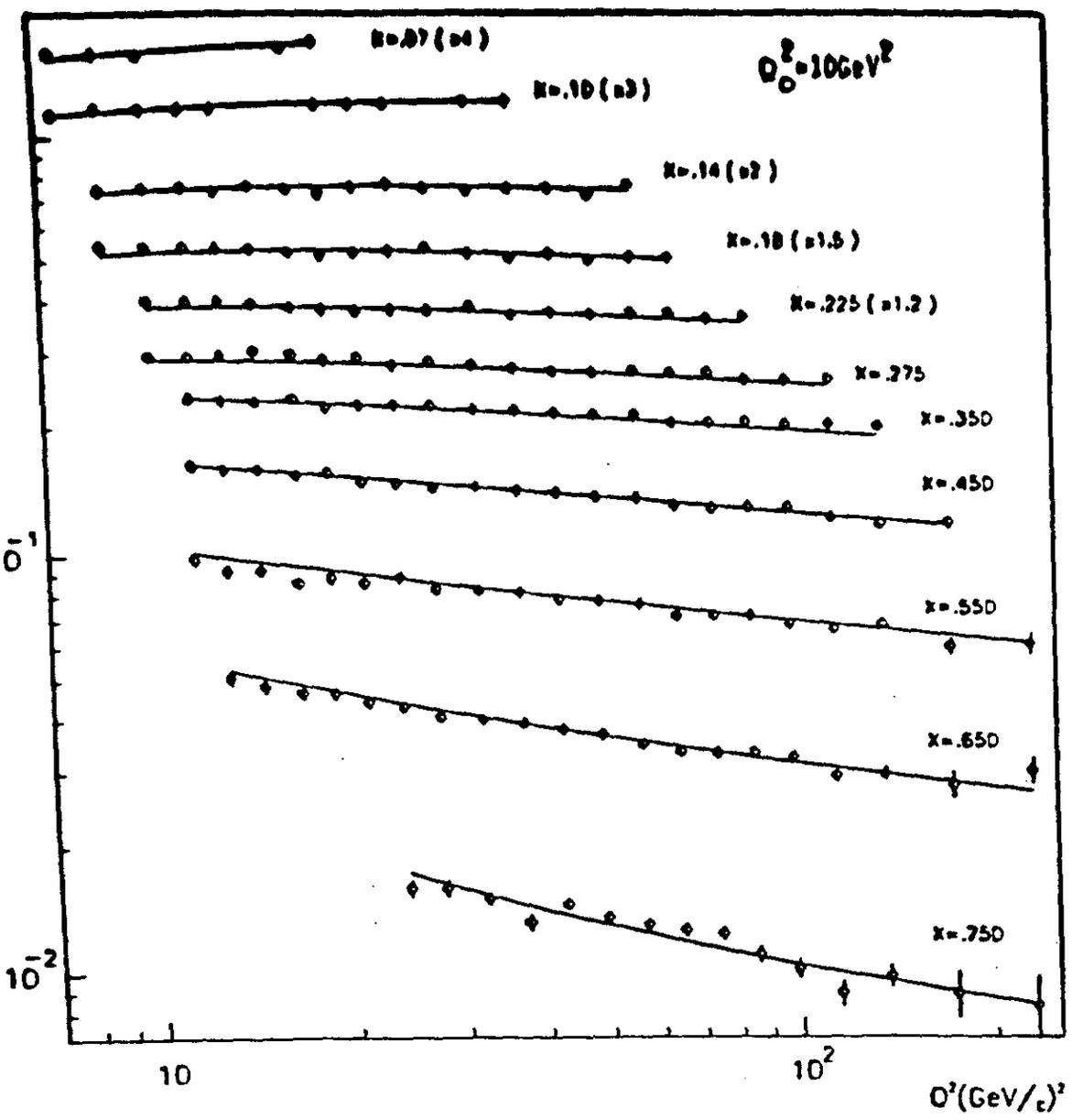


Fig. II.4 Idem para os dados da colaboração BCDMS [38].

II.4 Algumas dificuldades até aqui

Nesta Seção vamos nos limitar, na verdade, a destacar algumas das dificuldades encontradas para fixar os parâmetros dos diquarks nas análises que acabamos de rever e que podem ser contornadas.

- Considerar dados de F_2^N , $F_2^{\mu N}$ e $F_2^{\nu N}$ ($N =$ núcleo) requer o conhecimento de efeitos nucleares, como os de EMC [39], e torna-se difícil determinar sua relação com os diquarks;
- tentar ajustar os dados, mesmo para F_2^p , para uma extensa região de Q^2 requer que se levem em conta evoluções de Q^2 tanto para os quarks como também para objetos efetivos como os diquarks e, para estes últimos constituintes, estas evoluções não são conhecidas. Alternativamente seria bastante difícil justificar a ausência de tais correções no modelo a diquarks nesta ampla região cinemática;
- em nenhum dos trabalhos revistos na Seção II.3 partiu-se do modelo quark-diquark mais geral possível;
- todas as análises acima citadas dependem da parametrização do mar e da hipótese de que ele preserve a simetria de isospin.

Ao abordarmos, no Capítulo IV, o problema de como os diquarks contribuem às funções de estrutura de espalhamentos profundamente inelástico não polarizados, limitando-nos ao caso do próton, procuramos evitar os pontos acima destacados. Isto porque acreditamos que, antes de tentar descrever toda a evolução em Q^2 de F_2 , para vários valores de x , incluindo os diquarks como constituintes efetivos do próton, é preciso fixar os seus parâmetros onde, de fato, eles são importantes. Em nossa opinião, isto é possível se isolarmos a contribuição de *higher twist* esperada em F_2 , considerando somente os dados disponíveis numa região limitada de Q^2 até, no máximo, $\sim 30 \text{ GeV}^2$ [I.20, III.2]. Com isto torna-se razoável, numa primeira aproximação, considerar que toda a evolução em Q^2 para os diquarks provenha de seu fator de forma e, como veremos mais tarde, evitamos também o

problema do mar.

Vamos ver do resultado final deste trabalho de tese que, se adotarmos o procedimento descrito acima, não é absolutamente necessária a inclusão de evolução de QCD nas distribuições dos diquarks a fim de descrever corretamente os dados experimentais para F_3^{ν} .

Ao contrário de todos os trabalhos anteriores, partimos da contribuição mais geral possível dos diquarks, considerando o vértice genérico do acoplamento fóton-diquark, incluindo os diquarks pseudo-vetoriais e as transições diquark escalar \Leftrightarrow diquark pseudo-vetorial e vice-versa. Na verdade, vamos poder, assim, investigar mais a fundo qual a verdadeira contribuição dos diquarks pseudo-vetoriais à F_2 .

Nosso objetivo é então, partindo dessa contribuição mais geral possível, elaborar um modelo para o efeito de *higher twist* observado na função de estrutura F_2 . Os valores finais dos parâmetros do modelo resultam ser qualitativamente compatíveis com outras aplicações de diferentes versões simplificadas do modelo a diquarks aos diversos processos mencionados na Seção II. 2.

CAPÍTULO III

FUNÇÕES DE ESTRUTURA DO ESPALHAMENTO PROFUNDAMENTE INELÁSTICO: A REGIÃO DE $0.6 \lesssim Q^2 \lesssim 30 \text{ GeV}^2$ E EFEITOS DE "HIGHER TWIST"

III.1 Expansões de produtos de operadores e definição de "twist"

Nesta Seção vamos definir o que são as contribuições de *higher twist* às funções de estrutura do espalhamento profundamente inelástico para que possamos, no próximo Capítulo, apresentar um modelo fenomenológico para este tipo de contribuição.

O ponto chave para aplicar a QCD perturbativa ao espalhamento profundamente inelástico é a fatorização da amplitude de espalhamento Compton $\gamma^* N$ em duas partes: uma, que representa a física de longas distâncias, para a qual não se podem aplicar técnicas perturbativas, e a segunda, que descreve a física no cone de luz (distâncias muito pequenas). Para a segunda parte temos, em geral, singularidades que determinam o comportamento da amplitude a grandes valores de Q^2 e podem ser tratadas usando-se técnicas de QCD perturbativa. Isto porque, de certa forma, o espalhamento profundamente inelástico depende de duas escalas de massa: a massa variável do fóton virtual $Q^2 \rightarrow \infty$ e a massa do nucleon que está na sua camada de massa ($P^2 = M^2$).

O tratamento da parte perturbativa da amplitude de espalhamento utiliza as expansões de produtos de operadores (*operator product expansions*), técnica desenvolvida por Wilson [1] para estudar as singularidades de produtos de operadores no mesmo ponto do espaço-tempo ($x - y \rightarrow 0$) ou sobre o cone de luz ($(x - y)^2 \rightarrow 0$). Nesta técnica, os produtos de operadores em pontos arbitrários,

são expressos como uma combinação linear de operadores não singulares, cujos coeficientes são funções singulares quando os pontos do espaço-tempo estão arbitrariamente próximos ou sobre o cone de luz. A base física desta expansão é o fato de que o produto de operadores locais a pequenas distâncias, comparadas à distância característica do sistema, deve se comportar como um operador local.

No que concerne o espalhamento profundamente inelástico eN, vimos, no Capítulo I, que o tensor eletromagnético $W^{\mu\nu}$ está relacionado ao elemento de matriz de um produto de operadores de corrente, dado pela Eq. (I.1.37). Vamos agora partir deste resultado para definir o que é o *twist* de um operador, seguindo o livro citado na Ref. [I.13].

Usando a invariância translacional, é preferível reescrever o tensor eletromagnético numa forma mais simétrica, como:

$$W^{\alpha\beta}(q^2, \nu) = \frac{1}{4\pi} \int d^4z e^{iq \cdot z} \langle P | J^\alpha \left(\frac{z}{2} \right) J^\beta \left(-\frac{z}{2} \right) | P \rangle \quad (3.1)$$

onde lembramos que P é o impulso do próton alvo e q o quadri-impulso transferido no processo.

Por simplicidade, vamos ignorar os índices tensoriais da Eq. (3.1) e considerar o caso do produto de correntes escalares, $J\left(\frac{z}{2}\right) J\left(-\frac{z}{2}\right)$. No limite do *scaling* de Bjorken, o comportamento de $W^{\alpha\beta}$ é dominado pelo comportamento do elemento de matriz $\langle P | J\left(\frac{z}{2}\right) J\left(-\frac{z}{2}\right) | P \rangle$ para z próximo ao cone de luz, i.e., $z^2 \approx 0$.

Este produto de correntes é singular quando $z^2 \rightarrow 0$ e a expressão matemática do resultado de Wilson é:

$$J\left(\frac{z}{2}\right) J\left(-\frac{z}{2}\right) = \sum_{j,N} C_j^N(z^2) z^{\mu_1} z^{\mu_2} \dots z^{\mu_N} \hat{O}_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_N}^{j,N}(0). \quad (3.2)$$

Os operadores $\hat{O}_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_N}^{j,N}(0)$ — conhecidos como operadores de “spin N” — não são singulares e são calculados em $x = \frac{1}{2}[z/2 + (-z/2)] = 0$. Eles são escolhidos sendo simétricos nos seus índices tensoriais e de traço nulo. As funções coeficientes $C_j^N(z^2)$ são singulares quando $z^2 \rightarrow 0$.

Sejam d_J e $d_{j,N}$ as dimensões de massa da corrente J e do operador $\hat{O}^{j,N}$, respectivamente. Logo, dimensionalmente

$$[C_j^N] = [M]^{2d_J + N - d_{j,N}} \quad (3.3)$$

Simplemente com base na análise dimensional, a menos de fatores logarítmicos, devemos esperar um comportamento para a dependência em z dos coeficientes de Wilson, quando $z \rightarrow 0$, do tipo

$$C_j^N \rightarrow \left(\frac{1}{z^2}\right)^{(2d_J + N - d_{j,N})/2} \quad (3.4)$$

Assim, a contribuição dominante corresponde ao menor valor da diferença $N - d_{j,N}$, i.e., o spin do operador \hat{O} menos sua dimensão. Definindo a quantidade

$$\tau_{j,N} = d_{j,N} - N, \quad (3.5)$$

a Eq. (3.4) se reescreve como

$$C_j^N = \left(\frac{1}{z^2}\right)^{(2d_J - \tau_{j,N})/2}, \quad (3.6)$$

onde $\tau_{j,N}$ é chamado *twist* do operador $\hat{O}^{j,N}$. Quanto menor o *twist*, vemos da Eq. (3.6), que mais singular são as funções $C_j^N(z^2)$ quando $z^2 \rightarrow 0$.

III.2 Aplicação ao espalhamento profundamente inelástico

Vimos, no Capítulo I, que as funções de estrutura do nucleon podem ser pensadas em termos da seção de choque para frente ($\theta = 0$) do espalhamento Compton $\gamma^* N$, onde q^2 é a "massa" do fóton virtual e, portanto,

$$W(\nu, q^2) = \frac{1}{2\pi} \Im T(\nu, q^2) \quad (3.7)$$

De novo, ignorando os índices tensoriais, a amplitude T do espalhamento Compton $\gamma^* N$ para frente é dada por:

$$T(q^2, \nu) = \int d^4 z e^{iq \cdot z} \langle P | T \left[J\left(\frac{z}{2}\right) J\left(-\frac{z}{2}\right) \right] | P \rangle, \quad (3.8)$$

onde $T[\dots]$ significa um produto de correntes ordenado no tempo. A contribuição dominante quando $z^0 \rightarrow 0$ é controlada pelo operador de twist $\tau = 2$. Logo, o termo dominante na Eq. (3.2), neste limite, é

$$J\left(\frac{z}{2}\right) J\left(-\frac{z}{2}\right) \approx \sum_{N=0}^{\infty} C^N(z^2) z^{\mu_1} z^{\mu_2} \dots z^{\mu_N} \hat{O}_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_N}^N. \quad (3.9)$$

Substituindo a Eq. (3.9) em (3.8) aparece a transformada de Fourier de $z^{\mu_1} \dots z^{\mu_N} C^N(z^2)$, que só pode ser proporcional à $q^{\mu_1} \dots q^{\mu_N}$:

$$\int d^4 z e^{iq \cdot z} z^{\mu_1} \dots z^{\mu_N} C^N(z^2) = q^{\mu_1} \dots q^{\mu_N} \tilde{C}^N(q^2).$$

Assim, no limite $|q^2| \rightarrow \infty$,

$$T(\nu, q^2) \approx \sum_N \tilde{C}^N(q^2) q^{\mu_1} \dots q^{\mu_N} \langle P | \hat{O}_{\mu_1 \dots \mu_N} | P \rangle. \quad (3.10)$$

O elemento de matriz do lado direito da equação acima é desconhecido, mesmo se $\hat{O}_{\mu_1 \dots \mu_N}$ fosse um operador simples, pois ele depende do detalhe das propriedades do estado hadrônico $|P\rangle$ de massa M . Esta é a região não-perturbativa, onde não conhecemos como o hadron é formado em termos dos campos dos quarks e dos gluons. Entretanto, de qualquer forma, este estado pode depender só do quadri-impulso P , de modo que, pelo menos, sua estrutura tensorial é conhecida:

$$\langle P | \hat{O}_{\mu_1 \dots \mu_N} | P \rangle = \left(P_{\mu_1} P_{\mu_2} \dots P_{\mu_N} - \frac{1}{4} P^2 g_{\mu_1 \mu_2} P_{\mu_3} \dots P_{\mu_N} - \dots \right) O_N \quad (3.11)$$

Pode-se mostrar que, no caso não polarizado [1.13], a amplitude T , no limite de Bjorken, é dada pela expressão

$$T(\nu, Q^2) \approx 4 \sum_{N=0} C^N(Q^2) \left(\frac{2M\nu}{Q^2} \right)^N O_N \quad (3.12)$$

e

$$C^N(Q^2) = \frac{1}{4} \left(\frac{Q^2}{2} \right)^N \tilde{C}^N(Q^2), \quad (3.13)$$

No caso escalar que estamos considerando, a simetria de $T(\nu, Q^2)$ sob a transformação $\nu \rightarrow -\nu$ implica que só valores pares de N contribuem para a Eq. (3.12).

Usando relações de dispersão apropriadas, podemos mostrar ainda que

$$\int_0^1 dx x^{N-1} W(x, Q^2) = C^N(Q^2) O_N \quad (3.14)$$

Se o *scaling* de Bjorken fosse exato, $W(\nu, Q^2)$ seria independente de Q^2 e, neste caso, $C^N(Q^2)$ também seria independente de Q^2 :

$$C^N(Q^2) \rightarrow \text{const.}; \quad Q^2 \rightarrow \infty. \quad (3.15)$$

Logo, a *operator product expansion*, na aproximação de campo livre, reproduz os resultados do modelo a parton simples. Em geral, espera-se que este comportamento seja modificado pela interação dos constituintes do próton.

Quando passamos para uma teoria com interação, as funções coeficientes da expansão em série do produto de duas correntes vão receber correções logarítmicas, que implicam uma violação de *scaling* nas funções de estrutura. É a experiência que vai nos dizer se essas correções são suficientes para descrever toda a evolução de Q^2 das funções de estrutura.

Acontece que, conforme adiantamos no Capítulo 1, a correta descrição da função de estrutura não polarizada do nucleon, $F_2(x, Q^2)$, requer a introdução de termos de *higher twist*, se consideramos uma vasta região de Q^2 e $x \geq 0.45$. Dados mais recentes obtidos no CERN [2], na Colaboração BCDMS [11.38] e no SLAC [3, 1.2] confirmam esta necessidade.

Um estudo sistemático dos dados da Colaboração BCDMS e SLAC foi iniciado na Ref. [4]. Nela, os autores concluíram que as medidas destes dois experimentos — que possuem melhor estatística — estão em bom acordo entre si. Como elas cobrem uma vasta região cinemática ($0.07 \leq x \leq 0.85$ e $0.5 \leq Q^2 \leq 260 \text{ GeV}^2$), este conjunto de dados é conveniente para testar a QCD perturbativa e medir possíveis efeitos de *higher twist*. Os resultados finais desta análise, iniciada na Ref. [4], foram publicados na Ref. [5]. Desta forma, é possível fazer uma boa estimativa dos termos de *higher twist* para o próton [5,6] e de uma forma indireta para neutrón [6], parametrizados pela expressão:

$$F_2(x, Q^2) = F_2^{LT}(x, Q^2) \left(1 + \frac{C(x)}{Q^2} \right) \quad (3.16)$$

onde F_2 é a função de estrutura experimental, F_2^{LT} a contribuição de *low twist* e $F_2^{HT} C(x)/Q^2$ o termo de *higher twist*. A propriedade peculiar da função $C(x)$ é que ela muda de sinal no domínio de x , sendo negativa para valores pequenos de x e positiva para valores maiores de x ; a região de transição entre valores negativos e positivos é em torno de $x \approx 0.35$ para prótons (Fig. III.1) e $x \approx 0.15$ para neutrons [6].

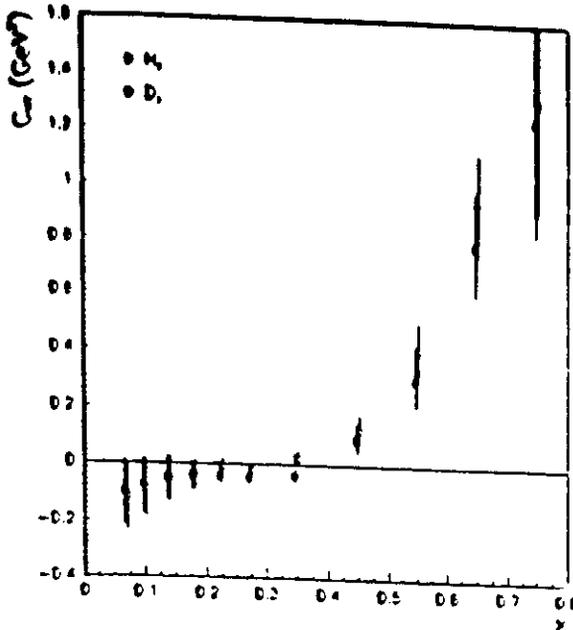


Fig. III.1 Os coeficientes de *higher twist* C_i em função de x . Dados para o hidrogênio são indicados com (●) e para o deutério por (○).

O resultado do ajuste feito na Ref. [5] encontra-se na Fig. III.2, onde vemos claramente a contribuição de *higher twist* pela diferença entre as curvas sólidas e pontilhadas.

Outros ajustes foram tentados na Ref. [5], buscando por em evidência contribuições de *twist* $\tau = 4$ e $\tau = 6$ usando, termos do tipo $C_i(x)/Q^2 + D_i(x)/Q^4$ ao invés do termo $C(x)/Q^2$ da Eq. (3.16), mas o ganho em χ^2 não foi suficiente para justificar que se considere os parâmetros D_i como relevantes para o ajuste.

No próximo Capítulo vamos mostrar como o modelo onde $|P\rangle = |qD\rangle$, i.e., onde o próton é formado de quarks e diquarks, pode descrever corretamente os efeitos de *higher twist* observados no espalhamento profundamente inelástico ep não polarizado que acabamos de rever.

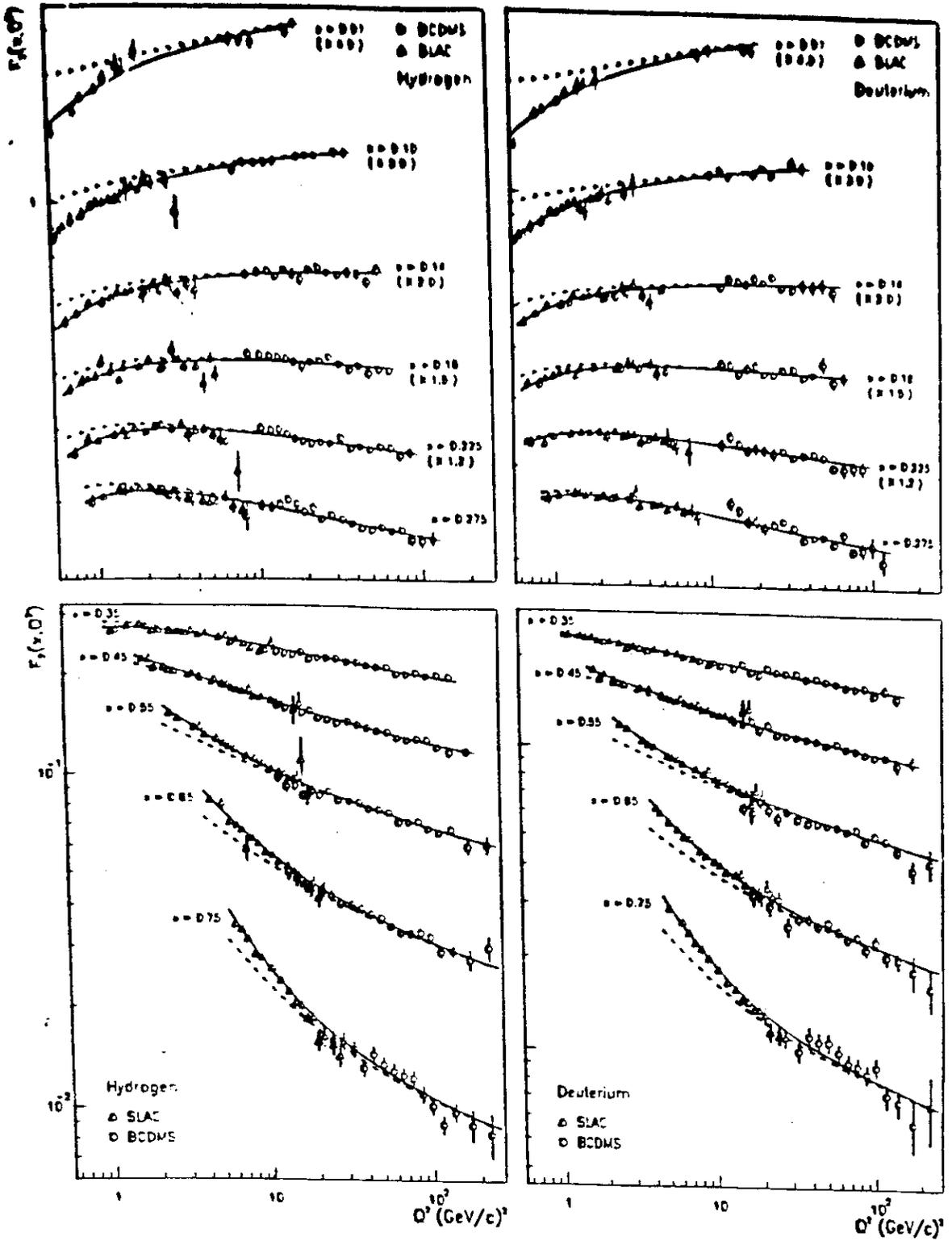


Fig. III.2 Resultado do ajuste da Ref. [5] considerando a contribuição de "higher twist" (linha sólida) e a evolução de Q^2 sem efeito de "higher twist" (linha pontilhada).

CAPÍTULO IV

DIQUARKS: UM MODELO PARA O EFEITO DE "HIGHER TWIST" OBSERVADO EM F_2

IV.1 Introdução

Espera-se que as contribuições de *higher twist* ao espalhamento profundamente inelástico sejam originadas nas correlações entre quarks e gluons. Como mencionamos anteriormente, procuramos descrever esta contribuição usando um modelo de constituintes quark-diquark para o nucleon, que efetivamente leve em conta correlações quark-quark, originadas por campos de cor. Esse modelo já foi amplamente aplicado a diversos processos físicos, conforme vimos na Seção II.2 [1], e acredita-se que as correlações entre dois quarks estão presentes no interior do nucleon desempenhando um importante papel em processos a valores intermediários de Q^2 , precisamente a região na qual efeitos de *higher twist* tem sido observados ($1 \lesssim Q^2 \lesssim 30 \text{ GeV}^2$).

Conforme mostramos no Capítulo II, as contribuições dos *diquarks* ao espalhamento profundamente inelástico tem sido estudadas em muitos trabalhos, onde versões simplificadas do modelo de constituinte quark-diquark do nucleon foram utilizadas [2,3].

Uma abordagem teórica mais geral do problema, considerando as contribuições dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais, já foi realizada, levando-se em conta além do momento magnético anômalo do diquark pseudo-vetorial, transições entre diquarks escalares e pseudo-vetoriais [4]. Entretanto, nenhuma tentativa de descrever os dados experimentais foi feita naquela época, a partir destes cálculos, devido à ausência de informações precisas sobre as contribuições de *higher twist*.

Essas informações estão disponíveis agora, como mencionamos no Capítulo III, e vamos supor, neste trabalho, que efeitos de *higher twist* em F_2 — que denotaremos F_2^{HT} — podem ser inteiramente descritos pelos diquarks [5]. Para verificar a consistência de tal hipótese vamos, em primeiro lugar, ajustar a função F_2^{HT} , calculada a partir do modelo a diquark (Eq. (4.8) a seguir), a uma função construída subtraindo-se a distribuição dos dados experimentais publicados pelo SLAC [6], na região ($1 \lesssim Q^2 \lesssim 30 \text{ GeV}^2$), da função F_2^{LT} parametrizada por Milzstajn [III.5]. Tal ajuste foi feito utilizando-se o programa MINUIT^(*). Posteriormente, o conjunto de valores obtidos para os parâmetros do modelo que caracterizam os diquarks é qualitativamente comparado com aqueles obtidos das análises de uma série de outros processos físicos, mencionados no Capítulo II. Uma comparação quantitativa, entretanto, só seria possível caso estas análises tivessem partido do mesmo modelo geral utilizado nesta tese.

Na próxima Seção vamos apresentar as contribuições dos diquarks à função de estrutura do próton, no caso não polarizado, obtendo no final desta a expressão geral da função de *higher twist*.

(*) Abreviação de *Function Minimization and Error Analysis*, versão 92.1, que consta do pacote de *software* fornecido pelo CERN, conhecido por CERNLIB. Sua principal finalidade é encontrar o valor mínimo de funções com vários parâmetros, e analisar sua forma em torno deste mínimo. Mais detalhes podem ser encontrados na referência [7].

IV.2 Contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico e efeitos de "higher twist"

Vamos partir do modelo onde o nucleon é considerado como um estado quark-diquark, sendo o diquark um sistema constituído de dois quarks que, numa escala intermediária de impulso transferido, pode interagir coletivamente comportando-se como um estado ligado. Ao sondarmos o nucleon com um fóton virtual γ^* no espalhamento profundamente inelástico, podem ocorrer três tipos de contribuições: o espalhamento γ^* -quark; o espalhamento elástico γ^* -diquark, e as contribuições inelásticas do diquark, isto é, o espalhamento do fóton virtual por um dos quarks no interior do diquark. No limite de grande Q^2 , as contribuições elásticas do diquark, ponderadas pelos fatores de forma, desaparecem e reobtemos os resultados usuais do modelo a quarks.

A expressão geral das funções de estrutura $F_{1,2}$, no âmbito do modelo a parton/quark-diquark é dada por:

$$F(x, Q^2) = \sum_q F^{(q)} + \sum_S F^{(S)} + \sum_V F^{(V)} + \sum_{qS} F^{(qS)} + \sum_{qV} F^{(qV)} + \sum_{S,V} F^{(S-V)} + \sum_{S,V} F^{(V-S)} \quad (4.1)$$

onde, por simplicidade, omitimos os índices $\{1, 2\}$, (q) representa a contribuição direta dos quarks, (S) e (V) representam os diquarks escalares e pseudo-vetoriais, respectivamente, e (q_S) , (q_V) os quarks constituintes dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais, respectivamente. Levam-se em conta também as contribuições elásticas que implicam nas transições escalar-pseudo-vetorial $(S - V)$ e pseudo-vetorial-escalar $(V - S)$.

Considerando apenas a função de estrutura não polarizada $F_2(x, Q^2)$, as diversas contribuições referentes aos diferentes constituintes são as seguintes:

- Quarks:

$$F_2^{(q)}(x, Q^2) = e_q^2 x q(x, Q^2) \quad (4.2)$$

Esta é a contribuição usual, onde a função de distribuição dos quarks, $q(x, Q^2)$, evolui de acordo com a QCD perturbativa.

• *Contribuição elástica dos diquarks:*

$$F_2^{(S)}(x, Q^2) = e_S^2 S(x) x D_S^2 \quad (4.3)$$

$$F_2^{(V)}(x, Q^2) = \frac{1}{3} e_V^2 V(x) x \left\{ \left[\left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_1 - \frac{\nu}{m_N x} D_2 + 2 m_N \nu x \left(1 + \frac{\nu}{2 m_N x} \right) D_3 \right]^2 + 2 \left[D_1^2 + \frac{\nu}{2 m_N x} D_2^2 \right] \right\} \quad (4.4)$$

$$F_2^{(V-S)}(x, Q^2) = \frac{1}{6} e_V^2 V(x) x^2 m_N \nu D_T^2$$

$$F_2^{(S-V)}(x, Q^2) = \frac{1}{2} e_V^2 S(x) x^2 m_N \nu D_T^2$$

onde D_S é o fator de forma do diquark escalar e $D_{1,2,3}, D_T$ são os fatores de forma que aparecem no acoplamento mais geral possível do fóton virtual com o diquark pseudo-vetorial, quando se leva em conta a conservação da paridade [4]. As funções $S(x)$ e $V(x)$ são, respectivamente, as funções de distribuição dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais. A evolução de QCD será aqui ignorada, em uma primeira aproximação, uma vez que a proposta de simular efeitos não perturbativos através dos diquarks restringe-se, naturalmente, a uma região de baixo e médio Q^2 , onde esperamos que esta evolução não seja significativa.

• *Contribuição inelástica dos diquarks:*

$$F_2^{(q_S)} = e_{q_S}^2 x q_S(x, Q^2) (1 - D_S^2), \quad (4.5)$$

para diquarks escalares e

$$F_2^{(q_V)} = e_{q_V}^2 x q_V(x, Q^2) (1 - D_V^2) \quad (4.6)$$

para diquarks pseudo-vetoriais. Nas Eqs. (4.5) e (4.6), D_S é o fator de forma do diquark escalar e D_V o fator de forma do diquark pseudo-vetorial, como será visto em detalhe mais adiante.

A partir das Eqn. (4.1-6) obtêm-se as contribuições completas do modelo quark-diquark do nucleon para a função de estrutura F_2 [4]. Os termos proporcionais aos fatores de forma do diquark devem desaparecer no limite de grande impulso transferido ($Q^2 \rightarrow \infty$), restando apenas as contribuições usuais de QCD. Entretanto, para valores intermediários de Q^2 , esses termos passam a ter grande relevância. Neste trabalho supomos que estes termos, provenientes da interação com os diquarks, são os responsáveis pelos efeitos de *higher twist* no espalhamento profundamente inelástico [5]. Considerando somente esta parte, chegamos à expressão geral da contribuição de *higher twist* à função de estrutura F_2 do nucleon:

$$F_2^{HT} = F(x, Q^2) - \sum_q F^{(q)} - \sum_{qs} e_{qs}^2 x q_s(x, Q^2) - \sum_{qv} e_{qv}^2 x q_v(x, Q^2), \quad (4.7)$$

onde $F(x, Q^2)$ é dada pela Eq. (4.1). A Eq. (4.7) pode ainda ser escrita como:

$$\begin{aligned} F_2^{HT} = & \sum_s e_s^2 S(x) x D_s^2 + \sum_v \frac{1}{3} e_v^2 V(x) x \left\{ \left[\left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_1 + \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\nu}{m_N x} D_2 + 2m_N \nu x \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_3 \right]^2 + 2 \left[D_1^2 + \frac{\nu}{2m_N x} D_2^2 \right] \right\} + \\ & + \frac{1}{2} \sum_s e_s^2 S(x) x^2 m_N \nu D_T^2 + \frac{1}{6} \sum_v e_s^2 V(x) x^2 m_N \nu D_T^2 + \\ & - \sum_{qs} e_{qs}^2 x q_s(x, Q^2) D_s^2 - \sum_{qv} e_{qv}^2 x q_v(x, Q^2) D_v^2 \end{aligned} \quad (4.8)$$

Dependendo do comportamento dos fatores de forma, podemos obter contribuições proporcionais a $1/Q^2$, como também a potências maiores de $1/Q^2$, que devem ser importantes para descrever os dados experimentais na região de baixos valores de Q^2 [4,5]. Percebemos ainda, claramente, que a Eq.(4.8) exhibe contribuições positivas e negativas (dois últimos termos) e, portanto, pode vir a explicar a mudança de sinal na função $C(x)$ da Eq. (III.3.16).

Na próxima Seção discutiremos um pouco as diferentes quantidades e parâmetros envolvidos na Eq. (4.8), antes de usá-la diretamente para as estimativas numéricas.

IV.8 Comparação entre as contribuições dos diquarks e os dados de "higher twist"

Para extrair as informações que procuramos, ou seja, verificar se os diquarks, segundo a Eq. (4.8), são capazes de descrever efeitos de *higher twist*, parametrizamos as diferentes quantidades físicas que aparecem nos nossos cálculos, com base nas suas propriedades provenientes de outras aplicações do modelo quark-diquark do nucleon (Cf. Seção II.2), em particular a descrição de vários decaimentos de partículas charmosas em $p\bar{p}$ onde o modelo a diquarks mais geral também foi utilizado [8]. O conteúdo de quarks de valência do próton no modelo quark-diquark [9] é dado pela função de onda de sabor e spin, dada pelas Eqs. (II.2.7-8).

Podemos, a partir da Eq. (II.2.8), definir:

$$\begin{aligned}
 S(x) &= \cos^2 \Omega f_S(x) \\
 V_{(ud)}(x) &= \frac{1}{3} \sin^2 \Omega f_{V_{(ud)}}(x) \\
 V_{(uu)}(x) &= \frac{2}{3} \sin^2 \Omega f_{V_{(uu)}}(x) \\
 u_S(x) &= \cos^2 \Omega f_{u_S}(x) \\
 d_S(x) &= \cos^2 \Omega f_{d_S}(x) \\
 u_{V_{(uu)}}(x) &= \frac{4}{3} \sin^2 \Omega f_{u_{V_{(uu)}}}(x) \\
 u_{V_{(ud)}}(x) &= d_{V_{(ud)}}(x) = \frac{1}{3} \sin^2 \Omega f_{u_{V_{(ud)}}}(x)
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

onde todas as funções $f_j(x)$, referentes aos diversos tipos de constituinte, têm como sub-índice (j) uma notação óbvia nos diferentes casos, e são normalizadas como $\int_0^1 f_j(x) dx = 1$.

Com base nas equações acima, podemos descrever contribuições de *higher twist* à função de estrutura F_2 para o próton, do seguinte modo:

$$\begin{aligned}
 (F_2^{HT})_p &= \frac{1}{9} \cos^2 \Omega [f_S(x) - (4f_{u_S}(x, Q^2) + f_{d_S}(x, Q^2))] x D_S^2 + \\
 &+ \frac{1}{81} \sin^2 \Omega [33f_{V_{(ud)}}(x)] x \left\{ \left[\left(1 + \frac{\nu}{m_N x} \right) D_1 + \right. \right. \\
 &\left. \left. \right. \right.
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{\nu}{m_N x} D_3 + 2m_N \nu x \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_3 \Big]^2 + 2 \left[D_1^2 + \frac{\nu}{2m_N x} D_1^2 \right] \Big\} + \\
& - \frac{1}{27} \sin^2 \Omega [16 f_{\nu_{(uu)}}(x, Q^2) + 8 f_{\nu_{(ud)}}(x, Q^2)] x D_V^2 + \\
& + \frac{1}{16} x^2 m_N \nu D_T^2 \left(\cos^2 \Omega f_S + \frac{1}{9} \sin^2 \Omega f_{V_{(ud)}} \right)
\end{aligned}$$

Para as diferentes funções de distribuição, adotamos as seguintes parametrizações fenomenológicas que fazem parte da expressão acima:

$$\begin{aligned}
f_S(x) &= N_S x^{\alpha_S} (1-x)^{\beta_S} \\
f_{V_{(ud)}}(x) &= N_{V_{(ud)}} x^{\alpha_{V_{(ud)}}} (1-x)^{\beta_{V_{(ud)}}} \\
f_{V_{(uu)}}(x) &= N_{V_{(uu)}} x^{\alpha_{V_{(uu)}}} (1-x)^{\beta_{V_{(uu)}}} \\
f_{u_S}(x) &= N_{u_S} x^{\alpha_{u_S}} (1-x)^{\beta_{u_S}} \\
f_{d_S}(x) &= N_{d_S} x^{\alpha_{d_S}} (1-x)^{\beta_{d_S}} \\
f_{u_{V_{(ud)}}}(x) &= N_{u_{V_{(ud)}}} x^{\alpha_{u_{V_{(ud)}}}} (1-x)^{\beta_{u_{V_{(ud)}}}} \\
f_{u_{V_{(uu)}}}(x) &= N_{u_{V_{(uu)}}} x^{\alpha_{u_{V_{(uu)}}}} (1-x)^{\beta_{u_{V_{(uu)}}}}
\end{aligned} \tag{4.11}$$

onde os diversos N_i são as constantes de normalização, dadas por:

$$N_i(\alpha, \beta) = \frac{\Gamma(\alpha + \beta + 2)}{\Gamma(\alpha + 1)\Gamma(\beta + 1)} \tag{4.12}$$

sendo α e β os parâmetros relativos às diferentes funções de distribuições acima, e Γ são as conhecidas funções Gama.

Em relação aos fatores de forma, escolhemos as expressões mais simples que exibem assintoticamente as predições da QCD perturbativa [10] e o limite de partícula pontual quando $Q^2 \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned}
 D_0 &= \frac{Q_1^2}{Q_1^2 + Q^2} \\
 D_1 &= \left(\frac{Q_1^2}{Q_1^2 + Q^2} \right)^2 \\
 D_2 &= (1 + \kappa) D_1 \\
 D_3 &= \frac{Q^2}{m_N^2} D_1^2 \\
 D_T &= \frac{\sqrt{Q^2}}{m_p} D_1
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

onde κ é o momento magnético anômalo do diquark pseudo-vetorial.

Nosso procedimento foi então usar a Eq. (4.10), com as parametrizações dadas nas Eqs. (4.11) e (4.13), como um modelo para descrever a contribuição do *higher twist* à função de estrutura F_2^T . Não levamos em consideração os pequenos efeitos provenientes da evolução de QCD em Q^2 , nas funções de distribuição dos quarks f_{uS} , $f_{uV(u,d)}$ e $f_{uV(u,u)}$. Como mencionado anteriormente, o conjunto de pontos para a função $F_2^{HT}(x, Q^2)$ é obtido partindo-se dos dados experimentais do SLAC [1.2] e deles subtraindo os valores da função F_2^{LT} parametrizada por Milzstajn [III.5]. Admitimos que os erros nesta nova função $F_2^{HT}(x, Q^2)$ são os erros experimentais de cada ponto (**), já que Milzstajn não fornece nenhum erro para a sua parametrização.

Os valores dos parâmetros α_{uS} , α_{dS} , $\alpha_{uV(u,d)}$ e $\alpha_{uV(u,u)}$ foram fixados em -0.5 . Podemos justificar essa escolha com base no comportamento das distribuições dos quarks a pequeno x .

Tal comportamento pode ser determinado a partir da conexão entre as funções de estrutura $W_{1,2}$ e o espalhamento Compton $\gamma^* N$. Com o que se conhece do comportamento assintótico das seções de choque em termos da teoria de Regge [12], espera-se que a dependência em $W^2 \equiv M_X^2$ da seção de choque seja dominada pela troca dos primeiros polos de Regge no canal- t da amplitude de espalhamento

(**) Os erros experimentais utilizados são a combinação em quadratura dos erros estatísticos e sistemáticos.

elástica, como indicado na Fig. IV.1, i.e., no limite $W^2 \rightarrow \infty$,

$$\begin{aligned} W_1 &\rightarrow (W^2)^\alpha f_\alpha^{(1)}(Q^2) \\ W_2 &\rightarrow (W^2)^{\alpha-2} f_\alpha^{(2)}(Q^2), \end{aligned} \quad (4.14)$$

onde α é a interseção da trajetória de Regge apropriada; $\alpha = 1$ para a troca de Pomeron (contribuição difrativa à amplitude do espalhamento Compton $\gamma^* N$) e $\alpha \simeq 1/2$ para a troca de mésons ρ , ω , f e A_2 (contribuição não difrativa).

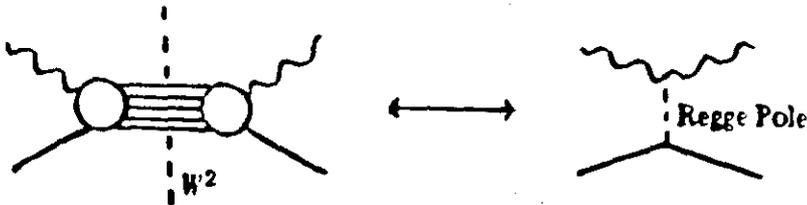


Fig. IV.1 Amplitude para o espalhamento $\gamma^* N$, no limite $W^2 \rightarrow \infty$

Como o limite $W^2 \rightarrow \infty$ equivale ao limite $\nu \rightarrow \infty$, podemos ainda escrever

$$\begin{aligned} W_1(\nu, Q^2) &\sim (\nu)^\alpha f_\alpha^{(1)}(Q^2) \\ W_2(\nu, Q^2) &\sim (\nu)^{\alpha-2} f_\alpha^{(2)}(Q^2). \end{aligned} \quad (4.15)$$

Se as equações acima, válidas no limite $\nu \rightarrow \infty$, são ainda válidas no limite de $Q^2 \rightarrow \infty$, i.e., na região de *scaling*, é possível determinar o comportamento assintótico, em Q^2 , das funções f_α^i . Isto porque, neste limite, as funções de estrutura satisfazem o *scaling* de Bjorken, donde

$$\begin{aligned} f_\alpha^{(1)}(Q^2) &\approx (Q^2)^{-\alpha} \\ f_\alpha^{(2)}(Q^2) &\approx (Q^2)^{1-\alpha} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Logo, isto sugere que o comportamento das funções $F_{1,2}$ seja dado, no limite $x \rightarrow 0$,

por:

$$\begin{aligned} W_1(\nu, Q^2) &\rightarrow (\nu)^\alpha (Q^2)^{-\alpha} \Rightarrow F_1(x) \sim x^{-\alpha} \\ \nu W_2(\nu, Q^2) &\rightarrow (\nu)^{\alpha-1} (Q^2)^{1-\alpha} \Rightarrow F_2(x) \sim x^{1-\alpha}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Como estamos interessados aqui apenas no limite de $F_2(x)$ quando $x \rightarrow 0$, lembramos que, no modelo a partons usual

$$F_2(x) = \sum_i c_i^2 x q(x), \quad (4.18)$$

e segue-se, diretamente da Eq. (4.18), que $q(x) \sim x^{-\alpha} = x^{-0.5}$. Para grandes valores de Q^2 , o limite $x \rightarrow 0$ corresponde à região de alta energia ($W^2 \rightarrow \infty$) da seção de choque $\gamma^* N$. O ajuste foi feito através do método do χ^2 , utilizando-se o programa MINUIT, cujo resultado de nossa melhor parametrização foi $\chi^2 = 0.1$. Isto significa que nossa função descreve os dados experimentais com um grau de confiabilidade de 90%. No Apêndice descrevemos este método bem como a interpretação do resultado do χ^2 com maiores detalhes.

Os parâmetros resultantes deste ajuste correspondem a $\kappa = 0$ e foram os seguintes:

$$\begin{aligned} \cos^2 \Omega &= 0.81 & Q_S &= 1.42 \text{ GeV} & Q_V &= 1.10 \text{ GeV} \\ \alpha_S &= 2.13 & \beta_S &= 18.51 & \alpha_V &= 7.93 & \beta_V &= 3.32 \\ \beta_{u_S} &= 5.13 & \beta_{d_S} &= 5.13 & \beta_{u_{V(u\bar{d})}} &= 8.41 & \beta_{u_{V(uu)}} &= 8.41. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Ajustes com $\kappa = 1$, quando convergiam, resultavam em parâmetros para a função F_2^{HT} que não eram fisicamente aceitáveis.

É importante mencionar que verificamos que a escolha de um outro fator de forma possível, do tipo $D_1 = D_2 \approx Q^{-2}$ [4], nos leva a um pior ajuste dos dados experimentais. O fator de forma D_3 tem que assumir o valor zero para $Q^2 = 0$, e deve ter um comportamento do tipo Q^{-6} para grande Q^2 : o fator de forma D_V , que aparece nas contribuições inelásticas do diquark pseudo-vetorial foi considerado o mesmo que D_1 e D_2 para $\kappa = 0$ e para a transição escolhemos

D_T (Eq. (4.13)) de modo a não deixar que se proliferassem os parâmetros livres do modelo.

Os resultados de nosso ajuste são mostrados nas Figs. IV.2 a IV.5 para os diferentes valores de x , que mostram quanto a nossa parametrização dos diquarks para as contribuições de *higher twist* pode ser considerada muito boa. Os valores dos parâmetros obtidos no ajuste são consistentes com o que era esperado a partir de outros estudos e aplicações do modelo quark-diquark para o nucleon [1], ou seja, os diquarks escalares se mostram mais abundantes ($\cos^2 \Omega = 0.81$) (Eq. (11.2.7)) e também mais pontuais ($Q_S^2 > Q_V^2$) do que os diquarks pseudo-vetoriais. Esta é, em particular, a situação em que podemos ter predições de acordo com os dados disponíveis para alguns decaimentos de partículas charmosas em $p\bar{p}$, quando o próton é considerado como um sistema quark-diquark [11.4]. É oportuno enfatizar que neste trabalho, apesar de se levar em conta a contribuição dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais, a transição entre eles não é considerada, e tanto as funções de distribuição como os parâmetros Q_{0S} e Q_{0V} não foram ajustadas devido à carência de dados estatísticos. Insistimos, portanto, no fato de que devemos, neste estágio, considerar a comparação com outros modelos apenas como guia.

Com relação aos parâmetros dos fatores de forma, cabe ressaltar que o valor de Q_S que encontramos, apesar de ser maior do que Q_V , é menor do que os valores normalmente utilizados em outros trabalhos, indicando que o diquark escalar é mais extenso do que se acreditava.

Outro fato digno de nota é que os parâmetros β dos quarks u e d provenientes dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais, considerados independentes *a priori*, resultam ser idênticos.

A fração média de impulso x do nucleon carregada pelo diquark escalar, proporcional a sua massa média, é menor, como se esperava^(*), do que aquela transportada pelo diquark pseudo-vetorial. Na Figura IV.5 apresentamos o gráfico das funções $xf(x)$, onde $f(x)$ são as distribuições dos quarks e dos diquarks dados

(*) referimo-nos aqui à analogia com os estados ligados $q\bar{q}$, onde a massa do π é menor que a do ρ .

pelas Eqs. (4.11) e (4.14). Vemos que o diquark escalar predomina na região de pequenos valores de x enquanto a região de grandes valores de x é dominada pelos diquarks pseudo-vetoriais.

De posse destes parâmetros é possível calcular facilmente a fração total do impulso do nucleon carregada pelos diquarks. Primeiramente é oportuno dizer que, supondo não haver impulso transversal significativo, obtém-se a fração de impulso de um constituinte integrando sobre os possíveis valores de x , ou seja, $0 \leq x \leq 1$, ponderados pela função de distribuição de cada um deles. Para calcular a fração total, considerando apenas as contribuições elásticas e inelásticas dos diquarks, deve-se levar em conta não somente a parte elástica dos diquarks como também as contribuições inelásticas, advindas da possibilidade de quebra do mesmo. Somando sobre todos os diferentes tipos de diquarks, e quarks provenientes da ruptura do diquark, obtemos a fração do impulso total do nucleon, P , que estes constituintes carregam:

$$P_c = P_N \sum_j \int_0^1 x f_j(x) dx, \quad (4.20)$$

onde as funções $f_j(x)$ são as distribuições dadas pelas Eqs. (4.9).

Um cálculo simples nos dá as seguintes frações de impulso carregada por cada tipo de constituinte:

- Diquarks escalares = 0.111
- Diquarks pseudo-vetoriais (ud) = 0.042
- Diquarks pseudo-vetoriais (uu) = 0.084
- Quarks u e d dos diquarks escalares = 0.061
- Quark u dos diquarks pseudo-vetoriais (uu) 0.013
- Quarks u e d dos diquarks pseudo-vetoriais (ud) 0.003

Neste cálculo foram utilizamos os valores dos parâmetros obtidos em nosso ajuste conforme visto na Eq. (4.14). A fração total de momento do próton carregada pelos diquarks é de $0.24P$.

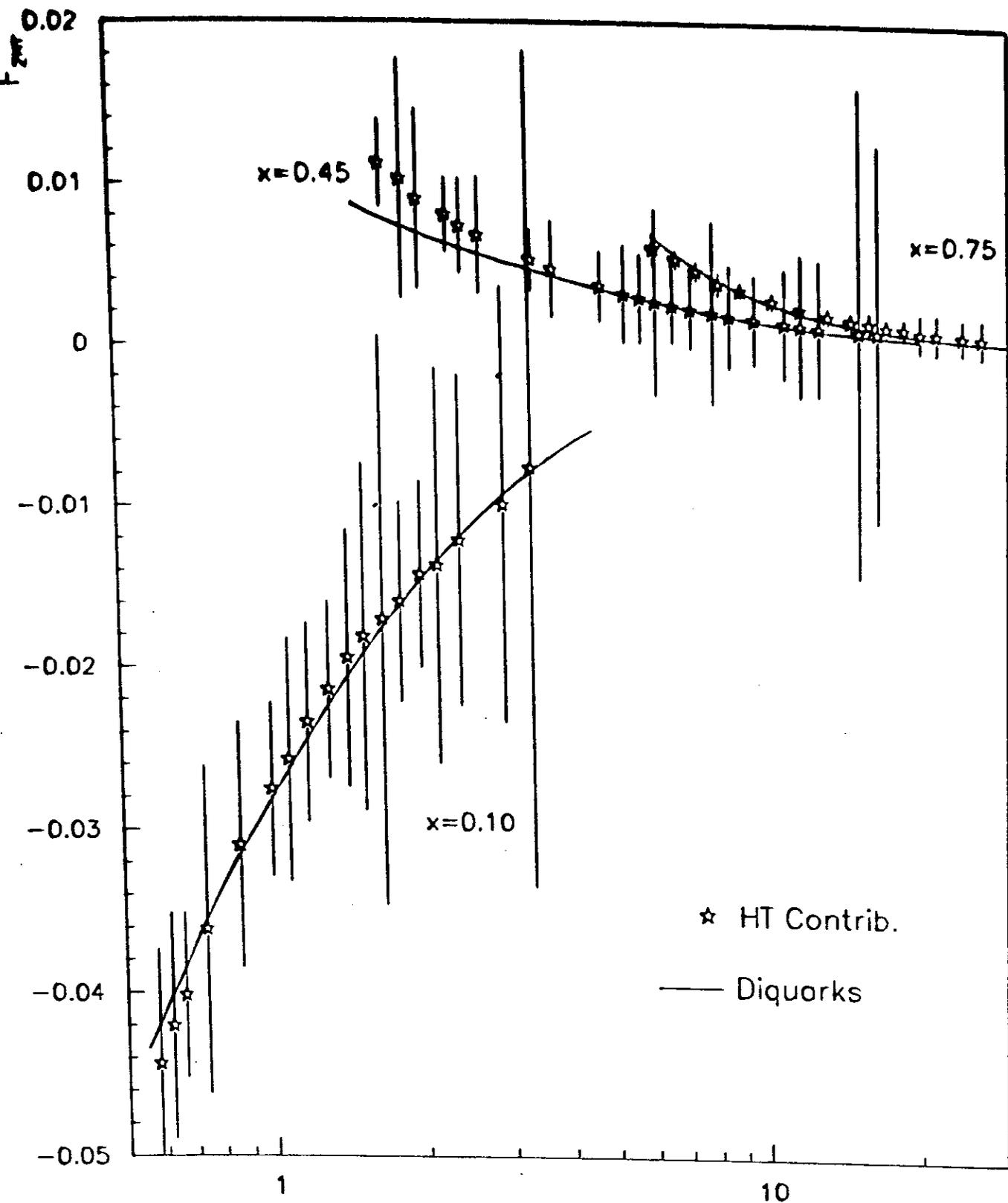


Fig. IV.2 Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de higher twist à função de estrutura F_2 do próton, para $x = 0.10$, 0.45 e 0.75 .

 Q^2

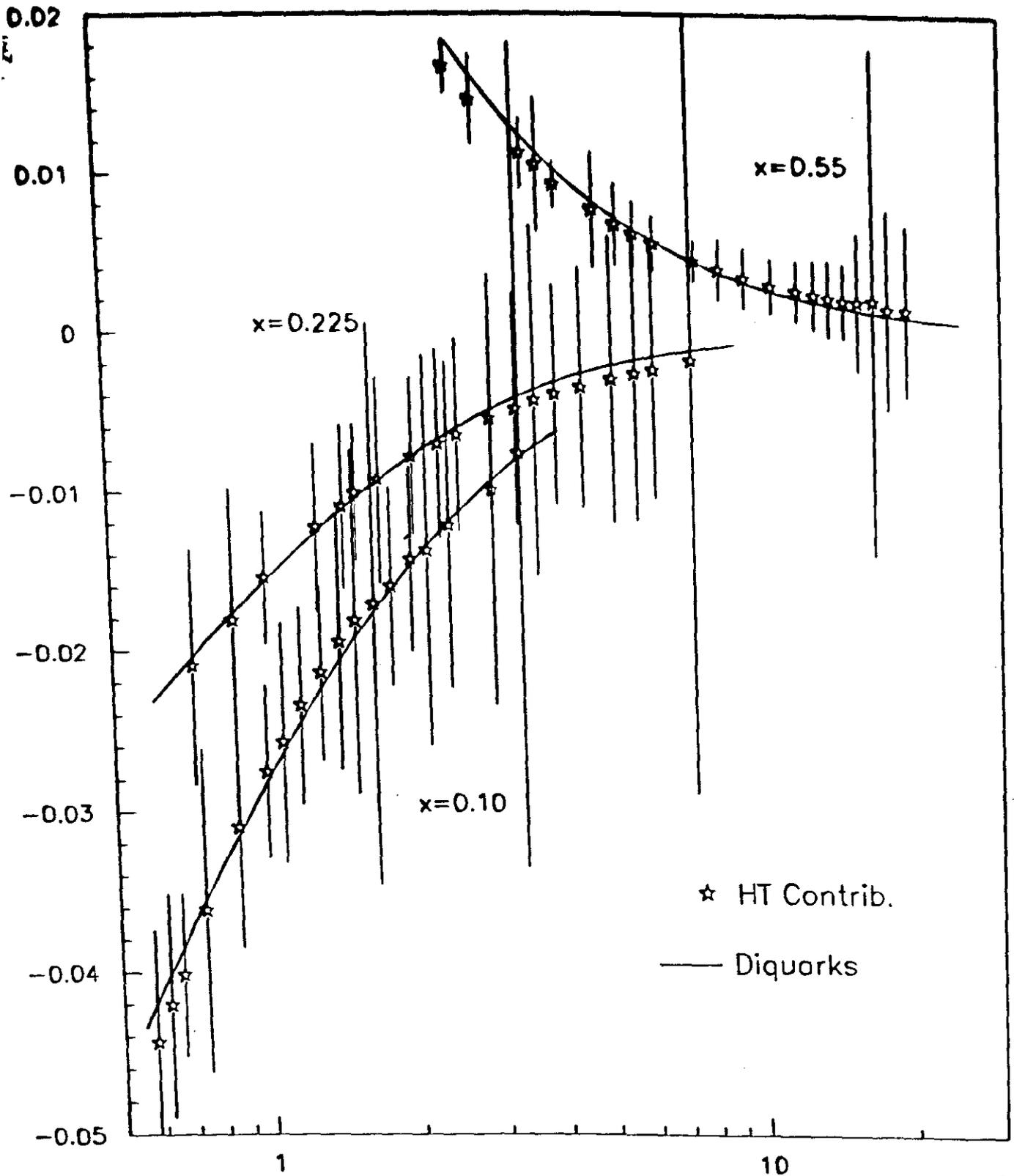


Fig. IV.3 Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de higher twist à função de estrutura F_2 do próton, para $x = 0.10$, 0.225 e 0.55 .

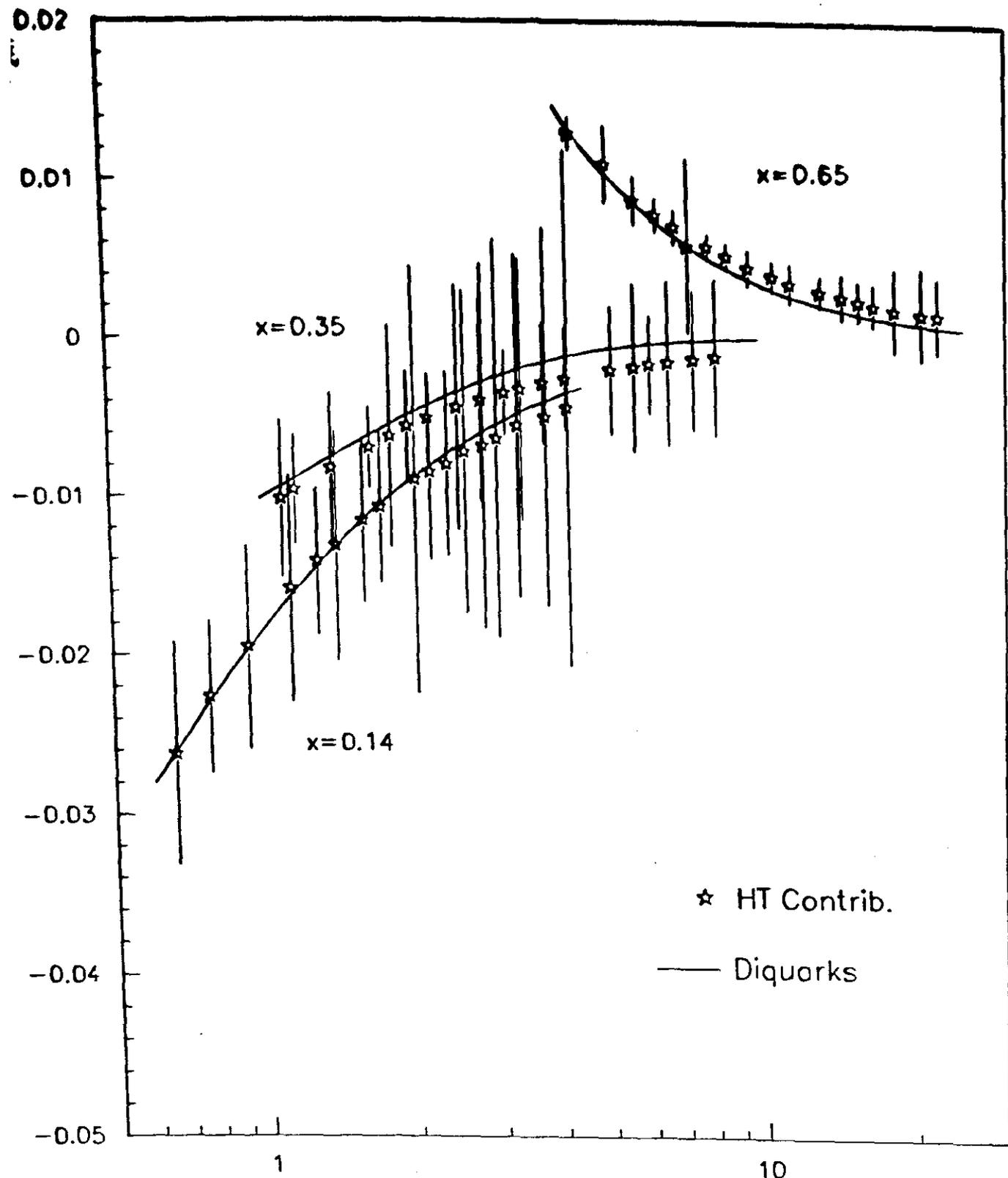


Fig. IV.4 Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de higher twist à função de estrutura F_2 do próton, para $x = 0.14$, 0.35 e 0.65 .

 Q^2

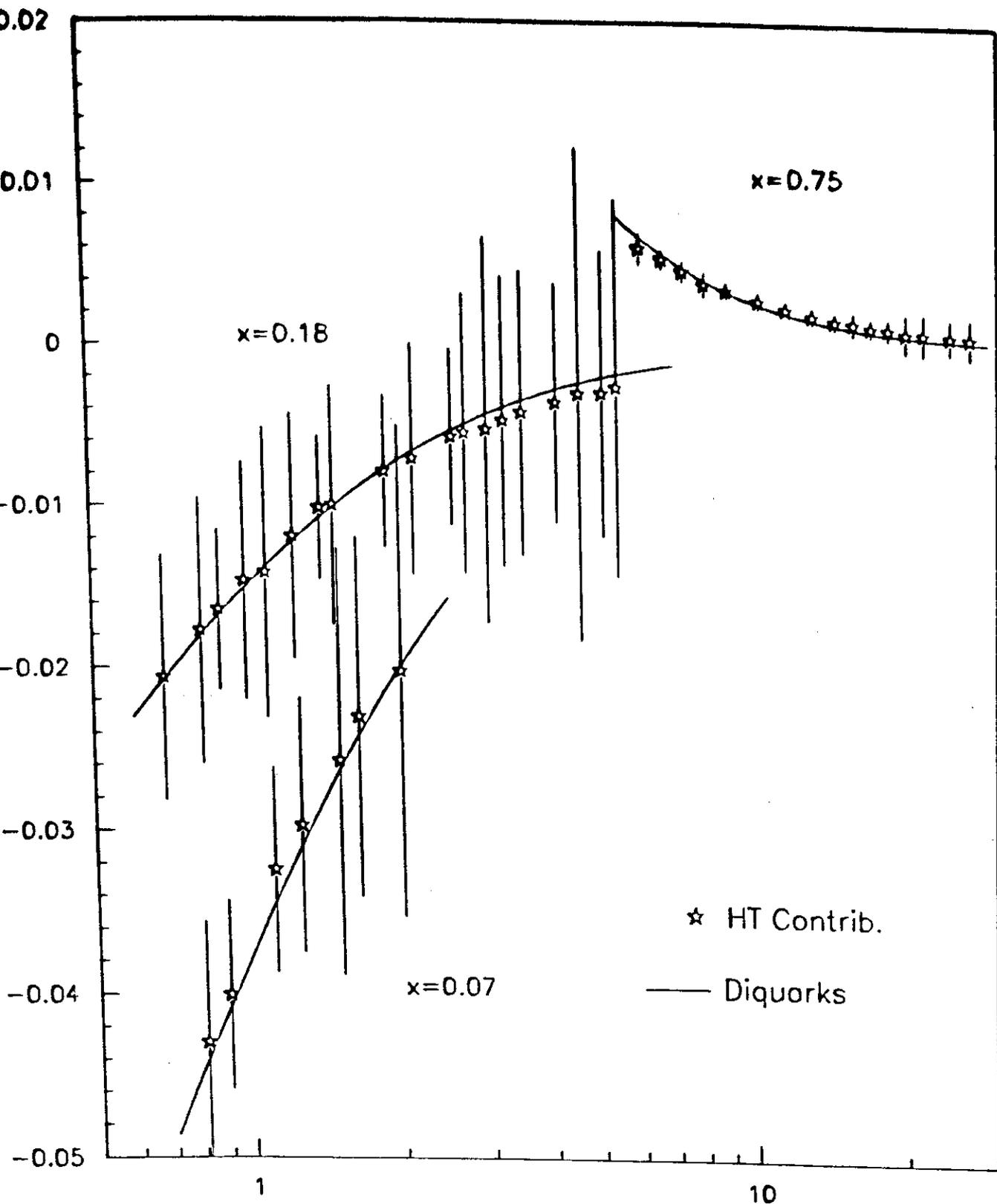


Fig. IV.5 Resultado do ajuste da função F_2^{HT} aos dados experimentais da contribuição de higher twist à função de estrutura F_2 do próton, para $x = 0.07$, 0.18 e 0.75.

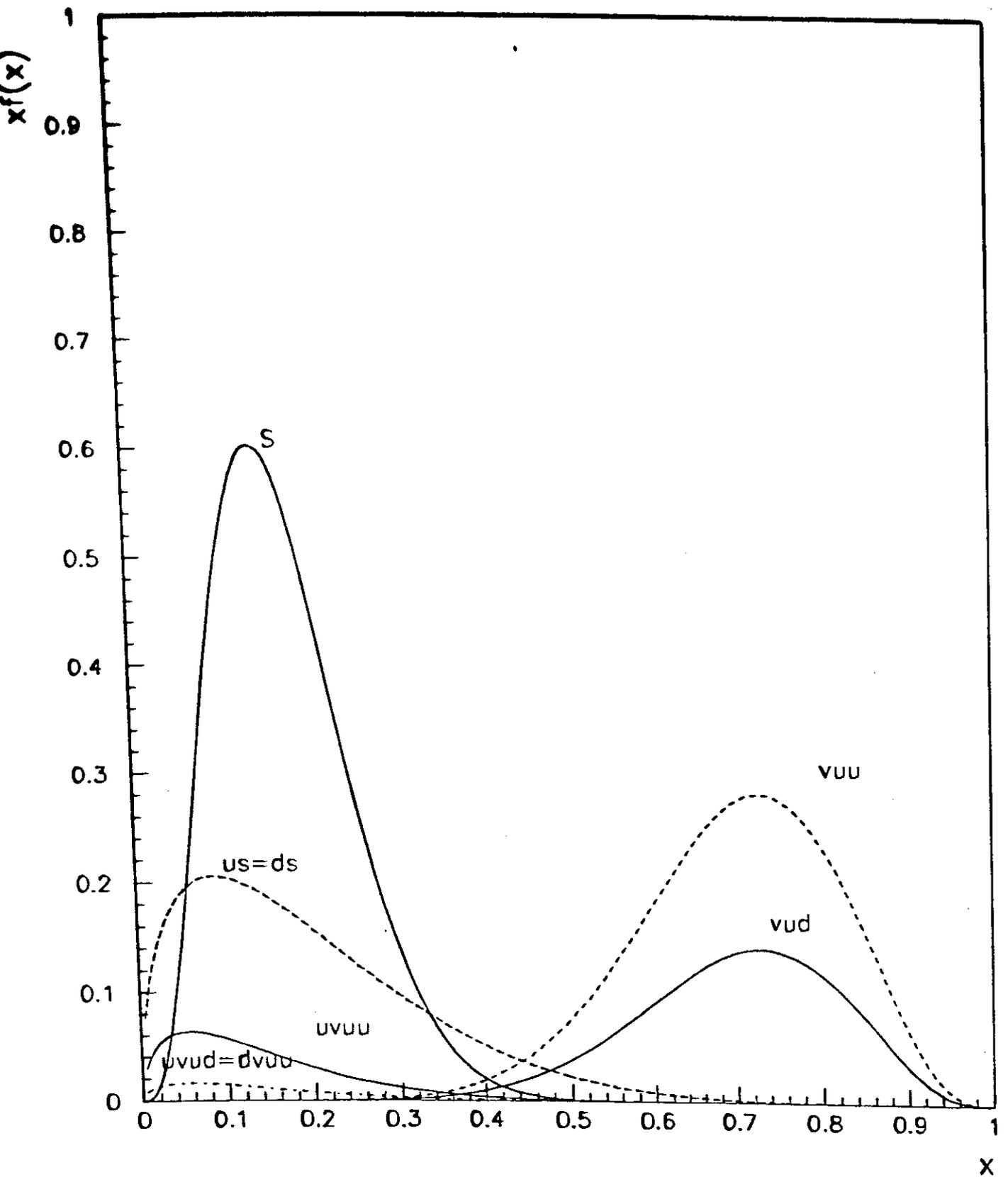


Fig. IV.6 Distribuições dos quarks e diquarks segundo nossa parametrização.

Para o diquark escalar o valor obtido $Q_S = 1.42$ GeV corresponde a um raio médio quadrático de $\sqrt{\langle r^2 \rangle_S} \simeq 0.35$ fm, enquanto que para o diquark pseudo-vetorial o valor $Q_V = 1.10$ GeV implica num raio médio quadrático $\sqrt{\langle r^2 \rangle_V} \simeq 0.63$ fm.

Levando-se em conta que a fração de impulso carregado pelos quarks, no modelo a partons simples, é algo em torno de 0.50 [1.13], podemos esperar que boa parte do impulso restante seja transportada pelos diquarks. Desta forma os diquarks e os quarks, que nunca formaram um diquark, devem carregar cerca de 90% do impulso do nucleon.

CONCLUSÕES

Neste trabalho mostramos que as contribuições ao espalhamento profundamente inelástico, de estados ligados de dois quarks — os diquarks — são capazes de descrever os efeitos de *higher twist* nas funções de estrutura F_2^{ep} observados experimentalmente. Análises feitas anteriormente, tomando por base diferentes versões simplificadas do modelo a diquark para o nucleon, não são capazes de descrever satisfatoriamente os dados de F_2 para os valores mais baixos de Q^2 . Ao contrário destes trabalhos, procurou-se partir de um modelo mais geral [II.20] para efetivamente verificar quão bem o modelo a diquark pode descrever os efeitos de *higher twist*. A estratégia utilizada para discutir esta questão pressupõe que nem toda a dependência em Q^2 em F_2 é proveniente dos diquarks. Entretanto, a contribuição destes objetos é importante numa escala intermediária de impulso transferido ($1 \lesssim Q^2 \lesssim 30 \text{ GeV}^2$). Procurou-se, portanto, isolar as contribuições elásticas e inelásticas do diquark ao que chamamos de F_2^{HT} . A predição do modelo para esta função é ajustada à uma outra função que expressa a diferença entre dois ajustes à função F_2 (englobando dados do SLAC e BCDMS) incluindo ou não correções de *higher twist*, feitos por Milsztajn na Ref. [III.5].

Os valores dos parâmetros do modelo que nos dão a melhor descrição dos efeitos de *higher twist* observados, concordam qualitativamente com as características gerais dos diquarks, que resultam de outros cálculos teóricos e diversas aplicações do modelo a outros processos em uma escala intermediária de Q^2 . Uma comparação quantitativa ainda não é possível, pois estas outras aplicações não se baseiam no mesmo modelo geral utilizado em nossa análise. Entretanto, é importante ressaltar que esse conjunto, cada vez mais amplo, de processos físicos explicados em termos de diquarks aponta na direção de fortes evidências de correlações entre dois quarks no interior do nucleon nesta região cinemática.

Dentre as características gerais do modelo, destacamos as seguintes: grande predominância dos diquarks escalares sobre os pseudo-vetoriais no interior do próton na razão de 4 : 1; os diquarks escalares têm uma função de distribuição com um máximo a pequeno valor de x , enquanto os diquarks pseudo-vetoriais têm o máximo de sua distribuição na região de x grande; os diquarks escalares são menos extensos que os pseudo-vetoriais, mas não tanto quanto se esperava de outros trabalhos. Os valores encontrados para o raio médio quadrático do diquark escalar e do pseudo-vetorial foram respectivamente $\sqrt{\langle r^2 \rangle_s} \simeq 0.35 \text{ fm}$ e $\sqrt{\langle r^2 \rangle_v} \simeq 0.63 \text{ fm}$. Esse é um resultado muito interessante, ficando como perspectiva futura, o desafio de compreender o porquê dessa forte mudança no raio médio do diquark escalar.

Nosso modelo pode perfeitamente ser ainda aplicado ao estudo das contribuições de *higher twist* a função F_2^p . Entretanto, não fizemos esta aplicação devido ao fato de que o conhecimento experimental da contribuição de *higher twist* neste caso ainda não é tão claro como no caso do próton [IV.6].

Como perspectivas de aplicações futuras dos resultados desta tese, acreditamos que se possam fazer predições para o espalhamento inelástico νN e fazer a análise de toda a dependência de Q^2 observada em F_2 , considerando a evolução de Q^2 das funções de distribuição dos quarks e mantendo fixa toda a parametrização dos diquarks aqui estudada. A contribuição dos diquarks a processos Drell-Yan também podem ser analisadas com base nos resultados desta tese.

Outro problema importante ainda em aberto, em nossa opinião, refere-se a necessidade de implementar a correta anti-simetriação da função de onda quark-diquark, considerando o diquark como uma correlação entre quarks.

Por último, resta ainda o desafio de se entender o porquê — a origem dinâmica — de tão grande violação de SU(6) na função de onda do próton e, porque não, mostrar a existência dos diquarks a partir da QCD.

APÊNDICE

MINUIT: UM RESUMO

O programa MINUIT tem por finalidade encontrar os mínimos de funções que dependam de muitos parâmetros e estudar a sua forma em torno destes pontos. Para isto, ele utiliza o método dos mínimos quadrados valendo-se da função de χ^2 e do método da verossemelhança nos casos em que os dados não seguem uma distribuição linear. De qualquer forma, ele permite encontrar os melhores valores dos parâmetros que descrevem a função, bem como suas incertezas e correlações.

Nossos dados não seguem uma distribuição linear, como pode ser visto nas figuras IV.2 a IV.5. O método da verossemelhança é usado em minimização quando os pontos são ponderados diferentemente, o que não é o caso; portanto, utilizamos a função de χ^2 .

De posse de um conjunto de N dados experimentais x_i e de uma função de ajuste

$$f_i = f_i(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_L; y_i),$$

onde $\{\theta_i\}$ é o conjunto de L parâmetros que descrevem a função e $\{y_i\}$ é o conjunto dos valores das variáveis da função f correspondentes aos pontos experimentais x_i . De acordo com o princípio dos mínimos quadrados, os melhores valores para os parâmetros desconhecidos correspondem ao mínimo da função:

$$\sum_{i=1}^N w_i (x_i - f_i)^2 \tag{A.1}$$

onde w_i é o peso da medida de x_i . É conveniente escolhermos w_i como o inverso dos erros quadráticos experimentais (σ), de modo a explicitamente dar menor peso

BIBLIOGRAFIA

CAPÍTULO I

- [1] E. Rutherford, *Phil. Mag.* **21** (1911) 669.
- [2] L.W. Whitlow, *SLAC-Report-957*, Ph.D. Thesis, Stanford University, março de 1990 e referências lá citadas.
- [3] R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.
- [4] J.G.H. de Groot *et al.*, *Z. Phys. C* **1** (1979) 143; P. Allen *et al.*, *Phys. Lett.* **123B** (1981) 71.
- [5] *Cf.*, por exemplo, D.B. Lichtenberg, *Unitary Symmetry and Elementary Particles*, second edition, Academic Press, New York, 1978.
- [6] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214, reimpresso em M. Gell-Mann e Y. Ne'eman, *The Eightfold Way*, Benjamin, New York, 1964.
- [7] G. Zweig, CERN *preprint* 8409/Th. 412 (não publicado); e também seu artigo in *Symmetries in Elementary Particle Physics* (A. Zichichi, Ed.), Academic Press, New York, 1965.
- [8] J.D. Bjorken, *Proceedings of the 5^d International Symposium on Electron and Photon Interactions*, Stanford, California, 1967.
- [9] W. Panofsky, *Proceedings of the International Symposium on High Energy Physics*, Viena, 1968.
- [10] J.D. Bjorken e E.A. Paschos, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.
- [11] J.D. Bjorken *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547.

- [3] M. Ida e R. Kobayashi, *Prog. Theor. Phys.* **80** (1966) 846.
- [4] D.B. Lichtenberg e L.J. Tassie, *Phys. Rev.* **167** (1967) 1601.
- [5] D.B. Lichtenberg, L.J. Tassie e P.J. Keleman, *Phys. Rev.* **167** (1968) 1535.
- [6] J. Carrol, D.B. Lichtenberg e J. Franklin, *Phys. Rev.* **174** (1968) 1681.
- [7] A.W. Hendry e I. Hinchliffe, *Phys. Rev.* **D18** (1978) 3453; R.L. Jaffe, *phys. Rev.* **D17** (1978) 1444; H.M. Chang e H. Hogassen, *Phys. Lett.* **B72** (1977) 121.
- [8] F. Close, *op. cit.*
- [9] V.L. Chernyak e A.R. Zhitnitsky, *Nucl. Phys.* **B246** (1984) 52; *Phys. Rep.* **112** (1984) 173.
- [10] M.I. Pavkovič, *Phys. Rev.* **D13** (1976) 2128.
- [11] F. Caruso, *Il ruolo dei diquarks come costituenti barionici nella trattazione di processi esclusive ad energie intermedie*, Tese de Doutorado, Turim, 1989.
- [12] M. Anselmino, P. Kroll e B. Pire, *Zeit. Phys.* **C36** (1987) 89; para uma discussão mais detalhada Cf. F. Caruso, *Il ruolo dei diquarks come costituenti barionici nella trattazione di processi esclusive ad energie intermedie*, Tese de Doutorado, Turim, 1989.
- [13] M. Anselmino, F. Caruso, P. Kroll e W. Schweiger, *Int. Jour. Mod. Phys.*, **A4** (1989) 5213.
- [14] M. Anselmino, F. Caruso e S.Forte, "Charmonium decays and diquarks", in *Proceedings of the workshop on Diquarks, op. cit.*; *Phys. Rev.* **D44** (1991) 1438.
- [15] M. Barth, *Zeit. Phys.*, **C7** (1981) 187.

- [16] S. Fredriksson, "The Stockholm Diquark Model", in *Proceedings of the Workshop on Diquarks*, *op. cit.*; S. Fredriksson, M. Jändel e T. Larsson, *Zeit. Phys.* **C14** (1982) 85; *ibid* **19** (1983) 53; S. Ekelin e S. Fredriksson, *Phys. Lett.* **162B** (1985) 373 *Int. Jour. Mod. Phys.*, **A4** (1989) 5213.
- [17] P. Tavernier, *Essay de détermination des fonctions de structure des nucléons dans l'hypothèse de l'existence de diquarks*, Thèse de Doctorat (PCCF T 9207), Université Blaise Pascal (1992); J.J. Dugne e P.Tavernier, *preprint PCCF RI 9205* (1992). *Z. Phys.* **C59** (1993) 333.
- [18] C.C. Chang, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 2776.
- [19] A. Breakstone *et al.*, *Zeit. Phys.* **C25** (1984) 21; *idem* **C28** (1985) 335 and *ibid.* **C36** (1987) 567
- [20] M. Anselmino, F. Caruso, E. Leader e J.Soares, *Zeit. Phys.* **C48**, 689 (1990).
- [21] I.A. Schmidt e R. Blankenbecler, *Phys. Rev.* **D16** (1977) 1318.
- [22] A. Donnachie e P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B95** (1980) 437.
- [23] A. Fernandez-Pacheco, J.A. Grifols e I.A. Schmidt, *Lett. Nuovo Cimento*, **22** (1978) 339.
- [24] M.I. Pavkovič, *Phys. Rev.* **D13** (1976) 2123.
- [25] L.F. Abbott, W.B. Atwood e R.M. Barrett *Phys. Rev.* **D22** (1980) 582.
- [26] L.F. Abbott, E.L. Berger, R. Blankenbecler e G.L. Kane *Phys. Lett.* **B88** (1979) 157.
- [27] R.D. Carlitz e D.B. Creamer, *Phys. Lett.* **B84** (1979) 215.
- [28] F. Close e R.G. Roberts; *Zeit. Phys.* **C 8** (1985) 57.
- [29] S. Fredriksson, M. Jändel e T. Larsson, *Z. Phys. C — Particles and Fields*

14 (1982) 85.

- [30] S. Fredriksson e M. Jändel, *ibid.* 14 (1982) 41.
- [31] S. Fredriksson, M. Jändel e T. Larsson, *ibid.* 19 (1983) 53.
- [32] S. Ekelin e S. Fredriksson, *Phys. Lett.* B162 (1985) 373.
- [33] P. Amaudruz *et al.* (New Muon Collab.), *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2712.
- [34] M. Anselmino e E. Predazzi, *Phys. Lett.* B254 (1991) 203; M. Anselmino, E. Barone, F. Caruso e E. Predazzi, *Z. Phys.* C 55 (1992) 97; F. Caruso e E. Leader, *An. Acad. Ci.* 65 (1993) 229.
- [35] G. Preparata, P.G. Ratcliffe e J. Soffer, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 687.
- [36] F. Caruso, *op. cit.*; Ref. [34.a].
- [37] A. Bodek *et al.* (SLAC), *Phys. Rev. D* 20 (1979) 1471.
- [38] A.C. Benvenuti *et al.* (BCDMS Collab.), *Phys. Lett.* B223 (1989) 485; *ibid.* B237 (1990) 592.
- [39] J.J. Aubert *et al.* (EMC Collab.), *Phys. Lett.* 123B (1982) 275; *Nucl. Phys.* B259 (1985) 189; *ibidem* B293 (1987) 740.

CAPÍTULO III

- [1] K.G. Wilson, *Phys. Rev.* 179 (1969) 1499; *Cf.* também V. de Alfaro *et al.*, *Currents in Hadron Physics*, Amsterdam, North-Holland Publ. Co., 1973, *apud* E. Leader & E. Predazzi, *op. cit.*
- [2] P. Amaudruz *et al.* (New Muon Collaboration), *Phys. Lett.* B294 (1992) 120; B295 (1992) 159; *Nucl. Phys.* B371 (1992) 3

- [3] L.W. Whitlow et al., *Phys. Lett.* **B250** (1990) 193; **B282** (1992) 476
- [4] A. Milzstajn et al., *Z. Phys.* **C 49** (1991) 221
- [5] M. Virchaux e A. Milzstajn, *Phys. Lett* **B274** (1992) 221
- [6] S. Choi, T. Hatsuda, Y. Koike e Su H. Lee, *Phys. Lett.* **B312** (1993) 351

CAPÍTULO IV

- [1] Para uma revisão sobre o assunto veja, por ex. *c.g.*, M. Anselmino, S. Ekelin, S. Fredriksson, D.B. Lichtenberg e E. Predazzi, *op. cit.*
- [2] S. Fredriksson, M. Jändel e T. Larsson, *Z. Phys.* **C14** (1982) 35; **19** (1983) 53; S. Ekelin e S. Fredriksson, *Phys. Lett.* **162B** (1985) 373
- [3] J.J. Dugne e P. Tavernier, *Z. Phys.* **C59** (1993) 333; Para um tratamento mais detalhado e geral veja P. Tavernier, *Essai de détermination des fonctions de structure des nucléons dans l'hypothèse de l'existence de diquarks*, Thèse de Doctorat (PCCF T 9207), Université Blaise Pascal (1992)
- [4] M. Anselmino, F. Caruso, E. Leader e J. Soares, *Z. Phys.* **C48** (1990) 689; para maiores detalhes cf. J. Soares, *Sobre a contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico*, Tese de doutorado, CBPF, em fase de conclusão.
- [5] M. Anselmino, F. Caruso, J.R.T. de Mello, A. Penna Firme e J. Soares pré-publicação NF-CBPF-024/94 (1994), submetido à publicação.
- [6] A. Bodek, comunicação privada.
- [7] MINUIT *Reference Manual*, Application Software Group; Computing and Network Division, CERN, *CERN Program Library, Long Writeup D506*.

[8] M. Anselmino, F. Caruso e S. Forte, *op. cit.*

[9] M.I. Pavković, *op. cit.*

[10] A.I. Vainshtein e V.I. Zakharov, *Phys. Lett. B* 72, 368 (1978)

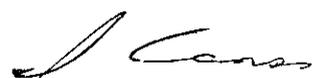
[11] A. Milsztajn, comunicação privada.

[12] H.D.I. Abarbanel, M.I. Goldberger e S.B. Treiman, *Phys. Rev. Lett.* 22 (1969) 500.

"DA CONTRIBUIÇÃO DOS DIQUARKS À DESCRIÇÃO DE EFEITOS DE
"HIGHER TWIST" OBSERVADOS NO ESPALHAMENTO
PROFUNDAMENTE INELÁSTICO"

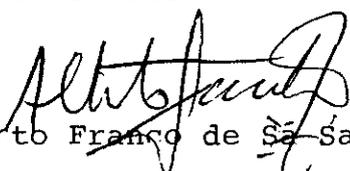
ANDRÉ BESSADAS PENNA FIRME

Tese de Mestrado apresentada no Cen-
tro Brasileiro de Pesquisas Físicas
do Conselho Nacional de Desenvolvi-
mento Científico e Tecnológico, fa-
zendo parte da banca examinadora os
seguintes professores:


Francisco Caruso Neto - Presidente


Bruto Max Pimentel Escobar


Enrico Predazzi


Alberto Franco de Sá Santoro


Gilvan Augusto Alves - Suplente