

1995/03
a7

Tese de
MESTRADO

**SOBRE A CONTRIBUIÇÃO DOS DIQUARKS
AO ESPALHAMENTO PROFUNDAMENTE
INELÁSTICO NEUTRINO-NUCLEON**

Paulo César Ribeiro Quinteiros

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, agosto de 1995

539.124
Q7



Resumo

O espalhamento profundamente inelástico neutrino-núcleon, caso não-polarizado, é analisado no âmbito do modelo a *partons* generalizado; estendido de modo a levar em conta os *diquarks* pseudo-vetoriais e escalares como objetos efetivos do núcleon; consideraram-se, também, os processos de transição pseudo-vetor⇒escalar. Discute-se ainda a violação de *scaling* contida nos resultados apresentados.

Abstract

The unpolarized nucleon-neutrino deeply inelastic scattering is considered in a generalized parton model. The parton approach has been extended by taking into account the quark clustering modelled by diquarks. A more general formula including scalar and pseudo-vector diquarks inside unpolarized nucleons has been obtained as well as the transition between them. The scaling violation anticipated from the general formula is discussed.

Palavras Chave: *Diquarks*, processos inclusivos; neutrino, modelo a *partons*

Agradecimentos

“Fiquei olhando essa simplicidade. Pensei, certamente em voz alta: Isto é o mesmo de trinta anos atrás... Considerei essa data: época recente em outros países, mas já remota neste inconstante lado do mundo. Talvez um pássaro cantasse e senti por ele um carinho pequeno, do tamanho de um pássaro; mas o mais certo é que nesse já vertiginoso silêncio não houvesse outro ruído senão o também intemporal dos grilos. O fácil pensamento Estou em oitocentos e tantos deixou de ser umas quantas palavras aproximativas e se aprofundou na realidade. Senti-me morto, senti-me conhecedor abstrato do mundo: temor indefinido imbuído de ciência que é a melhor clareza da metafísica. Não, não acreditei ter remontado às presumíveis águas do Tempo; antes imaginei-me possuidor do sentido reticente ou ausente da inconcebível palavra eternidade. Só depois consegui definir essa concepção.”

Jorge Luis Borges, História da Eternidade, P. 29.

Após quase três anos de trabalho parece-me uma tarefa impossível incluir, sem cometer injustiças, nestas páginas de agradecimentos, os nomes de todas as pessoas que contribuíram para a elaboração da presente tese; mais impossível ainda, considero medir a importância destas contribuições. Assim, desde já, quero deixar meu agradecimento a todos aqueles que estiveram ao meu lado em tantos e diferentes momentos e que, das formas mais diversas, contribuíram ao desenvolvimento deste trabalho.

Gostaria de ressaltar a importância de ter trabalhado entre amigos e agradecer, especialmente, ao Prof. Francisco Caruso, orientador e amigo, pela confiança em mim depositada ao longo de todo o tempo em que estamos trabalhando juntos e pelo grande apoio e incentivo e, ainda, pela sugestão do tema desenvolvido nesta tese; foi gratificante ter estado

sob sua orientação. Não posso deixar de mencionar a importância do ambiente científico e das condições de trabalho que encontrei no LAFEX, o que se deve particularmente ao esforço do Prof. Alberto Santoro, a quem deixo meu reconhecimento e profundo respeito pela dedicação à Ciência e ao LAFEX. Ao Prof. Bruto Max Pimentel (IFT/UNESP) quero expressar meu agradecimento por sua importância em minha formação básica e por seu exemplo de dedicação.

Ao longo da elaboração deste trabalho tive a oportunidade de colaborar com os professores Mauro Anselmino e Vincenzo Barone, da Università di Torino, com os quais discuti importantes aspectos desta tese, durante suas visitas ao LAFEX; com o Prof. Edgardo Cheb-Terrab (UERJ), que deu uma grande contribuição na parte computacional envolvida neste trabalho e com o Prof. Eugene Levin (LAFEX & St. Petesburg), que contribuiu com importantes sugestões, especialmente ao segundo capítulo do presente texto. A todos estes deixo meu agradecimento.

Aos membros da Banca Examinadora, Prof. Antônio Carlos B. Antunes (UFRJ), Prof. José Leite Lopes (CBPF) e Prof. José Abdalla Helayël-Neto (CBPF), agradeço por terem aceito examinar esta tese.

Não poderia deixar de mencionar o amigo Vitor Oguri (DFNAE/UERJ), com quem tive importantes discussões sobre a física, por seu apoio na parte de computação e os amigos José Soares Barbosa (DFNAE/UERJ) e André B. Penna Firme (LAFEX), pelas discussões a respeito do modelo utilizado na presente tese e da física de altas energias em geral, e pela amizade e companheirismo que marcaram estes anos de convivência. Ao Prof. Roberto Moreira Xavier (CBPF) agradeço pela leitura crítica de todo o texto e por suas importantes correções e sugestões de estilo.

Agradeço ainda aos colegas e funcionários do LAFEX pela atenção, aos funcionários da biblioteca, Denise, Vera, Baiano, pelo auxílio e gentileza e ao pessoal da CFC/CBPF, em especial à Sra. Myriam Simões Coutinho, por sua eficiência e presteza; aos colegas do DFNAE/UERJ pelo constante incentivo e apoio.

Gostaria ainda de mencionar a importância do carinho e do apoio que recebi de toda a minha família, em especial de meus pais, aos quais dedico este trabalho, e do amigo Carlos Luiz Ferreira (IME) através de quem tomei conhecimento da Física e da atividade científica no Brasil.

Finalmente agradeço ao CNPq pela bolsa de estudos concedida durante o período de trabalho no CBPF.

Paulo C. R. Quinteiros
Rio de Janeiro, Agosto de 1995.

Índice

Introdução: objetivo e organização da tese.	1
1 O espalhamento profundamente inelástico elétron-nucleon	4
1.1 Espalhamento elástico elétron-múon	5
1.2 Espalhamento elástico elétron-próton	9
1.3 Espalhamento profundamente inelástico elétron-próton	14
2 O espalhamento profundamente inelástico neutrino-nucleon	19
2.1 Férmions não-massivos	20
2.2 Espalhamento profundamente inelástico neutrino-nucleon	25
2.3 O espalhamento elástico $\nu q \rightarrow \nu q$	29
3 O modelo a partons e sua generalização via diquarks	34
3.1 Evidências experimentais do modelo a partons	35
3.2 Modelo a partons	38
3.3 O modelo a partons e a possibilidade de partons com spin diferente de $\frac{1}{2}$	42
3.4 Evidências experimentais a favor dos diquarks	45
3.5 Contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico elétron-nucleon	50

4	A Contribuição dos Diquarks ao Espalhamento Profundamente Inelástico	
	$\nu_{\ell}p \rightarrow \nu_{\ell}(\ell)X$	57
4.1	A contribuição dos <i>diquarks</i> escalares	59
4.2	A contribuição dos <i>diquarks</i> pseudo-vetoriais	59
4.3	A contribuição das transições	61
4.4	Discussão dos limites e da violação de <i>scaling</i> das funções de estrutura . . .	62
5	Conclusões e Perspectivas	66
	Bibliografia	71

Figuras

1.1	Diagrama de Feynman para $e\mu \rightarrow e\mu$	6
1.2	Diagrama de Feynman para o espalhamento elástico ep.	9
1.3	Teste da dependência angular da eq. (1.45).	13
1.4	Razão entre as seções de choque $\frac{\sigma(e^+)}{\sigma(e^-)}$ para $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$ em função do quadrado do momentum transferido.	15
2.1	Diagrama de Feynman para o processo $\nu_\ell N \rightarrow \ell^- X$	26
2.2	Diagrama de Feynman para o processo $\nu_\ell N \rightarrow \nu_\ell X$	28
2.3	Diagrama de Feynman para o processo $\nu q \rightarrow \nu q$	30
3.1	<i>Scaling</i> da função de estrutura eletromagnética νW_2 , para diversos valores de x	37
3.2	<i>Scaling</i> da função de estrutura eletromagnética $2m_N W_1$, no limite em que a dependência em Q^2 é observável.	37
3.3	Diagrama que ilustra a relação entre as funções de estrutura $W_{1,2}$ e a seção de choque não-polarizada $\gamma^* p$	43

Introdução: objetivo e organização da tese

Neste trabalho, algumas questões são esclarecidas e outras levantadas acerca da aplicação do modelo a *diquarks* a processos envolvendo interação fraca. Mais especificamente calcula-se a contribuição genérica dos *diquarks* às funções de estrutura do próton, no espalhamento profundamente inelástico neutrino-próton, para o caso em que o feixe incidente e o alvo não são polarizados, e discute-se a motivação para o estudo teórico do caso polarizado.

O cálculo fundamenta-se no modelo a *diquarks*, onde, além dos *quarks*, consideram-se os *diquarks* escalares e pseudo-vetoriais como constituintes efetivos do nucleon. Este modelo é capaz de descrever, fenomenologicamente, alguns efeitos não-perturbativos da QCD, na região intermediária de momentum transferido (Q^2); de fato, nesta região existem diversas evidências favoráveis à hipótese dos *diquarks* como constituintes efetivos dos nucleons.

Com o trabalho aqui apresentado, amplia-se o conjunto de processos físicos corretamente descritos por intermédio do modelo a *diquarks*. Torna-se, portanto, cada vez mais distante a concepção original dos *diquarks* como entidades mnemônicas, meramente capazes de simplificar a abordagem dos problemas da espectroscopia bariônica, reduzindo o número de constituintes efetivos dos *barions*.

A realidade que se pode atribuir hoje aos *diquarks* resulta do reiterado sucesso das aplicações do modelo a *diquarks*, em suas diferentes versões, a problemas que escapam ao

âmbito da QCD perturbativa. Este fato, por si só, justifica que se busque uma síntese descritiva que, de algum modo, unifique as várias maneiras hoje conhecidas de se tratar os problemas que envolvem *diquarks*. Por outro lado, acentua a necessidade de se melhor compreender a dinâmica destes objetos a partir de uma teoria fundamental para as interações fortes.

Esta tese está organizada da seguinte maneira.

No primeiro capítulo apresentam-se as idéias básicas do espalhamento profundamente inelástico de nucleons, induzido por elétrons. Analisam-se alguns dos processos que conduzem à hipótese do modelo a *partons*.

No segundo capítulo, abordam-se alguns processos profundamente inelásticos induzidos por neutrinos e ressalta-se a sua relevância no desenvolvimento do modelo a *partons*.

No terceiro capítulo, faz-se uma introdução simples ao modelo a *partons* e define-se o que é um *diquark*. Descreve-se o modelo no qual a estrutura interna do próton consiste de um sistema *quark-diquark* e faz-se uma revisão de alguns trabalhos que destacam a relevância dos *diquarks* como constituintes efetivos do nucleon.

A contribuição original desta tese encontra-se no quarto capítulo, onde apresentam-se os resultados do cálculo da contribuição dos *diquarks* às funções de estrutura do próton no espalhamento profundamente inelástico neutrino-próton, com troca de corrente neutra ($\nu_{\ell p} \rightarrow \nu_{\ell} X$) ou carregada ($\nu_{\ell p} \rightarrow \ell X$), para o caso em que o feixe e o alvo não são polarizados. Tomam-se os vértices mais gerais possíveis para o acoplamento $Z^0(W^\pm)$ -*diquark* e calculam-se as contribuições dos *diquarks* escalares, pseudo-vetoriais e, ainda, a contribuição dos processos onde ocorrem transições do tipo escalar \rightleftharpoons pseudo-vetor às funções de estrutura do próton.

Os resultados obtidos mostram que os *diquarks* não contribuem à função de estrutura associada à parte antissimétrica do tensor hadrônico, para o processo não-polarizado. A discussão da possível contribuição dos *diquarks* a esta função, no processo polarizado [52, 55] é ainda uma questão a ser examinada.

Futuras perspectivas nesta linha de trabalho e alguns comentários finais são apresentados nas Conclusões. Nesta tese utiliza-se o sistema natural de unidades, onde $c = 1$ e $\hbar = 1$. Destaca-se ainda que o cálculo da contribuição dos *diquarks* pseudo-vetoriais às funções de estrutura foi realizado com o auxílio de um programa de computação algébrica, o *Maple* (Versão V.2).

Capítulo 1

O espalhamento profundamente inelástico elétron-nucleon

Com o experimento de Rutherford [1], em 1911, iniciou-se um novo período na investigação da estrutura matéria. A idéia de fazer incidir um feixe de partículas sobre um alvo fixo, no laboratório, introduzida por este experimento, muito tem contribuído para a compreensão da constituição elementar da matéria. Neste primeiro capítulo, analisam-se os processos de espalhamento elástico e profundamente inelástico de elétrons por nucleons, que mostram como o aumento das escalas de energia e de momentum transferido, nessas reações, conduz ao modelo a *partons* [2].

Para muitos processos, como o espalhamento elástico $e\mu \rightarrow e\mu$, por exemplo, a previsão teórica da QED ¹para a seção de choque está de acordo, dentro de um limite bastante satisfatório de precisão, com os resultados experimentais. Entretanto, para processos análogos envolvendo *hadrons* ² o mesmo não ocorre. Esta discrepância entre teoria e experiência, acrescida da proliferação do número de “partículas elementares”, a partir da década de 60, levou ao questionamento da natureza elementar dos *hadrons* [3].

A hipótese de que tais partículas possuam estrutura interna constitui a base do modelo

¹Abreviação mais usada da expressão em língua inglesa “*Quantum ElectroDynamics*”, Eletrodinâmica Quântica.

²partículas que interagem fortemente.

a *partons* [4] (Feynman, 1969), o qual será discutido no final deste capítulo e no capítulo 3. A idéia básica do modelo é que, na região de grande momentum transferido, um *lépton* “vê” um *hadron* como formado por constituintes livres, os *partons*, com os quais interage. Os resultados obtidos a partir desta hipótese foram importantes para a compreensão dos mecanismos fundamentais de interação da matéria e contribuíram para o desenvolvimento da Cromodinâmica Quântica.

Neste primeiro capítulo, estudam-se alguns dos processos que revelam a constituição “granular” dos núcleons. Após rever os resultados do processo elástico entre objetos puntiformes, como o $e\mu \rightarrow e\mu$, analisam-se os processos elástico $ep \rightarrow ep$ e, finalmente, o profundamente inelástico $ep \rightarrow eX$.

1.1 Espalhamento elástico elétron–múon

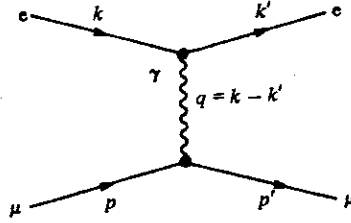
Nesta seção analisa-se o processo elástico $e\mu \rightarrow e\mu$, em primeira ordem de perturbação da QED. Assim, tem-se que o processo é descrito pela troca de um fóton [5]. Das regras de Feynman [6], a amplitude invariante para este espalhamento é dada por [2]:

$$M = -e^2 \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{1}{q^2} \bar{u}(p') \gamma_\mu u(p), \quad (1.1)$$

onde e é a carga do elétron, $u(k)$ e $u(p)$ os espinores do elétron e do múon, respectivamente, e q o momentum transferido pelo fóton.

Como somente o caso não-polarizado será tratado aqui, necessita-se calcular a amplitude invariante média, $|\overline{M}|^2$, que é uma média sobre os estados de *spin* do módulo quadrado de M . $|\overline{M}|^2$ é definida por [7]:

$$|\overline{M}|^2 = \frac{1}{4} \sum_{spins} |M|^2. \quad (1.2)$$


 Figura 1.1: Diagrama de Feynman para $e\mu \rightarrow e\mu$.

Substituindo a eq.(1.1) na eq. (1.2), tem-se que:

$$|\overline{M}|^2 = \left(\frac{e}{q}\right)^4 L_{\alpha\beta}(e, e) U^{\alpha\beta}(\mu, \mu), \quad (1.3)$$

onde $L_{\alpha\beta}(e, e)$ e $U^{\alpha\beta}(\mu, \mu)$ são dois tensores definidos por [2] :

$$L^{\alpha\beta}(e, e) \equiv \frac{1}{2} \sum_{s, s'} \bar{u}^{(s')}(k') \gamma^\alpha u^{(s)}(k) \bar{u}^{(s)}(k) \gamma^\beta u^{(s')}(k') \quad (1.4)$$

e

$$U_{\alpha\beta}(\mu, \mu) \equiv \frac{1}{2} \sum_{s, s'} \bar{u}^{(s')}(p') \gamma_\alpha u^{(s)}(p) \bar{u}^{(s)}(p) \gamma_\beta u^{(s')}(p'). \quad (1.5)$$

Como as partículas são férmions, utilizando a normalização dos espinores de Dirac [7] e os teoremas de traço das matrizes gama [8], com um pouco de algebrismo tem-se:

$$L^{\alpha\beta}(e, e) = 2 \left(k^\alpha k'^\beta + k'^\alpha k^\beta - (k \cdot k' - m_e^2) g^{\alpha\beta} \right) \quad (1.6)$$

e

$$U_{\alpha\beta}(\mu, \mu) = 2 \left(p_\alpha p'_\beta + p'_\alpha p_\beta - (p \cdot p' - m_\mu^2) g_{\alpha\beta} \right). \quad (1.7)$$

A seção de choque em termos da amplitude invariante média é dada por [2]:

$$d\sigma = \frac{1}{|\vec{v}_i|} \frac{1}{2E_e 2E_\mu} \frac{1}{(2\pi)^2} |\overline{M}|^2 \delta^{(4)}(k' + p' - k - p) \frac{d^3 k'}{2E'_e} \frac{d^3 p'}{2E'_\mu}. \quad (1.8)$$

No referencial de repouso do múon, [7]:

$$p = (m_\mu, \vec{0}), \quad k = (E, \vec{k}), \quad k' = (E', \vec{k}') \quad e \quad E'_\mu = p'_0 \quad (1.9)$$

Impondo o limite ultra-relativista [7], *i.e.*, $|\vec{v}_i| \sim 1$, a seção de choque, no referencial de repouso do múon, fica [2]:

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{|\overline{M}|^2}{4m_\mu E} \delta^{(4)}(k' + p' - k - p) \frac{d^3k'}{2E'} \frac{d^3p'}{2p'_0}. \quad (1.10)$$

Integrando a equação acima sobre todos os estados finais possíveis, tem-se que:

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m_\mu q^4} \frac{E'}{E} L_{\alpha\beta}(e, e) W^{\alpha\beta}(\mu, \mu), \quad (1.11)$$

onde $\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi}$, $d\Omega$ é o elemento diferencial de ângulo sólido e

$$W^{\alpha\beta}(\mu, \mu) \equiv \frac{\delta(p'_0 - p_0 - q_0)}{2p'_0} U^{\alpha\beta}(\mu, \mu). \quad (1.12)$$

Utilizando a conservação do quadri-momentum e as conhecidas propriedades das “funções” delta de Dirac, pode-se reescrever o coeficiente que aparece no lado direito da equação acima como:

$$\frac{1}{2p'_0} \delta(p'_0 - p_0 - q_0) = \delta\left(p_0^2 - (p_0 + q_0)^2\right). \quad (1.13)$$

Com um pouco de algebrismo e novamente utilizando a conservação do quadri-momentum, obtém-se

$$\frac{1}{2p'_0} \delta(p'_0 - p_0 - q_0) = \delta(q^2 + 2p \cdot q). \quad (1.14)$$

Na região de altas energias, a massa do elétron pode ser desprezada [6]. Assim, no referencial de repouso do múon, tem-se:

$$q^2 \simeq -4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (1.15)$$

onde θ é chamado de ângulo de espalhamento, ou seja, o ângulo formado entre os vetores \vec{k} e \vec{k}' . A seguir definem-se algumas grandezas [7], em termos das quais é usual escrever

a seção de choque.

$$Q^2 \equiv -q^2 \simeq 4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.16)$$

e

$$\nu \equiv E - E' = q^0 = \frac{q \cdot p}{m_\mu} \quad (1.17)$$

onde ν é a energia transferida pela sonda ao alvo; Q^2 é assim definido por ser uma grandeza positiva. Com estas definições, mais as propriedades da função delta de Dirac, pode-se escrever a eq. (1.14) como:

$$\frac{1}{2p'_0} \delta(p'_0 - p_0 - q_0) = \frac{1}{2m_\mu} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu}\right). \quad (1.18)$$

Efetuada a contração dos tensores $L_{\alpha\beta}$ e $W^{\alpha\beta}$ e, utilizando a conservação do quadri-momentum, obtém-se:

$$L_{\alpha\beta} W^{\alpha\beta} = 16m_\mu^2 E E' \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{\nu}{m_\mu} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \frac{1}{2m_\mu} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu}\right) \quad (1.19)$$

Substituindo a eq. (1.19) na eq. (1.12),

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2m_\mu^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_\mu}\right) \quad (1.20)$$

Integrando a equação acima sobre todos os possíveis estados finais de energia

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \left[\frac{1}{1 + \frac{2E}{m_\mu} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right] \left(1 + \frac{Q^2}{2m_\mu^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (1.21)$$

onde,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \equiv \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1.22)$$

A eq. (1.22) é a seção de choque do espalhamento de uma partícula puntiforme de *spin* $\frac{1}{2}$, por um campo coulombiano [7] devido a partículas massivas de *spin* 0. Os demais termos que aparecem na eq. (1.21) são devidos ao *spin* das partículas do alvo, à interação magnética entre elétron e múon e ao recuo do alvo, pois sua massa é finita.

1.2 Espalhamento elástico elétron-próton

Nesta seção analisa-se o processo elástico $ep \rightarrow ep$ [6], supondo que a interação se dá pela troca de um fóton, *i.e.*, em primeira ordem de perturbação da QED. Considerando o próton como uma partícula pontual, obtém-se a seção de choque para o processo $ep \rightarrow ep$ a partir da eq. (1.21), fazendo apenas a mudança $m_\mu \rightarrow m_p$ [7]. Entretanto, o resultado assim obtido não reproduz os dados experimentais [2]. Tal fato pôs em questão a “natureza elementar do próton”.

Nesta seção considera-se que o próton possua uma estrutura interna, entretanto, sem fazer nenhuma hipótese a respeito desta. A corrente protônica tem de ser diferente da utilizada para as partículas pontuais, como o elétron.

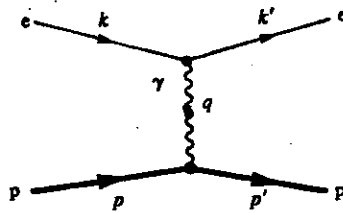


Figura 1.2: Diagrama de Feynman para o espalhamento elástico ep .

Supondo a interação $ep \rightarrow ep$ puramente eletromagnética [5], o processo é invariante por reversão temporal e conserva a paridade [7]. Assim, a corrente associada ao próton tem de ser um quadri-vetor [6]. Pode-se então escrever, as correntes do elétron e do próton, respectivamente, como:

$$\langle k' | j_{em}^\alpha | k \rangle = \bar{u}(k') \gamma_\alpha u(k). \quad (1.23)$$

$$\langle p' | J_{em}^\alpha | p \rangle = \bar{u}(p') \Gamma_\alpha u(p). \quad (1.24)$$

Supondo que Γ dependa apenas do quadri-momentum transferido, o que é justificado em [7], sua forma mais geral possível é:

$$\Gamma_\alpha = F_1(q^2)\gamma_\alpha + i\frac{\kappa}{2m_p}F_2(q^2)\sigma_{\alpha\beta}q^\beta + F_3(q^2)q_\alpha, \quad (1.25)$$

onde

$$\sigma_{\alpha\beta} \equiv \frac{i}{2}[\gamma_\alpha, \gamma_\beta]. \quad (1.26)$$

$[A, B] = AB - BA$ é o comutador de dois operadores e κ é o momento magnético anômalo do próton. Os F 's são os fatores de forma elásticos eletromagnéticos do próton, os quais dependem apenas do momentum transferido (q^2). Estas funções dão a dimensão da natureza composta do próton. Obviamente, o limite puntiforme corresponde a $F_1 = 1$ e $F_2 = F_3 = 0$. Impondo a conservação da corrente hadrônica (conservação da carga elétrica), tem-se que :

$$q^\mu \Gamma_\mu = 0. \quad (1.27)$$

Substituindo a eq. (1.25) na eq. (1.27) e utilizando a equação de Dirac, obtém-se:

$$F_3(q^2) \equiv 0. \quad (1.28)$$

Pode-se assim reescrever a eq. (1.25) como:

$$\Gamma_\alpha^{em} = F_1(q^2)\gamma_\alpha + i\frac{\kappa}{2m_p}F_2(q^2)\sigma_{\alpha\beta}q^\beta. \quad (1.29)$$

Substituindo (1.29) em (1.24):

$$\bar{u}(p')\Gamma_\alpha^{em}u(p) = \bar{u}(p')F_1(q^2)\gamma_\alpha u(p) + i\bar{u}(p')\frac{\kappa}{2m_p}F_2(q^2)\sigma_{\alpha\beta}q^\beta u(p). \quad (1.30)$$

Utilizando a equação de Dirac e a conservação do quadri-momentum, o segundo termo do lado direito de (1.30), pode ser reescrito como:

$$\bar{u}(p')i\sigma_{\alpha\beta}q^\beta u(p) = 2m_p\bar{u}(p')\gamma_\alpha u(p) - \bar{u}(p')(p' + p)_\alpha u(p). \quad (1.31)$$

Com o resultado acima, a eq. (1.30) pode ser reescrita como:

$$\Gamma_{\alpha}^{em} = (F_1 + \kappa F_2)\gamma_{\alpha} - \frac{\kappa}{2m_p}(p' + p)_{\alpha}F_2. \quad (1.32)$$

É usual expressar os resultados acima em termos das seguintes grandezas:

$$G_E(q^2) \equiv F_1(q^2) + \frac{\kappa q^2}{4m_p^2}F_2(q^2) \quad (1.33)$$

$$G_M(q^2) \equiv F_1(q^2) + \kappa F_2(q^2). \quad (1.34)$$

As equações (1.33) e (1.34) definem os chamados fatores de forma elétrico e magnético, respectivamente. Em termos destes fatores, a eq. (1.32) fica:

$$\Gamma_{\alpha}^{em} = G_M(q^2)\gamma_{\alpha} + \left(\frac{G_E(q^2) - G_M(q^2)}{1 - \frac{q^2}{4m_p^2}} \right) \frac{(p' + p)_{\alpha}}{2m_p}. \quad (1.35)$$

Com este resultado, é obvio que

$$(\Gamma_{\alpha}^{em})^{\dagger} = \gamma^0 \Gamma_{\alpha}^{em} \gamma^0. \quad (1.36)$$

Portanto, a relação entre $\Gamma_{\alpha}^{em\dagger}$ e Γ_{α}^{em} é a mesma que entre $\gamma_{\alpha}^{\dagger}$ e γ_{α} e o tensor que descreve o próton (tensor hadrônico) pode ser obtido a partir dos cálculos do tensor do múon fazendo as mudanças $\gamma \rightarrow \Gamma$ e $m_{\mu} \rightarrow m_p$. Assim,

$$L^{\alpha\beta}(e, e) = \frac{1}{2} Tr \left[(\not{p}' + m_e)\gamma^{\alpha}(\not{p} + m_e)\gamma^{\beta} \right] \quad (1.37)$$

e

$$W_{\alpha\beta}(p, p) = \frac{1}{2} Tr \left[(\not{p}' + m_p)\Gamma_{\alpha}^{em}(\not{p} + m_p)\Gamma_{\beta}^{em} \right] \frac{\delta(p'_0 - p_0 - q_0)}{2p'_0} \quad (1.38)$$

são, respectivamente, os tensores leptônico e hadrônico. Da eq. (1.11), a seção de choque no referencial do laboratório, em função dos tensores acima, é dada por:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} \right)_{Lab} = \frac{\alpha^2}{2m_p q^4} \frac{E'}{E} L^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}. \quad (1.39)$$

A fórmula para a seção de choque é obtida calculando-se os traços que aparecem nas equações (1.37) e (1.38). Para isso, utilizam-se os teoremas de traço das matrizes gama [7, 8] e a conservação do quadri-momentum. Depois, então, efetua-se a contração dos tensores. O resultado deste cálculo é :

$$L^{\alpha\beta}W_{\alpha\beta} = 8m_p E E' \left[\left(F_1^2 + \frac{\nu k^2}{2m_p} F_2^2 \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{\nu}{m_p} \left(F_1 + k F_2 \right)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p} \right). \quad (1.40)$$

Substituindo (1.40) em (1.39):

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} \right)_{Lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[\left(F_1^2 + \frac{k^2 Q^2}{4m_p^2} F_2^2 \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2m_p^2} \left(F_1 + \kappa F_2 \right)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p} \right). \quad (1.41)$$

A equação acima é conhecida na literatura como fórmula de Rosenbluth [6]. Esta seção de choque pode também ser expressa como [2]:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} \right)_{Lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M \left[\left(F_1^2 + \frac{k^2 Q^2}{4m_p^2} F_2^2 \right) + \frac{Q^2}{2m_p^2} \left(F_1 + \kappa F_2 \right)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p} \right), \quad (1.42)$$

onde $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M$ está definido na eq. (1.22). Integrando a eq. (1.42) sobre todos os estados finais de energia tem-se:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)'_M \left[\left(F_1^2 + \frac{k^2 Q^2}{4m_p^2} F_2^2 \right) + \frac{Q^2}{2m_p^2} \left(F_1 + k F_2 \right)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (1.43)$$

onde

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)'_M \equiv \left(1 + \frac{2E}{m_p} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M. \quad (1.44)$$

Fazendo $F_1 = 1$, $F_2 = 0$ e $m_p \rightarrow m_\mu$ recupera-se o resultado obtido na seção anterior para o processo $e\mu \rightarrow e\mu$. Para efeito de comparação futura com outros espalhamentos, e para melhor compreender a idéia básica do modelo a *partons*, pode-se então dizer que os

fatores de forma de partículas pontuais são constantes e independem de Q^2 . A eq. (1.43) pode ser expressa como:

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M} = A + B \tan^2 \frac{\theta}{2}, \quad (1.45)$$

onde

$$A \equiv F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4m_p^2} F_2^2 \quad (1.46)$$

e

$$B \equiv \frac{Q^2}{2m_p^2} (F_1 + \kappa F_2)^2. \quad (1.47)$$

Fixando o valor de Q^2 , pode-se construir um gráfico, Fig. (1.3), que, dentro de um bom limite de precisão, reproduz o resultado experimental [2]. A equação (1.45) é um resultado

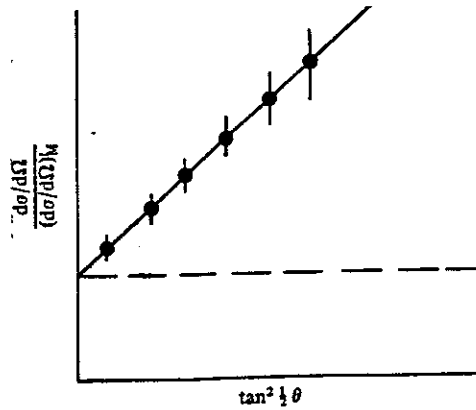


Figura 1.3: Teste da dependência angular da eq. (1.45).

característico das interações descritas pela troca de um fóton [2].

A seção de choque pode ser reescrita em função dos fatores de forma G_E e G_M [7], eliminando-se, assim, os termos cruzados que aparecem na fórmula da seção de choque

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2} \frac{E'}{E} \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.48)$$

onde $\tau \equiv -\frac{q^2}{4m_p^2}$. Os fatores G_E e G_M tem sido medidos para processos desde $Q^2 = 0$ até $Q^2 \simeq 30 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$. Seu comportamento matemático é conhecido como forma bipolar [2]:

$$G_E(q^2) \propto G_M(q^2) \propto \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{0,71}\right)^2}. \quad (1.49)$$

Os G 's decrescem rapidamente com o aumento do momentum transferido. No estudo do espalhamento profundamente inelástico o comportamento dos fatores de forma não é como o acima apresentado, mas sim como o dos fatores que descrevem partículas elementares. Este fato é de importância fundamental para a compreensão do modelo a *partons*.

1.3 Espalhamento profundamente inelástico elétron-próton

O termo “espalhamento inelástico” refere-se a processos do tipo $\ell + N \rightarrow \ell' + N^*$, onde N^* representa uma ressonância hadrônica. Neste trabalho não serão analisados processos nesta região cinemática [2].

O termo “espalhamento profundamente inelástico” refere-se a processos inclusivos, do tipo $\ell + N \rightarrow \ell' + X$, dos quais se medem apenas o ângulo de espalhamento e a energia final da “sonda”. Nestes processos, X denota um “chuveiro” de *hadrons* e Q^2 e M_X são muito maiores que a massa típica de um *hadron*. Da conservação do quadri-momentum tem-se:

$$M_X^2 = (p + q)^2 = m_N^2 + 2m_N\nu - Q^2,$$

o que implica que ν também tem de ser grande.

Nesta seção, analisa-se o espalhamento profundamente inelástico $ep \rightarrow eX$, de importância crucial para a compreensão do modelo a *partons*. A hipótese de que a interação

elétron-próton é descrita pela troca de um fóton não pode ser aqui diretamente verificada como nas seções anteriores. Entretanto, podemos justificá-la comparando as seções de choque de processos induzidos por elétrons e por pósitrons [2]. Se os processos envolvessem a troca de dois fótons uma diferença entre as respectivas seções de choque seria medida, o que não ocorre. O gráfico abaixo mostra a razão $\frac{\sigma(e^+)}{\sigma(e^-)}$ em função do momentum transferido Q^2 .

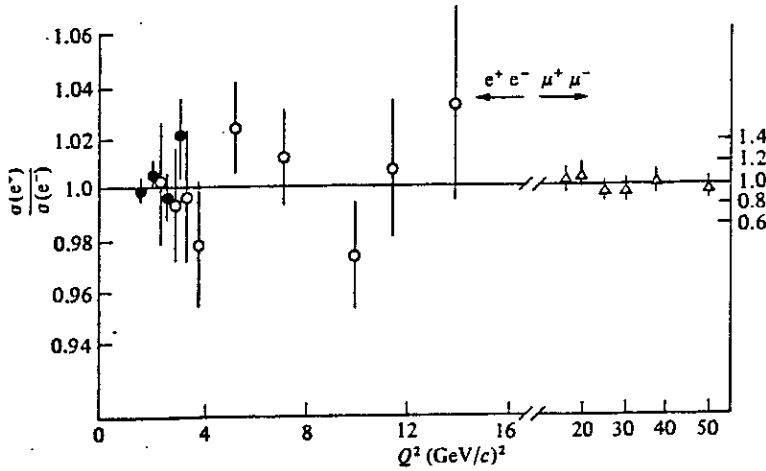


Figura 1.4: Razão entre as seções de choque $\frac{\sigma(e^+)}{\sigma(e^-)}$ para $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$ em função do quadrado do momentum transferido.

Assim, o processo em estudo é bem descrito pela troca de um fóton, e a seção de choque, no referencial do laboratório, é dada por [2]:

$$\frac{d^2\sigma_{em}}{d\Omega dE'} = \frac{1}{2m_p} \frac{\alpha^2 E'}{q^4 E} L_{\alpha,\beta}(e, e) W^{\alpha,\beta}(N). \quad (1.50)$$

O tensor leptônico $L_{\alpha,\beta}(e, e)$ é o mesmo das seções anteriores (1.6). O tensor hadrônico $W^{\alpha,\beta}(N)$ será construído a seguir. Na equação acima o índice (em) foi utilizado para enfatizar que tal resultado refere-se a um processo puramente eletromagnético.

No estudo de um espalhamento profundamente inelástico, ao contrário do que foi feito no caso elástico $ep \rightarrow ep$, não há como construir uma corrente hadrônica. Temos de construir, diretamente, o tensor hadrônico W , o qual descreve a transição eletromagnética

do núcleon, ou seja:

$$\begin{aligned}
 W_{\alpha,\beta}^{em}(N) &= \frac{1}{2} \sum_{\substack{spin \\ inicial}} \sum_{\substack{estados \\ finais}} \langle X | J_{\alpha}^{em}(0) | N \rangle^* \\
 &\times \langle X | J_{\beta}^{em}(0) | N \rangle (2\pi)^3 \delta^4(p_x - p - q), \quad (1.51)
 \end{aligned}$$

onde * representa conjugação complexa. Fazendo-se $|N\rangle \rightarrow |p\rangle$ e $|X\rangle \rightarrow |p'\rangle$ recupera-se o resultado obtido na seção 2. Embora cada estado final possível possa dar uma contribuição complicada ao tensor hadrônico, a resultante da soma sobre os *spins* tem uma estrutura relativamente simples. Considerando que a corrente é hermitiana, podemos escrever

$$\begin{aligned}
 W_{\alpha,\beta}^{em}(N) &= \frac{1}{2} \sum_{\substack{spin \\ inicial}} \sum_{\substack{estados \\ finais}} \langle N | J_{\alpha}^{em}(0) | X \rangle \\
 &\times \langle X | J_{\beta}^{em}(0) | N \rangle (2\pi)^3 \delta^4(p_x - p - q). \quad (1.52)
 \end{aligned}$$

Da equação acima segue-se, então, que $W_{\alpha,\beta}^{em}(N) = W_{\alpha,\beta}^{em}(N)^*$. Pode-se ainda reescrever o tensor hadrônico explicitando suas partes simétrica e antissimétrica:

$$W_{\alpha\beta}^{em}(N) = W_{\alpha\beta}^{(S)}(N) + iW_{\alpha\beta}^{(A)}(N). \quad (1.53)$$

Como o tensor leptônico é completamente simétrico, ver eq.(1.6), apenas a parte simétrica do tensor hadrônico vai contribuir, *i. e.*,

$$L^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}^{em}(N) = L^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}^{(S)}(N). \quad (1.54)$$

$W_{\alpha\beta}$ é um tensor de ordem 2, que depende dos quadri-momenta inicial, final e transferido. Devido a função delta que aparece na fórmula da seção de choque, sua dependência funcional é apenas em p e q . Para melhor compreender esta dependência observe-se que nas seções anteriores, os espinores dependem dos quadri-momenta inicial e final. O propagador depende do quadri-momentum transferido e a função delta explicita uma dependência funcional entre os três quadri-momenta, de forma que um destes pode ser expresso em função dos outros dois.

O tensor hadrônico, sob certas condições³, tem de descrever um férmion pontual, o qual tem comportamento conhecido através da equação de Dirac. Assim o tensor deve conter um termo que dependa da métrica. Com estas considerações pode-se propor a seguinte estrutura tensorial para $W^{(S)}$ [7]:

$$W_{\alpha\beta}^{(S)} = Ag_{\alpha\beta} + Bq_{\alpha}q_{\beta} + C(q_{\alpha}p_{\beta} + q_{\beta}p_{\alpha}) + Dp_{\alpha}p_{\beta}. \quad (1.55)$$

Impondo a conservação da carga elétrica [7],

$$q^{\alpha}W_{\alpha\beta}^{(S)}(N) = q^{\beta}W_{\alpha\beta}^{(S)}(N) = 0. \quad (1.56)$$

Sabendo que p e q são variáveis independentes pode-se mostrar que:

$$C = -\frac{p \cdot q}{q^2}D \quad (1.57)$$

e

$$B = -\frac{1}{q^2}A + \frac{(p \cdot q)^2}{q^4}D. \quad (1.58)$$

Substituindo (1.55), (1.57) e (1.58) em (1.53):

$$\frac{1}{2m_p}W_{\alpha\beta}^{(S)}(N) = \left[\frac{q_{\alpha}q_{\beta}}{q^2} - g_{\alpha\beta}\right]W_1^{eN} + \frac{1}{m_p^2}\left[\left(p_{\alpha} - \frac{p \cdot q}{q^2}q_{\alpha}\right)\left(p_{\beta} - \frac{p \cdot q}{q^2}q_{\beta}\right)\right]W_2^{eN}, \quad (1.59)$$

onde W_1^{eN} e W_2^{eN} são definidos por:

$$W_1^{eN} \equiv -\frac{1}{2m_p}A \quad (1.60)$$

$$W_2^{eN} \equiv \frac{m_p}{2}D. \quad (1.61)$$

Efetuando a contração dos tensores leptônico e hadrônico, tem-se:

$$\frac{1}{2m_p}L^{\alpha\beta}W_{\alpha\beta}^{em}(N) = (4k \cdot k')W_1^{eN} + \frac{2}{m_p^2}\left[2(p \cdot k)(p \cdot k') - m_p^2(k \cdot k')\right]W_2^{eN}. \quad (1.62)$$

³Fatores de forma constantes e independentes de Q^2 .

No referencial do laboratório,

$$p \cdot k = m_p E \quad p \cdot k' = m_p E' \quad (1.63)$$

$$q^2 \simeq -2k \cdot k' \simeq 4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.64)$$

Logo, (1.62) pode ser reescrita como:

$$\frac{1}{2m_p} L^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}^{em}(N) = 4EE' \left[2W_1^{eN} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + W_2^{eN} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]. \quad (1.65)$$

Finalmente, substituindo (1.65) em (1.50):

$$\left(\frac{d^2\sigma_{em}}{d\Omega dE'} \right)_{Lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left(2W_1^{eN} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + W_2^{eN} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right). \quad (1.66)$$

É digno de nota o fato de a dependência angular da seção de choque dada pela eq. (1.66) ser a mesma que a das seções de choque dos espalhamentos elásticos $e\mu \rightarrow e\mu$, eq. (1.20), e $ep \rightarrow ep$, eq. (1.41).

Por exemplo, se compararmos a eq. (1.66) com (1.41), obtemos a contribuição elástica aos tensores $W_{1,2}^{ep}$:

$$W_1^{ep}(\nu, Q^2)_{elástico} = \frac{Q^2}{4m_p^2} \left(F_1 + \kappa F_2 \right)^2 \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p}\right) \quad (1.67)$$

$$W_2^{ep}(\nu, Q^2)_{elástico} = \left(F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4m_p^2} F_2^2 \right) \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p}\right). \quad (1.68)$$

A estrutura destas equações é importante para a gênese do modelo a *partons*. Todavia, antes de apresentar as idéias básicas do referido modelo, optou-se por apresentar, no segundo capítulo, o cálculo da seção de choque diferencial, $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$, para o espalhamento profundamente inelástico neutrino-núcleon, $\nu_\ell p \rightarrow \nu_\ell X$, seguindo os procedimentos usados neste capítulo para se chegar à eq. (1.66). De posse destes resultados, discutir-se-á, no terceiro capítulo, a essência do modelo a *partons*.

Capítulo 2

O espalhamento profundamente inelástico neutrino-nucleon

Neste capítulo apresenta-se o estudo do espalhamento profundamente inelástico do nucleon, induzido por neutrinos. A interação pela qual se dá este tipo de processo não é mais a eletromagnética [7], mas sim a fraca. Entretanto, a descrição destes fenômenos é feita de uma maneira bastante análoga à utilizada para processos eletromagnéticos.

A interação fraca e o próprio neutrino foram propostos para explicar o processo conhecido como decaimento beta [9], o qual refere-se ao decaimento de um nucleon radiativo (A) em outro mais leve (B), com emissão de um elétron [10].

$$A \rightarrow B + e^{-}. \quad (2.1)$$

Em 1930, quando este decaimento começou a ser estudado, o nêutron ainda não era conhecido e as medidas da energia do elétron (espectro contínuo) emitido no processo apresentavam discrepâncias com relação às previsões teóricas da época [9]. Niels Bohr chegou a propor o abandono do princípio de conservação da energia; entretanto, Pauli resolveu este problema postulando a existência de uma partícula sem carga, a qual chamou de nêutron. Em 1932, Chadwick detectou em outro processo, uma nova partícula, diferente da que fora proposta por Pauli, a qual também chamou de nêutron [11], sendo esta a nomenclatura utilizada até hoje.

Ainda em 1932, Fermi propôs uma teoria [7] para a interação fraca, fortemente inspirada no eletromagnetismo. Nesta teoria, conforme havia sugerido Pauli, foi considerada a existência de uma nova partícula, sem carga e sem massa, a qual Fermi chamou de neutrino ¹.

Com a descoberta de Chadwick e com base na teoria de Fermi o processo elementar, responsável pelo decaimento beta, é:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}. \quad (2.2)$$

A teoria vetorial de Fermi conseguiu esclarecer muitas questões acerca dos processos fracos², como por exemplo, a variação contínua da energia do elétron [9] emitido no decaimento beta. Todavia, alguns fatos observados posteriormente não foram explicados, sendo o mais importante a descoberta da violação de paridade, em 1956 [12]. Baseado em tal descoberta a corrente vetorial, utilizada com sucesso no eletromagnetismo, foi substituída, na teoria das interações fracas, pela corrente $V - A$ (vetor-axial) [2, 7].

Na primeira seção deste capítulo aborda-se a questão da corrente $V - A$ para a interação fraca. A violação de paridade é discutida de forma bastante sucinta.

Na segunda seção, analisam-se os processos inelásticos, com troca de correntes fracas, $\nu_e N \rightarrow \ell^- X$ e $\nu N \rightarrow \nu X$.

Na última seção analisa-se o processo elástico $\nu j \rightarrow \nu j$, de importância fundamental para o desenvolvimento do modelo a *partons*.

2.1 Férmions não-massivos

Nesta seção apresenta-se, inicialmente, uma breve introdução às transformações no formalismo de Dirac, com particular ênfase à de paridade. Depois abordam-se as principais

¹Sabe-se, atualmente, que a partícula prevista por Fermi é, neste caso, um anti-neutrino.

²processos que ocorrem via interação fraca.

conseqüências de se considerarem férmions não-massivos.

Supondo a covariância da equação de Dirac, pode-se descrever a dinâmica de um único sistema físico em dois referenciais inerciais, k e k' , através de [8] :

$$i\gamma^\mu \frac{\partial \Psi(x)}{\partial x^\mu} - m\Psi(x) = 0 \quad (2.3)$$

e

$$i\gamma^\nu \frac{\partial \Psi'(y)}{\partial y^\nu} - m\Psi'(y) = 0, \quad (2.4)$$

onde $\Psi(x)$ e $\Psi'(y)$ são os espinores que descrevem o sistema dinâmico nos referenciais k e k' , respectivamente; x e y são as coordenadas utilizadas em cada um dos dois sistemas, as quais são ligadas por uma transformação de Lorentz [13] T_1 :

$$y = \Lambda x. \quad (2.5)$$

Como conseqüência desta transformação tem-se que:

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} = \Lambda^\nu_{\ \mu} \frac{\partial}{\partial y^\nu}. \quad (2.6)$$

Os espinores são ligados por uma outra transformação [7, 8] T_2 :

$$\Psi'(y) = S\Psi(x). \quad (2.7)$$

Substituindo (2.6) em (2.4), obtém-se:

$$S^{-1}\gamma^\nu S = \Lambda^\nu_{\ \mu} \gamma^\mu. \quad (2.8)$$

A uma transformação infinitesimal, do tipo

$$\Lambda^\nu_{\ \mu} = g^\nu_{\ \mu} + \epsilon^\nu_{\ \mu}, \quad (2.9)$$

onde $g^\nu_{\ \mu}$ é o operador identidade e $\epsilon^\nu_{\ \mu}$ um parâmetro infinitesimal, corresponde o operador de transformação

$$S_L = 1 - \frac{i}{4} \sigma_{\mu\nu} \epsilon^{\mu\nu} \quad (2.10)$$

e

$$S_L^{-1} = 1 + \frac{i}{4} \sigma_{\alpha\beta} \epsilon^{\alpha\beta} \quad ; \quad (2.11)$$

onde $\sigma_{\alpha\beta} \equiv \frac{i}{2} [\gamma_\alpha, \gamma_\beta]$. É fácil mostrar que:

$$S_L^{-1} = \gamma_0 S_L^\dagger \gamma_0. \quad (2.12)$$

Numa visão clássica, transformação de paridade é, basicamente, uma reflexão especular dos eixos coordenados [14]. Então, para uma transformação deste tipo, a matriz Λ é

$$\Lambda_{,\nu}^\mu = P_{,\nu}^\mu = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Logo, para esta transformação, a eq. (2.8) fica

$$S_P^{-1} \gamma^\nu S_P = P_{,\mu}^\nu \gamma^\mu \quad (2.14)$$

$$S_P^{-1} \gamma^0 S_P = \gamma^0 \quad (2.15)$$

$$S_P^{-1} \gamma^k S_P = -\gamma^k, \quad (2.16)$$

onde $k = \{1, 2, 3\}$. Na representação de Pauli-Dirac, pode-se então escrever que:

$$S_P = \gamma^0. \quad (2.17)$$

Logo,

$$\Psi'_{1,2} = \Psi_{1,2} \quad e \quad \Psi'_{3,4} = -\Psi_{3,4}. \quad (2.18)$$

É bastante usual definir uma matriz γ^5 , como

$$\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3. \quad (2.19)$$

Com esta definição é fácil verificar que:

$$[S_P, \gamma^5] = 0. \quad (2.20)$$

O resultado acima será útil mais adiante. A seguir apresentam-se algumas conseqüências interessantes de considerar-se a equação de Dirac para o caso de partículas sem massa. A equação que descreve a dinâmica quântica é [15]

$$H\Psi = i\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (2.21)$$

e a hamiltoniana proposta por Dirac [15, 8] :

$$H = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m. \quad (2.22)$$

Para o caso em estudo, a eq. (2.22) fica resumida a

$$H = \vec{\alpha} \cdot \vec{p}. \quad (2.23)$$

Impondo que a hamiltoniana satisfaça as condições $H^2 = |\vec{p}|^2$ e $H^\dagger = H$, obtém-se que os α 's devem satisfazer à seguinte álgebra:

$$[\alpha_i, \alpha_j]_+ = 2\delta_{ij} \quad e \quad \alpha_i^\dagger = \alpha_i. \quad (2.24)$$

As condições expressas nas equações acima são satisfeitas pelas matrizes de Pauli [15]. Pode-se então fazer qualquer uma das escolhas $\alpha_i = \sigma_i$ ou $\alpha_i = -\sigma_i$. Consideram-se, a seguir, as conseqüências de cada uma destas escolhas.

Se $\alpha_i = \sigma_i$, a equação de Dirac fica:

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{p}\Phi = E\Phi. \quad (2.25)$$

Tomando $E = |\vec{p}|$, tem-se:

$$\vec{\sigma} \cdot \hat{p}\Phi = \Phi. \quad (2.26)$$

A equação acima descreve um férmion, não-massivo, com helicidade $+\frac{1}{2}$, i. e., dextrógira (*right handed*); um ν_R , por exemplo. Fazendo-se uma transformação de paridade no referencial tem-se que $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$, e a equação fica:

$$\vec{\sigma} \cdot (-\hat{p})\Phi = -\Phi. \quad (2.27)$$

A eq. (2.27) descreve a anti-partícula levógira (*left handed*), com helicidade $-\frac{1}{2}$. Especificamente para o neutrino, pode-se dizer que a escolha $\alpha_i = \sigma_i$ acarreta que, por uma transformação de paridade,

$$\nu_R \rightarrow \bar{\nu}_L. \quad (2.28)$$

Para a escolha $\alpha_i = -\sigma_i$, a equação de Dirac fica:

$$-\vec{\sigma} \cdot \vec{p} \chi = E \chi. \quad (2.29)$$

Tomando novamente $E = |\vec{p}|$, tem-se:

$$\vec{\sigma} \cdot \hat{p} \chi = -\chi. \quad (2.30)$$

A equação acima descreve uma partícula levógira. Fazendo a transformação de paridade tem-se:

$$\vec{\sigma} \cdot (-\hat{p}) = \chi, \quad (2.31)$$

a qual descreve a anti-partícula dextrógira. Assim, com a escolha $\alpha_i = -\sigma_i$, uma transformação de paridade acarreta:

$$\nu_L \rightarrow \bar{\nu}_R. \quad (2.32)$$

Na natureza não há indícios da existência de ν_R ou $\bar{\nu}_L$ [7].

É conveniente expressar todos os resultados aqui apresentados num formalismo de matrizes 4×4 , posto que esta é a representação “natural” da teoria de Dirac. Pode-se escrever os espinores e as matrizes α como:

$$u = \begin{pmatrix} \chi \\ \Phi \end{pmatrix} \quad \vec{\alpha} = \begin{pmatrix} -\vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

Esta representação é conhecida como de Weyl [16]. Pode-se definir os seguintes projetores [7]:

$$P_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \quad e \quad P_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma^5), \quad (2.34)$$

os quais têm as seguintes propriedades:

$$P_R + P_L = 1 \quad ; \quad P_j^2 = P_j \quad e \quad [P_R, P_L] = 0. \quad (2.35)$$

Com os projetores definidos em (2.34), as soluções provenientes das escolhas $\pm\vec{\sigma}$, são expressas como [7]:

$$P_L u_\nu = \begin{pmatrix} \chi \\ 0 \end{pmatrix} \quad e \quad P_R u_\nu = \begin{pmatrix} 0 \\ \Phi \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Após tudo o que foi apresentado nesta seção, é fácil concluir que a forma de corrente vetorial, usada na descrição de fenômenos puramente eletromagnéticos, não é conveniente para descrição de fenômenos envolvendo neutrinos; a forma mais adequada para esta corrente é $V - A$ [2], que expressa a violação de paridade.

2.2 Espalhamento profundamente inelástico neutrino-nucleon

Obtém-se aqui, a partir da eq. (1.50), a seção de choque diferencial para processos do tipo $\nu_\ell N \rightarrow \ell X$, onde ℓ , mais especificamente, pode ser um e^- , μ^- ou ν_e , ν_μ . O cálculo é análogo aos apresentados no primeiro capítulo, embora algumas mudanças devam ser introduzidas. A primeira delas refere-se à corrente leptônica, que passa a ser do tipo $V - A$, e não mais simplesmente V como no caso eletromagnético. Deve-se ainda considerar que os bósons intermediários, trocados nos processos fracos, são massivos e que a constante de acoplamento fraco é diferente da eletromagnética.

Considera-se, a seguir, o processo envolvendo troca de corrente carregada.

(i) $\nu_\ell N \rightarrow \ell^- X$ ($\ell^- = e^-, \mu^-$)

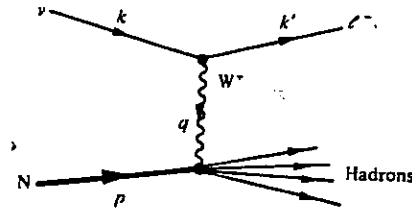


Figura 2.1: Diagrama de Feynman para o processo $\nu_\ell N \rightarrow \ell^- X$.

As mudanças das fórmulas do propagador, da constante de acoplamento e do tensor leptônico, para este caso, são [2]:

$$q^2 \rightarrow q^2 - M_W^2, \tag{2.37}$$

$$e^2 \rightarrow \frac{G}{\sqrt{2}} M_W^2 \tag{2.38}$$

e

$$L_{\alpha\beta}(e, e) \rightarrow 8L_{\alpha\beta}(\nu), \tag{2.39}$$

onde q é o momentum transferido, M_W a massa do bóson trocado (W^+) e G a constante de Fermi, que desempenha, na teoria das interações fracas, papel análogo à constante de estrutura fina, α , do eletromagnetismo, ou seja, é a constante de acoplamento fraco.

A corrente associada ao neutrino é dada por:

$$J_\nu(0) = \bar{u}_\nu(k') \gamma_\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_\nu(k) \tag{2.40}$$

Pode-se construir o tensor leptônico, associado ao neutrino, tomando o hermitiano da corrente $\nu\ell^-$, análoga a da eq. (2.40)

$$\left(\bar{u}_{\ell^-}(k')\gamma_{\mu}\frac{1}{2}(1-\gamma_5)u_{\nu}(k)\right)^{\dagger} = \bar{u}_{\nu}\gamma_{\mu}\frac{1}{2}(1-\gamma_5)u_{\ell^-}, \quad (2.41)$$

onde foram usadas as regras de comutação das matrizes γ [8, 7] e a massa do lépton foi desprezada [7, 2]. O tensor leptônico $L_{\mu\nu}(\nu)$, associado ao neutrino, será dado por:

$$L_{\mu\nu}(\nu) = \frac{1}{8} \sum_{s,s'} \bar{u}^{(s)}(k)\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)u^{(s')}(k') \bar{u}^{(s')}(k')\gamma_{\nu}(1-\gamma_5)u^{(s)}(k). \quad (2.42)$$

Utilizando a normalização dos espinores dada em [7] e as regras de comutação das matrizes γ , com um pouco de algebrismo tem-se:

$$L_{\mu\nu}(\nu) = \frac{1}{8} \text{Tr} \left(\not{k}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\not{k}'\gamma_{\nu}(1-\gamma_5) \right). \quad (2.43)$$

Utilizando os teoremas de traço das matrizes γ [7] e o fato de que índices mudos podem ser permutados livremente, tem-se:

$$L_{\alpha\beta}(\nu) = k'_{\alpha}k_{\beta} + k_{\alpha}k'_{\beta} - g_{\alpha\beta}(k \cdot k') + i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}k'^{\delta}k^{\gamma}. \quad (2.44)$$

Observa-se que, ao contrário do tensor $L_{\alpha\beta}(e)$, dado por (1.6), o tensor $L_{\alpha\beta}(\nu)$ não é totalmente simétrico nos índices α e β , podendo ser escrito na forma

$$L_{\alpha\beta}(\nu) = L_{\alpha\beta}^{(S)}(\nu) + iL_{\alpha\beta}^{(A)}(\nu). \quad (2.45)$$

Com as mudanças das equações (2.37) a (2.39), pode-se escrever a seção de choque do processo com troca de corrente carregada (CC), a partir da eq. (1.48), em função do tensor hadrônico como:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}}{d\Omega dE'} = \frac{1}{2m_N} \left(\frac{G}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2}\right)^2 \frac{E'}{E} L_{\alpha\beta}(\nu) W_{CC}^{\alpha\beta}. \quad (2.46)$$

Apresenta-se, a seguir, o processo envolvendo troca de corrente neutra.

(ii) $\nu N \rightarrow \nu X$

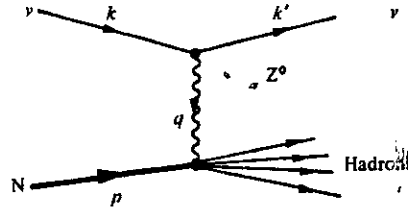


Figura 2.2: Diagrama de Feynman para o processo $\nu_\ell N \rightarrow \nu_\ell X$.

O modificação das fórmulas do propagador e da constante de acoplamento, para um processo fraco com troca de corrente neutra, é [2]:

$$q^2 \rightarrow q^2 - M_Z^2 \tag{2.47}$$

e

$$e^2 \rightarrow \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{M_Z^2}{2}. \tag{2.48}$$

Como, na análise do processo envolvendo troca de corrente carregada (CC), as massas dos léptons foram desprezadas, o tensor leptônico, $L_{\alpha\beta}(\nu)$, permanece o mesmo para o processo com troca de corrente neutra (CN), $\nu N \rightarrow \nu X$. A seção de choque deste espalhamento, em função do tensor hadrônico, pode ser obtida fazendo as mudanças (2.47) e (2.48) na fórmula (1.48),

$$\frac{d^2\sigma_{CN}}{d\Omega dE'} = \frac{1}{4} \frac{1}{2m_N} \left(\frac{G}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{M_Z^2}{Q^2 + M_Z^2}\right)^2 \frac{E'}{E} L_{\alpha\beta}(\nu) W_{CN}^{\alpha\beta}. \tag{2.49}$$

Como nestes casos o tensor $L_{\alpha\beta}(\nu)$ possui uma parte simétrica e outra antissimétrica, o tensor $W_{\alpha\beta}$ deve conter agora termos antissimétricos, que não contribuem para o caso

eletromagnético, haja vista que o tensor leptônico é simétrico. A forma mais geral possível para o tensor hadrônico, considerando-se a violação de paridade, é [2] :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_N} W_{\alpha\beta} = & -g_{\alpha\beta} W_1 + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_N^2} W_2 - i \frac{\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p^\gamma q^\delta}{2m_N^2} W_3 \\ & + \frac{q_\alpha q_\beta}{m_N^2} W_4 + \frac{p_\alpha q_\beta + p_\beta q_\alpha}{2m_N^2} W_5 + \frac{i}{2m_N^2} (p_\alpha q_\beta - p_\beta q_\alpha) W_6. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Efetuando a contração do tensor acima com o tensor associado ao neutrino, obtém-se³:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_N} L^{\alpha\beta}(\nu) W_{\alpha\beta} = & -q^2 W_1 + \frac{W_2}{2m_N^2} \left[2(p \cdot k)(p \cdot k') + m_N^2 \frac{q^2}{2} \right] \\ & + \frac{W_3}{2m_N^2} q^2 (p \cdot k + p \cdot k'). \end{aligned} \quad (2.51)$$

Substituindo a equação (2.51) em (2.49) e comparando com o resultado do processo $\nu N \rightarrow \ell^- X$, obtém-se:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{G^2}{2\pi^2} \left(\frac{M^2}{Q^2 + M^2} \right)^2 (E')^2 \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - W_3 \frac{E + E'}{m_N} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (2.52)$$

Quando a corrente é do tipo CC , $M \rightarrow M_W$; quando é do tipo NC , $M \rightarrow M_Z$. Observa-se, na eq. (2.52), que a dependência angular da seção de choque diferencial para processos do tipo $\nu N \rightarrow \nu X$ é semelhante à obtida para os processos induzidos por elétrons, apresentados no primeiro capítulo; a diferença está na existência de um termo extra, proporcional a W_3 , proveniente da violação de paridade nos processos fracos.

2.3 O espalhamento elástico $\nu q \rightarrow \nu q$

Já foi visto que os resultados obtidos para processos eletromagnéticos e fracos conduzem à hipótese de que os nucleons possuem estrutura interna. Em 1969, Feynman propôs um modelo, o modelo a *partons*, que se baseia na hipótese de que os nucleons têm uma

³Os termos que contêm as funções $W_{4,5,6}$ são nulos.

constituição “granular” (os partons), como será visto no terceiro capítulo. Para o estudo deste modelo, considerando processos induzidos por neutrinos, é de importância fundamental analisar-se o espalhamento do neutrino por uma partícula pontual, *i. e.*, o processo elástico neutrino-parton, em termos do qual os espalhamentos de neutrinos por nucleons serão explicados. Das regras de Feynman, em primeira ordem das amplitudes

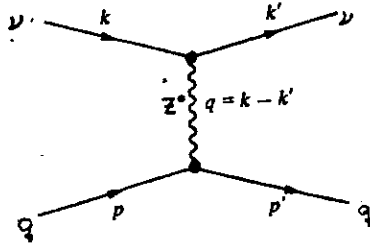


Figura 2.3: Diagrama de Feynman para o processo $\nu q \rightarrow \nu q$.

de espalhamento, tem-se que a amplitude invariante do processo $\nu(j) \rightarrow \nu(j)$ é dada por [7, 17]:

$$M = \frac{1}{2}g^2 \bar{u}_\nu(k') \frac{1}{2}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u_\nu(k) \frac{1}{M^2 - q^2} \bar{u}_j(p') \frac{1}{2}\gamma^\mu(\lambda_V - \lambda_A\gamma^5)u_j(p). \quad (2.53)$$

onde os λ 's são fatores, em princípio complexos, que parametrizam a ignorância a respeito da corrente partônica. Para o caso não-polarizado interessa $|\overline{M}|^2$, onde [2]:

$$|\overline{M}|^2 = \frac{1}{(2s_j + 1)(2s_\nu + 1)} \sum_{spins} M^\dagger M, \quad (2.54)$$

ou ainda,

$$|\overline{M}|^2 = \frac{1}{4}g^4 L_{\alpha\beta}(\nu)L^{\alpha\beta}(j); \quad (2.55)$$

$L^{\alpha\beta}(\nu)$ é o tensor associado ao neutrino, dado por (2.44), e $L^{\alpha\beta}(j)$ o tensor associado ao parton j , que será calculado a seguir.

Da equação (2.53) tem-se que o tensor partônico é:

$$L^{\alpha\beta}(j) \equiv \frac{1}{2} \sum_{s,s'} \left(\bar{u}_j(p') \frac{1}{2} \gamma_\alpha (\lambda_V - \lambda_A \gamma_5) u_j(p) \right)^\dagger \left(\bar{u}_j(p') \frac{1}{2} \gamma_\alpha (\lambda_V - \lambda_A \gamma_5) u_j(p) \right). \quad (2.56)$$

Utilizando as propriedades das matrizes γ e a normalização dos espinores [7], segue-se que:

$$L^{\alpha\beta}(j) = \frac{1}{8} \text{Tr} \left[\gamma_\alpha (\lambda_V^* - \lambda_A^* \gamma_5) (\not{p}' + m_j) \gamma_\beta (\lambda_V - \lambda_A \gamma_5) (\not{p} + m_j) \right] \quad (2.57)$$

onde m_j é a masa do parton j . Utilizando as regras de comutação das matrizes γ , obtém-se:

$$\begin{aligned} L^{\alpha\beta}(j) = \frac{1}{8} \text{Tr} & \left[(|\lambda_V|^2 + |\lambda_A|^2) \left(\gamma_\alpha \not{p}' \gamma_\beta (\not{p} + m_j) \right) \right. \\ & + (|\lambda_V|^2 - |\lambda_A|^2) \left(m_j \gamma_\alpha \gamma_\beta (\not{p} + m_j) \right) \\ & - (\lambda_V^* \lambda_A - \lambda_V \lambda_A^*) \left(\gamma_\alpha \not{p}' \gamma_\beta \gamma_5 (\not{p} + m_j) \right) \\ & \left. - (\lambda_V^* \lambda_A - \lambda_V \lambda_A^*) \left(m_j \gamma_\alpha \gamma_\beta \gamma_5 (\not{p} + m_j) \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.58)$$

Aplicando os teoremas de traço das γ 's [7, 8] na equação acima,

$$\begin{aligned} L_{\alpha\beta}(j) = \frac{1}{2} & \left[(|\lambda_V|^2 + |\lambda_A|^2) \left(p'_\alpha p_\beta + p'_\beta p_\alpha - (p' \cdot p) g_{\alpha\beta} \right) \right. \\ & + (|\lambda_V|^2 - |\lambda_A|^2) m_j^2 g_{\alpha\beta} \\ & \left. - (\lambda_V^* \lambda_A - \lambda_V \lambda_A^*) i \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} p'^\mu p^\nu \right]. \end{aligned} \quad (2.59)$$

Da conservação do quadri-momentum, $p' = p + q$, pode-se reescrever (2.59) como:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_j} L_{\alpha\beta} & = -g_{\alpha\beta} C_1 + \frac{1}{m_j^2} p_\alpha p_\beta C_2 - \frac{1}{2m_j^2} i \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p^\gamma q^\delta C_3 \\ & + \frac{1}{2m_j^2} (p_\alpha q_\beta + p_\beta q_\alpha) C_5, \end{aligned} \quad (2.60)$$

onde os C 's são definidos por:

$$C_1 \equiv \frac{1}{4m_j} (m_j^2 + p \cdot q) (|\lambda_V|^2 + |\lambda_A|^2) - \frac{1}{4} m_j (|\lambda_V|^2 - |\lambda_A|^2), \quad (2.61)$$

$$C_2 \equiv \frac{1}{2} m_j (|\lambda_V|^2 + |\lambda_A|^2), \quad (2.62)$$

$$C_3 \equiv -\frac{1}{2}m_j(\lambda_V^* \lambda_A + \lambda_V \lambda_A^*), \quad (2.63)$$

$$C_5 \equiv \frac{1}{2}m_j(|\lambda_V|^2 + |\lambda_A|^2). \quad (2.64)$$

Da contração do tensor partônico, dado por (2.60), com o tensor do neutrino, eq. (2.44), resulta:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_j} L_{\alpha\beta}(j) L^{\alpha\beta}(\nu) &= (2k \cdot k') C_1 + \frac{1}{m_j^2} C_2 \left(2(p \cdot k)(p \cdot k') - m_j^2 k \cdot k' \right) \\ &- \frac{1}{m_j^2} C_3 \left((p \cdot k)(q \cdot k') - (p \cdot k')(q \cdot k) \right) \\ &+ \frac{1}{m_j^2} C_5 \left((p \cdot k)(q \cdot k') + (p \cdot k')(q \cdot k) - (k \cdot k')(p \cdot q) \right) \end{aligned} \quad (2.65)$$

No referencial do laboratório:

$$p^\mu = (m_j, \vec{0}), \quad k^\mu = (E, \vec{k}) \quad e \quad k'^\mu = (E', \vec{k}'). \quad (2.66)$$

Usando o fato que

$$k^2 = k'^2 = 0, \quad (2.67)$$

e utilizando as equações (2.66) e (2.67), pode-se reescrever a eq. (2.65) como:

$$\frac{1}{2m_j} L_{\alpha\beta}(j) L^{\alpha\beta}(\nu) = 2EE' \left[2C_1 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + C_2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - C_3 \frac{E + E'}{m_j} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (2.68)$$

A seção de choque, no referencial do laboratório, é dada por:

$$\frac{d^2\sigma_{CN}}{d\Omega dE'} = \frac{1}{m_j^2} \left(\frac{G}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{M_Z^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \frac{E'}{E} L_{\alpha\beta}(\nu) L^{\alpha\beta}(j) \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_j}\right) \quad (2.69)$$

ou, substituindo (2.68) em (2.69), por:

$$\frac{d^2\sigma_{CN}}{d\Omega dE'} = \frac{G^2}{2\pi^2} \left(\frac{M_Z^2}{M_Z^2 + Q^2} \right)^2 (E')^2 \left[2W_1 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + W_2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - W_3 \frac{E + E'}{m_j} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (2.70)$$

onde definiu-se

$$W_k \equiv \frac{2}{m_j} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_j}\right) C_k, \quad (2.71)$$

para $k = \{1, 2, 3\}$. Tomando o limite $\frac{m_j}{Q^2} \rightarrow 0$, pois só é possível estudar a interação neutrino-parton na região de grande momentum transferido, um pouco de algebrismo permite escrever os W 's na seguinte forma:

$$W_1 = (|\lambda_V|^2 + |\lambda_A|^2) \frac{Q^2}{4m_j^2\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_j\nu}\right) \quad (2.72)$$

$$\nu W_2 = (|\lambda_V|^2 + |\lambda_A|^2) \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_j\nu}\right) \quad (2.73)$$

$$\nu W_3 = -(\lambda_V^* \lambda_A + \lambda_V \lambda_A^*) \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_j\nu}\right). \quad (2.74)$$

Se os λ 's forem reais [2], reobtem-se o caso particular discutido na ref. [2]; estes resultados expressam a contribuição de um parton às funções de estrutura dos núcleons. Assim como no processo $e\mu \rightarrow e\mu$, as funções acima dependem de Q e ν apenas sob a forma $\frac{Q^2}{\nu}$. Este fato é muito relevante para a formulação da hipótese básica do modelo a *partons*, conforme será visto no próximo capítulo.



Capítulo 3

O modelo a partons e sua generalização via diquarks

A partir dos resultados obtidos, nos capítulos anteriores, para a seção de choque do processo elástico (elementar) elétron-múon e de outros processos de espalhamento elásticos e inelásticos envolvendo léptons e nucleons, pode-se ressaltar evidências de que os nucleons não são partículas elementares; possuem estrutura interna a ser compreendida.

No estudo do espalhamento profundamente inelástico, apresentado até aqui, o detalhe desta estrutura implícita nas funções de estrutura ainda não é explicado. A comparação das seções de choque elástica $e\mu \rightarrow e\mu$ e inelástica $\ell N \rightarrow \ell X$ sugere que o nucleon seja composto por vários centros espalhadores puntiformes: os *partons*. A seção de choque total do espalhamento $\ell N \rightarrow \ell X$ é obtida a partir da soma incoerente das seções de choque elementares entre ℓ e os *partons*. Esta é a hipótese básica do chamado modelo a *partons* a respeito da estrutura hadrônica. Posteriormente, os *partons* de Feynman foram identificados com os *quarks* de Gell-Mann — introduzidos a partir de considerações de simetria, na espectroscopia hadrônica [7, 9] — contribuindo para o desenvolvimento de uma teoria dinâmica para os quarks: a Cromodinâmica Quântica.

Neste capítulo apresenta-se, primeiramente, a base conceitual do modelo a *partons* (seção 3.1) e os cálculos das funções de estrutura dos nucleons nos casos de espalhamen-

tos inelásticos induzidos por elétrons e por neutrinos (seção 3.2). A seguir, discute-se a possibilidade de existirem partons com spin diferente de $1/2$ (seção 3.3). Note-se que esta possibilidade, do ponto de vista da espectroscopia hadrônica, já havia sido cogitada por M. Gell-Mann, em seu artigo original, onde a existência de *diquarks* — estados formados de dois quarks — foi proposta pela primeira vez. Por outro lado, já se conhecem muitas evidências a favor dos diquarks, algumas das quais revistas na seção 3.4. Os resultados da contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico elétron-núcleon já são conhecidos [18] e estão resumidos na seção 3.5.

3.1 Evidências experimentais do modelo a partons

No primeiro capítulo, foi visto que as funções de estrutura de partículas pontuais, como o múon, independem de Q^2 . Para o caso do núcleon, no limite do espalhamento elástico, as funções de estrutura dependem de ν e Q^2 e decrescem com o quarta potência do momentum transferido, $\sim Q^4$.

Os experimentos, no limite do espalhamento profundamente inelástico, revelaram que, nesta escala de energia, o comportamento das funções de estrutura é bastante diferente. Observou-se o comportamento conhecido como *scaling*, ou seja, as funções não variam mais com Q^2 e ν ; nesta região cinemática, a dependência funcional da função de estrutura passa a ser apenas na razão $\frac{Q^2}{\nu}$. Este resultado foi apresentado por Panofsky, em 1968, utilizando dados do SLAC (*Stanford Linear Accelerator*). As figuras 3.1 e 3.2 revelam o comportamento das funções de estrutura.

O *scaling* das funções de estrutura inelásticas foi previsto, teoricamente, por Bjorken, em 1969. Estudando o comportamento destas funções no limite matemático, hoje conhe-

cido como “limite de Bjorken”, a saber:

$$Q^2 \rightarrow \infty, \quad \nu \rightarrow \infty, \quad \text{para} \quad x = \frac{Q^2}{2m_N\nu} \quad \text{fixo}, \quad (3.1)$$

obtém-se que:

$$\lim_{B_j} m_N W_1(\nu, Q^2) = F_1(x) \quad (3.2)$$

$$\lim_{B_j} \nu W_2(\nu, Q^2) = F_2(x) \quad (3.3)$$

$$\lim_{B_j} \nu W_3(\nu, Q^2) = -F_3(x). \quad (3.4)$$

Assim, o mais surpreendente no resultado apresentado por Panofsky não foi o *scaling* das funções de estrutura, mas o fato deste acontecer para $Q^2 \gtrsim 1 (GeV/c)^2$, ao invés de $Q^2 \rightarrow \infty$, conforme previsto por Bjorken. Assim, no limite do espalhamento profundamente inelástico, as funções de estrutura dos *hadrons* apresentam o mesmo comportamento das funções de estrutura de férmions pontuais. Este fato torna plausível a hipótese de que os nucleons tem uma estrutura granular, onde os grãos (partons) são partículas pontuais de spin $\frac{1}{2}$.

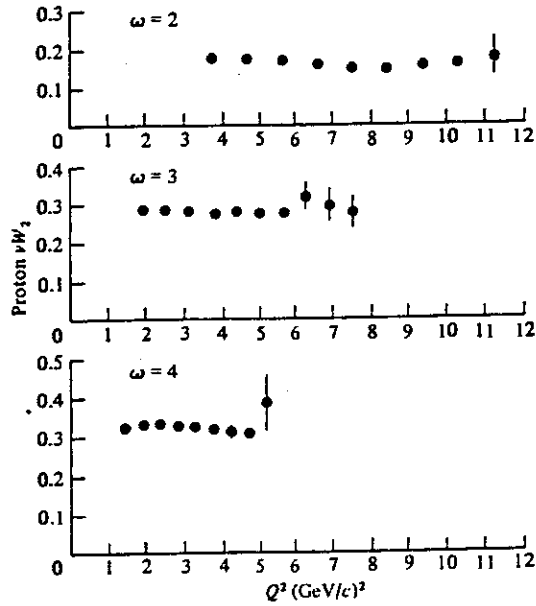


Figura 3.1: *Scaling* da função de estrutura eletromagnética νW_2 , para diversos valores de x .

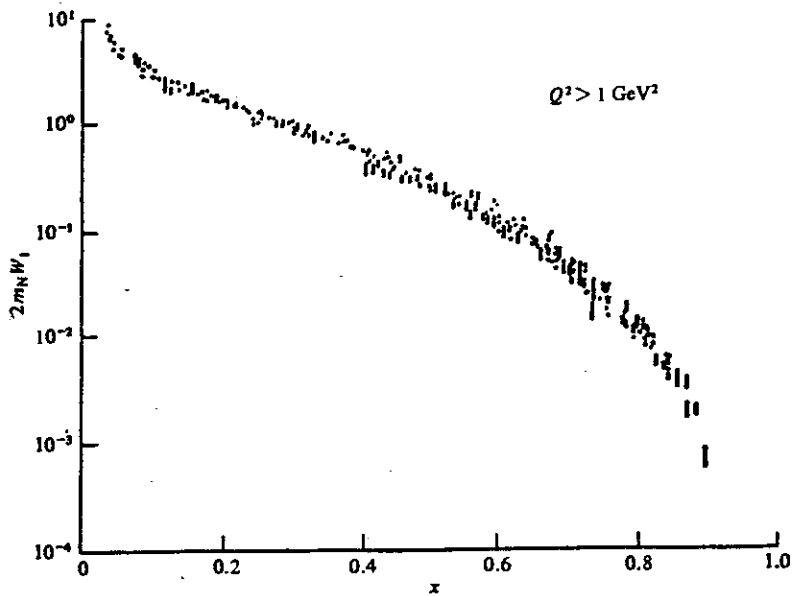


Figura 3.2: *Scaling* da função de estrutura eletromagnética $2m_N W_1$, no limite em que a dependência em Q^2 é observável.

3.2 Modelo a partons

Os resultados citados na seção anterior formam um conjunto de evidências bastante forte de que a estrutura hadrônica é constituída por férmions pontuais.

Pode-se dizer que a medida que o momentum da “sonda” aumenta, ou, equivalentemente seu comprimento de onda diminui, tem-se uma “resolução ” cada vez melhor acerca da estrutura dos nucleons. Quando $0 < Q^2 \lesssim 1 \text{ (GeV/c)}^2$ a resolução é suficiente apenas para dizer que os *hadrons* não são partículas elementares; têm estrutura interna, a respeito da qual nada pode ser afirmado. Quando $Q^2 \gtrsim 1 \text{ (GeV/c)}^2$ a resolução é suficiente para se compreender que os *hadrons* são formados por férmions elementares, os quais são confinados e interagem com a “sonda” da mesma forma que partículas livres; no espalhamento profundamente inelástico, $\ell N \rightarrow \ell X$, “X” refere-se a um “chuveiro” de *hadrons*.

Inicialmente, considera-se, por simplicidade, que no modelo a *partons* todos os tipos de partons são equiprováveis. Suas contribuições para as funções de estrutura dos nucleons se dão por uma soma incoerente, *i. e.*, soma das seções de choque de cada parton e não das amplitudes de probabilidade. Neste modelo, desconsidera-se ainda o momentum de Fermi dos constituintes.

Seja x' a fração de momentum do nucleon carregada por um parton e $f_j(x')$ a densidade de probabilidade de encontrar-se um parton j com fração de momentum x' , no interior do nucleon. A massa do parton j é dada, em função da massa do nucleon, por $m_j = x' m_N$. Desconsideram-se possíveis interações entre os partons, o que implica na hipótese de que a interação dos *partons* com a “sonda” se dá num tempo muito menor que a interação destes entre si [19], justificada na região cinemática do espalhamento profundamente inelástico. Faz-se, portanto, necessário — de acordo com a interpretação probabilística — impor a

seguinte normalização para f_j :

$$\sum_j \int_0^1 dx' f_j(x') = 1 \quad (3.5)$$

Considerando-se todos os partons equiprováveis, o índice j na função f torna-se desnecessário. Do capítulo um, tem-se que as funções de estrutura eletromagnéticas de partículas pontuais são :

$$W_1^{e\mu \rightarrow e\mu} = \frac{Q^2}{4m_\mu^2\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_\mu\nu}\right) \quad (3.6)$$

$$W_2^{e\mu \rightarrow e\mu} = \frac{1}{\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_\mu\nu}\right) \quad (3.7)$$

ou, equivalentemente,

$$F_1^{e\mu \rightarrow e\mu} = \frac{Q^2}{4m_\mu\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_\mu\nu}\right) \quad (3.8)$$

$$F_2^{e\mu \rightarrow e\mu} = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_\mu\nu}\right) \quad (3.9)$$

A contribuição elástica às funções de estrutura eletromagnéticas do próton são :

$$W_1^{ep \rightarrow ep} = \frac{Q^2}{4m_p^2\nu} (F_1 + kF_2)^2 \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_p\nu}\right) \quad (3.10)$$

$$W_2^{ep \rightarrow ep} = \frac{1}{\nu} \left(F_1^2 + \frac{k^2 Q^2}{4m_p^2} F_2^2\right) \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_p\nu}\right) \quad (3.11)$$

Com o resultado expresso nas equações (3.6) e (3.7), tem-se que as funções de estrutura eletromagnéticas de um *parton* j , de massa m_j e carga Q_j , em unidades da carga do elétron, são:

$$W_1^{ej \rightarrow ej} = Q_j^2 \frac{Q^2}{4m_j^2\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_j\nu}\right) \quad (3.12)$$

$$\nu W_2^{ej \rightarrow ej} = Q_j^2 \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_j\nu}\right) \quad (3.13)$$

ou ainda,

$$W_1^{ej \rightarrow ej} = \frac{Q_j^2}{2m_N} \delta(x' - x) \quad (3.14)$$

$$\nu W_2^{ej \rightarrow ej} = Q_j^2 x' \delta(x' - x). \quad (3.15)$$

Onde

$$x \equiv \frac{Q^2}{2m_N \nu} \quad m_j = x' m_N. \quad (3.16)$$

Seja $f(x')dx'$ a probabilidade de se encontrar um parton com fração de momentum entre x' e $x' + dx'$ no interior do nucleon. As funções de estrutura do nucleon são:

$$W_k^{\ell N} = \sum_j \int_0^1 dx' f(x') W_k^{\ell j \rightarrow \ell j}, \quad (3.17)$$

onde $k = \{1, 2\}$. Assim, no caso puramente eletromagnético ($\ell = e$),

$$W_1^{eN} = \frac{1}{2m_N} f(x) \sum_j Q_j^2 \quad (3.18)$$

$$\nu W_2^{eN} = x f(x) \sum_j Q_j^2 \quad (3.19)$$

O resultado obtido, em concordância com os dados experimentais, mostra o *scaling* das funções de estrutura. Com as equações acima, pode-se ainda escrever

$$2F_1^{eN}(x) = 2m_N W_1^{eN} = f(x) \sum_j Q_j^2 \quad (3.20)$$

$$F_2^{eN}(x) = \nu W_2^{eN} = x f(x) \sum_j Q_j^2. \quad (3.21)$$

Assim,

$$F_2^{eN}(x) = 2x F_1^{eN}(x). \quad (3.22)$$

Este resultado é conhecido na literatura como relação de Callan-Gross.

As funções W_1 e W_2 , acima calculadas, referem-se à contribuição do modelo a *partons* à parte simétrica do tensor hadrônico. A seguir apresenta-se o cálculo da função de estrutura W_3 , a qual expressa a contribuição dos termos antissimétricos, do tensor hadrônico, às funções de estrutura do nucleon.

Conforme mostrado no primeiro capítulo, os termos antissimétricos do tensor hadrônico não contribuem à seção de choque de processos eletromagnéticos. Entretanto, também foi mostrado que, para processos envolvendo interação fraca, deve existir uma contribuição partônica à parte antissimétrica do tensor hadrônico.

A seguir apresentam-se as expressões para as funções de estrutura relacionadas ao processo elástico neutrino-parton ($\nu j \rightarrow \nu j$) em termos do modelo a partons. A partir da análise do processo ($\nu j \rightarrow \nu j$), apresentada no segundo capítulo, tem-se que as funções de estrutura elásticas elementares são:

$$W_1^{\nu j} = \left(\lambda_V^2 + \lambda_A^2 \right)_j \frac{Q^2}{4m_j^2 \nu} \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m_j \nu} \right) \quad (3.23)$$

$$\nu W_2^{\nu j} = \left(\lambda_V^2 + \lambda_A^2 \right)_j \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m_j \nu} \right) \quad (3.24)$$

$$\nu W_3^{\nu j} = -\lambda_V \lambda_A \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m_j \nu} \right). \quad (3.25)$$

Escrevendo as equações acima em função de x e x' , substituindo o resultado em (3.17) e efetuando a integração, obtém-se:

$$F_1^{\nu j} = \frac{1}{2} f(x) \sum_j \left(\lambda_V^2 + \lambda_A^2 \right)_j \quad (3.26)$$

$$F_2^{\nu j} = x f(x) \sum_j \left(\lambda_V^2 + \lambda_A^2 \right)_j \quad (3.27)$$

$$F_3^{\nu j} = 2f(x) \sum_j (\lambda_V \lambda_A)_j, \quad (3.28)$$

onde, de acordo com o limite de Bjorken, eq.(3.4):

$$F_3^{\nu j} = -\nu W_3^{\nu j}. \quad (3.29)$$

Assim, o modelo a *partons* também descreve o *scaling* das funções de estrutura do espalhamento inelástico neutrino-nucleon, observado experimentalmente.

Concluindo esta seção, é importante lembrar a importância da análise deste espalhamento inelástico, envolvendo neutrino, no que se refere à primeira evidência a favor da existência de partons sem carga elétrica. De fato, combinando-se os dados dos espalhamentos inelásticos induzidos por elétrons com outros induzidos por neutrinos, foi possível mostrar que os partons carregados são responsáveis apenas por cerca de metade do impulso total do nucleon [2]. A outra metade, aprendeu-se mais tarde, é atribuída aos *gluons*.

3.3 O modelo a partons e a possibilidade de partons com spin diferente de $\frac{1}{2}$

Nesta seção analisa-se a possibilidade de existirem partons não-fermiônicos no interior dos nucleons e suas conseqüências no modelo a *partons*. Esta hipótese é muito importante no estudo do modelo a *diquarks*.

A seção de choque de processos profundamente inelásticos pode ser interpretada de uma forma diferente da apresentada nos capítulos anteriores. Considerando-se somente a metade inferior do diagrama do processo $ep \rightarrow eX$, tem-se um processo de absorção de fótons virtuais pelo *hadron*.

Deste modo, as funções de estrutura $W_{1,2}$ relacionam-se às seções de choque σ_L e σ_T , as quais descrevem, respectivamente, os processos de absorção de fótons longitudinais e transversais.

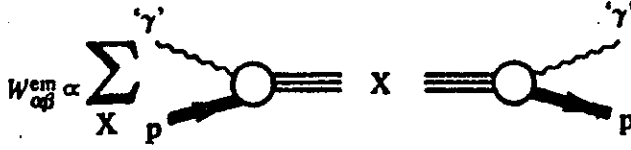


Figura 3.3: Diagrama que ilustra a relação entre as funções de estrutura $W_{1,2}$ e a seção de choque não-polarizada γ^*p .

Seja $\epsilon_\mu(\lambda)$ o vetor de polarização dos fótons com *virtualidade* q^2 e helicidade λ . A seção de choque do processo de absorção de fótons virtuais pelo nucleon — descrito pelo tensor hadrônico $W_{\mu\nu}$ —, para o caso não-polarizado, é dada por [2]:

$$\sigma^T(\gamma^*p \rightarrow X) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \epsilon^{\mu*} \epsilon^\nu W_{\mu\nu}(N), \quad (3.30)$$

onde K denota o fator de fluxo incidente de fótons virtuais. Utilizando-se a convenção de Hand [2], K seria a energia necessária à produção de um estado hadrônico final de mesma massa que um fóton real.

Para um fóton deslocando-se ao longo do eixo-z, os vetores de polarização são dados por [7]:

$$\epsilon_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(0; 1, \pm i, 0) \quad (3.31)$$

$$\epsilon_0 = \mp \frac{1}{\sqrt{-q^2}}(\sqrt{(\nu - q^2)}; 0, 0, \nu). \quad (3.32)$$

A conservação de paridade, para o processo não-polarizado, implica $\sigma_+ = \sigma_-$. Substituindo a expressão do tensor hadrônico e as expressões dos vetores de polarização em (3.30), obtém-se:

$$\sigma_T \equiv \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} W_1(Q^2, \nu) \quad (3.33)$$

$$\sigma_L \equiv \sigma_0 = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left[\left(1 - \left(\frac{\nu}{q}\right)^2\right) W_2(Q^2, \nu) - W_1(Q^2, \nu) \right]. \quad (3.34)$$

Pode-se reescrever as equações acima expressando as funções de estrutura em função das seções de choque de absorção,

$$W_1(\nu, Q^2) = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \sigma_T \quad (3.35)$$

$$W_2(\nu, Q^2) = \frac{K}{4\pi^2\alpha} (\sigma_T + \sigma_L). \quad (3.36)$$

Tais resultados mostram que as funções de estrutura estão intimamente associadas aos processos de absorção de fótons pelos *hadrons*. Define-se a razão R como:

$$R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{W_2}{W_1} \left(1 + \frac{\nu^2}{q^2}\right) - 1. \quad (3.37)$$

A partir das equações (3.37), (3.2) e (3.3), pode-se obter:

$$R = \frac{W_2 \left(1 + \frac{\nu^2}{q^2}\right) - W_1}{W_1} = \frac{F_2(x) - 2xF_1(x)}{2xF_1(x)}, \quad (3.38)$$

onde termos proporcionais a $1/\nu$ foram desprezados no limite de Bjorken. Se, neste limite, verifica-se a relação de Callan-Gross, então $R \rightarrow 0$.

Considerando-se apenas os partons de spin 0 — que não possuem momento magnético — a expressão da seção de choque para o processo $ej \rightarrow ej$ tem de apresentar uma dependência funcional como a encontrada para $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$. Assim, esta expressão deve ser análoga à equação (1.22), a menos do termo que contém $\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$. Logo, obtém-se para as funções de estrutura:

$$\nu W_2(\nu, Q^2) = \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m_j\nu}\right) \quad (3.39)$$

$$W_1 = 0, \quad (3.40)$$

implicando diretamente $R \rightarrow \infty$. O resultado experimental desta razão é $R \approx 0,18 \pm 0,20$ [20]. Este resultado mostra que não é possível que todos os partons tenham spin 0;

entretanto, também não exclui a possibilidade de que no interior dos nucleons possam existir partons com spin inteiro (0 ou 1, no caso dos *diquarks*) além dos partons de spin $1/2$.

A possibilidade da existência de partons não-fermiônicos no interior dos nucleons foi estudada em alguns trabalhos citados em [21]. Em particular, na ref. [22] mostra-se que, se o *diquark* pseudo-vetorial não apresenta momento magnético anômalo, a relação de Callan-Gross ainda é verificada no limite de Bjorken. Assim, a relação de Callan-Gross não é uma prova cabal de que todos os constituintes do nucleon tenham spin $1/2$ [22].

Como é bem conhecido, análises mais detalhadas do modelo a *partons* revelam ainda a necessidade de se considerarem anti-partons e *gluons* no interior dos *hadrons* [2, 7]. Uma revisão deste ponto transcende o escopo desta tese e, portanto, a próxima seção limita-se a rever algumas das principais evidências a favor dos *diquarks*.

3.4 Evidências experimentais a favor dos diquarks

Apresenta-se, nesta seção, um resumo das principais evidências a favor dos *diquarks*; antes, porém, fazem-se algumas considerações gerais sobre estes objetos.

Atualmente a Cromodinâmica Quântica (QCD) apresenta-se como a melhor estrutura teórica capaz de descrever o mecanismo da interação forte; entretanto, uma compreensão completa das interações entre *hadrons*, em termos de uma teoria fundamental, ainda não é possível. Esta impossibilidade decorre do fato que, ainda hoje, os resultados via QCD são, sistematicamente, obtidos através de expansões perturbativas das amplitudes de transição. Como a constante de acoplamento cresce com a diminuição de escala de energia envolvida, para muitos problemas interessantes envolvendo *hadrons* — como, por exemplo, a própria espectroscopia — as séries divergem.

Da impossibilidade de abordar certos aspectos da interação forte, através de técnicas

perturbativas, desenvolveram-se técnicas não-perturbativas — como as regras de soma em QCD — e alguns modelos fenomenológicos. Dentre estes modelos destaca-se o modelo a *quarks* de Gell-Mann, que historicamente é anterior ao surgimento da QCD. Métodos numéricos baseados em cálculos em rede também foram utilizados buscando uma abordagem não-perturbativa da QCD [23], mas esta possibilidade exige um enorme tempo de trabalho computacional e, no estágio atual desta técnica de cálculo, não se pode esperar que ela substitua o poder preditivo dos modelos fenomenológicos.

O modelo a *quarks* foi inicialmente proposto por Gell-Mann (1964) [24] e Zweig (1964) [25], para o estudo da espectroscopia hadrônica. No trabalho original de Gell-Mann, consta uma nota onde é levantada a hipótese de que dois *quarks* possam interagir formando uma estrutura única: um *diquark*. Esta hipótese foi posteriormente desenvolvida por Ida e Kobayashi em 1966 e Lichtenberg e Tassie, em 1967, no estudo da espectroscopia dos *bárions* [21].

Inicialmente, os *diquarks*, bem como os *quarks*, eram considerados somente como uma espécie de entidades mnemônicas. Na QCD um bárion é constituído por três *quarks* de valência — um sistema de três corpos — mais um mar de *gluons* e pares de *quark-antiquarks*. Os *diquarks* são considerados como estados de mais baixa energia entre dois *quarks* de spin $\frac{1}{2}$, *i. e.*, estados com momento angular relativo $l = 0$, e tem paridade positiva; podem, assim, ser escalares ($j = 0$) ou pseudo-vetoriais ($j = 1$). Constitui em uma boa aproximação para o cálculo das propriedades estáticas dos *bárions* descrevê-los como um sistema de dois corpos, formado de um quark e um *diquark*.

De forma bastante genérica pode-se definir um *diquark* como “... qualquer sistema de dois *quarks*” [21], o que abarca as seguintes definições: [26] “*um diquark é qualquer sistema de dois quarks considerado coletivamente*” e “*um diquark é uma correlação de dois quarks em um hadron formado por mais que dois quarks*”. Aqui cabe um comentário.

A primeira das duas definições, apresentada no parágrafo anterior, é a adotada nesta tese. Em tal contexto, conhecido na literatura como “*Diquark Model*”, os *diquarks* são

considerados como quase-*partons*, sendo seus fatores de forma a única “memória” da sua natureza não-elementar. Estes fatores apresentam um comportamento matemático tal que, no limite $Q^2 \rightarrow \infty$, a contribuição elástica dos *diquarks* se anula.

A possibilidade de considerar um *diquark* como uma correlação de dois *quarks*, em um *hadron*, apresenta-se como uma visão mais rigorosa e complexa do que a usualmente adotada. Nesta abordagem, a natureza extensa dos *diquarks* evidencia-se não apenas nos fatores de forma mas, também, nas possíveis permutações dos quarks que formam o *diquark*. Assim, uma função de onda totalmente antissimétrica tem de ser escrita para o *hadron*, descrevendo as permutações dos constituintes dos *diquarks* como consequência de forças de cor. Até hoje esta possibilidade não foi desenvolvida.

O modelo a *diquarks* é aplicado à descrição de *bárions* exóticos e à produção de *hadrons* por *hadrons* e léptons. Em cada um destes contextos, diferentes parâmetros são atribuídos aos *diquarks*. Os resultados obtidos, a partir do modelo a *diquarks*, no estudo da estrutura bariônica, serviram de estímulo à aplicação do modelo a outros problemas [21], alguns dos quais serão apresentados a seguir.

Desde o advento do modelo a partons com spin $\frac{1}{2}$, [27, 28] a possibilidade de se considerarem constituintes bosônicos, na estrutura dos nucleons, tem sido objeto de investigação em processos profundamente inelásticos. Neste sentido, constituintes com spin 0 (*diquark* escalar) e spin 1 (*diquark* pseudo-vetorial) podem surgir, como estados ligados de dois *quarks*. Tais hipóteses são sustentadas por diversas evidências experimentais e argumentos teóricos [29], os quais sugerem que o *diquark* pode ser um modelo útil para correções de QCD não-perturbativa numa certa escala intermediária de Q^2 .

Atualmente existem fortes argumentos para se acreditar que os *diquarks* escalares desempenham um importante papel na descrição de vários processos exclusivos a energias intermediárias, tais como: fator de forma eletromagnético do nucleon [30], reações do tipo $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ [31] e alguns decaimentos de partículas charmosas [32]. Os *diquarks* escalares também desempenham um papel importante na descrição da produção inclusiva de $\pi\pi$,

a grande x de Bjorken, em reações k^+p a 70 GeV [33]. Análises preliminares dos dados para funções de estrutura de nucleons, extraídas de vários espalhamentos profundamente inelásticos [34, 35, 36, 37], sugerem também o predomínio dos *diquarks* escalares no interior do nucleon. A partir do início da década de 80, os autores das refs. [38, 34] sustentam a possibilidade de reproduzir o conjunto de dados experimentais, já disponível na época, para os espalhamentos inelásticos ep , eD ($D = \text{deutério}$), μN e νN ($N = \text{núcleo}$), supondo uma grande violação da simetria $SU(6)$ para os bárions, embora fosse mantida a simetria de isospin. Na verdade, estes autores supõem que o próton seja formado por um *quark* u e um *diquark* escalar; os *diquarks* pseudo-vetoriais, embora raros e espacialmente extensos, segundo estes autores, seriam importantes para a explicação do espalhamento inelástico νN — que é o objeto de análise do trabalho desta tese —, via a transição entre os *diquarks* escalar \rightleftharpoons pseudo-vetorial, pela absorção de um bóson W .

Em 1985, ainda considerando somente *diquarks* escalares, analisou-se a dependência em x e Q^2 da função F_2 devido aos *diquarks* e aos *quarks* que não fazem parte do *diquark* [21]. Mais recentemente, usando dados com erros menores, analisou-se, de forma mais detalhada, o espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, abrangendo uma vasta região de Q^2 ($2 \lesssim Q^2 \lesssim 200 \text{ GeV}^2$), mas, novamente, considerou-se apenas a contribuição dos *diquarks* escalares [37, 39]. Embora partindo de um modelo bastante simplificado, obtém-se em [37, 39] um bom acordo com a experiência desde que a dependência em Q^2 de F_2 advenha dos fatores de forma dos *diquarks* e de uma evolução em Q^2 , inspirada na QCD, para as funções de distribuição dos *quarks* e *diquarks*. Uma análise crítica das hipóteses e dos resultados deste modelo podem ser encontradas em [26]. Em 1990, ver ref. [18], apresentou-se uma análise mais geral da contribuição dos *diquarks* escalares e pseudo-vetoriais ao espalhamento profundamente inelástico ep , tanto no caso não-polarizado como no polarizado, considerando a possibilidade de transição entre *diquarks* escalares e pseudo-vetoriais e o momento magnético anômalo do *diquark* pseudo-vetorial. Maiores detalhes podem ser encontrados na ref. [40]. Com base nestes

resultados, mostrou-se que as evidências de efeitos de *higher twist*, encontrados nos dados experimentais de F_2^{ep} , em uma região cinemática intermediária de momentum transferido, são descritos pelos *diquarks*. Note-se que estes efeitos de *higher twist* não podem ser explicados pelo modelo a *quarks*, nem por versões simplificadas do modelo a *diquarks*. Resulta da análise feita em [26] que há uma grande predominância dos *diquarks* escalares sobre os pseudo-vetoriais, no interior do próton, na razão de 4 : 1, sendo que os *diquarks* escalares têm uma função de distribuição com um máximo a pequeno valor de x ($x \approx 0,2$), ao passo que os *diquarks* pseudo-vetoriais apresentam uma distribuição com um máximo a x grande ($x \approx 0,7$). Obtém-se, ainda, que os valores dos raios médios quadráticos dos *diquarks* escalares e pseudo-vetoriais são, respectivamente, $\sqrt{\langle r^2 \rangle_S} \approx 0.35 fm$ e $\sqrt{\langle r^2 \rangle_V} \approx 0.63 fm$, o que mostra quanto os escalares são “mais pontuais” que os pseudo-vetoriais.

Uma outra evidência a favor do modelo a *diquarks* provém da razão entre as funções de estrutura do nêutron e do próton, $\frac{F_2^n}{F_2^p}$. No limite de $x \rightarrow 1$ e $Q^2 \rightarrow \infty$, esta razão deve tender ao valor 0,25, de acordo com o modelo que prevê o predomínio das contribuições de um *quark* [41] e com o modelo a *quarks* [6]. Entretanto, de acordo com o modelo a *diquarks*, esta razão deve apresentar uma forte dependência funcional em Q^2 , decrescendo com o aumento de Q^2 para todos os valores de x . Na QCD perturbativa, a dependência em Q^2 das funções de estrutura aparece fatorizada [42] e assim, cancela-se na razão. A comparação entre os dados do SLAC e do EMC mostra uma clara dependência em Q^2 , favorecendo a previsão baseada no modelo a *diquarks*. Este resultado foi confirmado por dados da colaboração NMC [43, 44, 45]. Este mesmo tipo de análise de dados foi feito também para processos induzidos por neutrinos [46]. Uma análise apresentada na ref. [47] aponta para uma discrepância entre as previsões de diferentes modelos a *diquarks* e os “dados”, no que se refere à razão $\frac{d(x)}{u(x)}$ para os *quarks* de valência d e u . Este fato pode ser atribuído à contribuição dos processos de transição, entre os *diquarks*, do tipo escalar-vetor e vetor-escalar, conforme fora proposto por Fredriksson *et al.* [48, 35, 36]. É digno de nota, portanto, que a necessidade de se considerar tais processos surgiu da análise de

dados experimentais de processos induzidos por neutrinos, embora, até o presente, um estudo sistemático desta contribuição ainda não tenha sido realizado.

Concluindo, existe, portanto, um número significativo de reações inclusivas e exclusivas, envolvendo bárions, que sustentam a hipótese de que os *diquarks* são constituintes efetivos destes *hadrons*

3.5 Contribuição dos diquarks ao espalhamento profundamente inelástico elétron–nucleon

Tendo apresentado um conjunto de fortes evidências em favor do modelo a *diquarks*, apresenta-se, nesta seção, o cálculo da contribuição mais geral possível dos *diquarks* às funções de estrutura dos nucleons, no espalhamento profundamente inelástico induzido por elétrons. Esta aplicação dinâmica do modelo é análoga à apresentada neste trabalho, onde o processo é induzido por neutrinos. Conforme foi dito anteriormente, o estudo do espalhamento profundamente inelástico revelou a existência de uma estrutura interna dos nucleons, a qual passou a ser testada através do próprio espalhamento profundamente inelástico, envolvendo energias cada vez maiores.

Sabe-se que (*cf.* capítulo 1) o tensor hadrônico pode ser escrito como uma soma de dois tensores, um simétrico e outro antissimétrico, nos índices α e β :

$$W_{\alpha\beta}(N) = W_{\alpha\beta}^{(S)}(N) + W_{\alpha\beta}^{(A)}(N; S). \quad (3.41)$$

No modelo a *partons*, a interação do fóton virtual se dá com os constituintes do nucleon e o processo é descrito como uma soma incoerente destas interações. Considerando-se os *partons* como partículas livres e desprezando-se o movimento de Fermi, pode-se escrever o tensor hadrônico em função dos tensores partônicos como sendo [18]:

$$W_{\alpha\beta}(N) = \frac{1}{2m_N \nu x} \sum_{j,s} n_j(x, s; S) W_{\alpha\beta}(j, j'), \quad (3.42)$$

onde $n_j(x, s; S)$ é a densidade de partons do tipo j , com spin s e fração de momentum x , no interior do próton de momentum p e spin S . O tensor $W_{\alpha\beta}(j, j')$ descreve o processo elástico $\gamma^* j \rightarrow j'$.

Do modelo a partons [2], tem-se:

$$\begin{aligned} W_{\alpha\beta}^{(S)}(N) &= \frac{1}{2} \sum_s W_{\alpha\beta}(N) \\ &= \frac{1}{4m_N \nu x} \sum_{j,s;S} n_j(x, s; S) W_{\alpha\beta}^{(S)}(j, j') \end{aligned} \quad (3.43)$$

e

$$W_{\alpha\beta}^{(A)}(N, S) = \frac{1}{2m_N \nu x} \sum_{j,s;S} n_j(x, s; S) W_{\alpha\beta}^{(A)}(j, j'). \quad (3.44)$$

Apresenta-se a seguir o resultado do cálculo do tensor $W_{\alpha\beta}(j, j')$, para os casos dos *diquarks* escalares ($j = j' = S$), pseudo-vetoriais ($j = j' = V$) e transições ($j = S, j' = V$ e $j = V, j' = S$).

Para o caso dos *diquarks* escalares, tem-se [18]:

$$W_{\alpha\beta} = 4x^2 e_S^2 \left(P_\alpha + \frac{q_\alpha}{2x} \right) \left(P_\beta + \frac{q_\beta}{2x} \right) D_S(Q^2), \quad (3.45)$$

onde $D_S(Q^2)$ é o fator de forma eletromagnético do *diquark* escalar, o qual descreve sua estrutura interna, e e_S sua carga elétrica, em unidades da carga do elétron.

Para o caso dos *diquarks* pseudo-vetoriais, o tensor partônico é dado por:

$$W_{\alpha\beta} = \sum_{\lambda_2} V_\alpha^* V_\beta, \quad (3.46)$$

onde V^α é o vértice mais geral possível para esta interação [49], dado por:

$$\begin{aligned} V^\alpha &= ie_V \{ (2k + q)^\alpha g^{\mu\nu} D_1(Q^2) - [(k + q)^\nu g^{\mu\alpha} + k^\mu g^{\nu\alpha}] D_2(Q^2) \\ &+ k^\mu (k + q)^\nu (2k + q)^\alpha D_3(Q^2) \} \epsilon_{1\nu}(\lambda_1) \epsilon_{2\mu}^*(\lambda_2), \end{aligned} \quad (3.47)$$

onde os ϵ 's são os vetores de polarização dos *diquarks* e os λ 's as helicidades. Os D 's são fatores de forma eletromagnéticos.

O cálculo da contribuição dos processos onde ocorrem transições dos *diquarks* é feito de maneira análoga. O tensor partônico, em função do vértice mais geral possível para a interação entre partículas de spins 0 e 1, é dado por [18]:

$$W_{\alpha\beta}(S, V) = \sum_{\lambda_2} e_S^2 \left[\epsilon_{\alpha\mu\nu\rho} q^\mu k^\nu \epsilon_2^*(\lambda_2)^\rho \right] \left[\epsilon_{\beta\mu'\nu'\rho'} q^{\mu'} k^{\nu'} \epsilon_2^*(\lambda_2)^{\rho'} \right] D_T^2, \quad (3.48)$$

onde q é o momentum transferido, k e k' são, respectivamente, o momentum do *diquark* escalar e o momentum do *diquark* pseudo-vetorial, D_T^2 é o fator de forma associado às transições e os ϵ 's os vetores de polarização dos *diquarks*. Sabe-se que [18]:

$$\sum_s W_{\alpha\beta}(V, S) = W_{\alpha\beta}(S, V) \quad (3.49)$$

Efetuando a contração dos tensores, na eq. (3.48), obtém-se:

$$\begin{aligned} W_{\alpha\beta} = & 2m_N \nu x^3 e_S^2 D_T^2 \left\{ -m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) \left(\frac{q_\alpha q_\beta}{Q^2} + g_{\alpha\beta} \right) \right. \\ & \left. + \left(P_\alpha + \frac{q_\alpha}{2x} \right) \left(P_\beta + \frac{q_\beta}{2x} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (3.50)$$

onde P é o momentum do nucleon.

Com os cálculos acima apresentados, obtém-se que, a contribuição mais geral possível — desprezando k_\perp — dos *diquarks* às funções de estrutura do nucleon, no processo profundamente inelástico $ep \rightarrow eX$, para o caso não-polarizado, é dada por [18]:

$$\begin{aligned} F_1^{(S)} &= 0 \\ F_2^{(S)} &= e_S^2 S(x) x D_S^2 \\ F_1^{(V)} &= \frac{1}{3} e_V^2 V(x) \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_2^2 \\ F_2^{(V)} &= \frac{1}{3} e_V^2 V(x) x \left\{ \left[\left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_1 - \frac{\nu}{2m_N x} D_2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2m_N \nu x \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_3 \right]^2 + 2 \left[D_1^2 + \frac{\nu}{2m_N x} D_2^2 \right] \right\} \\ F_1^{(S-V)} &= \frac{1}{2} e_S^2 S(x) x^2 m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_T^2 \\ F_2^{(S-V)} &= \frac{1}{2} e_S^2 S(x) x^2 m_N \nu D_T^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_1^{(V-S)} &= \frac{1}{6} e_S^2 V(x) x^2 m_N^2 \left(1 + \frac{\nu}{2m_N x} \right) D_T^2 \\
 F_2^{(V-S)} &= \frac{1}{6} e_S^2 V(x) x^2 m_N \nu D_T^2
 \end{aligned} \tag{3.51}$$

onde $F_1 = m_N W_1$ e $F_2 = \nu W_2$; $S(x)$ e $V(x)$ são, respectivamente, as densidades de *partons* escalares e pseudo-vetoriais com fração de momentum x , no interior do nucleon de momentum P . Estas funções definem o conteúdo de diquarks do próton no modelo *quark-diquark*, a partir do seguinte *Ansatz* para a função de onda de sabor e spin [50, 28, 51]:

$$\begin{aligned}
 |p, s_z = \pm 1/2 \rangle &= \pm \frac{1}{3} \left\{ \sin \Omega [\sqrt{2} V_{(ud)}^{\pm 1} u^\mp - 2 V_{(uu)}^{\pm 1} d^\mp \right. \\
 &\quad \left. + \sqrt{2} V_{(uu)}^0 d^\pm - V_{(ud)}^0 u^\pm \right] \mp 3 \cos \Omega S_{(ud)} u^\pm \Big\},
 \end{aligned} \tag{3.52}$$

onde $V_{(ud)}^{\pm 1}$ descreve o it 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. (3.52) fixa a normalização das funções de distribuições de valência:

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 S(x) dx &= \cos^2 \Omega \\
 \int_0^1 V_{(ud)}(x) dx &= \frac{1}{3} \sin^2 \Omega \\
 \int_0^1 V_{(uu)}(x) dx &= \frac{2}{3} \sin^2 \Omega \\
 \int_0^1 u_s(x) dx &= \int_0^1 d_s(x) dx = \cos^2 \Omega \\
 \int_0^1 u_{V_{(uu)}}(x) dx &= \frac{4}{3} \sin^2 \Omega \\
 \int_0^1 u_{V_{(ud)}}(x) dx &= \int_0^1 d_{V_{(ud)}}(x) dx = \frac{1}{3} \sin^2 \Omega,
 \end{aligned} \tag{3.53}$$

É ainda conveniente reescrever as eqs. (3.53) como:

$$S(x) = \cos^2 \Omega f_s(x)$$

$$\begin{aligned}
 V_{(ud)}(x) &= \frac{1}{3} \sin^2 \Omega f_{V_{(ud)}}(x) \\
 V_{(uu)}(x) &= \frac{2}{3} \sin^2 \Omega f_{V_{(uu)}}(x) \\
 u_S(x) &= \cos^2 \Omega f_{u_S}(x) \\
 d_S(x) &= \cos^2 \Omega f_{d_S}(x) \\
 u_{V_{(uu)}}(x) &= \frac{4}{3} \sin^2 \Omega f_{u_{V_{(uu)}}}(x) \\
 u_{V_{(ud)}}(x) &= d_{V_{(ud)}}(x) = \frac{1}{3} \sin^2 \Omega f_{u_{V_{(ud)}}}(x)
 \end{aligned} \tag{3.54}$$

onde todas as funções f satisfazem à normalização $\int_0^1 f dx = 1$. Deste modo, integrando na variável x as eqs. (3.54), obtemos as eqs. (3.53). As funções de distribuição são funções fenomenológicas, parametrizadas por:

$$\begin{aligned}
 f_S(x) &= N_S x^{\alpha_S} (1-x)^{\beta_S} \\
 f_{V_{(ud)}}(x) &= N_{V_{(ud)}} x^{\alpha_{V_{(ud)}}} (1-x)^{\beta_{V_{(ud)}}} \\
 f_{V_{(uu)}}(x) &= N_{V_{(uu)}} x^{\alpha_{V_{(uu)}}} (1-x)^{\beta_{V_{(uu)}}} \\
 f_{u_S}(x) &= N_{u_S} x^{\alpha_{u_S}} (1-x)^{\beta_{u_S}} \\
 f_{d_S}(x) &= N_{d_S} x^{\alpha_{d_S}} (1-x)^{\beta_{d_S}} \\
 f_{u_{V_{(ud)}}}(x) &= N_{u_{V_{(ud)}}} x^{\alpha_{u_{V_{(ud)}}}} (1-x)^{\beta_{u_{V_{(ud)}}}} \\
 f_{d_{V_{(ud)}}}(x) &= N_{d_{V_{(ud)}}} x^{\alpha_{d_{V_{(ud)}}}} (1-x)^{\beta_{d_{V_{(ud)}}}} \\
 f_{u_{V_{(uu)}}}(x) &= N_{u_{V_{(uu)}}} x^{\alpha_{u_{V_{(uu)}}}} (1-x)^{\beta_{u_{V_{(uu)}}}}
 \end{aligned} \tag{3.55}$$

onde os diversos N são as constantes de normalização apropriadas, definidas como:

$$N(\alpha, \beta) = \frac{\Gamma(\alpha + \beta + 2)}{\Gamma(\alpha + 1)\Gamma(\beta + 1)} \tag{3.56}$$

sendo α e β os parâmetros relativos às diferentes funções de distribuições acima, eq. (3.55), e Γ as funções Gama de Euler.

No limite em que os *diquarks* podem ser tratados como partículas pontuais, *i. e.*,

$Q^2 \rightarrow 0$, os fatores de forma são dados por:

$$\begin{aligned} D_S(0) &= 1 \\ D_1(0) &= 1 \quad D_2(0) = 1 + \kappa \quad D_3(0) = 0 \\ D_T(0) &= 0, \end{aligned} \tag{3.57}$$

onde κ é o momento magnético anômalo do *diquark* pseudo-vetorial. Observa-se que, neste limite, os *diquarks* escalares não introduzem dependência em Q^2 nas funções de estrutura eletromagnéticas, ao passo que os *diquarks* pseudo-vetoriais introduzem uma forte violação de *scaling*, que não é observada experimentalmente.

No limite assintótico quando $Q^2 \rightarrow \infty$, os fatores de forma apresentam a seguinte dependência [18]:

$$\begin{aligned} D_1 &= D_2 \sim \frac{1}{Q^2} \\ D_3 &\sim \frac{1}{Q^6} \\ D_T &\sim \frac{1}{Q^3} \quad , \end{aligned} \tag{3.58}$$

compatíveis com a idéia de que, neste limite, o *diquark* se “quebra” em dois *quarks*.

Com esta revisão sobre a contribuição dos *diquarks* às funções de estrutura do nucleon, definiu-se o conjunto de funções e parâmetros do modelo a *diquarks*, no espalhamento profundamente inelástico induzido por elétrons, caso não-polarizado. Apresentar-se-á, no próximo capítulo, a contribuição dos *diquarks* às funções de estrutura do nucleon, no espalhamento profundamente inelástico induzido por neutrinos, caso não-polarizado.

“La filosofia è scritta in questo grandissimo libro che continuamente ci sta aperto innanzi a gli occhi (io dico l’universo), ma non si può intendere se prima non s’impara a intender la lingua, a conoscer i caratteri, ne’ quali è scritto. Egli è scritto in lingua matematica, e i caratteri son triangoli, cerchi, ed altre figure geometriche, senza i quali mezi è impossibile a intenderne umanamente parola; senza questi è un aggirarsi vanamente per un oscuro laberinto.”

Galileo Galilei; *Il Saggiatore*, 6

Capítulo 4

A Contribuição dos Diquarks ao Espalhamento Profundamente Inelástico $\nu_\ell p \rightarrow \nu_\ell(\ell)X$

Neste capítulo apresentam-se os resultados do cálculo da contribuição dos *diquarks* às funções de estrutura do próton no espalhamento profundamente inelástico neutrino-próton, com troca de corrente neutra ($\nu_\ell p \rightarrow \nu_\ell X$) ou carregada ($\nu_\ell p \rightarrow \ell X$), para o caso em que o feixe e o alvo não são polarizados.

O procedimento adotado neste capítulo é análogo ao descrito na seção 3.5. A partir dos vértices mais gerais possíveis para o acoplamento $Z^0(W^\pm)$ -*diquark* calculam-se as contribuições dos *diquarks* escalares, pseudo-vetoriais e dos processos em que ocorrem transições entre os *diquarks* — processos do tipo escalar \rightleftharpoons pseudo-vetor — às funções de estrutura do próton.

No segundo capítulo, mostrou-se que as seções de choque para os processos $\nu_\ell p \rightarrow \nu_\ell(\ell)X$, em primeira ordem das amplitudes de espalhamento, são dadas por [2]:

$$\frac{d^2\sigma_{CN(CC)}}{d\Omega dE'} = \frac{1}{2m_p} \left(\frac{G_F}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{M_{Z(W)}^2}{Q^2 + M_{Z(W)}^2}\right)^2 \frac{E'}{E} L_{\alpha\beta}(\nu) W_{CN(CC)}^{\alpha\beta} \quad (4.1)$$

Onde m_p , G_F , $M_{Z(W)}$, $L_{\alpha\beta}$ e $W^{\alpha\beta}$ são, respectivamente, a massa do próton, a constante de Fermi, a massa do $Z^0(W^\pm)$ e os tensores leptônico e hadrônico. Estes tensores são

definidos por [2]:

$$L_{\alpha\beta}(\nu) = \ell_\alpha \ell'_\beta + \ell_\alpha' \ell_\beta - g_{\alpha\beta} \ell \cdot \ell' + i\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \ell^\gamma \ell'^\delta \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_p} W_{\alpha\beta} = & -g_{\alpha\beta} W_1 + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_p^2} W_2 - \frac{i\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p^\gamma q^\delta}{2m_p^2} W_3 + \frac{q_\alpha q_\beta}{m_p^2} W_4 \\ & + \frac{p_\alpha q_\beta + p_\beta q_\alpha}{2m_p^2} W_5 + i \frac{p_\alpha q_\beta - p_\beta q_\alpha}{2m_p^2} W_6 \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde ℓ , ℓ' , p e q são, respectivamente, os quadri-momenta inicial e final do neutrino, o momentum do próton e o momentum transferido. Efetuando-se a contração destes tensores, e substituindo o resultado na eq. (4.1), viu-se que apenas os termos proporcionais à W_1 , W_2 e W_3 contribuem à seção de choque [6, 2], a qual é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{CN(CC)}}{d\Omega dE'} = & \frac{G_F^2}{2\pi^2} \left(\frac{M_{Z(W)}^2}{M_{Z(W)}^2 + Q^2} \right)^2 E'^2 \left[2W_1 \text{sen}^2(\theta/2) + W_2 \text{cos}^2(\theta/2) \right. \\ & \left. - W_3 \frac{E + E'}{m_p} \text{sen}^2(\theta/2) \right]. \end{aligned} \quad (4.4)$$

No modelo a *partons*, considera-se a interação entre o bóson virtual e o nucleon como resultado da soma das interações deste bóson com todos os partons que constituem o nucleon, os quais são considerados livres (liberdade assintótica). Desprezando-se o movimento de Fermi dos constituintes, no interior do nucleon, pode-se escrever o tensor hadrônico em função do partônico, como [18]:

$$W^{\alpha\beta}(N) = \frac{1}{2m_p \nu x} \sum_{j,s} n_j(x, s; S) W^{\alpha\beta}(j, j'; s), \quad (4.5)$$

onde $n_j(x, s; S)$ é a densidade de *partons* do tipo j , com spin s e quadri-momentum $k = xp$, no interior do nucleon de momentum p e spin S . $W_{\alpha\beta}(j, j'; s)$ é o tensor partônico, que descreve a interação elástica entre o $Z^0(W^\pm)$ e o parton j ($W^*j \rightarrow j'$).

Nas próximas seções apresenta-se o cálculo da contribuição dos *diquarks* às funções de estrutura do próton para cada uma das interações possíveis no modelo a *diquarks*, e. g., ($j = j' = S$), ($j = j' = V$), ($j = S, j' = V$) e ($j = V, j' = S$).

4.1 A contribuição dos *diquarks* escalares

A interação entre um *diquark* escalar, cujo sabor é ud , e um bóson vetorial carregado implica numa transição do *diquark* de escalar para vetorial (com sabor uu ou dd). Este tipo de processo será estudado na seção (4.3). Nesta seção consideram-se somente processos tipo escalar-escalar, os quais envolvem apenas troca de corrente neutra.

Sabe-se que para um vértice do tipo $S_1 + S_2 \rightarrow J$ (bóson), se S_1 e S_2 são partículas escalares, apenas os estados $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots$ podem ser produzidos [49]. Assim, a contribuição dos *diquarks* escalares resulta de uma corrente puramente vetorial, como no caso do processo eletromagnético $ep \rightarrow eX$ (ver seção 3.5). Portanto, a contribuição destes *diquarks* é [18]:

$$W_1^{(S)} = 0 \quad (4.6)$$

e

$$W_2^{(S)} = \frac{e_D^2}{\nu} S(x) x D_S^2, \quad (4.7)$$

onde $S(x)$ é a densidade de *diquarks* escalares com fração de momentum x ($k = xp$), $D_S(Q^2)$ é o fator de forma (real) do *diquark*, o qual descreve sua natureza não-elementar e coeficiente $e_D^2 = GM_Z^2/2\sqrt{2}$.

4.2 A contribuição dos *diquarks* pseudo-vetoriais

Considera-se, nesta seção, a contribuição dos *diquarks* pseudo-vetoriais às funções de estrutura do próton. O vértice mais geral possível para o acoplamento de um bóson virtual com uma partícula massiva de spin 1, que não conserva a paridade, é dado por

[49] :

$$\mathcal{V}^\mu = ie_D \left[V^{\eta\mu\rho} + A^{\eta\mu\rho} \right] \epsilon_{2\rho}^*(\lambda_1) \epsilon_{1\eta}(\lambda_2) \quad (4.8)$$

onde,

$$V^{\eta\mu\rho} \equiv b_1(2k+q)^\mu g^{\rho\eta} - b_2 \left[(k+q)^\eta g^{\rho\mu} + k^\rho g^{\eta\mu} \right] + b_3(2k+q)^\mu (k+q)^\eta k^\rho \quad (4.9)$$

$$A^{\eta\mu\rho} \equiv a_1(2k+q)_\sigma \epsilon^{\sigma\eta\mu\rho} - a_2 q_\sigma (2k+q)_\delta \epsilon^{\eta\rho\sigma\delta} (2k+q)^\mu \quad (4.10)$$

k é o momentum do diquark, q o momentum transferido e os ϵ 's são os vetores de polarização dos *diquarks* pseudo-vetoriais, e os λ 's suas helicidades. Os fatores de forma $a_i(Q^2)$ e $b_i(Q^2)$, $i = \{0, 1, 2, 3\}$, são funções reais para não violar a reversão temporal [49].

Da eq. (4.8) pode-se construir o tensor partônico, como:

$$W^{\mu\nu}(V, V) = \sum_{\lambda_2} \mathcal{V}^{\mu*} \mathcal{V}^\nu \quad (4.11)$$

Substituindo (4.8) em (4.11), obtém-se:

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu}(V, V) &= e_D^2 [V^{\eta\mu\rho} + A^{\eta\mu\rho}] [V^{\alpha\nu\beta} + A^{\alpha\nu\beta}] \\ &\times \left[\sum_{\lambda_2} \epsilon_{1\eta}^*(\lambda_2) \epsilon_{1\alpha}(\lambda_2) \right] \left[\epsilon_{2\beta}^*(\lambda_1) \epsilon_{2\rho}(\lambda_1) \right] \end{aligned} \quad (4.12)$$

Como se está interessado no caso não-polarizado, somar-se-á também a eq. (4.12) sobre λ_1 ; substituindo nesta a eq.:

$$\sum_{\lambda} \epsilon_\mu^*(k, \lambda) \epsilon_\nu(k, \lambda) \rightarrow -g_{\mu\nu} + \frac{1}{m^2} k_\mu k_\nu, \quad (4.13)$$

obtém-se, após efetuar-se a contração de todos os índices — utilizando o *Maple* (versão V.2) —, a contribuição dos *diquarks* pseudo-vetoriais ao tensor partônico. A partir deste resultado e da eq. (4.5), obtém-se as expressões para as funções $W_{1,2,3}$ [52]:

$$W_1^{(V)} = \frac{1}{3} e_D^2 V(x) \left\{ \frac{\nu}{2m_p^2 x} (a_1^2 + b_2^2) + \frac{1}{m_p} (2a_1^2 + b_2^2) + 2 \frac{x}{\nu} a_1^2 \right\} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned}
 W_2^{(V)} &= \frac{1}{3} e_D^2 V(x) \left\{ x \nu^3 b_3^2 + \left[b_3(b_1 - b_2) + 2m_p^2 x^2 b_3^2 \right] \frac{2\nu^2}{m_p} \right. \\
 &+ \left[\frac{1}{2m_p^3} (b_1 - b_2)^2 + \frac{b_3}{m_p} x^2 (3b_1 - 2b_2) + 2m_p x^4 b_3^2 + 4m_p x^4 a_2^2 \right] 2m_p \frac{\nu}{x} \\
 &+ \left[\frac{1}{m_p} (2b_1^2 + b_2^2 + a_1^2) - \frac{2}{m_p} b_1 b_2 + 4m_p x^2 b_1 b_3 + 16m_p^3 x^4 a_2^2 \right] \\
 &\left. + (2a_1^2 + 3b_1^2) \frac{x}{\nu} \right\} \quad (4.15)
 \end{aligned}$$

$$W_3^{(V)} = 0 \quad (4.16)$$

onde $V(x)$ é a densidade de *diquarks* pseudo-vetoriais com momentum $k = xp$, e $Q^2 = -q^2$. Os termos tipo VA e AV , decorrentes da contração dos tensores, onde V e A referem-se aos termos da corrente definidos, respectivamente, nas eqs. (4.9) e (4.10), tem sinais opostos, o que determina que a contribuição dos *diquarks* pseudo-vetoriais à W_3 seja nula (*cf.* eq. (4.16)).

4.3 A contribuição das transições

O cálculo da contribuição dos processos onde ocorrem transições entre os *diquarks* escalares e pseudo-vetoriais é efetuado a partir do vértice mais geral possível para o acoplamento de três partículas: um bóson vetorial, um *diquark* de spin 0 e outro de spin 1. Os vértices são dados por [49] :

$$T_\nu^{(S-V)} = -e_D \left[g_1 g_{\gamma\nu} + g_2 k_\gamma k_\nu + g_3 \epsilon_{\alpha\beta\gamma\nu} q^\alpha k^\beta \right] \epsilon^{*\gamma} \quad (4.17)$$

$$T_\nu^{(V-S)} = -e_D \left[g_1 g_{\gamma\nu} + g_2 (k+q)_\gamma (k+q)_\nu - g_3 \epsilon_{\alpha\beta\gamma\nu} q^\alpha k^\beta \right] \epsilon^\gamma \quad (4.18)$$

Assim como os a 's e b 's das eqs. (4.10,4.9), as funções $g_{1,2,3}$ têm de ser reais. Repetindo o procedimento indicado na seção anterior, obtém-se que a contribuição das transições

entre os *diquarks* às funções de estrutura são [52]:

$$W_1^{(T)} = D^{(T)}(x) e_D^2 \left\{ \frac{g_1^2}{4m_p^2 x \nu} + \frac{x}{2} \left(m_p x + \frac{\nu}{2} \right) g_3^2 \right\} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} W_2^{(T)} &= D^{(T)}(x) e_D^2 \left\{ \frac{1}{4m_p^2 x \nu} \left[g_1 + m_p^2 x^2 \left(1 + \frac{\nu}{m_p x} \right) g_2 \right]^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{m_p^2 x^3}{4 \nu} g_2^2 + \frac{m_p}{2} x^2 g_3^2 - \frac{x}{2\nu} g_1 g_2 \right\} \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$W_3^{(T)} = 0. \quad (4.21)$$

onde, para $T = S - V$, $D^{(T)}(x) = S(x)$ e para $T = V - S$, $D^{(T)}(x) = V(x)$. As funções $W_3^{(S-V)}$ e $W_3^{(V-S)}$ são nulas pela mesma razão que $W_3^{(V)}$.

4.4 Discussão dos limites e da violação de *scaling* das funções de estrutura

Nesta seção, discutem-se alguns limites das funções de estrutura $F_1 = m_p W_1$ e $F_2 = \frac{Q^2}{2m_p x} W_2$, calculadas a partir dos resultados obtidos nas seções anteriores deste capítulo para as funções $W_{1,2}$, e analisa-se a violação de *scaling* destas funções. Para tal propósito é conveniente reescrever os resultados obtidos para $F_{1,2}$ em função das variáveis x e Q^2 :

$$\begin{aligned} F_1^{(S)} &= 0 \\ F_2^{(S)} &= e_D^2 x S(x) D_S^2 \\ F_1^{(V)} &= \frac{1}{3} e_D^2 V(x) \left[\left(1 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} \right) b_2^2 + 2 \left(1 + \frac{2m_p^2 x^2}{Q^2} + \frac{Q^2}{8m_p^2 x^2} \right) a_1^2 \right] \\ F_2^{(V)} &= \frac{1}{3} e_D^2 x V(x) \left\{ 2 \left(b_1^2 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} b_2^2 \right) \right. \\ &\quad \left. + \left[\left(1 + \frac{Q^2}{2m_p^2 x^2} \right) b_1 - \frac{Q^2}{2m_p^2 x^2} b_2 + Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} \right) b_3 \right]^2 \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + 2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} \right) a_1^2 + 8m_p^2 x^2 Q^2 \left(1 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} \right) a_2^2 \Big\} \\
 F_3^{(V)} & = 0 \\
 F_1^{(T)} & = D^{(T)}(x) e_D^2 \left[\frac{1}{2Q^2} g_1^2 + \frac{m_p^2 x^2}{2} \left(1 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} \right) g_3^2 \right] \\
 F_2^{(T)} & = x D^{(T)}(x) e_D^2 \left[\frac{1}{4m_p^2 x^2} g_1^2 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} g_1 g_2 + \frac{Q^2}{4} \left(1 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} \right) g_2^2 + \frac{Q^2}{4} g_3^2 \right] \\
 F_3^{(T)} & = 0.
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

Primeiramente, verificam-se os limites das equações acima no caso de acoplamento puramente vetorial. Os resultados obtidos, neste limite ($a_1 = a_2 = g_1 = g_2 = 0$), estão de acordo com os já conhecidos da aplicação do modelo a *diquarks* ao processo profundamente inelástico elétron-próton [18], dados pelas eqs. (3.51).

Uma análise dos resultados obtidos para as funções de estrutura, sumarizados nas eqs. (4.22), mostra que, se os *diquarks* fossem pontuais obter-se-ia uma forte violação de *scaling*, não observada experimentalmente. O mesmo ocorre com a contribuição dos *diquarks* às funções de estrutura eletromagnéticas do nucleon, no caso não-polarizado [18]. Entretanto, os *diquarks* não são objetos elementares, mas sim estados ligados de dois *quarks*; qualquer comparação dos resultados obtidos através deles com dados experimentais tem de levar em conta o comportamento dos fatores de forma a eles associados.

Considerando-se que os fatores de forma relacionados à corrente vetorial dependam de Q^2 como $b_1 = b_2 \sim Q^{-2}$ e $b_3 \sim Q^{-6}$, de acordo com a ref. [18], ou $b_1 = b_2 \sim Q^{-2}$ e $b_3 = 0$, conforme a ref. [61], pode-se mostrar que a contribuição dos *diquarks* pseudo-vetoriais à F_1 e F_2 satisfaz a relação de Callan-Gross (na ordem dominante de potência de Q^2), *i. e.*,

$$F_2^{(V)} \simeq 2x F_1^{(V)} = \frac{1}{3} e_D^2 V(x) \frac{Q^2}{2m_p^2 x} (a_1^2 + a_2^2) \tag{4.23}$$

Entretanto, sabe-se hoje, com base no resultado da ref. [26] e em uma análise qualitativa baseada na QCD [18], que os fatores de forma b_1 e b_2 se comportam, a grandes valores de x , como Q^{-4} .

Supondo-se, então, que todos os fatores de forma que aparecem na parte vetorial dos vértices de acoplamento da interação neutrino-*diquark* tem a mesma dependência funcional em Q^2 que os fatores de forma eletromagnéticos, do caso não-polarizado, tem-se:

$$\begin{aligned} D_S &\sim \frac{1}{Q^2} \\ b_{1,2} &\sim \frac{1}{Q^4} \\ b_3 &\sim \frac{1}{Q^6} \\ g_3 &\sim \frac{1}{Q^3}. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Neste caso, a contribuição dominante à função $F_2(x, Q^2)$ é proporcional a $1/Q^4$, ou, equivalentemente, $W_2^{\nu p}(x, Q^2) \sim \frac{1}{Q^6}$. Note-se que esta é a mesma dependência prevista pelo modelo a *diquarks* para $F_2^{\text{ep}}(x, Q^2)$. Portanto, como se mencionou que o modelo a *diquarks* constitui-se em um modelo capaz de descrever os efeitos de *higher twist* observados experimentalmente em F_2^{ep} , na região intermediária de Q^2 , deve-se esperar que este tipo de efeito também possa ser observado em espalhamentos envolvendo neutrinos, nesta mesma região de Q^2 .

Entretanto, obviamente ainda há a contribuição dos fatores de forma a_1 e a_2 , g_1 e g_2 . Admitindo-se, genericamente, que

$$a_1 \sim \frac{1}{Q^n}, \quad g_1 \sim \frac{1}{Q^m} \quad (4.25)$$

o que implica, por argumentos dimensionais, que

$$a_2 \sim \frac{1}{Q^{n+2}}, \quad g_2 \sim \frac{1}{Q^{m+2}}, \quad (4.26)$$

resulta que a contribuição dominante, advinda dos acoplamentos axiais, é proporcional a $1/Q^{2n-2}$, para os *diquarks* pseudo-vetoriais, e $1/Q^{2m}$ para as transições escalar \Rightarrow pseudo-vetor. Sendo assim, é possível obter-se uma violação de *scaling* do tipo $1/Q^2$, se o fator de forma a_1 varia, assintoticamente, como $1/Q^2$.

Uma análise mais detalhada desses termos de “*higher twist*” não é possível hoje devido à falta de dados experimentais. Contudo, o esquema geral aqui desenvolvido tem uma forte motivação física, conforme visto em outros capítulos desta tese, e torna possível a interpretação e compreensão de efeitos de “*higher twist*” em espalhamentos profundamente inelásticos induzidos por neutrinos.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho, estuda-se o espalhamento profundamente inelástico neutrino-nucleon, não-polarizado, a partir de um modelo a partons generalizado, no qual, além dos partons de spin $1/2$ (*quarks*), incluem-se os *diquarks* escalares e pseudo-vetoriais como constituintes efetivos do nucleon. Há, atualmente, um conjunto bastante amplo e consistente de evidências experimentais e teóricas a favor dos *diquarks* indicando que estes objetos são um modo eficaz de descrever, fenomenologicamente, certos efeitos não-perturbativos, como correlações entre *quarks*.

Como tem-se tornado cada vez mais evidente que o conceito de diquark é importante para a compreensão da estrutura dos bárions e de vários processos envolvendo estas partículas em uma escala de energias intermediárias, é necessário, agora, que se procure descrever, de forma sistemática, o maior número possível de processos físicos — inclusivos e exclusivos — a partir de um modelo genérico, no qual muitas das simplificações utilizadas nas primeiras aplicações do modelo a *diquarks* não são consideradas. Este é sem dúvida um projeto ambicioso, já iniciado [26, 40].

A presente tese insere-se neste projeto, sendo sua contribuição original o cálculo das funções de estrutura do próton no processo profundamente inelástico $\nu_e p \rightarrow \nu_e(\ell) X$ não-polarizado, no âmbito do mesmo modelo a *diquarks* genérico, utilizado em [26, 40]. Este resultado inclui a contribuição dos *diquarks* escalares, pseudo-vetoriais e das transições

entre ambos.

Todos os parâmetros do modelo — excetuando-se aqueles relacionados aos fatores de forma da interação fraca dos *diquarks* — foram fixados a partir de uma análise dos efeitos de *higher twist* observados na função de estrutura do nucleon, F_2^{ep} , em uma escala limitada de momentum transferido, *e.g.* ($1 \lesssim Q^2 \lesssim 30 \text{ GeV}^2$), onde a contribuição dos *diquarks* é importante [26]. A escolha de determinar os parâmetros do modelo desta maneira evita uma série de questões conceituais e técnicas, implícitas em outros procedimentos utilizados, dentre as quais destacam-se: (i) considerar dados para espalhamentos sobre núcleos requer o conhecimento de efeitos nucleares, como o EMC [53], e do papel dos *diquarks* na compreensão deste tipo de efeito; (ii) tentar ajustar os dados experimentais, mesmo para F_2^{ep} , considerando-se a extensa região de Q^2 para a qual existem dados atualmente, requer que as evoluções de Q^2 das funções de distribuição sejam levadas em conta, tanto para os *quarks* como para os *diquarks*. Como estes são objetos bosônicos efetivos, tais evoluções não são conhecidas a partir de primeiros princípios. Por outro lado, seria difícil justificar a negligência destas evoluções, considerada a ampla região cinemática em questão ($1 \lesssim Q^2 \lesssim 200 \text{ GeV}^2$); (iii) procurar ajustar os dados para as próprias funções de estrutura, ao contrário do que ocorre caso se considere apenas os efeitos de *higher twist* destas funções, depende da parametrização do mar e da hipótese de que ele preserve a simetria de isospin, para o que existem controvérsias.

Dito isto, e como não é ainda possível extrair, a partir dos dados experimentais disponíveis para o espalhamento profundamente inelástico induzido por neutrinos [56], efeitos de *higher twist*, optou-se por aguardar novos dados para proceder a uma análise quantitativa.

Entretanto, a partir das fórmulas gerais, discute-se a violação de *scaling* introduzida pelos *diquarks*. Supondo-se (com base na *dimensional counting rule*) que todos os fatores de forma tenham o mesmo tipo de dependência em Q^2 dos fatores de forma eletromagnéticos, mostra-se que também no espalhamento $\nu_e p \rightarrow \nu_e(\ell)X$, o modelo a *diquarks*

prevê um efeito de *higher twist* do tipo $1/Q^4$ na função de estrutura $F_2^{\nu p}$. Violações de *scaling* do tipo $1/Q^2$ podem ser obtidas com particulares escolhas de fatores de forma da corrente axial.

A técnica de cálculo desenvolvida neste trabalho, utilizando computação algébrica, permite a generalização da análise feita aqui para o caso polarizado [52]. Este é, sem dúvida, um importante desdobramento desta tese, pelos motivos destacados a seguir.

É um resultado conhecido que, considerando-se apenas partons de spin $1/2$ no interior do nucleon, somente a parte antissimétrica (nos índices μ e ν) do tensor hadrônico associado ao espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, depende do spin dos constituintes. Quando se incluem partons de spin 1 , o que acontece? Poderia haver uma contribuição dependente do spin dos constituintes ao tensor simétrico? Esta possibilidade foi examinada na ref. [40] e, no interior das hipóteses ali discutidas, a resposta é negativa. De fato, na ref. [40], mostra-se que o tensor partônico possui uma dependência explícita do spin dos *diquarks* pseudo-vetoriais. Todavia, quando se constrói a parte simétrica do tensor hadrônico, a partir do tensor partônico, obtém-se um cancelamento de toda esta dependência de spin. Este resultado fundamenta-se na relação de paridade entre as funções de distribuição dos *diquarks* para as diferentes helicidades e na imposição de uma cinemática colinear (os momenta transversos são sempre desprezados).

Dessa forma, não se pode compreender a real causa de o tensor hadrônico simétrico não depender do spin dos *diquarks*. Claro está que sobre esta questão alguma luz poderá ser lançada conhecendo-se o resultado da contribuição dos *diquarks* de spin 1 ao espalhamento profundamente inelástico $\nu_e p \rightarrow \nu_e(\ell) X$ polarizado, uma vez que as relações de paridade não mais se impõem. Caso o tensor continue a não depender do spin, estará esclarecida a relação entre este fato e a não consideração dos momenta transversos, no modelo a *diquarks* estendido: esta perspectiva teórica talvez seja a principal contribuição do cálculo polarizado induzido por neutrinos¹, uma vez que dificuldades técnicas, impostas

¹Este cálculo já foi iniciado pelos autores da ref. [52].

pela necessidade de polarizar enormes alvos de nucleons para espalhamento de neutrinos, tornam a verificação experimental direta do resultado aqui apresentado quase irrealista [54].

Apesar das dificuldades experimentais inerentes à física de neutrinos, existem fortes motivações para utilizar neutrinos (antineutrinos) como “sondas” no estudo da estrutura dos nucleons. Do ponto de vista do modelo a *partons* “usual”, sabe-se que somente experimentos com neutrinos são capazes de medir as diferentes distribuições de momentum de *quarks* de diferentes sabores e distinguir entre *quarks* e *antiquarks* [47]. Do ponto de vista do modelo a *partons* “extendido”, considerado nesta tese, processos induzidos por neutrinos permitem que se isole a contribuição das transições às funções de estrutura dos nucleons. De fato, tomando-se a diferença entre as funções F_1 com troca de corrente neutra e corrente carregada, eq. (4.22), obtém-se:

$$F_1^{CN} - F_1^{CC} = \frac{1}{3}e_D^2 [V_{ud}(x) - V_{uu}(x)] \left[\frac{1}{2Q^2} g_1^2 + \frac{m_p^2 x^2}{2} \left(1 + \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2} \right) g_3^2 \right], \quad (5.1)$$

onde as funções $V_{ud}(x)$ e $V_{uu}(x)$ são conhecidas [26]. Portanto, a dependência em Q^2 desta diferença depende diretamente dos fatores de forma $g_1(Q^2)$ e $g_3(Q^2)$. Esta possibilidade não se apresenta no espalhamento eletromagnético.

Uma outra possibilidade é, a partir de resultados desta tese, poder obter a contribuição dos *diquarks* ao espalhamento $\ell^\mp N \rightarrow \nu(\bar{\nu})X$, cujo tensor hadrônico é dado na ref. [54].

Por último, cabe ressaltar que nesta tese só foi considerada a contribuição elástica dos *diquarks* ao espalhamento $\nu_i p \rightarrow \nu_i(\ell)X$. A contribuição inelástica dos *diquarks* deve ainda ser considerada.

Os trabalhos desenvolvidos aqui e nas refs. [26, 40], constituem o primeiro esforço no sentido de calcular a contribuição genérica dos *diquarks* a processos inclusivos, como os espalhamentos profundamente inelásticos induzidos por neutrinos e elétrons, respectivamente. Outros processos inclusivos, como o de Drell-Yan, devem ainda ser discutidos à luz deste mesmo modelo.

Concluindo, tem-se a consciência de que este trabalho representa uma primeira etapa de um projeto bastante amplo e as perspectivas ressaltadas acima nos animam a dar continuidade ao estudo iniciado nesta tese.

Bibliografia

- [1] E. Rutherford, *Phil. Mag.* **21** 669 (1911).
- [2] E. Leader & E. Predazzi, *Gauge Theories and The 'New Physics'*, Cambridge University Press, Cambridge, 1982.
- [3] F. Caruso & A. Santoro (Eds.), *Do Átomo Grego à Física das Interações Fundamentais*, AIAFEX, Rio de Janeiro, 1994.
- [4] R. P. Feynman, *Photo-Hadron Interactions*, Addison-Wesley, 1972.
- [5] R. P. Feynman, *Quantum Eletrodynamics*, Addison-Wesley, 1992.
- [6] F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*; Academic Press, 1979.
- [7] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*; John Willey & Sons, Singapore, 1984.
- [8] Bjorken and Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*; McGraw-Hill, New York, 1964.
- [9] David J. Griffiths, *Introducton to Elementary Particles*, John Willey, Singapura, 1987.
- [10] Harald Enge, *Introduction to Nuclear Physics*; Addison-Wesley, 1972.
- [11] J. Chadwick, *Nature*, 129, 312 (1932).
- [12] C. S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.*, 105, 1413 (1957).
- [13] L. Landau e E. Lifshitz, *Teoria do Campo*, Ed. Mir, Moscou, 1980.

- [14] W. Byron and R. W. Fuller, *Mathematical of Classical and Quantum Physics*; Dover, New York, 1992.
- [15] Eugene Merzbacher, *Quantum Mechanics*; segunda edição, John Willey, 1970.
- [16] F. Mandl & G. Shaw, *Quantum Field Theory*, John Willey & Sons, 1993.
- [17] T. D. Lee, *Particle Physics and Introduction to Field Theory*, Columbia University, Harwood Academic Publishers, 1981.
- [18] M. Anselmino, F. Caruso, E. Leader, J. Soares; *Z. Phys.* **48**, 689 (1990).
- [19] J. D. Bjorken e E. A. Paschos, *Phys. Rev.*, **185**, 1975 (1969).
- [20] *Phys. Rev.* **50** (1994).
- [21] M. Anselmino, E. Predazzi, S. Ekelin, S. Fredriksson, D.B. Lichtenberg; *Reviews of Modern Physics* **65** (4), (1993).
- [22] M. Anselmino, F. Caruso, E. Leader e J. Soares, *Is the Callan-Gross relation indeed a consequence of spin $\frac{1}{2}$ partons?*, a ser publicado nos *Anais do XIII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos*, realizado em Caxambu, 1992.
- [23] M. Creutz, *Phys. Rev.* **D21** 2308 (1980).
- [24] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** 214 (1964).
- [25] G. Zweig, 1964, CERN report 8409/Th. 412, reprinted in *Quark Theory of Hadrons*, editado por B. Lichtenberg e S. P. Rosen, Hadronic Press, Nonantum, Massachusetts, 1980, pag. 22.
- [26] A. B. Penna Firme, *Da Contribuição dos Diquarks à Descrição de Efeitos de "Higher Twist" Observados no Espalhamento Profundamente Inelástico*, Tese de Mestrado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1994.

- [27] T. D. Esaybegyan & S. G. Matinyan, *JETP Lett.* **19** (1974) 227.
- [28] M. I. Pavkovič, *Phys. Rev.* **D13** (1976) 2128.
- [29] M. Anselmino & E. Predazzi (eds.), *Proceedings of the Workshop on Diquarks*, World Scientific, Singapore (1989).
- [30] M. Anselmino, P. Kroll & B. Pire, *Z. Phys.* **C36** (1987) 89.
- [31] M. Anselmino, F. Caruso, P. Kroll & W. Schweiger, *Int. J. Mod. Phys.* **A4** (1989) 5213.
- [32] M. Anselmino, F. Caruso & S. Forte, "Charmonium decays and diquarks", in *Proceedings of the Workshop on Diquarks, op. cit.*, p. 113; *Phys. Rev.* **D44** (1991) 1438.
- [33] M. Barth, *Z. Phys.* **C7** (1981) 187.
- [34] S. Fredriksson, M. Jändel, and T. Larsson, *Z. Phys.*, **C14** (1982) 35.
- [35] S. Fredriksson, M. Jändel, and T. Larsson, *Z. Phys. C*, **19**, 53, 1983a.
- [36] S. Fredriksson, M. Jändel, and T. Larsson, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 2179, 1983b.
- [37] 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).
- [38] S. Fredriksson, "The Stockholm Diquark Model", in *Proceeding of the Workshop on Diquarks, op. cit.*
- [39] M. I. Dugne & P. Tavernier, *preprint PCCF RI 9205* (1992) submetido à revista *Phys. Lett.* **B** e também *Z. Phys.* **C59** (1993) 333.


- [40] J. Soares Barbosa, *Sobre a Contribuição Genérica dos Diquarks escalares e Pseudo-Vetoriais às Funções de Estrutura do Nucleon*, Tese de Doutorado, CBPF, fevereiro de 1995.
- [41] R. D. Carlitz e D. B. Creamer, *Phys. Lett.*, **B 84**, 215 (1979).
- [42] D. W. Duke e J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D 30**, 49 (1984).
- [43] D. Allasia *et al.*, *Phys. Lett.*, **B 249**, 366 (1990).
- [44] P. Amaudruz, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2712 (1991).
- [45] P. Amaudruz, *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B 371**, 3 (1992-a).
- [46] P. Allen, *et al.*, *Phys. Lett.*, **B 103**, 71 (1981).
- [47] G. T. Jones, *et al.*, *Z.Phys.*, **C 44**, 379 (1989).
- [48] S. Fredriksson and M. Jändel, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 14, 1982.
- [49] M. D. Scadron, *Physical Review* **165** (5), 1640 (1967)
- [50] V. L. Chernyak and V. L. Zhitnitsky, *Nucl. Phys.* **B246** (1984) 52; *Phys. Rep.* **112** (1984) 173.
- [51] F. Caruso, *Il ruolo dei diquarks come costituenti barionici nella trattazione di processi esclusive ad energie intermedie*, Tese de Doutorado, Turim, (1989).
- [52] M. Anselmino, V. Barone, F. Caruso, E. Cheb-Terrab, P.C.R. Quinteiros, "Quark clustering effects in neutrino-nucleon deep inelastic scattering: the unpolarized case", preprint CBPF-NF-047/95 (1995), submetido à publicação.
- [53] J.J. Aubert *et al.* (EMC Collab.), *Phys. Lett.* **123B** (1982) 275; *Nucl. Phys.* **B259** (1985) 189; *ibidem* **B293** (1987) 740.

- [54] M. Anselmino, A. Efremov & E. Leader, *preprint CERN-TH/7216/94* (1994), a ser publicado em *Phys. Rep.*
- [55] M. Anselmino, V. Barone, F. Caruso, E. Cheb-Terrab, P.C.R. Quinteiros *A Contribuição dos Diquarks ao Espalhamento Profundamente Inelástico $\nu_{\ell}p \rightarrow \nu_{\ell}X$* , a ser publicado nos *Anais do XV Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos*, realizado em Angra dos Reis, 1994.
- [56] D. Allasia, *et al.*, *Z. Phys.*, C **28**, 321 (1985).
- [57] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** 1415 (1969).
- [58] W. M. Gibson and B. R. Pollard, *Symmetry Principles in Elementary Particle Physics*; Cambridge University Press, Cambridge, 1976.
- [59] M. Goldhaber, L. Grodzins e A. W. Sunyar, *Helicity of Neutrinos*, *Phys. Rev.*, 109, 1015, (1958).
- [60] G. Danby *et al.*, *Observations of High Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 36 (1962).
- [61] S. Fredriksson, M. Jändel and T. Larsson, *Z. Phys.* C **19** , 53-55 (1983).
- [62] F. E. Close, *Phys. Lett.*, B **43**, 422 (1973).

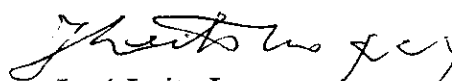
**“SOBRE A CONTRIBUIÇÃO DOS DIQUARKS AO
ESPALHAMENTO PROFUNDAMENTE INELÁSTICO
NEUTRINO-NUCLEON”**


Paulo Cesar Ribeiro Quinteiros

Tese de Mestrado apresentada no Cen-
Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Con-
selho Nacional de Desenvolvimento Ci-
entífico e Tecnológico, fazendo parte da
Banca Examinadora os seguintes profes-
sores:


Francisco Caruso Neto - Presidente


Antonio Carlos Batista Antunes


José Leite Lopes


José Abdalla Helayël-Neto - Suplente

Rio de Janeiro, 18 de agosto de 1995