

Orientador: Magno Valério Trindade Machado

Rafael Eberhardt Sarate

Introdução

A interação de neutrinos ultra energéticos é uma ótima forma de testar a cromodinâmica quântica (QCD) e entender as propriedades partônicas de hádrons. Dados sobre espalhamento de neutrinos e anti-neutrinos podem ser usados para se obter **funções de estrutura**, que contém informação sobre as **distribuições de quarks de mar, de valência e de glúons no núcleo/nucleon** [3]. Ao longo deste projeto, foi investigado o impacto na incerteza teórica sobre a **distribuição de quarks e glúons (nuclear parton distribution functions, NPDFs)** nos núcleos para as previsões da função de estrutura F_{nu} obtidas experimentalmente nos **espalhamentos inelásticos profundos (DIS) de corrente carregada neutrino-núcleo**. Atualmente, as NPDFs são extraídas de DIS em colisões elétron(múon)-núcleo, i.e. de provas eletromagnéticas dos pártons, e então extrapoladas para os casos onde os projéteis são neutrinos, os quais interagem via força fraca com quarks. Acontece, no entanto, que os experimentos mais precisos e atuais verificam discrepância entre a predição usando as NPDFs advindas de provas eletromagnéticas e aquelas obtidas via interação fraca. Minha investigação focou-se em duas abordagens teóricas distintas para **obtenção dos efeitos nucleares sobre as PDFs**: fatorização colinear na QCD e o formalismo de dipolos de cor, onde a informação nuclear é introduzida via a escala de saturação partônica.

Metodologia e Discussão

Revisão Bibliográfica

Durante esta revisão, adquiriu-se conhecimento sobre o formalismo da teoria eletrofraca do Modelo Padrão, com foco na aprendizagem da escrita das funções de estrutura da interação de neutrinos com alvos nucleares. Nesse ponto foi realizada vasta revisão bibliográfica acerca de processos de colisão profundamente inelástica de corrente carregada (intermediada pelos bósons W) neutrino-nucleon e núcleo-núcleo. Por fim, investigou-se a incerteza teórico-experimental associada à determinação da distribuição nuclear de quarks e glúons nos modelos usuais de pártons-QCD e nos modelos de saturação de pártons. O enfoque foi dado aos modelos fenomenológicos que incluam saturação partônica e correções de shadowing nuclear a estes eventos com neutrinos projéteis.

Seções de Choque

Antes de se estudar a interação neutrino-núcleo, investigou-se a obtenção da seção de choque de espalhamento elétron-nucleon em regimes de altas energias; a seção de choque neutrino-nucleon foi obtida em analogia. Foi visto que, quando a energia de um elétron incidente sobre um próton é alta o suficiente, ele não espalha a partir do nucleon como um todo, mas sim a partir de partículas pontuais individuais dentro do alvo: os quarks. Esse tipo de fenômeno é chamado de DIS (Deep Inelastic Scattering, ou "espalhamento inelástico profundo"), justamente porque o elétron penetra o próton. Dessa forma, no momento de se escrever a seção de choque diferencial de espalhamento, precisamos levar em conta a distribuição dos quarks dentro do alvo. Escrevemos a seção de choque diferencial como:

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \left(\frac{d\sigma}{dx dQ^2} \right) \cdot \sum_{q=u,d,s,u,d,s} e_q^2 q(x, Q^2)$$

Definimos $x = \frac{Q^2}{2M_N \nu}$ como a variável de escala de Bjorken, onde $-Q^2$ é o momentum transferido entre o elétron incidente e o parton alvo corresponde à virtualidade do fóton envolvido na interação. x , portanto, representa a fração de momentum transferida para um determinado parton. A parte interessante da seção de choque é a que descreve a subestrutura do próton, a PDF (Parton Distribution Function): $q(x)$. Uma PDF descreve a densidade numérica de partons com uma determinada fração de momentum x e deve ser determinada experimentalmente. Em termos explícitos, escrevemos a seção de choque na seguinte forma:

$$\frac{4\pi\alpha^2}{Q^2} \left[(1-y - \frac{M_p^2 y^2}{Q^2}) F_2(x, Q^2) + y^2 F_1(x, Q^2) \right] \quad (1)$$

Aqui, F_1 e F_2 são o que chamamos de fatores de forma e trazem informações sobre o tipo de interação que os elétrons obedecem em relação ao núcleo: interações eletromagnéticas por conta das cargas dos elétrons e dos spin.

Para o caso da interação neutrino-nucleon, surge uma diferença no propagador, que deverá conter informação sobre a massa do bóson mediador - agora o bóson mediador não é mais o fóton, ele pode ser de três tipos: W^+ , W^- e Z^0 ; o termo constante deverá conter a constante de Fermi; os fatores de forma deverão conter informação sobre a interação fraca. Em se tratando de interações fracas, aquelas intermediadas por bósons W são chamadas de interações de corrente carregada e as intermediadas por bóson Z são chamadas interações de corrente neutra. Em seguida é apresentada a seção de choque diferencial para uma reação do tipo carregada [2] $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + \text{quaisquer coisa}$, onde $N \equiv \frac{N \pm p}{2}$ é um nucleon isoescalar no modelo de partons. A seção de choque é escrita em termos das variáveis de Bjorken $x = \frac{Q^2}{2M_N \nu}$ e $y = \frac{\nu}{E_\nu}$ como:

$$\frac{d\sigma^2}{dx dy} = \frac{2F_F^2 M E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_w^2}{Q^2 + M_w^2} \right)^2 [xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1-y)^2] \quad (2)$$

onde $\nu = E_\nu - E_\mu$ é a perda de energia no referencial do laboratório, M e M_w são as massas do nucleon e do boson intermediador e $G_F = 1.16632 \times 10^{-5}$ é a constante de Fermi.

As funções de distribuição de quarks são:

$$q(x, Q^2) = \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2)$$

$$\bar{q}(x, Q^2) = \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2)$$

Onde v e s indicam as contribuições dos quarks de valência (*valence*) e de mar (*sea*), e u, d, c, s, t, b são os sabores dos quarks.

Obtenção das PDFs

Como visto acima, a função de estrutura de neutrino, então, é necessária para se computar a seção de choque neutrino-hadron, que se faz importante no estudo de astropartículas ou de raios cósmicos altamente energéticos. A seção de choque para o processo de corrente carregada $\nu_1(\bar{\nu}_1) + N \rightarrow l^-(l^+) + X$, em termos das funções de estrutura invariantes de Lorentz F_2^N , $2xF_1^N$ e xF_3^N é dada por

$$\frac{d\sigma^{\nu\nu}}{dx dy} = \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \left[\left(1 - y - \frac{M_N^2 xy}{2E_\nu}\right) F_2^2 y^2 2xF_1 \pm y \left(1 - \frac{y}{2}\right) xF_3 \right]$$

onde G_F é a constante de acoplamento de Fermi, m_N é a massa do nucleon, E_ν é a energia do neutrino incidente e Q^2 é o quadrado do quadrimomento transferido ao nucleon. A variável $y = E_{had}/E_\nu$ é a fração de energia ao vértice hadrônico onde E_{had} é a energia hadrônica medida, e $x = Q^2/2m_N E_\nu y$ é a variável de escalamento de Bjorken.

Em ordem dominante no modelo de quark-parton (a abordagem de fatorização colinear na QCD), a função de estrutura F_2 dá informação da distribuição singleto, $F_2^N \propto xq^S = x \sum (q + \bar{q})$, as somas das densidades de momento de todos os quarks constituintes interagentes, e xF_3 informa sobre a distribuição não-singleto, $xF_3^N \propto xq^{NS} = x \sum (q + \bar{q}) = xu_v + x\bar{d}_v$, a densidade de momento dos quarks de valência. Estas relações são depois modificadas pelas correções QCD de mais alta ordem. Aqui a determinação das funções de estrutura foi investigada dentro do formalismo de dipolo de cor [3], abordagem tal que permite uma determinação mais simples das correções de shadowing [3] nas interações neutrino-núcleo. Foco foi dado para o regime de altas energias, que se traduz na região cinemática de pequeno- x . Neste regime cinemático o formalismo de dipolos de cor

permite cálculos utilizando todos os twists (em contraponto com as abordagens aproximadas de twist dominante) para as funções de estrutura.

A representação física desse tipo de interação é o DIS visto como o resultado da interação de um dipolo de cor $q\bar{q}$, no qual os bósons de gauge flutuam, com o nucleon alvo. A interação é modelada via a seção de choque dipolo-alvo, enquanto a flutuação do bóson num dipolo de cor é dado pela correspondente função de onda. As funções de estrutura de DIS para corrente carregada (CC) estão relacionadas à seção de choque para o espalhamento de bósons W^\pm polarizados transversamente (T) e longitudinalmente (L). Ou seja,

$$F_{TL}^{CC}(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2} \int d^2r \int_0^1 dz |W_{TL}^{W^\pm}(z, r, Q^2)|^2 \sigma_{dip}(x, r) \quad (3)$$

onde denomina o tamanho transversal do dipolo de cor, z a fração de momento longitudinal carregado pelo quark e Σ_{TL}^W são as funções de onda de cone de luz para os bósons de gauge (virtuais) carregados com polarizações transversas e longitudinais. A função de estrutura F_2^N para pequeno- x é calculada das expressões acima considerando $F_2 = F_T + F_L$.

A seção de choque de dipolo σ_{dip} contém toda a informação sobre o alvo e a física de interação forte. Aqui, foram consideradas expressões analíticas para a seção de choque de dipolos com a propriedade de escalamento geométrico. Isto é, com um comportamento do tipo $\sigma_{dip} \propto (Q_{sat}^2)^y$ para as distâncias transversas $^2 \approx 1/Q_{sat}^2$ e onde $(1 - \gamma)$ é a dimensão anômala efetiva. A quantidade Q_{sat}^2 , denominada escala de saturação, define o início dos efeitos de *overlap* (saturação) entre pártons.

A extensão da presente abordagem para considerar a interação com alvos nucleares pode ser feita através do formalismo de Glauber-Gribov (vide [3]), sem a introdução de nenhum parâmetro livre adicional. Nesta abordagem, a versão nuclear é obtida pela substituição da seção de choque dipolo-nucleon pela sua versão nuclear dada por,

$$\sigma_{dip}^{nucleus}(x, Q^2, A) = 2 \int d^2b \left[1 - \exp \left[-\frac{1}{2} T_A(b) \sigma_{dip}^{nucleon}(x, Q^2) \right] \right]$$

onde b é o parâmetro de impacto do centro do dipolo, relativo ao centro do núcleo e o integrando dará a seção de choque total dipolo-núcleo para um parâmetro de impacto fixo. A função de perfil nuclear aqui é denotada pela quantidade $T_A(b)$ (vide [3]). Neste formalismo, o fenômeno de shadowing nuclear é resultado dos múltiplos espalhamentos incoerentes dos dipolos de cor que resultam da flutuação do bóson virtual massivo eletrofraco. A propriedade do escalamento geométrico tem consequências diretas no cálculo das funções de estrutura em pequeno- x e também na investigação de neutrinos cósmicos. Já foi mostrado (vide [3]) que as funções de estrutura de corrente carregada (CC) e de corrente neutra (NC) são descritas pelas mesmas expressões matemáticas como para a função de estrutura eletromagnética do próton a menos do diferente acoplamento dos bósons eletrofracos com os quarks. Ou seja, usando a propriedade de escalamento geométrico temos, para as colisões neutrino-núcleo, a seguinte expressão (vide [3]):

$$\sigma_{tot}^{W^\pm A}(x; Q^2; A) = \bar{\sigma}_0 \left(\frac{n_f K_A}{\alpha_{em} \hat{e}_f^2} \right) \left[\gamma_E + \gamma(0, \frac{a}{\tau_b}) + \ln \left(\frac{a}{\tau_b} \right) \right] \quad (4)$$

onde α_{em} é a constante de acoplamento da QED, \hat{e}_f é a soma das cargas elétricas dos quarks de sabor f . A quantidade γ_E é a constante de Euler e $\gamma(0, \beta)$ é a função Gamma incompleta. Os parâmetros a e b são obtidos de um fit aos dados na região de pequeno- x do colisor ep DESY-HERA, com a normalização absoluta fixa em $\bar{\sigma}_0 = 40,56 \mu\text{b}$.

É importante investigar se este escalamento geométrico é exibido pelos dados dos espalhamentos inelásticos profundos de neutrinos. Para tanto, tomamos dados para a função de estrutura F_2 com corte cinemático em $x \leq 0,035$ e todos os Q^2 . Esses experimentos medem a seção de choque diferencial de espalhamento para DIS em $\nu\mu - Fe$ e $\bar{\nu}\mu - Fe$ e as funções de estrutura são então extraídas. Na (fig 1) foram plotados $\sigma_{WN} = \frac{4\pi}{Q^2 F_2^N}$ como função da variável de escalamento $\tau = Q^2/Q_{sat}^2(x)$. Com escala de saturação quadrada sendo $Q_{sat}^2(x) = (3.10^{-4}/x)^{0,288}$. O comportamento de escalamento geométrico está presente de forma suave em torno da curva de escala. A curva de escala (linha sólida) é obtida usando-se a eq.(4). Esse resultado é útil e pode ser investigado em maiores detalhes usando-se medições precisas em experimentos futuros. Na presente janela cinemática, o formalismo de dipolo de cor (e a propriedade de escalamento geométrico) está no limite de sua validade. De qualquer forma, ainda nos dá uma descrição fenomenológica razoável do caso limite.

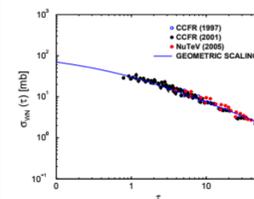


Figura 1: O comportamento de escala de $\sigma_{WN}(x, Q^2)$ como uma função da variável de escala τ .

Em seguida (fig. (2)) encontra-se a comparação entre a predição gerada pelo formalismo de dipolo de cor contra a função de estrutura F_2^N . Foram usados dados experimentais da colaboração CCFR (vide [3]). A curva tracejada foi obtida usando a expressão de escala (eq. (4)) para a seção de choque boson-núcleo. Efeitos nucleares foram levados em conta por meio da escala de saturação nuclear. Os cálculos produzem uma descrição razoável para pequenos- x .

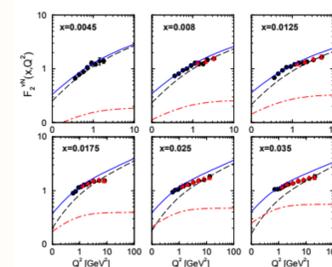


Figura 2: A função de estrutura $F_2^N(x, Q^2)$ como uma função da virtualidade do boson. A curva tracejada corresponde aos resultados do escalamento geométrico para interações neutrino-núcleo, a curva ponto-tracejada ao conteúdo de valência e a sólida corresponde à soma das duas contribuições.

Referências

- [1] Berger E.L., Block M.M., McKay D.W., Tan C. *Ultrahigh energy neutrino scattering*. Phys.Rev.D77:053007,2008
- [2] Gandhi R., Quigg C., Reno M.H., Sarcevic I. *Neutrino Interactions as Ultrahigh Energies*. Phys.Rev.D58:093009,1998.
- [3] Gay Ducati M.B., Machado M.M, Machado M.V.T. *Small-x neutrino-hadron structure functions within the QCD color dipole picture*. Phys.Lett.B644:340-345,2007.