

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL - UFRGS
INSTITUTO DE FÍSICA
BACHARELADO EM FÍSICA**

Rafael Eberhardt Sarate

**FUNÇÕES DE ESTRUTURA E CORREÇÕES NUCLEARES PARA
ESPALHAMENTO NEUTRINO-NÚCLEO NO REGIME DE ALTAS ENERGIAS**

PORTO ALEGRE

2018

Rafael Eberhardt Sarate

**FUNÇÕES DE ESTRUTURA E CORREÇÕES NUCLEARES PARA
ESPALHAMENTO NEUTRINO-NÚCLEO NO REGIME DE ALTAS ENERGIAS**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel em Física, pelo Curso de Bacharelado em Física - Astrofísica, da Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS.

Orientador: Prof. Dr. Magno Valério Trindade Machado

Porto Alegre

2018

Agradecimentos

Gostaria de agradecer ao Professor Dr. Trieste dos Santos Freire Ricci, por ter sido uma grande inspiração e exemplo no início da graduação, quando nada eu sabia sobre a carreira científica, mas sabia que gostaria de ser como ele.

Agradeço ao Professor Dr. Dimiter Hadjimichef, por ter sido uma grande inspiração no meio da graduação ao ser o primeiro exemplo de cientista que trabalha com teoria quântica de campos, assunto que mais me fascina dentro da física. Agradeço por ter sido meu orientador e aberto a porta para essa área.

Agradeço ao Professor Dr. Magno Valério Trindade Machado, por ter sido grande inspiração e exemplo no final da graduação. Agradeço por ter acreditado e me orientado com extrema paciência. Devo dizer que, se não fosse pela bolsa IC junto ao professor Dr. Magno, eu não conseguiria ter mantido a graduação até o fim.

Agradeço ao Professor Dr. Jorge Ricardo Ducati, por todos os conselhos e por ter me proporcionado a possibilidade de publicar um artigo ainda durante a graduação.

Agradeço a minha colega Anna Bárbara Queiroz, por ter impedido que eu fosse para o lado negro da força no início da graduação.

Agradeço a minha colega Brenda Bertotto Malabarba, por ter me ajudado em praticamente todas as cadeiras a partir do quinto semestre e, inclusive, no primeiro capítulo deste trabalho (acho que ela deveria ganhar mais um diploma).

Agradeço à equipe do Aulalivre.net, por ter me proporcionado a possibilidade de lecionar e realizar divulgação científica no final da graduação, atividade que certamente muda a forma de se pensar a ciência. Agradeço também pela paciência em relação a todos os meus atrasos e faltas referentes à escrita deste trabalho.

Agradeço aos sr. e sra. Fialho, por terem me aceitado como parte da família, em cuja casa eu passei noites acordado estudando para as cadeiras da graduação e para escrever este trabalho. Sem a ajuda deles, talvez eu ainda demorasse mais uns 5 anos na graduação.

Agradeço especialmente a Gabrielle Fialho, minha namorada, por ter ficado do meu lado em boa parte da graduação e sempre acreditado em mim, mesmo quando eu sentia que o final da faculdade tendia ao infinito. Sem ela talvez eu já tivesse largado a física e ido tosquiar ovelhas na serra.

Resumo

Neutrinos podem ser utilizados para obtenção de informação acerca de fenômenos dificilmente estudados por meio de outras fontes, como por exemplo modelos de explosões de supernovas. Dado que não interagem por meio da força eletromagnética, neutrinos são indiferentes aos intensos campos magnéticos presentes em estrelas e outros astros encontrados no caminho até a Terra. Dessa forma, além de facilmente escaparem da fonte que os gerou, percorrem um caminho linear a partir de sua produção, tornando-se eficientes portadores de informação

A extração das informações depende da nossa capacidade de modelagem das interações dos neutrinos com a matéria. Essa modelagem é feita por meio da descrição de seções de choque de espalhamento de neutrinos em núcleos atômicos, a qual é composta por funções chamadas *funções de estrutura* que, por sua vez, contêm informação sobre a estrutura dos alvos.

Ao longo deste trabalho, será desenvolvido um formalismo por meio do qual se descrevem as interações neutrino-nucleon, com ênfase ao espalhamento inelástico profundo - DIS. Ao final, serão considerados os efeitos sobre as funções de estrutura obtidas caso os nucleons estejam confinados no núcleo atômico. Dentre esses efeitos, encontram-se o *shadowing* nuclear, o *antishadowing*, o *efeito EMC* e o *movimento de Fermi*. Serão apresentadas e comparadas técnicas capazes de modelar os efeitos nucleares sobre as seções de choque de processos DIS de neutrinos. Em particular, serão discutidos modelos *ad hoc*, em que as funções são ajustadas por parâmetros obtidos por meio da análise de dados experimentais, além do modelo de dipolo de cor, o qual é capaz de explicar fisicamente o fenômeno de *shadowing*.

Palavras-Chave: neutrinos, DIS, shadowing, EMC

Abstract

Neutrinos are useful for obtaining information about phenomena which would be difficult to study by other means, such as supernova explosions. Given that neutrinos do not interact via electromagnetic force, they are indifferent to the intense magnetic fields produced in stars and other astronomical objects present in the path towards Earth. Thus, besides easily escaping from the source, those particles travel through practically a straight line from the point of creation, therefore being efficient information carriers.

The extraction of information from those probes depends on the ability to model the interactions of neutrinos with matter. This modelling consists in describing neutrino-nuclei scattering cross-sections, which are written in terms of functions named *structure functions*, which in turn contain information about the structure of the target.

Throughout this work, we develop the formalism related to the description of neutrino-nucleon interactions, emphasizing the deep inelastic scattering - DIS. At the end, we consider the effects of nucleons being confined into the atomic nucleus on the structure functions. Among those effects, we see the nuclear shadowing, the anti-shadowing, the EMC effect and the Fermi motion. We present and compare techniques suitable for modeling the nuclear effects on neutrino DIS cross-sections. In particular, we discuss *ad hoc* models, in which the functions are fitted by parameters extracted from experimental data, and also the color-dipole formalism, which physically explains the nuclear shadowing.

Key-Words: neutrinos, DIS, shadowing, EMC

Sumário

1	Introdução	1
2	Motivação	5
2.1	Por que estudar física de partículas?	5
2.2	Por que estudar neutrinos?	8
3	Embasamento Teórico	10
3.1	Modelo Padrão	10
3.2	Interações de Neutrinos	13
3.2.1	Corrente Neutra (CN)	14
3.2.2	Corrente Carregada (CC)	14
3.2.2.1	Espalhamento Quasi-Elastico de Corrente Carregada	14
3.2.2.2	Ressonância de Corrente Carregada	15
3.2.2.3	Região de Transição Inelástica	15
3.2.2.4	DIS - Espalhamento Inelástico Profundo	15
3.2.2.5	Escalamento e Variável de Bjorken	18
3.2.2.6	DIS e a descoberta dos quarks	21
4	Efeitos Nucleares na Interação Neutrino-Núcleo	22
4.1	Não-isoescalaridade	22
4.2	Funções de Estrutura Nucleares	22
4.3	<i>Shadowing</i> Nuclear	23
4.4	<i>Antishadowing</i>	23
4.5	Efeito EMC	23
4.6	Movimento de Fermi	24
5	Análise dos Resultados	25
6	Conclusão	32
	REFERÊNCIAS	33

Abreviações

- CC - corrente carregada
- CCQE - Corrente Carregada Quasi-Elastico (do inglês, *Charged Current Quasi Elastic*)
- CCRES - Ressonância de Corrente Carregada (do inglês, *Charged Current Resonance*)
- CMB - *Cosmic Microwave Background*
- CNB - *Cosmic Neutrino Background*
- CN - corrente neutra
- DIS - espalhamento inelástico profundo (do inglês, *deep inelastic scattering*)
- IMB - *Irvine-Michigan-Brookhaven* detector
- LH - *left handed*
- MP - Modelo Padrão
- NLO - *Next to Leading Order*
- OMNIS - *Observatory for Multi-flavor Neutrinos from Supernovae*
- PDF - Função de distribuição de partons (do inglês, *parton distribution function*)
- QCD - *Quantum Chromodynamics*
- QED - *Quantum Electrodynamics*
- RH - *right handed*
- SF - funções de estrutura (do inglês, *structure functions*)
- SNO - *Sudbury Neutrino Observatory*
- SP - sequência principal
- Super-K - *Super-Kamiokande*

1 Introdução

De acordo com o *Modelo Padrão* (MP), que é a teoria mais bem sucedida com intuito de explicar a matéria e suas interações, as partículas fundamentais que constituem todo o Universo são os *quarks* e os *léptons*, sendo seis quarks e seis léptons conhecidos - juntamente com suas respectivas *antipartículas*¹ - como mostrado na Tabela 1:

Carga elétrica (e)	0	-1	+2/3	-1/3
1ª geração	ν_e	e	u	d
2ª geração	ν_μ	μ	c	s
3ª geração	ν_τ	τ	t	b

Tabela 1 – Partículas fundamentais do MP. Nas primeiras duas colunas, encontram-se os léptons, enquanto os quarks ocupam as duas últimas.

Na primeira coluna da Tabela 1², encontram-se os neutrinos, que dividem-se entre três tipos, ou *sabores*: o neutrino do elétron (ν_e), o neutrino do múon (ν_μ) e o neutrino do tau (ν_τ)³.

Por não apresentarem carga elétrica, os neutrinos não respondem a campos eletromagnéticos nem a interação nuclear forte - interagindo com a matéria somente por meio da *força fraca*⁴, de forma que eventos de espalhamento de neutrinos são raros.

Neutrinos estão entre as partículas mais abundantes do Universo, sendo produzidos tanto nas reações de fusão nuclear como em decaimentos radioativos. Ainda, por conta de suas características supracitadas, são muito eficientes em transportar informação: como não possuem carga elétrica, movem-se livremente - descrevendo geodésicas - em regiões nas quais partículas carregadas mover-se-iam por meio de processos difusos e lentos; suas pequenas massas permitem que movam-se a velocidades próximas à da luz. Por esses motivos, neutrinos são capazes de conectar regiões do Universo, de outra forma, dificilmente acessíveis entre si. Eles apontam diretamente para o local de sua criação, sendo assim uma importante ferramenta no estudo dos eventos que os produziram e aceleraram.

Utilizando neutrinos como sondas, é possível ainda obtermos informações sobre a própria estrutura da matéria. A interação dos neutrinos com a matéria pode ser de dois tipos: de *corrente carregada* (CC), mediada pelos bósons W^\pm , ou de *corrente neutra* (CN),

¹ As antipartículas, que não aparecem na tabela, têm carga elétrica oposta às respectivas partículas mostradas na tabela 1.

² Embora os quarks apresentem carga elétrica fracionária, eles não existem como partículas livres. As forças que os mantêm unidos é tão intensa que não é possível extrairmos um quark individual do sistema ligado. Diferente dos léptons, então, os quarks sempre encontram-se ligados, característica denominada *confinamento*. As partículas por eles constituídas são denominadas *hádrons*, dos quais são exemplos os *prótons* e os *nêutrons*, constituídos, respectivamente, pelos sistemas ligados u, u, d e d, d, u .

³ A massa de repouso dos neutrinos é assumida nula no MP, o que não se confirma observacionalmente ((SUPER-K)FUKUDA et al., 1998; (SNO)AHMAD, 2001; (SNO)AHMAD, 2002).

⁴ A força gravitacional é completamente desprezível em se tratando da interação de partículas individuais.

mediada pelos bósons Z^0 . Interações CN acontecem em reações de aniquilação envolvendo neutrinos, como por exemplo

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \quad (1)$$

ou também em *espalhamentos elásticos* dos neutrinos pela matéria, como em

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-. \quad (2)$$

Nos espalhamentos desse tipo, os projéteis trocam energia com os alvos sem que nenhuma partícula adicional seja criada ou destruída.

Ambos os processos acima podem ser representados na Figura 1 (BERGSTROM; GOOBAR, 2004).

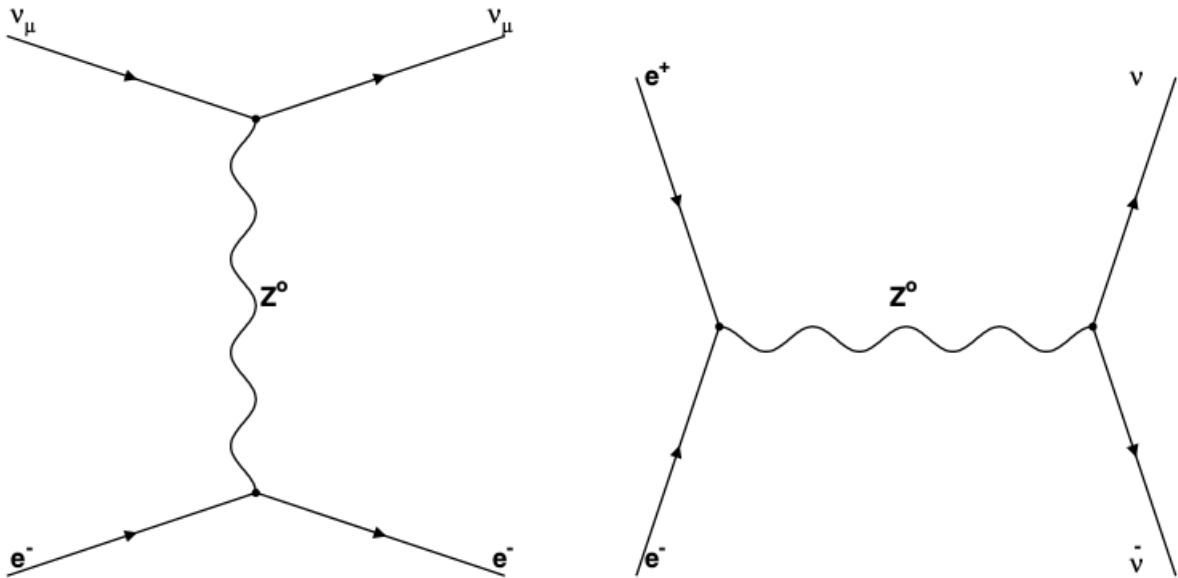


Figura 1 – Diagramas de Feynman para interações CN: espalhamento elástico $e - \nu$ e aniquilação elétron-pósitron em neutrinos.

Em processos CC, as partículas envolvidas na colisão sofrem transformação. Um exemplo pode ser observado na Figura 2.

A interação de neutrinos envolve a produção de bósons virtuais altamente massivos, logo é suprimida em baixas energias. Para altas energias, $E_\nu \gg m_N$, no referencial de laboratório, interações de corrente carregada de neutrino-nucleon são dominadas pelos seguintes processos de *espalhamento inelástico profundo* - DIS⁵ (GIUNTI; KIM, 2007):

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + X, \quad \bar{\nu}_l + N \rightarrow l^+ + X \quad (3)$$

em que $N = p, n$; l representa um lépton e X corresponde a um estado hadrônico final qualquer.

⁵ A cinemática dos processos DIS apresentada aqui será discutida em mais detalhes no Capítulo 3.

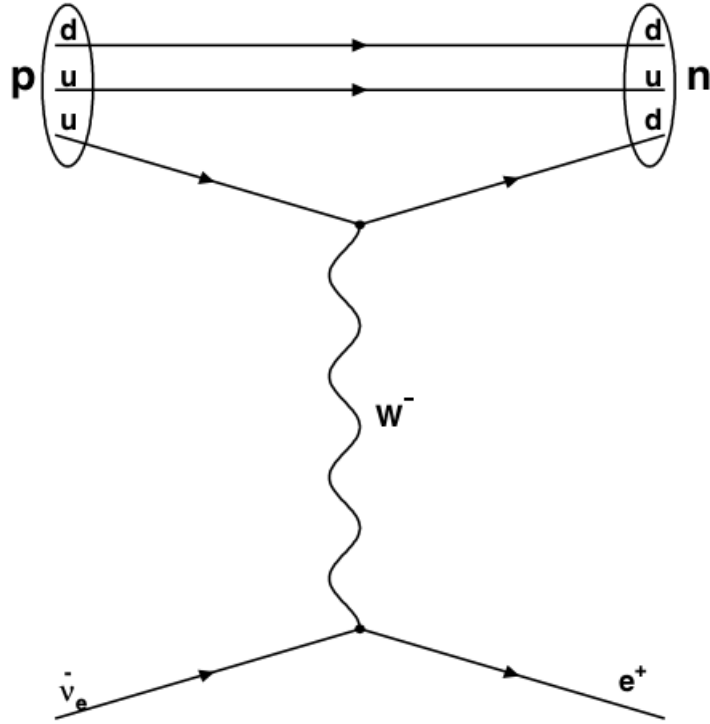


Figura 2 – Diagramas de Feynman para interações CC: antineutrino é absorvido pelo próton. Um dos quarks troca de sabor, transformando o nucleon num nêutron.

É costume definir o 4-momentum transferido, q , como⁶

$$q \equiv p_\nu - p_l = p_X - p_N. \quad (4)$$

O processo é descrito por três variáveis cinemáticas, todas invariantes de Lorentz. Uma destas é o "quadrado da energia do centro de massa"

$$s = (p_\nu + p_N)^2 = m_N^2 + 2p_\nu \cdot p_N. \quad (5)$$

As outras duas podem ser escolhidas dentre diversas possibilidades, esta escolha depende do problema que está sendo tratado. Por conveniência escolheremos duas dentre as variáveis:

$$Q^2 \equiv -q^2 = 2p_\nu \cdot p_l \geq 0, \quad x \equiv \frac{Q^2}{2p_N \cdot q}, \quad y \equiv \frac{p_N \cdot q}{p_N \cdot p_\nu}. \quad (6)$$

Essas três variáveis são relacionadas entre si por

$$xy = \frac{Q^2}{s - m_N^2}. \quad (7)$$

No regime DIS, define-se

$$Q^2 \gg m_N^2, \quad p_N \cdot q \gg m_N^2. \quad (8)$$

⁶ Ao longo de todo o trabalho, utiliza-se a convenção $c = 1$.

Como os valores das variáveis x e y são restritos aos intervalos

$$0 < x \leq 1, \quad 0 < y \leq 1, \quad (9)$$

também temos

$$s \gg m_N^2, \quad xy \simeq \frac{Q^2}{s}. \quad (10)$$

A seção de choque diferencial para processos DIS de neutrinos e antineutrinos é dada por

$$\frac{d^2\sigma_{CC}}{dxdy} = \sigma_{CC}^0 \left[xy^2 F_1^{W^{\pm N}} + (1-y) F_2^{W^{\pm N}} \pm xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3^{W^{\pm N}} \right], \quad (11)$$

com

$$\sigma_{CC}^0 = \frac{G_F^2}{2\pi} \left(1 + \frac{Q^2}{m_W^2}\right)^{-2}. \quad (12)$$

em que G_F é a contante de Fermi e m_W é a massa do bóson W .

O sinal de mais ou menos na equação 11 corresponde ao espalhamento de ν_l e $\bar{\nu}_l$, respectivamente, em que os bósons mediadores são W^+ e W^- .

As *funções de estrutura* $F_i^{W^{\pm N}}$ são funções reais que dependem do 4-momentum transferido q . Explicitamente, $F_i^{W^{\pm N}} = F_i^{W^{\pm N}}(x, Q^2)$.

Por questão de simetria de isospin, temos as seguintes igualdades:

$$F_i^{W^+p} = F_i^{W^-n}, \quad F_i^{W^+n} = F_i^{W^-p}, \quad (13)$$

em que os índices p e n referem-se, respectivamente, a "próton" e "nêutron".

Em muitos experimentos, são utilizados alvos denominados *isoescalares*, em que os núcleos apresentam mesmo número de prótons e nêutrons. Nesse caso, a seção de choque diferencial média para neutrino e antineutrino é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{CC}}{dxdy} &= \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\sigma_{CC}^{\nu p}}{dxdy} + \frac{d^2\sigma_{CC}^{\nu n}}{dxdy} \right) \\ &= \sigma_{CC}^0 \left[xy^2 F_1^{W^{\pm}} + (1-y) F_2^{W^{\pm}} \pm xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3^{W^{\pm}} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

com as mesmas funções de estrutura para neutrinos e antineutrinos:

$$F_i^{W^+} = \frac{1}{2} \left(F_i^{W^+p} + F_i^{W^+n} \right) = \frac{1}{2} \left(F_i^{W^-n} + F_i^{W^-p} \right) = F_i^{W^-}.$$

No referencial do laboratório, no qual o nucleon alvo encontra-se em repouso, temos que:

$$x = \frac{Q^2}{2m_N(E_\nu - E_l)}, \quad y = 1 - \frac{E_l}{E_\nu}, \quad Q^2 = 4E_\nu E_l \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (15)$$

em que θ é o ângulo de espalhamento do lépton resultante.

O DIS de neutrinos pode acontecer a partir de nucleons ou do núcleo atômico como um todo. Surpreendentemente, observa-se que a seção de choque DIS para um evento de espalhamento a partir de um núcleo atômico não é idêntica àquela correspondente ao mesmo projétil espalhado a partir de o mesmo número de nucleons livres. A observação desse tipo de fenômeno foi realizada pela primeira vez em 1983, no CERN, pela *European Muon Colaboration*, por meio do DIS de múons em átomos de ferro e deutério. Do experimento, verificou-se uma dependência da razão $F_2^N(Fe)/F_2^N(D)$ com a variável x de Bjorken em desacordo com a que era prevista pela teoria (AUBERT et al., 1983).

Os capítulos seguintes deste TCC serão dividido na seguinte forma:

- **Capítulo 2: Motivação** - em que justificamos o estudo da física de partículas e dos neutrinos por parte da comunidade científica por meio da aplicabilidade dos resultados em ramos variados da física, como evolução estelar (principalmente em modelos de explosões de supernova) e cosmologia, além do desenvolvimento própria área;
- **Capítulo 3: Embasamento Teórico** - em que discutimos com mais detalhes o modelo padrão da física de partículas, apresentando propriedades das partículas conhecidas, além dos parâmetros que o descrevem. Discutiremos também as interações realizadas por neutrinos, dando ênfase ao DIS.
- **Capítulo 4: Efeitos Nucleares na Interação Neutrino-Núcleo** - em que discutimos os motivos pelos quais as seções de choque diferenciais para eventos de espalhamento neutrino-núcleo são distintas daquelas para eventos de espalhamento neutrino-nucleon. Serão especificados os efeitos nucleares sobre as PDF's para diferentes regiões cinemáticas.
- **Capítulo 5: Análise dos Resultados** - em que são apresentadas e comparadas funções de estrutura nucleares obtidas por meio de diferentes formalismos.

2 Motivação

2.1 Por que estudar física de partículas?

Do ponto de vista experimental, não existem evidências contra o MP. No entanto, assim como todo modelo, este também apresenta limitações. O MP é um modelo em que algumas ideias foram adicionadas *ad hoc* para concordarem com as observações, em vez de seguirem de princípios fundamentais. O modelo apresenta 25 parâmetros livres, colocados à mão: massas de 12 férmions (contanto que neutrinos sejam férmions de Dirac), três constantes de acoplamento, dois parâmetros que descrevem o potencial de Higgs e oito ângulos de mistura. Essa grande quantidade de parâmetros livres é considerada

insatisfatória (THOMSON, 2013). Existem, ainda, padrões que surgem entre alguns desses parâmetros, sugerindo princípios de simetria ainda desconhecidos. Por exemplo, exceto para os neutrinos, as massas dentro das três gerações distintas de férmions são semelhantes entre si (ver tabelas 3 e 4)⁷. Padrões como esse levam ao entendimento de que existe física além do MP a ser descoberta.

Dentre algumas das questões ainda a serem desenvolvidas pela física de partículas, estão:

- Possível explicação para a *matéria escura*.

Da observação da dispersão de velocidades de galáxias em aglomerados (ZWICKY, 1937) ou curvas de rotação de galáxias (RUBIN et al., 1980), conclui-se, a princípio inevitavelmente, que existe matéria não luminosa na sua composição: a quantidade de matéria luminosa observada é insuficiente para, de acordo com as leis de Kepler e Newton, explicar as altas velocidades tangenciais dos bordos desses objetos em relação ao centro de rotação. Apenas essas observações são o suficiente para se concluir que grande parte da constituição desses objetos se dá na forma de matéria escura.

A partir da década de 1980, o problema torna-se um objeto da física de partículas (PEEBLES, 1982; PEEBLES, 2017), com a proposição de modelos de matéria não bariônica para a composição da matéria escura. Hoje, existem inúmeros modelos propostos além do MP para candidatos a matéria escura, mas o problema continua em aberto. Acredita-se que, com o aumento da energia nas colisões realizadas em aceleradores de partículas, seja possível a detecção direta de partículas do setor escuro ⁸.

- Explicação para a assimetria entre matéria e antimatéria no Universo.

A existência de antimatéria é uma previsão direta da teoria quântica de campos, ou seja, surge naturalmente ao combinarmos mecânica quântica e relatividade restrita (DIRAC, 1928). No momento de sua descoberta, acreditava-se que antimatéria era um espelho exato da matéria; todos os fenômenos observados na natureza até então eram invariantes sob conjugação de paridade (P), carga (C) e reversão temporal (T), além do fato de a história do Universo ser pouco conhecida. Dessa forma, a prevalência da matéria em relação à antimatéria observada no Universo local tornou-se um fenômeno intrigante. A única explicação possível parecia ser a de que o Universo surgira dessa forma. Com o advento da teoria do Big Bang (HUBBLE, 1929) e a observação da radiação cósmica de fundo (PENZIAS; WILSON, 1965), no entanto, ficou claro que nos momentos iniciais do Universo, os processos de criação

⁷ O MP e seus parâmetros serão tratados em mais detalhes no capítulo 3.

⁸ Neste caso, considera-se a hipótese de matéria escura na forma de WIMPS (*weakly interacting massive particles*)

de pares e aniquilação encontravam-se em equilíbrio térmico. À medida em que o Universo esfriou, matéria e antimatéria aniquilaram-se quase na totalidade, exceto por uma pequena quantidade de matéria sobrevivente.

Embora existam modelos propostos (SAKHAROV, 1967), os mecanismos geradores da discrepância citada carecem de explicação definitiva.

- Inclusão da gravidade no MP.

As teorias que descrevem as interações eletrofracas (QED) e forte (QCD) são ambas teorias de calibre (*gauge*). Nesse tipo de teoria, existem transformações unitárias de coordenadas - *transformações de calibre* - realizadas sobre os campos sob as quais quantidades observáveis são invariantes - *invariantes de calibre*. O conjunto das possíveis transformações de calibre de uma dessas teorias formam grupos de simetria (grupos de Lie), os quais dão origem a campos vetoriais - *campos de calibre*. Os campos de calibre estão presentes nos Lagrangeanos das teorias para garantir invariância de calibre local. Quando esses campos são quantizados, os respectivos *quanta* são chamados de bósons de calibre (*gauge bosons*) mediadores das interações descritas. O grupo de simetria da interação forte é o **SU(3)**, o da interação eletrofraca é o $SU(2) \times U(1)$. Por esse motivo, referimo-nos ao MP como $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Até o momento, os *grávitons*, possíveis bósons intermediadores da interação gravitacional, não são explicados pelo MP. A modelagem da gravitação com uma teoria quântica de campos daria origem a uma teoria de unificação das forças, ou teoria unificada, amplamente desejada pela comunidade.

- Explicação para a violação CP.

A simetria de conjugação de carga (simetria C) implica invariância sob conjugação de carga, ou seja, que as leis da física são invariantes ao trocarmos uma partícula por sua antipartícula. A simetria de paridade (simetria P) implica invariância sob inversão das coordenadas espaciais. Simetria CP corresponde à combinação das simetrias C e P. Observa-se, no entanto, no decaimento de *káons*, a violação da simetria CP (CHRISTENSON et al., 1964).

A violação CP é condição para a produção assimétrica de matéria e antimatéria no Universo (SAKHAROV, 1967), mas ainda não existe um mecanismo satisfatório que explique a violação CP e contemple a quantidade de bárions observados pela astronomia ((T2K)ABE et al., 2017a). Enquanto o fenômeno foi bastante estudado no setor dos quarks, ainda não foi observado no setor dos neutrinos (THOMSON, 2013). Acredita-se que o fenômeno da oscilação dos neutrinos, ocorrendo a taxas distintas em relação aos antineutrinos ((T2K)ABE et al., 2017b), tenha possibilidade de explicar o fenômeno.

A detecção do bóson de Higgs em 2012, no CERN, após quase 50 anos de sua proposição, foi um grande trunfo para a física de partículas e para o MP. Apesar do sucesso do modelo, no entanto, existem muitas questões a serem respondidas. Com o aumento da energia dos experimentos realizados no LHC, além das colaborações destinadas à observação de neutrinos, é possível que se encontrem evidências para física além do MP.

2.2 Por que estudar neutrinos?

De acordo com (MEZZACAPPA, 2000), a física de neutrinos é essencial para a construção de modelos realistas para explosões de *Supernova*. Seções de choque neutrino-núcleo são relevantes em se tratando da dinâmica que descreve o fenômeno, da *nucleossíntese* decorrente ao longo do processo e da detecção de neutrinos gerados nessas explosões.

O modelo utilizado (MEZZACAPPA, 2000) - o mecanismo de explosão atrasada - defende que, em uma estrela em colapso, a ocorrência de Supernova depende da região do núcleo da estrela em que a onda de choque de repique se forma e da energia nela contida. Esses fatores, por sua vez, dependem da "desleptonização" do núcleo durante o colapso. A desleptonização ocorre quando elétrons são capturados por prótons livres ou núcleos do grupo do Ferro no núcleo, formando neutrinos do elétron que escapam inicialmente. Quando a densidade atinge ordens de grandeza entre $10^{11}g/cm^3$ e $10^{12}g/cm^3$, no entanto, os neutrinos produzidos são capturados nessa região enquanto reações CC com nêutrons e núcleos do grupo do Fe acontecem. Dessa forma, as reações de produção e consumo de neutrinos atingem o equilíbrio. Como consequência, seções de choque para a captura de neutrinos do elétron por núcleos do grupo do Fe são necessárias à realização de simulações das condições encontradas nos núcleos de estrelas candidatas a Supernova.

Em estrelas da sequência principal (SP), a nucleossíntese dos elementos por sucessivos estágios de fusão termonuclear termina nos elementos do grupo do Fe já que a energia de ligação por nucleon é máxima para estes elementos. Pode-se, portanto, entender a abundância relativa dos elementos leves em termos dos estágios de queima nuclear. Elementos mais pesados que os do grupo do Fe são formados em explosões de Supernova. Ainda de acordo com (MEZZACAPPA, 2000), existem vários processos que definem a nucleossíntese durante um evento de supernova: (1) nucleossíntese explosiva, que ocorre como consequência do calor de compressão liberado pela onda de choque da Supernova enquanto ela passa pelas diferentes camadas estelares. (2) Nucleossíntese gerada por neutrinos, na forma de transmutações nucleares nas camadas estelares anteriores à passagem da onda de choque. (3) Rápida captura de neutrinos, que acontece no vento gerado pelos neutrinos, emanado da proto-estrela de nêutrons após o início da explosão. Os neutrinos tanto produzem o vento como interagem com os núcleos nele presentes. Torna-se evidente que as interações neutrino-núcleo são essenciais aos três processos de nucleossíntese, embora indiretamente no primeiro. Como consequência mais fundamental da discussão acima,

vê-se que a compreensão da origem da matéria depende do estudo das propriedades e interações dos neutrinos.

Por fim, detecções de feixes de neutrinos realizadas em observatórios terrestres podem trazer informações sobre os objetos ou locais em que foram criados e sobre eles mesmos. Por conta de sua carga elétrica nula, viajam em linha reta (mais precisamente, descrevem uma geodésica) diretamente do ponto de sua criação, sem interagir com campos magnéticos no caminho. A energia do neutrino, sendo alta ou baixa, nos diz onde ele foi criado.

Neutrinos de baixa energia são produzidos em processos nucleares, como no centro do Sol ou explosões de Supernova. Neutrinos de muito baixa energia são relíquias do *Big Bang* e formam o *fundo cósmico de neutrinos* (CNB, de *Cosmic Neutrino Background*), semelhante à *Radiação Cósmica de Fundo* (CMB, de *Cosmic Microwave Background*), que carrega informações sobre o Universo segundos após o *Big Bang*.

Neutrinos de alta energia são produzidos em colisões altamente energéticas, como as que ocorrem entre raios cósmicos e as partículas que formam nossa atmosfera. Sua energia varia entre alguns MeV (megaeletronvolts = 10^6 eletronvolts) até dezenas de PeV (petaeletronvolts = 10^{15} eletronvolts). Aqueles cuja energia varia entre TeV e PeV são neutrinos de altíssima energia, sendo produzidos em regiões próximas a buracos negros e estrelas de nêutrons. Neutrinos com energias acima de 10^{16} eV são chamados de neutrinos ultra-energéticos, produzidos em colisões de raios cósmicos ultraenergéticos e a radiação cósmica de fundo.

Neutrinos em diferentes faixas de energia são detectados em diferentes observatórios, dos quais diferentes tipos de conhecimento são obtidos. Em 1987, por exemplo, os detectores IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) ((IMB)BIONTA et al., 1987), originalmente utilizado com fins de detectar decaimento de prótons, e Kamiokande (*Kamioka Neutrino Detection Experiment*) ((KAMIOKANDE)HIRATA et al., 1987) observaram dezenove eventos coincidentes com a Supernova SN1987A, que corroboraram o modelo padrão de explosão de Supernova e formação de estrelas de nêutrons, dando início à astronomia extra-solar de neutrinos.

A SN1987A foi uma Supernova do tipo II que aconteceu na Grande Nuvem de Magalhães, a aproximadamente 51,4 Kparsecs (168000 anos-luz) da Terra. Os eventos observados foram insuficientes para permitir mais do que uma comparação qualitativa entre os dados e a teoria - mas o suficiente para mostrar que o modelo padrão para estrelas em colapso era essencialmente correto. Afirmações mais definitivas, no entanto, são limitadas tanto pela amostra de eventos estatisticamente pobre e pelo fato de que essencialmente apenas eventos gerados por $\bar{\nu}_e$ foram observados (BOYD et al., 2003). No caso de uma Supernova galáctica, no entanto, experimentos como Super-Kamiokande e SNO detectariam milhares de eventos, coletando informações precisas sobre as regiões mais profundas da explosão. Essas informações poderiam ser usadas para aprimoramento de modelos de Supernova.

De acordo com (MEZZACAPPA, 2000), as interações neutrino-núcleo relevantes para a

detecção de neutrinos de Supernova são aquelas com deutério, no SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*), ^{16}O no super-Kamiokande e ^{56}Fe e $^{206,207,208}\text{Pb}$, no OMNIS (*Observatory for Multiflavor Neutrinos from Supernovae*). Os dados obtidos em todo tipo de cuidadosas observações supracitadas podem ser de grande valia para testar os complexos modelos teóricos utilizados para computar as seções de choque neutrino-núcleo. Portanto, deve-se aproveitar a oportunidade para compreendê-los e desenvolvê-los.

Além das imensas contribuições para o desenvolvimento de modelos de evolução estelar, a observação de neutrinos extra-galácticos também pode produzir informações sobre o Universo em maior escala. A partir da detecção de neutrinos altamente energéticos, é possível que se determinem as origens dos raios cósmicos que atingem a Terra constantemente e cuja fonte é desconhecida desde sua primeira detecção, há cerca de um século. Como os raios cósmicos são constituídos por partículas carregadas, que interagem com diversos campos magnéticos que preenchem o espaço, não é possível traçar seu caminho a partir de uma origem. Os mesmos fenômenos que os produzem, no entanto, também produzem neutrinos, os quais, em contraste, podem ser utilizados como apontadores quase diretos em direção à fonte.

Observações desse subgrupo de neutrinos são realizadas no experimento IceCube, das quais deve-se destacar aquela que foi a primeira evidência observacional do papel de *Blazars* - galáxias de núcleos ativos com poderosas ejeções de matéria relativística apontando na nossa linha de visada - na produção de raios cósmicos e neutrinos altamente energéticos ((ICECUBE)AARTSEN et al., 2018).

3 Embasamento Teórico

3.1 Modelo Padrão

O Modelo Padrão descreve três das quatro forças conhecidas: as interações forte, eletromagnética e fraca das partículas elementares em termos das teorias quânticas de campos. A quarta interação, não descrita no MP, é a interação gravitacional. O MP é uma teoria de calibre baseada no grupo de simetria $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. O grupo de calibre determina unicamente as interações e o número de bósons vetoriais correspondentes aos geradores do grupo. Eles são oito glúons não massivos - geradores do $SU(3)$ - mediadores da interação forte; quatro bósons de calibre, dos quais três são massivos (W^\pm e Z^0) e um é não massivo (γ , o fóton), correspondendo aos três geradores do $SU(2)$ e um gerador do $U(1)$, responsáveis pela interação eletrofraca (GIUNTI; KIM, 2007). No MP, a interação eletrofraca pode ser estudada separadamente da interação forte, pois não existe mistura entre os setores $SU(3)$ e $SU(2) \times U(1)$. Dessa forma, interações de neutrinos podem ser estudadas dentro do grupo $SU(2) \times U(1)$. Ainda, o número de bósons escalares e férmions, além de seu arranjo na representação do grupo de simetria são escolhidos de

forma heurística. Os bósons escalares são escolhidos de forma a implementar o mecanismo de geração de massas de Higgs, enquanto o número e as propriedades dos férmions são determinados por experimentos (GIUNTI; KIM, 2007).

Uma questão intrigante acerca do MP, não explicada dentro do modelo, é a existência de três gerações de férmions com propriedades idênticas, exceto pelas diferentes massas. Os férmions elementares conhecidos são divididos em duas categorias: quarks e léptons, de acordo com a Tabela 2:

	1 ^a geração	2 ^a geração	3 ^a geração
quarks	u	c	t
	d	s	b
léptons	ν_e	ν_μ	ν_τ
	e	μ	τ

Tabela 2 – Partículas fundamentais do MP (GIUNTI; KIM, 2007).

Quarks e léptons diferem entre si pelo fato de que os primeiros participam de todas as interações (forte, fraca, eletromagnética e gravitacional), enquanto os segundos não interagem por meio de força forte. As massas e cargas elétricas dos quarks ⁹ e léptons podem ser vistas nas Tabelas 3 e 4. As antipartículas correspondentes têm mesma massa e carga elétrica oposta. Todos os férmions fundamentais têm spin 1/2.

⁹ Quarks não ocorrem como partículas individuais, por isso suas cargas podem ser fracionárias. Ainda, os valores de suas massas dependem da forma com que as massas são definidas. Os valores da Tabela 3 são parâmetros no Lagrangeano da QCD (do inglês, *Quantum Chromodynamics*, ou, Cromodinâmica Quântica) (GIUNTI; KIM, 2007)

Sabor	Massa	Carga
u	1,5 – 4 MeV	2/3
d	4 – 8 MeV	-1/3
s	80 – 130 MeV	-1/3
c	1,5 – 1,35 GeV	2/3
b	4,1 – 4,4 GeV	-1/3
t	174,3 ± 1,5 GeV	2/3

Tabela 3 – Massa e carga dos quarks (GIUNTI; KIM, 2007).

Sabor	Massa	Carga
e	0,510 MeV	-1
ν_e	< 15 eV	0
μ	105,65 MeV	-1
μ_μ	< 190 KeV	0
τ	1,777 GeV	-1
ν_τ	< 18,2 MeV	0

Tabela 4 – Massa e carga dos léptons (GIUNTI; KIM, 2007).

Bárion	Conteúdo de quark	Massa(GeV)	J^P	I	Tempo de vida (s)
p	uud	938, 27	$1/2^+$	$1/2$	∞
n	udd	939, 56			887
Λ^0	uds	1116	$1/2^+$	0	$2, 6 \cdot 10^{-10}$
Σ^+	uus	1189	$1/2^+$	1	$8 \cdot 10^{-11}$
Σ^0	uds	1192			$7 \cdot 10^{-20}$
Σ^-	dds	1197			$1, 5 \cdot 10^{-10}$
Δ^-, Δ^0 Δ^+, Δ^{++}	ddd, udd uud, uuu	1232	$3/2^+$	$3/2$	$5 \cdot 10^{-24}$
Ξ^0	uss	1315	$1/2^+$	$1/2$	$2, 9 \cdot 10^{-10}$
Ξ^-	dss	1321			$1, 6 \cdot 10^{-10}$
Ω^-	sss	1672	$3/2^+$	0	$8, 2 \cdot 10^{-11}$

Tabela 5 – Propriedades dos bárions mais leves. J é o *spin*, P é a *paridade intrínseca* e I é o *isospin* (GIUNTI; KIM, 2007).

Méson	Conteúdo de quark	Massa(MeV)	J^P	I	Tempo de vida (s)
π^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	134, 98	0^-	1	$8 \cdot 10^{-17}$
π^-, π^+	$\bar{u}d, u\bar{d}$	139, 57			$2, 6 \cdot 10^{-8}$
K^0, K^+	$d\bar{s}, u\bar{s}$	493, 7(K^\pm)	0^-	$1/2$	$1, 2 \cdot 10^{-8}(K^\pm)$
K^-, \bar{K}^0	$\bar{u}s, \bar{d}s$	497, 7(K^0)		$1/2$	$8, 9 \cdot 10^{-11}(K_S^0)$ $5, 2 \cdot 10^{-8}(K_L^0)$
η	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	547	0^-	0	$6 \cdot 10^{-19}$
ρ^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	768	1^-	1	$4 \cdot 10^{-24}$
ρ^-, ρ^+	$\bar{u}d, u\bar{d}$				
ω	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	782	1^-	0	$8 \cdot 10^{-23}$
η'	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$957, 78 \pm 0, 14$	0^-	0	$(3, 24 \pm 0, 25)10^{-21}$

Tabela 6 – Propriedades dos mésons mais leves. J é o *spin*, P é a *paridade intrínseca* e I é o *isospin* (GIUNTI; KIM, 2007).

Os quarks são os componentes elementares dos *hádrons* (partículas que participam da interação forte), os quais são divididos entre *mésons* e *bárions*¹⁰ e cujas propriedades podem ser vistas nas Tabelas 5 e 6.

Se os neutrinos forem férmions de Dirac normais¹¹, o MP tem, ao todo, 25 parâmetros livres (THOMSON, 2013):

- massas de doze férmions:

$$m_{\nu_1}, m_{\nu_2}, m_{\nu_3}, m_e, m_\mu, m_\tau, m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b;$$

¹⁰ Existem evidências, desde os anos 2000, no entanto, que suportam a existência de *pentaquarks* (COLLABORATION), 2016)

¹¹ Neutrinos podem vir a ser exemplos de partículas de Majorana, as quais são suas próprias antipartículas. Da equação de Dirac, partícula e antipartículas são objetos distintos.

- três constantes de acoplamento que descrevem as intensidades das interações de calibre:

$$\alpha, G_F \text{ e } \alpha_S;$$

- dois parâmetros que descrevem o potencial de Higgs - seu valor esperado de vácuo e a massa do bóson de Higgs:

$$v \text{ e } m_H;$$

- oito ângulos de mistura das matrizes PMNS e CKM, parametrizadas por:

$$\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta \text{ e } \lambda, A, \rho, \eta.$$

A princípio existe ainda mais um parâmetro: o Lagrangeano da QCD contém uma fase que levaria à violação CP na interação forte. Experimentalmente, esse parâmetro é muito pequeno:

$$\theta_{CP} \simeq 0$$

e é usualmente considerado zero.

Se θ_{CP} for contado, então o MP tem 26 parâmetros livres.

É claro que o grande número de parâmetros livres e a existência inexplicada de três gerações, somado ao fato de que o MP não contempla a gravitação são aspectos insatisfatórios do modelo. Não obstante, o MP é fenomenologicamente muito bem sucedido, sendo capaz de explicar todo tipo de fenômeno já observado, exceto pelas questões abordadas no capítulo 2.

Uma descrição completa do MP necessariamente implica na descrição do Lagrangeano da teoria, o que foge do escopo do presente trabalho.

3.2 Interações de Neutrinos

De certa forma, o espalhamento de neutrinos é o mais simples que existe no MP, pois neutrinos são sensíveis apenas a uma das quatro interações conhecidas, são pontuais, não sofrem decaimento e possuem uma massa tão pequena que são sempre relativísticos. Pelo fato de interagirem somente por meio da força fraca, os bósons capazes de intermediar suas interações com quaisquer alvos são os W^\pm e o Z^0 .

3.2.1 Corrente Neutra (CN)

Interações de CN são mediadas pelo bóson Z^0 . Nesse caso, não há troca de cargas entre o projétil (neutrino) e o alvo - por isso a denominação *corrente neutra*.

Nesse tipo de interação, o neutrino espalhado tem o mesmo sabor do neutrino incidente. Da mesma forma, o alvo é o mesmo antes e após a interação. Consequentemente, somente as energias e os *momenta* das partículas espalhadas sofrem variação.

Na prática, os alvos desse tipo de espalhamento são prótons e elétrons, por serem partículas estáveis. Assim como nêutrons confinados em núcleos atômicos. Um exemplo desse processo foi dado na Figura 1, para o espalhamento neutrino-elétron. Esse tipo de processo pode ser resolvido exatamente no MP, o que, em princípio, o permite ser uma forma ideal de estudar o fluxo de neutrinos a partir de uma fonte. A pequena seção de choque da interação CN, no entanto, torna a detecção complicada.

3.2.2 Corrente Carregada (CC)

Interações de CC são mediadas pelos bósons W^\pm ; passam a dominar a seção de choque total de interação de neutrinos quando estes têm energia suficiente para produzir seus léptons carregados correspondentes. Diferentemente da CN, na interação CC é permitida a troca de sabor do alvo. De qualquer forma, o lépton final tem sempre o mesmo sabor do neutrino incidente, já que o *número leptônico* é uma quantidade conservada no MP (MOUSSEAU, 2017).

Todas as interações CC têm a seguinte forma:

$$\nu_l + X = l^\pm + Y \quad (16)$$

em que l é o lépton carregado correspondente ao neutrino incidente. Caso a partícula incidente seja um antineutrino, o lépton carregado produzido também será uma antipartícula. Um processo desse tipo foi exemplificado na Figura 2, pela absorção de um antineutrino pelo próton.

Interações CC são classificadas em quatro categorias distintas, dependendo do estado final do evento. Essas categorias, em ordem crescente de energia em que suas seções de choque dominam, são: espalhamento quasi-elástico de corrente carregada (CCQE, na sigla em inglês), produção ressonante de corrente carregada (CCRES, na sigla em inglês), região de transição inelástica e espalhamento inelástico profundo (DIS).

3.2.2.1 Espalhamento Quasi-Elástico de Corrente Carregada

As interações quasi-elásticas de corrente carregada induzidas por neutrinos (CCQE, $\nu_l + n \rightarrow l^- + p$ ou $\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n$) são o tipo mais abundante de interação para energias em torno de 1 GeV, além de serem o canal mais fundamental utilizado para estudar oscilações de neutrinos (JOSEPH; TEPPEI, 2014).

Em interações CCQE, o núcleo alvo permanece quase intacto após o espalhamento. O bárion ejetado do núcleo tem *momentum* pequeno comparado com o do lépton carregado. Essa característica é justamente o que torna o evento favorável ao estudo das oscilações de neutrinos supracitado, pois um sinal gerado por um lépton com energia moderada ou alta mais um hádron com baixa energia é fácil de ser detectado por detectores de partículas modernos. Ainda, a energia do neutrino incidente pode ser bem aproximada medindo-se a energia e o ângulo de espalhamento do lépton carregado correspondente (MOUSSEAU, 2017).

3.2.2.2 Ressonância de Corrente Carregada

Esse tipo de evento envolve a criação de uma ressonância delta (Δ) dentro do núcleo. A criação do hádron é induzida pela troca de um W^+ entre o neutrino incidente e um próton ou nêutron dentro do núcleo. A princípio, diferentes ressonâncias podem ser criadas desde que a energia de centro de massa do sistema seja suficientemente grande. Na prática, o produto da ressonância corresponde ao Δ^+ , que são produzidos em abundância para energias em torno de 3 GeV, quando a seção de choque de processos quasi-elásticos começa a diminuir (MOUSSEAU, 2017).

O tempo de vida do Δ^+ é muito curto para que a partícula venha a escapar do núcleo, de forma que deltas nunca são observados diretamente em experimentos. Os produtos do decaimento do delta (um pión e um nucleon) é o que são detectados.

3.2.2.3 Região de Transição Inelástica

Processos CCRES e CCQE sempre envolvem estados finais hadrônicos com massas características. Para processos CCQE, tem-se por exemplo, um próton. Da mesma forma, para processos CCRES, a energia do pión mais o nucleon ejetados é consistente com a massa do delta ($\simeq 1,2\text{GeV}$, ver tabela 5). Com o aumento da energia do neutrino incidente, aumenta a massa do estado final hadrônico. Existe, então, a transição do regime de ressonância para o DIS. Essa transição é inelástica, dado que acontece uma transferência significativa de energia para o estado hadrônico, mas não é formalmente *profunda*, pois o *momentum* transferido não é grande o suficiente para que sejam resolvidos quarks individuais dentro do nucleon (MOUSSEAU, 2017).

3.2.2.4 DIS - Espalhamento Inelástico Profundo

Enquanto a energia do neutrino incidente aumenta, gradualmente as consequências sofridas pelo nucleon variam desde permanecer praticamente intacto até ser destruído pelo neutrino. Quando o *momentum* transferido é grande o suficiente para que o neutrino resolva quarks individuais no nucleon, inicia-se o regime de espalhamento inelástico profundo.

Experimentalmente, um evento DIS é definido por um espalhamento de neutrino com produção de um lépton carregado de mesmo sabor mais um estado hadrônico qualquer (ver Capítulo 1):

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + X, \quad \bar{\nu}_l + N \rightarrow l^+ + X \quad (17)$$

Diferentemente dos processos CCQE e CCRES, nos experimentos MINER ν A, por exemplo, não se tenta identificar o tipo de partícula detectada como estado final de um espalhamento DIS. É assumido que os quarks alvos são ejetados do núcleo pelo neutrino e o que se mede é o resultado de inúmeros processos de fragmentação que ocorrem enquanto os quarks se recombinaem em hádrons (MOUSSEAU, 2017).

A cinemática do processo DIS de neutrinos foi descrita no Capítulo 1. Aqui, revisaremos alguns aspectos da mesma descrição com um pouco mais de detalhamento (utiliza-se sempre o referencial do laboratório, no qual o núcleo encontra-se em repouso).

Os quadri-*momenta* do neutrino incidente, do estado nuclear inicial, do lépton carregado final e da chuva de hádrons final são escritos, respectivamente, como P_ν , P_N , P_l e P_X . A conservação do 4-*momentum* demanda que:

$$P_\nu + P_N = P_l + P_X. \quad (18)$$

O 4-*momentum* transferido ao núcleo é $P_\nu - P_l$. Chamamos essa quantidade de q e definimos $Q^2 \equiv -q^2$, que corresponde à virtualidade do bóson de calibre trocado na interação. Podemos escrever:

$$Q^2 = -(P_\nu - P_l)^2 = -(P_\nu^2 + P_l^2 - 2P_\nu \cdot P_l). \quad (19)$$

Lembrando que o produto escalar entre dois quadri-vetores deve ser calculado na forma:

$$A \cdot B = a_0 b^0 - (a_1 b^1 + a_2 b^2 + a_3 b^3), \quad (20)$$

podemos escrever:

$$Q^2 = -(E_\nu^2 - \vec{p}_\nu^2 + E_l^2 - \vec{p}_l^2 - 2(E_\nu E_l - \vec{p}_\nu \cdot \vec{p}_l)) \quad (21)$$

em que \vec{p}_ν e \vec{p}_l são os tri-*momenta* do neutrino e do lépton carregado.

Usando $E_\nu \simeq |\vec{p}_\nu|$ e $E_l \simeq |\vec{p}_l|$, temos¹²:

$$Q^2 = 2E_\nu E_l (1 - \cos\theta), \quad (22)$$

em que θ é o ângulo de espalhamento.

¹² Utilizando $c = 1$

Ainda, usando a identidade trigonométrica $1 - \cos\theta = 2\text{sen}^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$, terminamos com:

$$Q^2 = 4E_\nu E_l \text{sen}^2\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (23)$$

O quadrado da energia de centro de massa do sistema inicial, s , dada por $(P_\nu + P_N)^2$, pode ser escrita como:

$$s = P_\nu^2 + P_N^2 + 2P_\nu \cdot P_N = E_\nu^2 - \vec{p}_\nu^2 + E_N^2 - \vec{p}_N^2 + 2(E_\nu E_N - \vec{p}_\nu \cdot \vec{p}_N). \quad (24)$$

Utilizando, mais uma vez, $E_\nu \simeq |\vec{p}_\nu|$, além de $E_N = m_N$, temos:

$$s = m_N^2 + 2E_\nu m_N. \quad (25)$$

Q^2 e s são variáveis fundamentais ao DIS. Uma interação com alto Q^2 tem *momentum* suficiente para resolver a estrutura de quarks profunda no núcleo. Da mesma forma, uma interação com s alta o suficiente imprimir energia suficiente no nucleon para que a interação aconteça com um quark constituinte e seja de fato inelástica.

A seção de choque para DIS de neutrinos é derivada da teoria quântica de campos e pode ser consultada em detalhes em (GIUNTI; KIM, 2007). A seção de choque diferencial pode ser descrita em termos de quaisquer invariantes de Lorentz e relacionada a qualquer outra variável por meio de uma matriz Jacobiana. Em termos das invariantes de Lorentz x e y definidas no Capítulo 1, a seção de choque diferencial tem a forma da equação 11, que relembramos aqui:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{2\pi} \left(1 + \frac{Q^2}{m_W^2}\right)^{-2} \left[xy^2 F_1 + (1-y)F_2 \pm xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3\right] \quad (26)$$

Os fatores de forma, F_1 , F_2 e F_3 , que descrevem a estrutura do nucleon, são teoricamente calculados pela QCD e, experimentalmente, medidos por um detector.

As variáveis x , chamada variável de Bjorken, e y podem ser reescritas na forma da equação 15 (Capítulo 1) por meio de argumentos análogos aos utilizados acima para expandir Q^2 e s . Por conservação da energia, ainda, percebemos que $E_\nu - E_l = E_{had}$ é a energia do sistema hadrônico final. Assim, temos:

$$x = \frac{Q^2}{2M_N E_{had}}$$

e

$$y = \frac{E_{had}}{E_\nu}$$

Dessa forma, a interpretação física de y torna-se mais clara: corresponde à quantidade de energia transferida do neutrino ao sistema hadrônico e pode ser considerada uma medida da inelasticidade do evento. A interpretação da variável de Bjorken é dada em breve.

A interpretação atual do DIS é baseada no modelo de *quark-partons* dos hádrons. De acordo com esse modelo, um nucleon é um sistema composto de três quarks de valência, e

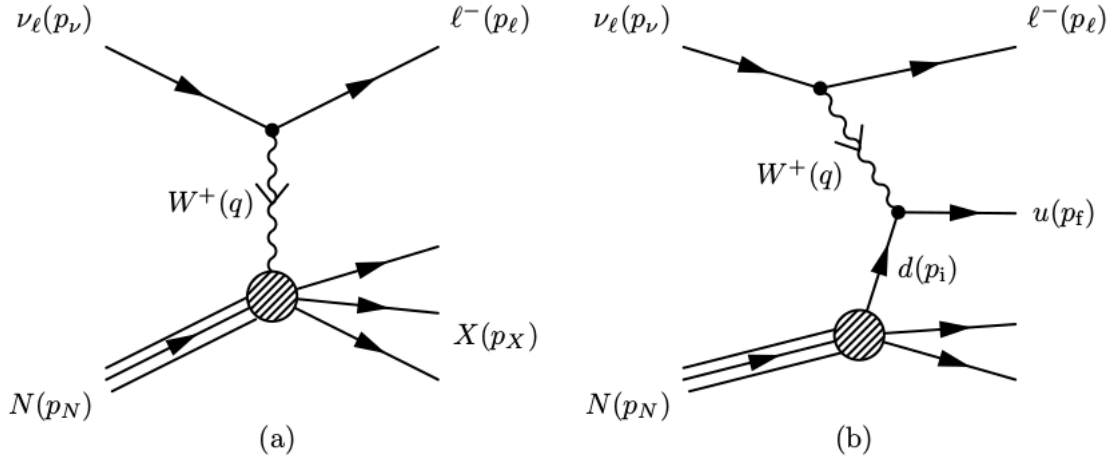


Figura 3 – a) Diagrama do processo DIS, CC, $\nu_l(p_\nu) + N(p_N) \rightarrow l^-(p_l) + X(p_X)$ na expansão de mais baixa ordem de interação fraca. b) Mesmo processo no modelo de quark-parton, com a transição elementar $W^+(q) + d(p_i) \rightarrow u(p_f)$ (GIUNTI; KIM, 2007)

um mar de pares quark-antiquark de todos os sabores. No processo DIS, o bóson virtual de interação que conecta o vértice dos léptons ao vértice dos hádrons interage diretamente com os quarks que constituem o nucleon, como ilustrado na Figura 3.

Para se estudar quantitativamente o modelo de quark-parton, é conveniente trabalhar no referencial de Breit (GIUNTI; KIM, 2007), em que o bóson virtual de interação não carrega energia: $q^0 = 0$.

As hipóteses do modelo de quark-parton são:

- (a) O nucleon é composto por um sistema de quarks elementares;
- (b) A interação entre os quarks constituintes pode ser desprezada quando $Q^2 \gg m_N^2$ e $p_N \cdot q \gg m_N^2$. (*Liberdade assintótica*);
- (c) No referencial de Breit, os quarks constituintes têm tri-momenta na mesma direção do nucleon. Ou seja, os *momenta* transversos dos quarks podem ser desprezados;
- (d) No referencial de Breit, as massas dos quarks podem ser desprezadas em comparação com sua energia.

As consequências dessas hipóteses, juntamente com a interpretação da variável de Bjorken, são discutidas a seguir.

3.2.2.5 Escalamento e Variável de Bjorken

Se as funções de estrutura fossem funções apenas da variável adimensional de Bjorken - $F(x)$, em vez de $F(x, Q^2)$ - significaria que *momentum* adicional transferido ao sistema hadrônico não mudaria os fatores de forma do núcleo alvo. De fato, F_i têm uma forte

dependência em x e uma fraca dependência em Q^2 , o que é chamado de *escalamento* e indica a existência de partículas pontuais dentro do nucleon (BJORKEN, 1969). Caso as partículas não fossem pontuais, quanto maior o *momentum* transferido, menor seriam as distâncias resolvidas pelo neutrino incidente, com consequências observáveis nas funções de estrutura. A confirmação experimental de que F_1 e F_2 dependem fracamente de Q^2 e fortemente de x foi diretamente realizada em 1967, pelo SLAC (FRIEDMAN; KENDALL, 1972).

A interpretação de x pode ser feita ao considerarmos a interação elementar do bóson vetorial com um quark constituinte do nucleon no referencial de Breit descrito acima (a componente 0 do 4-vetor q é nula). Temos:

$$x = \frac{|\vec{q}|^2}{-2\vec{p}_N \cdot \vec{q}} \quad (27)$$

ou ainda,

$$\vec{q} = -2x\vec{p}_N. \quad (28)$$

Utilizando a hipótese (b) da seção anterior, temos que os quarks inicial e final são partículas livres, ou seja, os 4-*momenta* inicial e final do quark alvo são relacionados por:

$$p_i + q = p_f. \quad (29)$$

Como $q^0 = 0$, temos:

$$\begin{aligned} p_i^0 &= p_f^0, \\ \vec{p}_i + \vec{q} &= \vec{p}_f. \end{aligned} \quad (30)$$

Pela hipótese (d) da seção anterior, as massas dos quarks podem ser desprezadas. Logo, a equação 30 nos dá: $|\vec{p}_i| = |\vec{p}_f|$. De acordo com a hipótese (c), os quarks têm *momentum* transversal desprezível, ou, o tri-*momentum* do nucleon é colinear com o tri-*momentum* do bóson vetorial. Da equação 30, segue que o tri-*momentum* do quark final também é colinear: \vec{q} , \vec{p}_N , \vec{p}_i e \vec{p}_f são todos colineares. Dessa forma, \vec{p}_i e \vec{p}_f ou são paralelos ou antiparalelos. Como o tri-vetor $\vec{q} \neq 0$, tem-se que da equação 30 que $\vec{p}_i \neq \vec{p}_f$. Logo, resta: $\vec{p}_i = -\vec{p}_f$ e $\vec{q} = -2\vec{p}_i$.

Substituindo isso na equação 28, temos:

$$\vec{p}_i = xp_N. \quad (31)$$

Como a massa dos quarks é desprezível, também é verdadeiro que $p_i^0 = xp_N^0$, o que implica em $p_i = xp_N$. Dessa forma, no modelo de quark-parton, a lei de conservação do quadri-*momentum* implica que um bóson vetorial com quadri-*momentum* q interage com

aqueles quarks que, no referencial de Breit, têm um quadri-momentum p_i igual a uma fração x do quadri-momentum do nucleon p_N (GIUNTI; KIM, 2007).

Os processos elementares w-quark e w-antiquark que contribuem para o DIS neutrino-nucleon de CC são:

$$\begin{aligned} W^+ + q_i &\rightarrow q_f & (q_i = d, s, b; q_f = u, c, t), \\ W^+ + \bar{q}_i &\rightarrow \bar{q}_f & (\bar{q}_i = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}; \bar{q}_f = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}). \end{aligned} \quad (32)$$

O processo para $q_i = d$ e $q_f = u$ é ilustrado na Figura 3.

Dado que diferentes quarks geram diferentes estados finais, a seção de choque total neutrino-nucleon é dada pela soma das seções de choque para cada um dos processos elementares das equações 32. Para cada valor de x , a seção de choque do processo elementar com um quark (ou antiquark) inicial q_i é proporcional à densidade de probabilidade $f_{q_i}^N$ de se achar, dentro do nucleon, um q_i (ou \bar{q}_i) com quadri-momentum $p_i = xp_N$. As probabilidades de densidade $f_{q_i}^N$ são chamadas *funções de distribuição de partons*, PDF's, do nucleon.

Pode ser mostrado, ver (GIUNTI; KIM, 2007), que as funções de estrutura para os processos DIS de CC neutrino-nucleon, em termos de PDF's, são escritas como:

$$F_i^{W^+N} = \xi_i \sum_{q=d,s} f_q^N(x) + \bar{\xi}_i \sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c}} f_{\bar{q}}^N(x) \quad (N = p, n; i = 1, 2, 3). \quad (33)$$

com

$$\xi_1 = \bar{\xi}_1 = 1, \quad \xi_2 = \bar{\xi}_2 = 2x, \quad \xi_3 = -\bar{\xi}_3 = 2. \quad (34)$$

Os processos elementares w-quark e w-antiquark que contribuem para o DIS antineutrino-nucleon de CC são:

$$\begin{aligned} W^- + q_i &\rightarrow q_f & (q_i = u, c, t; q_f = d, s, b), \\ W^- + \bar{q}_i &\rightarrow \bar{q}_f & (\bar{q}_i = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}; \bar{q}_f = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}). \end{aligned} \quad (35)$$

O processo para $q_i = d$ e $q_f = u$ é ilustrado na figura 3.

Em termos das PDF's, as funções de estrutura para antineutrinos ficam:

$$F_i^{W^-N} = \xi_i \sum_{q=u,c} f_q^N(x) + \bar{\xi}_i \sum_{\bar{q}=\bar{d},\bar{s}} f_{\bar{q}}^N(x) \quad (N = p, n; i = 1, 2, 3). \quad (36)$$

As equações ?? e 36 implicam na relação de Callan-Gross:

$$F_2^{W^\pm N}(x) = 2xF_1^{W^\pm N}(x). \quad (37)$$

Em termos das PDF's das equações ?? e 36, a seção de choque diferencial da equação 14 (Capítulo 1) pode ser escrita como:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}^{\nu N}}{dx dy} = 2x\sigma_{CC}^0 \left[\sum_{q=d,s} f_q^N(x) + (1-y)^2 \sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c}} f_{\bar{q}}^N(x) \right], \quad (38)$$

$$\frac{d^2\sigma_{CC}^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = 2x\sigma_{CC}^0 \left[\sum_{\bar{q}=\bar{d},\bar{s}} f_{\bar{q}}^N(x) + (1-y)^2 \sum_{q=u,c} f_q^N(x) \right]. \quad (39)$$

Deve ser notado que as hipóteses utilizadas para definirmos x como o *momentum* fracionário do quark não são verdadeiras em geral. Por exemplo, os quarks são, de fato, massivos. Pode ser mostrado que correções de altas ordens na QDC implicam funções de estrutura do nucleon com leve dependência de $\log(Q^2)$, a qual pode ser desprezada em primeira aproximação.

3.2.2.6 DIS e a descoberta dos quarks

Em 1990, o prêmio Nobel de física foi agraciado aos professores Jerome I. Friedman e Henry W. Kendall, ambos do Instituto de Tecnologia de Massachussets (MIT, na sigla em inglês) e Richard E. Taylor da Universidade de Standford, por suas investigações envolvendo DIS de elétrons em prótons e nêutrons ligados. A partir de uma série de experimentos, tornou-se claro que os constituintes do núcleo atômico apresentavam sua própria subestrutura (NOBELMEDIA, 2018; FRIEDMAN; KENDALL, 1972).¹³

Nesses experimentos, realizados no final dos anos 60 e início dos anos 70, alvos consistindo de hidrogênio líquido ou deutério eram bombardeados por elétrons cujas energias variavam entre 4 e 21 GeV, provindos de um acelerador linear com cerca de 3 Km de comprimento. Além da energia dos elétrons espalhados, os ângulos de espalhamento eram medidos por um espectrômetro.

A princípio, não eram esperados resultados diferentes do que se obtinha a partir de espalhamentos elásticos - em que os elétrons interagem com o núcleo como se este fosse uma esfera maciça, capaz de espalhar os elétrons em apenas pequenos ângulos - com projéteis menos energéticos. O que se obsevou, no entanto, foi que os elétrons perdiam considerável porção de seus *momenta* nas colisões e espalhavam com grandes ângulos em relação à direção original. A conclusão foi que os projéteis estavam sofrendo espalhamento inelástico profundo e, portanto, espalhando a partir de centros de espalhamento internos aos nucleons. O episódio introduziu uma nova forma de se estudar física, que produz novos resultados ainda hoje.

¹³ Embora o conceito de quarks já existisse desde a década de 1960 (ZWEIG, 2010), a observação foi possível somente após os experimentos supracitados, realizados no MIT e no *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC), os quais tornaram-se conhecidos como os experimentos "SLAC-MIT".

4 Efeitos Nucleares na Interação Neutrino-Núcleo

Se os nucleons fossem partículas livres, não confinadas no núcleo, a equação 26 descreveria completamente todos os processos DIS em termos de três funções de estrutura F_1 , F_2 e F_3 , que são diferentes para prótons e nêutrons em função de seus diferentes conteúdos de quarks de valência. A equação 26 não leva em conta, no entanto, a interação nuclear forte que mantém o núcleo coeso. Por isso, PDF's nucleares não podem ter uma forma tal que descrevam o núcleo como uma soma de prótons e nêutrons livres habitando a mesma região.

Em seguida, serão discutidas possíveis maneiras de se escrever a seção de choque DIS nuclear e algumas dificuldades encontradas.

4.1 Não-isoescalaridade

A forma mais óbvia de estender a equação 26 a fim de calcular a seção de choque para um núcleo de massa atômica A seria tomar uma combinação linear das seções de choque diferenciais para o próton $\frac{d\sigma^P}{dxdy}$ e para o nêutron $\frac{d\sigma^N}{dxdy}$:

$$Z \frac{d\sigma^P}{dxdy} + (A - Z) \frac{d\sigma^N}{dxdy} \quad (40)$$

em que Z é o número de prótons do núcleo.

Num processo de corrente carregada, o ν_l deve se converter num l^- enquanto interage com um quark d para conservar carga. A seção de choque para $\nu_l +$ nêutron deve ser, então, maior que para $\nu_l +$ próton, pois o nêutron contém dois quarks d . Para um núcleo isoescalar, essa diferença não é expressiva, já que a seção de choque é uma média sobre todos os nucleons. Elementos mais pesados, no entanto, como Fe, contêm diferentes números de nêutrons e prótons. Isso significa que a seção de choque por nucleon contém mais eventos $\nu_l +$ nêutron num núcleo de Fe do que de C, por exemplo. Como resultado, tomando a razão das seções de choque para Fe e C, espera-se que a seção de choque seja maior para o Fe, mesmo que calculemos a seção de choque por nucleon. Quarks de valência dominam para grandes valores de x , então, os efeitos da não-isoescalaridade tendem a ser maiores para altos x . Eles também aumentam com A (MOUSSEAU, 2017).

4.2 Funções de Estrutura Nucleares

Outra forma de estender a equação 26 para núcleos é substituir as funções de estrutura de nucleons livres F_1 , F_2 e F_3 por funções de estrutura nucleares F_1^A , F_2^A e F_3^A . As funções de estrutura nucleares sendo relacionadas às funções de estrutura para nucleons livres por meio da função $f(x, Q^2)$ (MOUSSEAU, 2017):

$$F_i^A(x, Q^2) = f(x, Q^2) F_i(x, Q^2). \quad (41)$$

A razão nuclear $f(x, Q^2)$ pode ser diferente para diferentes funções de estrutura e diferentes núcleos. A parametrização mais comum para $f(x, Q^2)$ é derivada de experimentos de espalhamento DIS de elétron-núcleo. Existem vários efeitos nucleares altamente dependentes de x que influenciam nessa parametrização:

- *shadowing* nuclear: redução na função de estrutura para o nucleon confinado ao núcleo em relação à função de estrutura para o nucleon livre para $x < 0,1$.
- *Antishadowing*: aumento na função de estrutura para o nucleon confinado ao núcleo em relação à função de estrutura para o nucleon livre para $0,1 < x < 0,3$.
- Efeito EMC: segunda redução na função de estrutura para o nucleon confinado ao núcleo em relação à função de estrutura para o nucleon livre para $0,3 < x < 0,75$.
- Movimento de Fermi: aumento abrupto na função de estrutura nuclear quando x cresce acima de $x > 0,7$.

4.3 *Shadowing* Nuclear

O *shadowing* é causado por flutuações hadrônicas do bóson intermediário. As flutuações hadrônicas sofrem múltiplos espalhamentos a partir dos nucleons da superfície, mas são invisíveis aos nucleons mais profundos no núcleo. Esse fenômeno gera um termo de interferência na seção de choque, cuja consequência é diminuir as funções de estrutura dos nucleons ligados.

4.4 *Antishadowing*

Esse fenômeno é impossibilitado na mecânica clássica, já que, nesse regime, múltiplas interações têm seção de choque muito pequena para que uma venha a "sombrear" a outra. Somente se flutuações quânticas hadrônicas têm tempo de vida longo o suficiente para realizar múltiplas interações é que duas amplitudes em nucleons diferentes podem interferir. Se a interferência for destrutiva, acontece o fenômeno de *shadowing* descrito acima; caso a interferência seja construtiva, então acontece o *antishadowing* (KOPELIOVICH; MORFÍN; SCHMIDT, 2013).

4.5 Efeito EMC

Para $0,3 < x < 0,7$, acontece uma redução na função de estrutura nuclear. O efeito foi observado pela primeira vez em 1983 pelo *European Muon Colaboration* (EMC) - por isso o nome.

Não existe explicação universalmente aceita para a causa do efeito, embora muitas hipóteses tenham sido propostas, incluindo modificações nas PDF's de nucleons livres

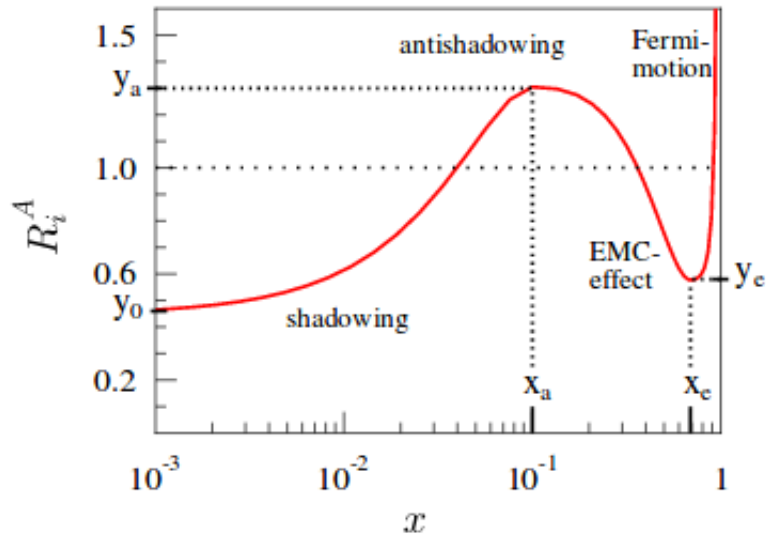


Figura 4 – Esquema das modificações nucleares a PDF's (PAUKKUNEN, 2009).

com funções de onda nucleares para derivação das PDF's nucleares fenomenologicamente. O que se sabe é que o efeito EMC é uma função da densidade local do núcleo; núcleos maiores exibem o efeito mais intensamente em relação ao deutério do que núcleos menores.

4.6 Movimento de Fermi

Enquanto x aumenta além de 0,7, a influência dos quarks de valência passa a dominar as funções de estrutura. Ainda, as funções de estrutura nucleares tornam-se muito maiores que as funções de estrutura para nucleons livres. Esse efeito é causado pelo fato de que qualquer nucleon no núcleo pode ter x até no máximo $x = A$, em que A é o número de nucleons no núcleo. Significa que nucleons confinados em núcleos pesados têm acesso a x maiores que aqueles ligados a núcleos menores. O movimento de Fermi é difícil de ser observado em processos DIS exceto para Q^2 altos, senão o evento aproxima-se de ser elástico. Na prática, os experimentos têm limite para Q^2 altos, pois a energia do feixe é limitada.

Podemos observar a forma da PDF obtida levando-se em conta todos os efeitos nucleares na figura 4.

Tendo discutido a cinemática do processo DIS para nucleons e efeitos nucleares sobre a seção de choque e o formato das PDF's, podemos, então, comparar os resultados obtidos por diferentes modelos propondo PDF's nucleares. É interessante apontar, rapidamente, que um papel essencial no desenvolvimento dos modelos propostos até então foi ocupado pela extensa quantidade de medições precisas acerca de seções de choque para processos elétron-núcleo, abordando uma larga faixa cinemática. Com efeito, a habilidade de descrever os dados medidos para espalhamento elétron-núcleo deve ser um pré-requisito óbvio para qualquer modelo de resposta nuclear a interações fracas (BENHAR, 2016). Deve-se dizer, ainda, que, diferentemente no caso das PDF para nucleons livres, em se

tratando de PDF's nucleares, ou nPDF's, a quantidade de dados medidos e a janela cinemática correspondente é muito menor. Por esse motivo, estudos de nPDF's assumem PDF's livres fixas e completamente conhecidas, de forma que somente correções nucleares sugeridas pelos dados são inferidas. Por fim, os dados convencionalmente utilizados em estudos de nPDF's não se dão na forma de seções de choque absolutas, mas como razões entre seções de choque nucleares e seções de choque de nucleons livres.

5 Análise dos Resultados

A obtenção de nPDF's pode ser realizada por meio de métodos *ad hoc*, os quais propõem formas funcionais para as nucleares que são em seguida ajustadas por meio de dados. Veremos resultados gerados por alguns desses métodos, comparando-os entre si. As peculiaridades de cada modelo podem ser vistas na figura 10. Discutiremos, também, um modelo que explica fisicamente o *shadowing* nuclear por meio de um formalismo que difere do modelo de *quark-parton* apresentado anteriormente, o modelo chamado dipolo de cor.

Em (ESKOLA et al., 2017), a obtenção de nPDF's é demonstrada em detalhes. As nPDF's, $f_i^{p/A}(x, Q^2)$, para o sabor i , são definidas como:

$$f_i^{p/A}(x, Q^2) \equiv R_i^A(x, Q^2) f_i^p(x, Q^2) \quad (42)$$

em que $f_i^p(x, Q^2)$ é a PDF para prótons livres e $R_i^A(x, Q^2)$ corresponde à modificação nuclear. A forma funcional obtida deve ser semelhante à da Figura 4, reproduzindo os efeitos discutidos no Capítulo 4 deste trabalho. A dependência com o número atômico A , para $x \rightarrow 0$, $x = x_a$ e $x = x_e$ (ver Figura 4), como:

$$R_i^A(x) = R_i^{A=12} \left(\frac{A}{12} \right)^{\gamma_i(x) [R_i^{A=12}(x) - 1]}, \gamma_i(x) > 1 \quad (43)$$

A consequência da forma da equação acima é induzir maiores efeitos nucleares para maiores núcleos. Nesse modelo, os quarks de valência e os quarks de mar mais leves têm sua própria modificação nuclear independente; $R_{uv}(x, Q_0^2) = R_{dv}(x, Q_0^2)$ e $R_{\bar{u}}(x, Q_0^2) = R_{\bar{d}}(x, Q_0^2) = R_{\bar{s}}(x, Q_0^2)$.

As fontes dos dados utilizados como *input* para a parametrização das nPDF's e as regiões cinemáticas correspondentes são mostradas na Figura 5.

As modificações nucleares obtidas por meio da parametrização proposta na referência citada, para $Q^2 = 10$ GeV são dadas na Figura 6. Os dados, ainda, foram comparados com a parametrização utilizada em (KOVAŘÍK et al., 2016).

Em (ESKOLA et al., 2017), justificam-se as diferenças entre as curvas obtidas em relação a nCTEQ15 pelo fato de terem sido utilizados diferentes dados na parametrização. Por exemplo, as nPDF's nCTEQ15 foram obtidas sem a utilização de DIS de neutrinos.

Em (GROVER et al., 2018) as nPDF's foram obtidas utilizando-se a mesma forma de correção nuclear que em (ESKOLA et al., 2017) (EPPS16). Os resultados obtidos foram

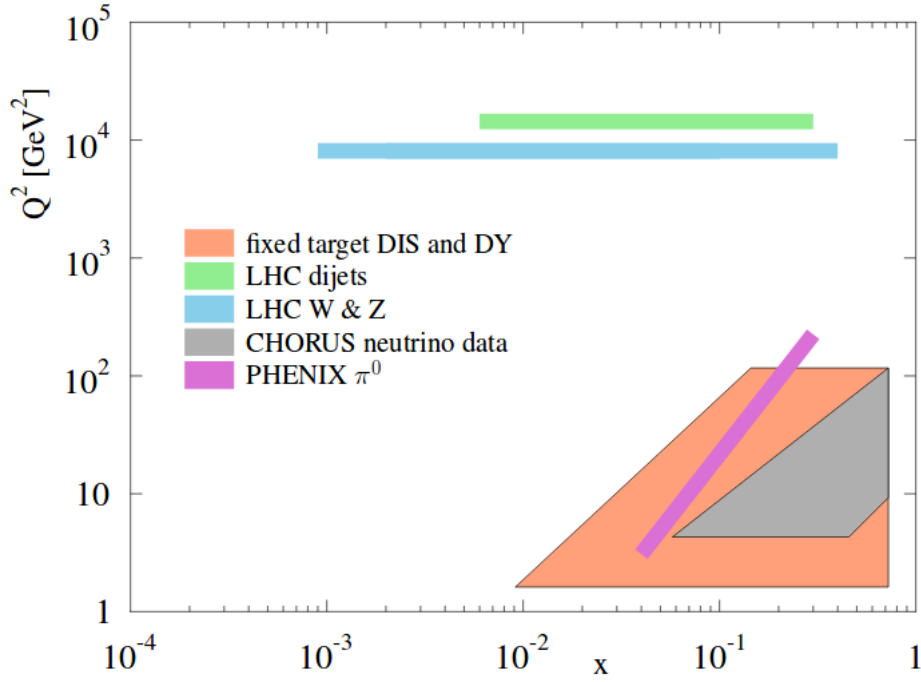


Figura 5 – Dados utilizados como input na análise EPPS16 no plano x, Q^2 (ESKOLA et al., 2017).

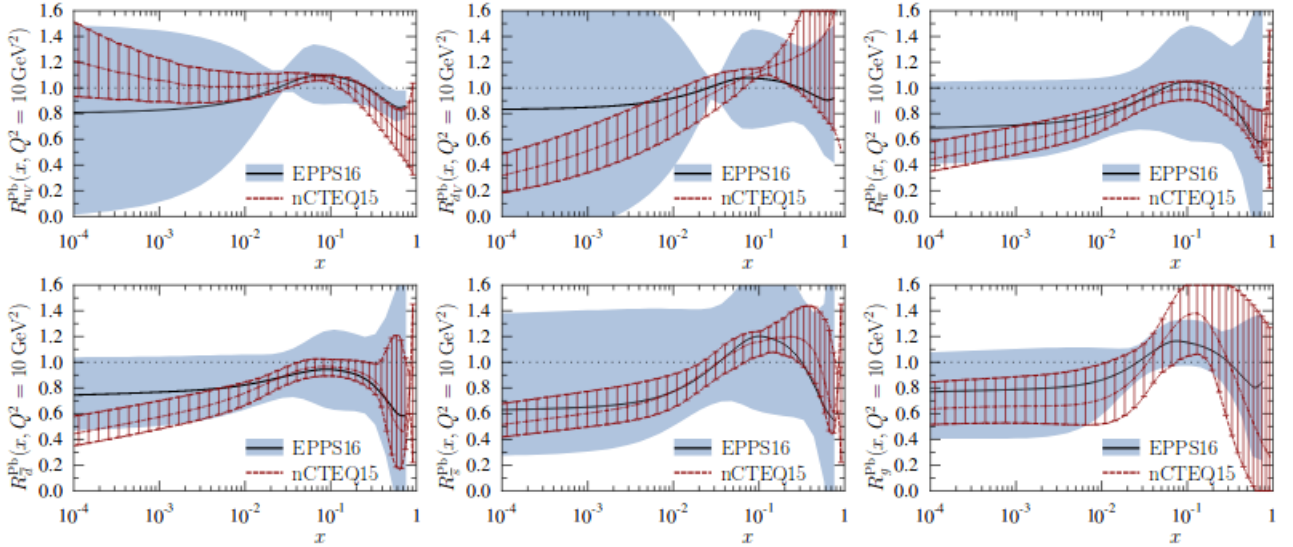


Figura 6 – Modificações nucleares obtidas de EPPS16 (curvas pretas com faixa de erro azul) para $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ comparada com os resultados de nCTEQ15 (barras vermelhas) (ESKOLA et al., 2017).

confrontados com dados dos experimentos CDHSW e CCFR, sendo alguns deles mostrados aqui. Curvas para as funções de estrutura $F_2(x, Q^2)$ e $xF_3(x, Q^2)$ para ^{56}Fe são mostradas nas Figuras 7 e 8, com o menor e o maior x de Bjorken produzidos pela referência citada. As linhas pretas sólidas correspondem aos cálculos incluindo o efeito *shadowing*, enquanto as linhas vermelhas correspondem aos cálculos realizados sem esse efeito.

Percebe-se que, para altos valores de x , a abordagem teórica utilizada representa uma

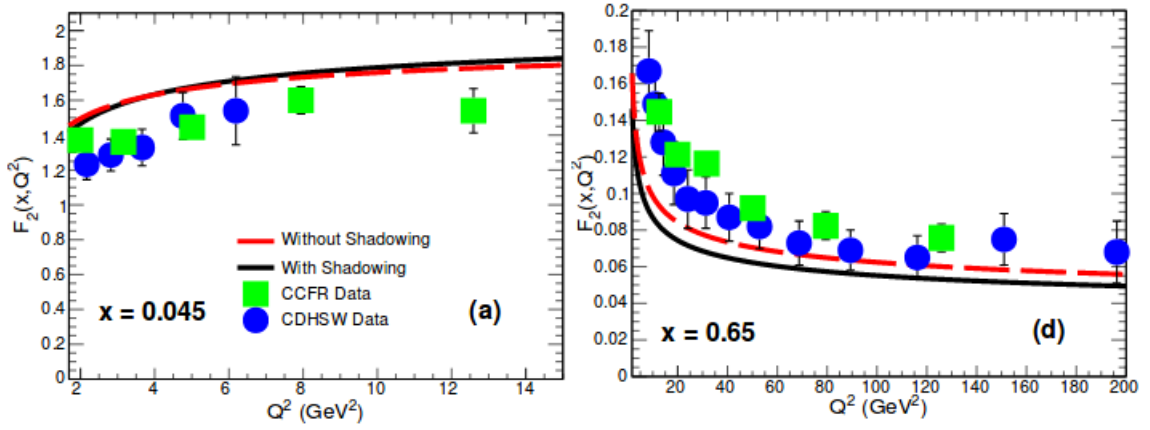


Figura 7 – $F_2^A(x, Q^2)$ com correções nucleares EPPS16 em NLO para ^{56}Fe com um valor baixo e um valor alto para x de Bjorken (GROVER et al., 2018).

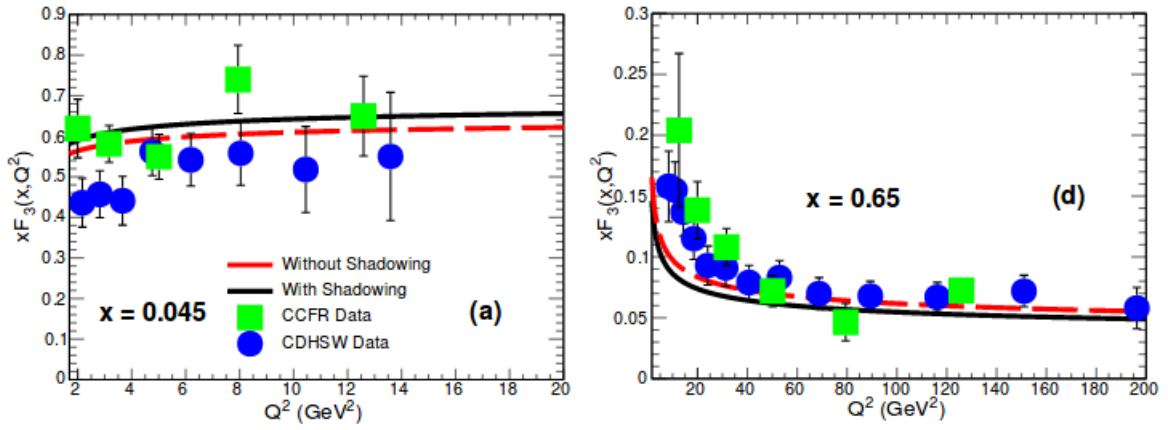


Figura 8 – $xF_3^A(x, Q^2)$ com correções nucleares EPPS16 em NLO para ^{56}Fe com um valor baixo e um valor alto para x de Bjorken (GROVER et al., 2018).

boa descrição dos dados experimentais.

Os resultados mais recentes para extração de nPDF's são discutidos em detalhes em (PAUKKUNEN, 2018). Resultados comparando as análises EPPS16, nCTEQ15, já vistos aqui, e DSSZ12 são mostrados na Figura 9.

A Figura 10, produzida a partir de uma tabela contida em (PAUKKUNEN, 2018), mostra as especificações técnicas de algumas das extrações de nPDF's mais recentes, incluindo as apresentadas aqui.

Como discutido acima, as análises EPSS16 e nCTEQ15, os quarks de valência são parametrizados independentemente, enquanto na DSSZ12 não existe essa liberdade de sabor, resultando em incertezas menores no caso da última. Em se tratando de quarks de mar, eles foram parametrizados independentemente na EPSS16 apenas. Dessa forma, a incerteza associada a EPSS16 é muito maior, o que se compensa com um menor viés do que nas extrações realizadas sem as mesmas liberdades de sabor. As maiores incertezas são associadas ao quark *strange*, sobre o qual existem menos dados experimentais. Justifica-se a menor incerteza para pequenos x associada a nCTEQ15 pela forma funcional utilizada

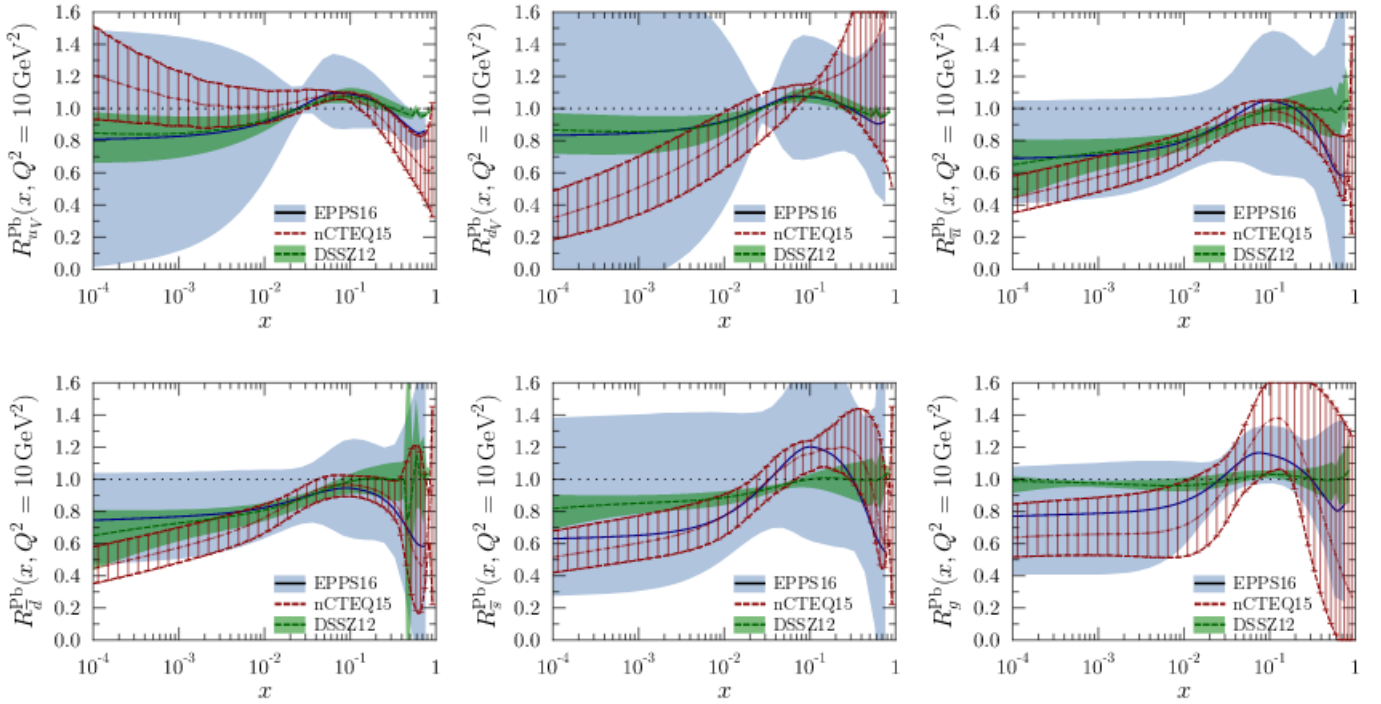


Figura 9 – Modificações nucleares para as parametrizações EPPS16, nCTEQ15 e DSSZ, ajustadas em ordem perturbativa NLO (*next to leading order*) a $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. (PAUKKUNEN, 2018).

	EPS09 [3]	DSSZ12 [4]	KA15 [5]	NCTEQ15 [1]	EPPS16 [2]
DIS in $\ell^- + A$	✓	✓	✓	✓	✓
Drell-Yan in p+A	✓	✓	✓	✓	✓
RHIC pions d+Au	✓	✓		✓	✓
ν -nucleus DIS		✓			✓
Drell-Yan in $\pi + A$					✓
LHC p+Pb dijets					✓
LHC p+Pb W, Z					✓
Order in α_s	NLO	NLO	NNLO	NLO	NLO
Q cut in DIS	1.3 GeV	1 GeV	1 GeV	2 GeV	1.3 GeV
datapoints	929	1579	1479	708	1811
free parameters	15	25	16	16	20
error tolerance	50	30	N.N	35	52
proton baseline	CTEQ6.1	MSTW2008	JR09	CTEQ6M-like	CT14NLO
GM-VFNS		✓		✓	✓
flavour separation				valence	valence + sea

Figura 10 – Especificações técnicas de análises de nPDFs recentes.

na parametrização. O que acontece é que devem ser feitas algumas hipóteses acerca da dependência em x e em A da função $R_i^A(x, Q^2)$ na escala de parametrização Q_0^2 . O comportamento da função em Q^2 maiores é obtido a partir de funções de evolução temporal. Dessa forma, o viés associado a pequenos x é bem grande. A dificuldade não se encontra na realização de um *ansatz* flexível para a dependência em x , mas em fazê-lo de forma que a dependência em A seja tal que reproduza maiores efeitos nucleares para maiores núcleos (PAUKKUNEN, 2018).

O modelo que melhor prediz os efeitos de *shadowing* nuclear em pequenos x é o chamado modelo de *dipolo de cor*. Este modelo, em contraste com o modelo de pártons desenvolvido no Capítulo 3, interpreta fisicamente o espalhamento neutrino-nucleon como se o bóson mediador da interação fraca flutuasse em um par $q\bar{q}$ (quark-antiquark) e este par é que, então, interage com o nucleon. A interação é modelada pela seção de choque do dipolo com o alvo σ_{dip} ; os estados inicial e final do sistema são descritos pela função de onda do bóson interagente Ψ^{W^\pm, Z^0} .

A função de estrutura para o espalhamento neutrino-nucleon fica:

$$F_{T,L}^{CC,CN}(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2} \int d^2\mathbf{r} \int_0^1 dz |\Psi_{T,L}^{W^\pm, Z^0}|^2 \sigma_{dip} \quad (44)$$

em que \mathbf{r} representa o tamanho transversal do dipolo; z é a fração do *momentum* longitudinal carregado por um quark; os índices L e T correspondem às polarizações longitudinal e transversal do bóson mediador. A função de estrutura para pequenos x $F_2^{\nu N}$ é calculada a partir da equação acima tomando-se $F_2 = F_T + F_L$.

De acordo com esse modelo, pode-se escrever a seção de choque total para DIS de neutrino-núcleo, em termos da seção de choque para nucleons livres, em função da energia do neutrino e do número atômico do alvo, por meio da integração sobre todo o espaço de fase disponível, como:

$$\sigma_{(\nu, \bar{\nu})}^{CC,CN}(E_\nu; A) = \int_{Q_{min}^2}^s dQ^2 \int_{Q^2/s}^1 dx \frac{\partial^2 \sigma_{(\nu, \bar{\nu})}^{CC,CN}}{\partial x \partial y} \quad (45)$$

em que $Q_{min}^2 \propto \mathcal{O}(1) GeV$ é introduzido para garantir o regime DIS (MACHADO, 2005).

Em (MACHADO, 2005), demonstra-se que, no modelo de dipolo de cor, a seção de choque neutrino-núcleo exibe a característica de *escalamento geométrico* e, portanto, pode ser resolvida analiticamente para regiões de altas energias ($E \gtrsim 10^8$ GeV). A integração pode ser realizada realizando-se uma troca de variáveis. O procedimento pode ser verificado em detalhes na referência citada.

Segundo (DUCATI; MACHADO; MACHADO, 2007), a propriedade de escalamento geométrico tem consequências diretas no cálculo da função de estrutura de neutrinos para valores baixos de x . Utilizando essa propriedade, pode-se escrever a seção de choque para

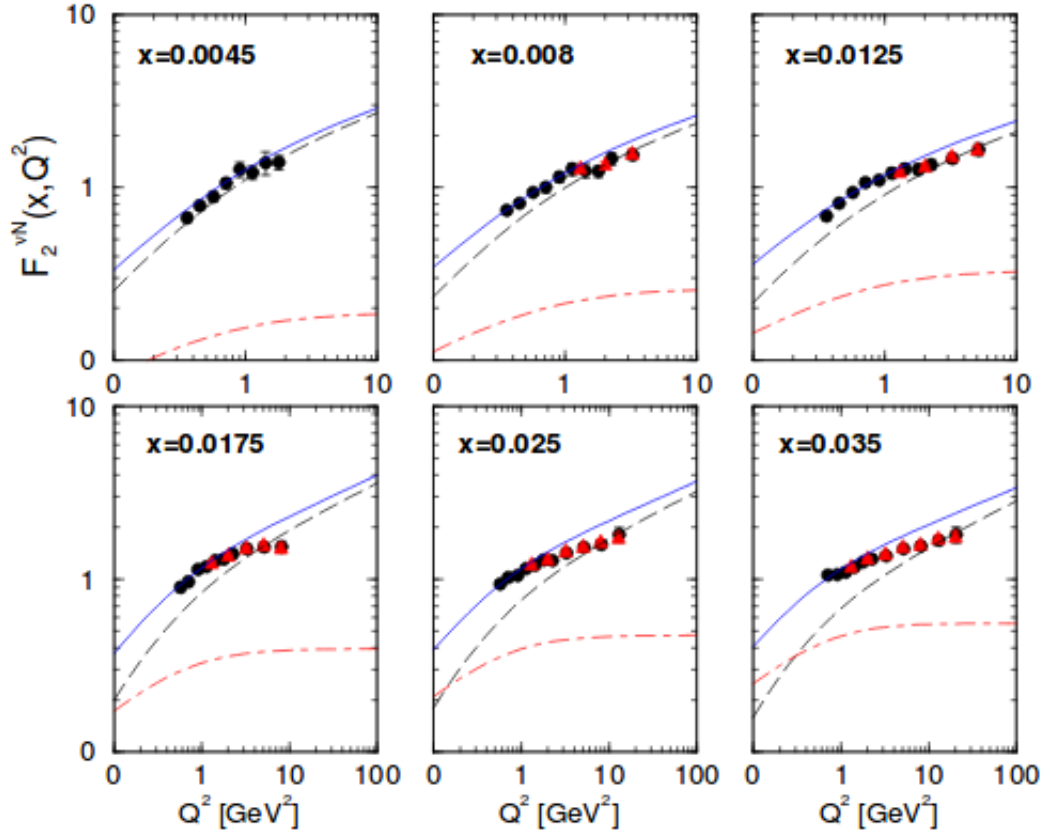


Figura 11 – Função de estrutura $F_2^{\nu N}(x, Q^2)$. A curva tracejada é obtida por meio da equação 46; a linha ponto tracejada corresponde à contribuição dos quarks de valência; a linha sólida corresponde à soma de ambas as contribuições. Os dados experimentais são da colaboração CCFR (DUCATI; MACHADO; MACHADO, 2007).

o espalhamento de bósons em núcleos como:

$$\sigma_{tot}^{W^\pm A}(x; Q^2; A) = \bar{\sigma}_0 \left(\frac{n_f \kappa_A}{\alpha_{em} \hat{e}_f^2} \right) \left[\gamma_E + \gamma\left(0, \frac{a}{\tau_A^b}\right) + \ln\left(\frac{a}{\tau_A^b}\right) \right] \quad (46)$$

em que α_{em} é a constante de acoplamento da QED, \hat{e}_f^2 é a soma do quadrado das cargas elétricas dos quarks de sabor f . γ_E é a constante de Euler e $\Gamma(0, \beta)$ é a função Gamma incompleta. Os parâmetros a e b são fitados utilizando-se dados na região de pequeno- x do colisor ep DESY-HERA, com a normalização absoluta fixa em $\bar{\sigma}_0 = 40,56 \mu b$.

Os resultados gerados pelo modelo proposto para a função de estrutura $F_2^{\nu N}$ pode ser observado na Figura 11.

Resultados para $R_2(x, Q^2) = F_2^A / A F_2$ e $R_3(x, Q^2) = x F_3^A / A x F_3$ em função de Q^2 e x fixo, no modelo dipolo de cor, são representados nas Figuras 12 e 13, retiradas ambas de (DUCATI; MACHADO; MACHADO, 2007).

Nos cálculos representados pelas Figuras 12 e 13, foi considerado um núcleo de ferro ($A = 56$) e desprezada a contribuição dos quarks de valência. Observa-se forte dependência de R_2 com Q^2 . A dependência de R_3 com a virtualidade do bóson é bem fraca. Percebe-se

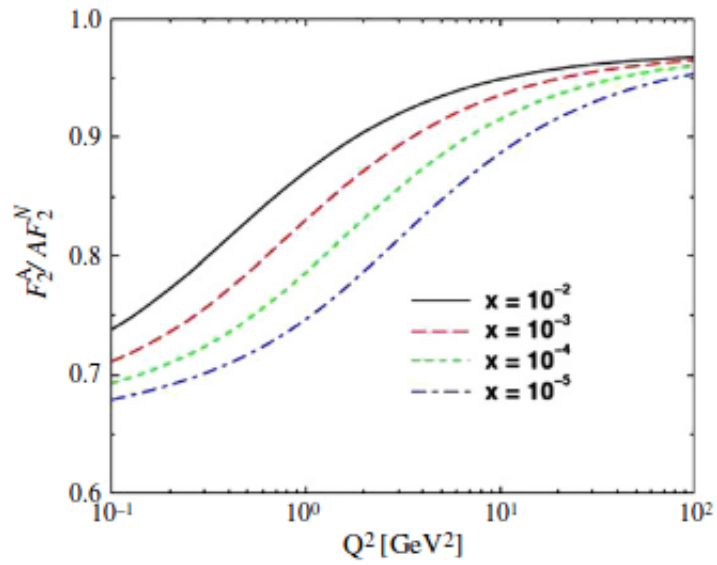


Figura 12 – Razão nuclear F_2^A/AF_2 como função de Q^2 para x fixo produzidas por meio do modelo dipolo de cor.

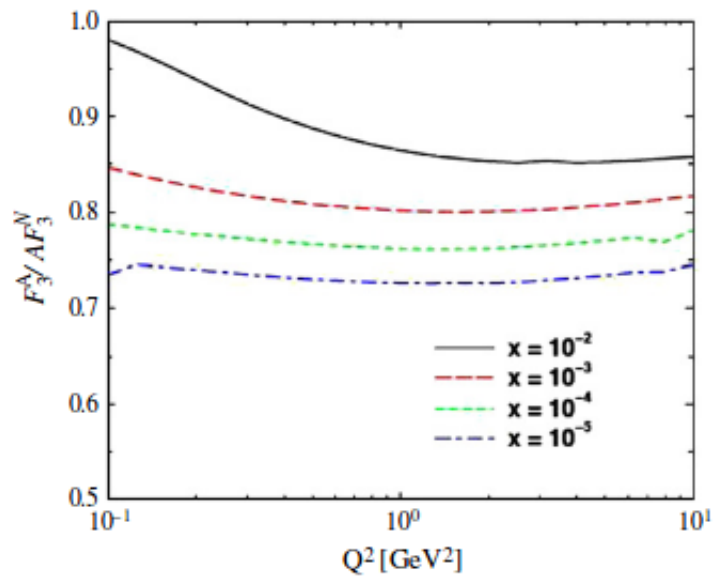


Figura 13 – Razão nuclear xF_3^A/AxF_3 como função de Q^2 para x fixo produzidas por meio do modelo dipolo de cor.

que a contribuição do *shadowing* para xF_3 é bem diferente do que para F_2 . Os autores concluem que o formalismo de dipolo de cor é uma boa ferramenta para descrição da seção de choque total de neutrinos altamente energéticos.

6 Conclusão

A realização deste trabalho pode ser considerada uma oportunidade fascinante de conhecer a física de partículas de forma com que não se trabalha diretamente ao longo do curso de graduação. Pelo mesmo motivo, mostrou-se um desafio que, em inúmeras ocasiões, parecia intransponível. Por tratar de um tema relativamente novo e ainda em construção na física, o desenvolvimento do trabalho envolveu intensa busca de informações em diversos artigos científicos, já que a literatura não dispõe de muitas obras dedicadas ao tratamento didático do assunto. É possível afirmar que, dessa forma, aprendi muito sobre o significado de seguir a carreira acadêmica.

Ainda cabe dizer que o trabalho me permitiu deslumbrar a interseção de diferentes áreas da física, utilizadas no estudo de objetos com naturezas aparentemente desconexas, mas, na verdade, dependentes entre si: a astrofísica necessita dos resultados obtidos pela física de partículas para a obtenção de modelos realistas com intuito de explicar a evolução estelar.

Verificou-se, realizando-se uma revisão acerca do Modelo Padrão, as limitações apresentadas por este.

Em se tratando da interação de neutrinos, foram revisados os diferentes processos de espalhamento com o núcleo possíveis de acontecer de acordo com a energia do projétil. Ênfase foi dada ao espalhamento inelástico profundo, cujo formalismo matemático foi desenvolvido. Vimos como as funções de estrutura que descrevem a distribuição dos quarks e glúons no nucleon podem ser descritas por meio desses processos.

Por fim, foram descritos os efeitos sobre as funções de estrutura associados ao fato de os nucleons estarem confinados aos núcleos. Vimos que os efeitos podem ser modelados de mais de uma forma, sendo comum a utilização de um formalismo *ad hoc*, em que se propõe uma forma funcional para a razão nuclear, a qual pode ser ajustada, então, por meio de *inputs* de dados experimentais. Desenvolveu-se, também, sucintamente, o formalismo de dipolo de cor, o qual explica fisicamente o efeito nuclear sobre as funções de estrutura denominado *shadowing*, permitindo a obtenção analítica da PDF nuclear para regiões de altas energias. O confronto dos resultados obtidos por diferentes abordagens mostrou que elas são, de fato, capazes de reproduzir os dados experimentais, concordando entre si em determinadas janelas cinemáticas, e divergindo de forma justificável em outras.

Deve-se apontar, no entanto, que a capacidade de um modelo de explicar um conjunto de dados, embora gratificante, nunca deve ser tomada como evidência definitiva de que o modelo é correto. A comparação entre modelos baseados em diferentes aproximações

sugere que não se deve descartar a possibilidade de que a concordância entre resultados teóricos e experimentais seja um acidente. Como colocado acima, a física de partículas é uma área do conhecimento relativamente nova e, portanto, precisa de mais esforços no sentido de produzir modelos mais confiáveis.

Referências

- AUBERT, J. J. et al. The ratio of the nucleon structure functions f_2^N for iron and deuterium. *Physics Letters B*, n. 123B, 3,4, p. 275–278, 1983. Citado na página 5.
- BENHAR, O. Proceedings of the 10th international workshop on neutrino-nucleus interactions in few-gev region (nuint15). *JPS Conference Proceedings*, n. 12, 2016. Citado na página 24.
- BERGSTROM, L.; GOOBAR, A. *Cosmology and Particle Astrophysics*. Chichester, UK: Praxis Publishing Ltd, 2004. Citado na página 2.
- BJORKEN, J. D. Asymptotic sum rules at infinite momentum. *Physical Review*, n. 179, p. 1547, 1969. Citado na página 19.
- BOYD, R. N. et al. Science from detection of neutrinos from supernovae. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, n. 29, p. 2543–2567, 2003. Citado na página 9.
- CHRISTENSON, J. H. et al. Evidence for the 2π decay of the k_2^0 meson. *Physical Review Letters*, n. 13, 1964. Citado na página 7.
- COLLABORATION), R. Aaiji et al L. Model-independent evidence for $j/\psi p$ contributions to $\delta_b^0 \rightarrow j/\psi p k^-$ decays. *Physical Review Letters*, n. 117, 2016. Citado na página 12.
- DIRAC, P. A. M. The quantum theory of the electron. *Proceedings of the Royal Society*, n. 117, 1928. Citado na página 6.
- DUCATI, M. B. G.; MACHADO, M. M.; MACHADO, M. V. T. Small-x neutrino-hadron structure functions within the qcd color dipole picture. *Physical Review*, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 30.
- ESKOLA, K. J. et al. The epps16 nuclear pdfs. *arXiv:1709.08347v1 [hep-ph]*, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 26.
- FRIEDMAN, J. I.; KENDALL, H. W. Deep inelastic scattering. *Annual Review of Nuclear Science*, n. 22, p. 202–254, 1972. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 21.
- GIUNTI, C.; KIM, C. W. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Great Clarendon Street, Oxford OX2 6DP: Oxford University Press, 2007. Citado 7 vezes nas páginas 2, 10, 11, 12, 17, 18 e 20.
- GROVER, D. et al. Charged current deep inelastic scattering of muon neutrinos off ^{56}Fe . *arXiv:1808.00287v1 [hep-ph]*, 2018. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 27.

HUBBLE, E. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, n. 15, 1929. Citado na página 6.

(ICECUBE)AARTSEN, M. G. et al. Neutrino emission from the direction of the blazar txs 0506+056 prior to the icecube-170922a alert. *Science*, n. 361, p. 147–151, 2018. Citado na página 10.

(IMB)BIONTA, R. M. et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987a in the large magellanic cloud. *Physical Review Letters*, n. 14, 1987. Citado na página 9.

JOSEPH, G.; TEPPEI, K. Charged current quasi-elastic cross section measurements in miniboone. *Moderns Physics Letters A*, n. 29.12, 2014. Citado na página 14.

(KAMIOKANDE)HIRATA, K. et al. Observation of a neutrino burst from the supernova siv1987a. *Physical Review Letters*, n. 14, 1987. Citado na página 9.

KOPELIOVICH, B. Z.; MORFÍN, J. G.; SCHMIDT, I. Nuclear shadowing in electro-weak interactions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, n. 68, p. 314–372, 2013. Citado na página 23.

KOVAŘÍK, K. et al. ncteq15: Global analysis of nuclear parton distributions with uncertainties in the cteq framework. *Physical Review D*, n. 93, 2016. Citado na página 25.

MACHADO, M. V. T. Geometric scaling in ultrahigh energy neutrinos and nonlinear perturbative qcd. *Physical Review*, 2005. Citado na página 29.

MEZZACAPPA, A. Supernova studies at ORLaND. *Proceedings of the Carolina Symposium on Neutrino Physics*, p. 10–12, 2000. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 9.

MOUSSEAU, J. A. *First Search for the EMC Effect and Nuclear Shadowing in Neutrino Nuclear Deep Inelastic Scattering at MINERvA*. Tese (Doutorado) — University of Florida, Gainesville, Florida, 2017. Citado 4 vezes nas páginas 14, 15, 16 e 22.

NOBELMEDIA. *The Nobel Prize in Physics 1990*. [S.l.], 2018. Disponível em: <<<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1990/press-release/>>>. Acesso em: 10.10.2018. Citado na página 21.

PAUKKUNEN, H. *Global Analysis of Nuclear Parton Distribution Functions at Leading and Next-to-Leading Order Perturbative QCD*. Tese (Doutorado) — University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finlândia, 2009. Citado na página 24.

PAUKKUNEN, H. Nuclear pdfs today. *arXiv:1811.01976v1 [hep-ph]*, 2018. Citado 3 vezes nas páginas 27, 28 e 29.

PEEBLES, P. J. E. Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations. *Astrophysical Journal, part 2-Letters*, n. 263, p. L1–L5, 1982. Citado na página 6.

PEEBLES, P. J. E. How the nonbaryonic dark matter theory grew. *Nature Astronomy*, 2017. Citado na página 6.

- PENZIAs, A. A.; WILSON, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *Astrophysical Journal*, n. 142, p. 419–421, 1965. Citado na página 6.
- RUBIN, V. C. et al. Rotational properties of 21 sc galaxies with a large range of luminosities and radii, from ngc 4605 /r = 4kpc/ to ugc 2885 /r = 122 kpc/. *Astrophysical Journal, Part 1*, n. 238, p. 471–487, 1980. Citado na página 6.
- SAKHAROV, A. D. Violation of cp invariance, c asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Pis'ma v Zhurnal Èksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, n. 5, p. 32, 1967. Citado na página 7.
- (SNO)AHMAD, Q. R. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8b solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. *Physical Review Letters*, n. 87, 2001. Citado na página 1.
- (SNO)AHMAD, Q. R. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory. *Physical Review Letters*, n. 89, 2002. Citado na página 1.
- (SUPER-K)FUKUDA, Y. et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, n. 81, 1998. Citado na página 1.
- (T2K)ABE, k. et al. Combined analysis of neutrino and antineutrino oscillations at t2k. *Physical Review Letters*, n. 118, 2017. Citado na página 7.
- (T2K)ABE, k. et al. Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the t2k experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector. *Physical Review*, 2017. Citado na página 7.
- THOMSON, M. *Modern Particle Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013. Citado 3 vezes nas páginas 6, 7 e 12.
- ZWEIG, G. Memories of murray and the quark model. *International Journal of Modern Physics*, p. 3863–3877, 2010. Citado na página 21.
- ZWICKY, F. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Astrophysical Journal*, n. 86, p. 217, 1937. Citado na página 6.