



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE  
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Rafael Sousa César

**Obtenção da densidade eletrônica do modelo  
YMW16 para distâncias de estrelas de pulsares  
via Teoria de Campos**

Campina Grande, Paraíba, Brasil

13 de junho de 2023

Rafael Sousa César

**Obtenção da densidade eletrônica do modelo YMW16  
para distâncias de estrelas de pulsares via Teoria de  
Campos**

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Francisco de Assis de Brito, apresentada à Unidade Acadêmica de Física em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Professor Dr. Francisco de Assis de Brito

Campina Grande, Paraíba, Brasil

13 de junho de 2023

C421o

César, Rafael Sousa.

Obtenção da densidade eletrônica do modelo YMW16 para distâncias de estrelas via Teoria de Campos / Rafael Sousa César. - Campina Grande, 2023.

34 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2023.

"Orientação: Prof. Dr. Francisco de Assis de Brito."

Referências.

1. Cosmologia Física. 2. Pulsares. 3. Densidade de Elétrons. 4. Parede de Domínio. I. Brito, Francisco de Assis de. II. Título.

CDU 524.354.4(043)



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE  
POS-GRADUACAO EM FISICA  
Rua Aprígio Veloso, 882, - Bairro Universitário, Campina Grande/PB, CEP 58429-900

## FOLHA DE ASSINATURA PARA TESES E DISSERTAÇÕES

RAFAEL SOUSA CÉSAR

### Obtenção da densidade eletrônica do modelo YMW16 para distâncias de estrelas de pulsares

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física como pré-requisito para obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 08/03/2023

**Francisco de Assis de Brito**  
Presidente da Comissão e Orientador

**João Rafael Lúcio dos Santos**  
Examinador Interno

**Morgana Lígia de Farias Freire**  
Examinadora Externa



Documento assinado eletronicamente por **FRANCISCO DE ASSIS DE BRITO, COORDENADOR(A)**, em 08/05/2023, às 15:31, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **Morgana Ligia de Farias Freire, Usuário Externo**, em 08/05/2023, às 15:33, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **JOAO RAFAEL LUCIO DOS SANTOS, PROFESSOR(A) DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 15/05/2023, às 21:38, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).

*Dedico a Deus criador da física, minha família e aos meus amigos que me inspiram cada dia de ser o que sou. Ao tudo e ao nada que me completam nessa dualidade tão única que sou eu.*

# Agradecimentos

- Ao meu orientador, Dr. Francisco de Assis de Brito, pelo empenho e paciência, possuo tamanha gratidão por todo o aprendizado e dedicação para com minha pessoa.
- A todos os professores desta Unidade Acadêmica de Física que contribuíram com a minha formação.
- Aos meus familiares pelo apoio, confiança e incentivo; em especial a minha mãe e meu pai minhas principais isnpirações.
- Ao meu irmão Daniel Souza Cesar que sempre me apoiou na minha jornada acadêmica.
- Aos colegas de graduação e pós-graduação pela grata convivência durante a minha permanência nesta Unidade.

*O importante é não parar de questionar.  
(Albert Einstein)*

# Resumo

O modelo YMW16 descreve um método de cálculo para obter a densidade de elétrons para a estimativa de distância de estrelas de pulsares e FRB's. Através dos parâmetros abordados para galáxias de discos grossos chegamos numa mesma formulação para a densidade de elétrons, via teoria quântica de campos. Utilizando a equação de Dirac acoplada a um campo de fundo com perfil de uma tangente hiperbólica, simulamos o disco galáctico e obtemos a densidade eletrônica do modelo YMW16.

**Palavras-chave:** Pulsares. Densidade de elétrons. Parede de domínios.

# Abstract

The Model YMW16 describes a calculation method to obtain electron density for estimating the distance of pulsar and FRB's stars. Through the parameters addressed for galaxies of thick disks we arrived in the same formulation for electron density, via quantum field theory. Using the Dirac equation coupled to a background field with a profile of a hyperbolic tangent, we simulate the galactic disc and obtain the electronic density of the YMW model16.

**Keywords:** Pulsars. Electron density. Domain wall.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Uma ilustração do “modelo de brinquedo” do farol aplicado à estrela de nêutrons e sua magnetosfera. Imagem retirada de Lorimer & Kramer (2005). Figura sem escala. Fonte: <a href="http://wwwperso.lpc2e.cnrs.fr">http://wwwperso.lpc2e.cnrs.fr</a> .....	22
Figura 2 – Ilustração de dois binários diferentes trilhas evolutivas, levando à formação de binários MSP-WD (esquerda) e DNS sistemas (direita), respectivamente. Fonte: Lorimer (2008) .....	28
Figura 3 – Diagrama $P - \dot{P}$ de pulsares conhecidos. Pulsares conhecidos como listados no ATNF Pulsar Catalogue <sup>1</sup> , são plotados como pontos pretos. ....	29
Figura 4 – Densidade eletrônica versus raio galactocêntrico ao longo do eixo +y (em direção ao Sol) para o modelo YMW16. Fonte: YAO, J. M.;MANCHESTER, R. N. and WANG, N., 2017 .....	31
Figura 5 – Disco Galático localizado numa “caixa”, representada por uma parede de domínios. Fonte: Elaborado pelo autor.....	34
Figura 6 – Gráfico da Tangente Hiperbólica. Fonte: Elaborado pelo autor.....	35
Figura 7 – Gráfico da Hiperbólica rotacionada em torno do eixo z. Fonte: Elaborado pelo autor.....	35

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO .....</b>	<b>19</b>
<b>2</b>	<b>SOBRE ESTRELAS DE PULSARES .....</b>	<b>21</b>
<b>2.1</b>	<b>Modelo farol.....</b>	<b>21</b>
<b>2.2</b>	<b>Propagação de pulsar .....</b>	<b>24</b>
2.2.1	Dispersão de um pulsar.....	24
2.2.2	Modelos de estimativa de distâncias de pulsares por meio da densidade de elétrons .....	25
2.2.3	Espalhamento interestelar .....	27
<b>2.3</b>	<b>Diversidade de um pulsar .....</b>	<b>28</b>
<b>3</b>	<b>OBTENÇÃO DAS DISTÂNCIAS DOS PULSARES VIA TEORIA DE CAMPOS.....</b>	<b>30</b>
<b>3.1</b>	<b>Distribuição de elétrons a partir do modelo YMW16 para uma galáxia de disco grosso.....</b>	<b>30</b>
<b>3.2</b>	<b>Densidade de elétrons via Equação de Dirac .....</b>	<b>31</b>
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES.....</b>	<b>34</b>
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES .....</b>	<b>36</b>
	<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>37</b>

# 1 INTRODUÇÃO

Os pulsares são estrelas de nêutrons altamente magnetizadas e de rotação rápida que irradiam um feixe de emissão de rádio coerente de seus polos magnéticos. A primeira descoberta de pulsar foi feita por acaso em 1967, a partir dos gráficos de dados de Hewish (1968) [1] e sua estudante de pesquisa Jocelyn Bell.

Há cerca de 2.000 pulsares conhecidos, e a pesquisa sobre essas estrelas desperta bastante interesse da comunidade científica Além do fato de que há problemas em aberto que precisam ser solucionados. Dada a importância desses problemas, os pulsares oferecem uma variedade de aplicações científicas em física fundamental e astrofísica.

As pesquisas sobre os pulsares podem ser consideradas no contexto da Teoria de Campos no que diz respeito a obtenção da densidade de elétrons através da equação de Dirac. A Teoria Quântica de Campos (TQC) surgiu como uma descrição dos campos quânticos relativísticos, sendo neste sentido uma extensão natural das ideias da Mecânica Quântica e da Relatividade Restrita. Segundo Turcati (2013) [2] a versatilidade e abrangência da (TQC) permite aplicação a uma série de processos físicos, já que incorpora fenômenos que vão desde escalas astronômicas, como cenário inflacionário do Big Bang até distâncias microscópicas, como a estrutura atômica, entre outros.

O objetivo dessa pesquisa foi achar uma equação via Teoria de Campos na qual seja possível determinar a densidade de elétrons oriundos dos pulsares através da modelagem dessas estrelas. Modelamos um disco galáctico através de uma parede de domínios cujas dimensões como espessura são compatíveis com a galáxia.

No capítulo 2 foi apresentada uma introdução sobre a fenomenologia dos pulsares como fontes de rádio fracas. De acordo com Manchester (2005) [3] as condições encontradas dentro e ao redor de tais objetos compactos tornam os pulsares fantásticos laboratórios naturais.

No capítulo 3 foi visto um modelo para obtenção de distâncias através de pulsares: o modelo YMW16, que consiste em fornecer estimativas de dados mais confiáveis. Por meio desse método, para a distribuição de elétrons livres na Galáxia, nas Nuvens de Magalhães e no meio intergaláctico (IGM), pode-se estimar distâncias para pulsares reais com base em sua medida de dispersão (DM). A partir da lagrangeana de Dirac obtemos a densidade de elétrons para um determinado tipo de galáxia proposta por Yao e Manchester (2017)[4].

No capítulo 4, iniciaremos uma explicação sobre o conceito de paredes de domínio, comumente visto nas áreas de cosmologia e ferromagnetismo, auxiliando no entendimento de alguns fenômenos no contexto da Teoria de Campos. Como veremos foi abordada uma

aplicação da densidade eletrônica a partir da equação de Dirac, ao nos depararmos com a expressão dessa densidade num gráfico e tratarmos como um sólido de revolução veremos que sua distribuição só dependerá de um único eixo.

## 2 SOBRE ESTRELAS DE PULSARES

Um dos importantes objetos para entender o universo são as estrelas, pois sua composição e comportamento indicam sobre as eras do universo e assim contribuir para o avanço tanto científico quanto tecnológico. Dentre as classificações de estrelas existentes temos as chamadas estrelas de nêutrons. Estes objetos compactos são classificadas comumente como “estrelas mortas”, uma vez que elas se originam dos vestígios deixado por uma estrela com massa entre 10 a 25 massas solares que explodiram em supernova. São compostas quase que exclusivamente por nêutrons cuja estabilidade gravitacional deve-se do Princípio da Exclusão de Pauli.

### 2.1 Modelo farol

O modelo usual para compreender o comportamento de um pulsar é o modelo “farol”. Ao observar uma luminosidade contínua, percebe-se uma radiação “piscando”. Esta característica do farol é resultado do desalinhamento entre o eixo de rotação e o eixo de emissão. Enquanto a estrela de nêutrons gira em torno seu eixo de rotação, partículas carregadas são aceleradas ao longo das linhas do campo magnético que forma um feixe cônico de radiação eletromagnética. Por causa desse desalinhamento conforme Ng (2014)[5], entre os eixos de emissão e rotação, leva-se em consideração apenas a emissão feixe em algumas fases específicas por rotação conforme ele oscila em nossa linha de visão. Portanto, a emissão pulsada aparentemente tem a mesma periodicidade que o período do spin da estrela de nêutrons. De acordo com o modelo proposto por Pacini (1967) [6] e Gold (1968) [7], para a estrela de nêutrons, o período de rotação de um pulsar aumenta com o tempo conforme mostrado na Figura 1.

A alta velocidade rotacional combinada com campos magnéticos de grande intensidade, nesse modelo de estrelas, resulta na presença de um forte campo elétrico na superfície da estrela de neutrôns. O campo elétrico é forte o suficiente para emanar partículas carregadas (principalmente elétrons) dos polos magnéticos da estrela de neutrôns, que então percorrem sua trajetória ao longo das linhas do campo magnético da estrela de neutrôns. O pulsar é assim envolto neste plasma, o qual é chamado de magnetosfera do pulsar.

Conforme explica Pol (2020)[8], por meio das linhas de campo magnético os elétrons são acelerados nas proximidades das calotas polares tendo como consequência a emissão de radiação de curvatura. Os fótons de alta energia, oriundos desta radiação, interagem com o campo magnético e os fótons de energia mais baixa produzem pares elétron-pósitron, que irradiam também fótons de alta energia. O efeito real deste processo é que um forte feixe de emissão de rádio é gerado acima dos polos magnéticos da estrela de nêutrons. Se

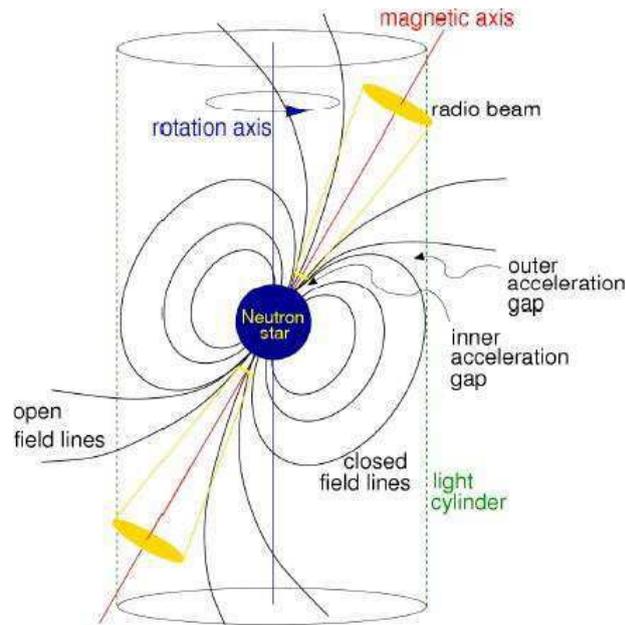


Figura 1 – Uma ilustração do “modelo de brinquedo” do farol aplicado à estrela de nêutrons e sua magnetosfera.

Imagem retirada de Lorimer & Kramer (2005). Figura sem escala.

Fonte: <http://wwwperso.lpc2e.cnrs.fr>

o eixo magnético do pulsar estiver desalinhado do eixo de rotação, então este feixe de emissão de rádio resultará em um efeito de farol giratório perante a nossa linha de visão. Assim como um farol, esta emissão de rádio de pulsares é periódica. Devida à radiação do dipolo magnético levando embora a energia rotacional do pulsar, o período de rotação do pulsar observado aumenta em função do tempo. Este aumento no período de rotação é quantificado através da derivada do período de spin, ou seja, a mudança no período de rotação observado do pulsar, é representada conforme a expressão a seguir:

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} > 0. \quad (2.1)$$

A consequência da radiação de saída diminuindo seu movimento rotacional do pulsar, na qual  $P$  é o período de rotação do pulsar, permite calcular a energia cinética por meio da equação

$$E = \frac{1}{2} I \Omega^2, \quad (2.2)$$

onde  $I$  é o momento de inércia para um pulsar canônico é de  $10^{38} \text{kg} \cdot \text{m}^2$ . A velocidade angular do pulsar é representada por  $\Omega = 2\pi/P$ .

A energia máxima produzida pela estrela pode então ser identificada com a luminosidade de spin-down. A energia do spin-down se manifesta na forma de radiação dipolar magnética e no vento de partículas energéticas. Pode-se encontrar essa energia nos termos

da equação de Lorimer e Kramer (2005) [9], que segue:

$$\dot{E} = 3,95 \times 10^{31} \text{ ergs}^{-1} \frac{\dot{P}}{10^{-15}} \left( \frac{P}{s} \right)^{-3}. \quad (2.3)$$

Apenas uma parte de  $\dot{E}$  é convertida para a emissão de rádio enquanto a maior quantidade de energia rotacional é convertida em radiação dipolo, vento pulsar e alta emissão de energia. Um momento de dipolo magnético irradia uma onda eletromagnética em sua frequência de rotação de acordo com Jackson (1962) [10]. Assumindo que esta potência de radiação,  $\dot{E}_{dipolo}$  é o principal consumidor da energia cinética rotacional, pode-se igualar  $\dot{E}_{dipolo}$  dipolo com  $\dot{E}$ , e a frequência de rotação  $\nu = \frac{1}{P}$  então pode ser expressa como uma lei de potência simples, como mostrado por Lorimer-Kramer (2005) [9],

$$\nu = -K\nu^n, \quad (2.4)$$

onde K é uma constante e n é denominado índice de frenagem que quantifica o "efeito eficiência da frenagem de spin-down". Integrando (2.4) em termos de período de pulso, podemos derivar a idade do pulsar. Ao assumir que o período de giro no nascimento é muito menor do atualmente (ou seja,  $P_0 \ll P$ ) e que o spin-down é inteiramente devido à radiação dipolo magnética, então para  $n = 3$ , Lorimer-Kramer (2005)[9], expressaram a idade característica de um pulsar como

$$\tau_c \equiv \frac{P}{2\dot{P}} \simeq 15,8 \text{ Myr} \frac{P}{s} \left( \frac{\dot{P}}{10^{-15}} \right)^{-1}. \quad (2.5)$$

Embora seja um indicador favorável para identificar a idade de um pulsar,  $\tau_c$  deve ser analisado com cautela. No entanto,  $n = 3$  nem sempre é o caso na realidade, e quando se trata de pulsares de milissegundos que passaram por uma trilha evolutiva diferente, o pulsar é girado por meio de um processo conhecido como reciclagem.

Assumindo que o processo de spin-down é dominado pela desaceleração do dipolo, podemos inferir a força do campo magnético de superfície do pulsar. Lorimer-Kramer (2005)[9], mostraram que, para uma estrela de nêutrons canônica, o campo magnético de superfície característico pode ser expresso como:

$$B_{sup} = 3,2 \times 10^{19} \text{ G} \frac{q}{PP\dot{P}} \simeq 10^{12} \text{ G} \frac{P}{10^{-15}} \left( \frac{\dot{P}}{s} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.6)$$

Essa é uma indicação útil do campo magnético do pulsar raramente mensurável. Novamente, devido às suposições incluídas,  $B_{sup}$  deve ser considerado apenas como uma ordem de estimativa de magnitude. No entanto, como pode ser visto na expressão da equação (2.6) e conforme, Ng, (2014)[5] os pulsares têm campos B extremamente altos.

Na verdade, fora do pulsar o campo magnético domina completamente todos os processos físicos, mesmo de longe superando o efeito da gravitação. Este campo B rotativo induz um efeito elétrico externo campo E fora do pulsar Goldreich e Julian (1969)[11]; Deutsch (1955)[12]. O campo E conseqüentemente, gera a extração de plasma da superfície da estrela de nêutrons e o plasma preenche todo ambiente contido pelo campo magnético que forma o que é conhecido como pulsar magnetosfera. Este plasma experimenta a mesma força  $\vec{E} \times \vec{B}$  que o interior da estrela de nêutrons, assim, acompanha o movimento rotacional do pulsar. As linhas de campo que rotacionam só podem ser mantidas a certa distância,  $r_{lc}$ , onde o plasma atinge a velocidade da luz, que marca uma superfície imaginária conhecida como cilindro de luz como mostra a Figura 1, onde  $\Omega = \frac{c}{r_{lc}}$ . O cilindro de luz divide o dipolo magnético em linhas de campo de dois tipos: as "linhas de campo fechadas" nas quais as partículas se movem ao longo das linhas e estão confinadas dentro do cilindro leve; e as "linhas de campo aberto", que são os únicos lugares onde as partículas podem fluir da magnetosfera. As linhas de campo aberto são intrinsecamente relacionadas às regiões de emissão do pulsar. Duas regiões prováveis de emissão foram identificadas como a região da calota polar e a região de lacuna externa. A região da lacuna externa é de onde as partículas carregadas são puxadas a superfície da estrela de nêutrons e são aceleradas para energias relativísticas. Nesse processo os raios gama, são produzidos por emissão de curvatura conforme o exemplo de Ruderman e Sutherland (1975) [13] ou espalhamento Compton inverso conforme afirma Daugherty e Harding (1986)[14], sugerido que esses fótons de raios gama podem se dividir e resultar na criação de um par elétron-positron.

## 2.2 Propagação de pulsar

A emissão do pulsar acontece por um Meio Interestelar (MI), antes de nos atingir. A natureza agitada e não homogênea do MI leva a vários efeitos de propagação. Além da cintilação, que é equivalente à aparência de estrela 'cintilante' no comprimento de onda óptico, dispersão e espalhamento são dois fenômenos relevantes para propagação da emissão de pulsar, que será explanado no decorrer da dissertação.

### 2.2.1 Dispersão de um pulsar

Se imaginarmos o espaço como se fosse um vácuo, a emissão de banda larga do pulsar chegaria simultaneamente no observador. Em vez disso, o MI se constitui em um plasma frio ionizado. Assim como quaisquer ondas eletromagnéticas, a velocidade de grupo ( $v_g$ ) de um sinal de pulsar propagando-se através do MI pode ser expressa por

$$v_g = c \sqrt{1 - \frac{f_{plasma}^2}{f_{obs}^2}} \quad (2.7)$$

Na qual  $f_{plasma}$  é a frequência do plasma. É uma função do número de elétrons densidade  $n_e$  ao longo da linha de visão e que de acordo com Ables & Manchester (1976), é normalmente considerada como  $n_e \approx 0,03 \text{ cm}^{-3}$ . A frequência de observação é  $f_{obs}$  e da equação (2.7), pode-se ver que um componente de maior frequência chegaria mais cedo em comparação com o de uma frequência mais baixa.

Podemos quantificar a quantidade de atraso de tempo entre duas frequências,  $f_1$  e  $f_2$ , ambas em MHz, para ser

$$\Delta t = D \times (f_1^{-2} - f_2^{-2}) \quad (2.8)$$

onde D é a constante de dispersão que é de aproximadamente  $4,15 \times 10^6$  ms de acordo com Manchester e Taylor (1972)[15]. A MD é a soma do número da densidade de elétrons  $n_e$  ao longo da linha de visão l ao longo de uma distância d, e é expressa como:

$$MD = \int_0^d n_e dl \text{ cm}^{-3} \text{ pc} \quad (2.9)$$

A dispersão afeta todas as emissões de banda larga e, em particular, as ondas de espectro eletromagnético de longo comprimento. No entanto, a maioria das fontes astrofísicas produzem emissão contínua, portanto, a dispersão torna-se realmente relevante apenas para o pulsar variável no tempo.

É difícil obter a estimativa de distâncias de objetos astronômicos, no entanto são de importância fundamental. A partir disso pode-se obter, por exemplo, a luminosidade da fonte, a localização na galáxia no Universo. Os pulsares são excelentes indicadores dessa dispersão interestelar.

### 2.2.2 Modelos de estimativa de distâncias de pulsares por meio da densidade de elétrons

De acordo com Yao e Wang (2017)[4], há uma variedade de maneiras pelas quais as distâncias dos pulsares podem ser estimadas independentemente de suas MD e do modelo Galactico  $n_e$ . Essas distâncias independentes são essenciais para a calibração de qualquer modelo para a distribuição  $n_e$ . Por esses métodos os autores concluíram a distância para 189 pulsares independentes do catálogo de pulsares Australia Telescope National Facility (ATNF), incluindo apenas pulsares com limites superior e inferior na distância estimada e MD's conhecidos. A presença de um meio ionizado difuso extenso no disco da nossa galáxia foi proposto há décadas por Hoyle e Ellis (1963) [16], com base em evidências de absorção no espectro do síncrotron galáctico fundo. Tal análise sugere densidades eletrônicas, como o dito anteriormente, no plano médio de  $0,03 \text{ cm}^{-3}$  e espessuras de  $\sim 1000$  pc sem forte

dependência do plano médio  $n_e$  ou da espessuras da escala em raio galactocêntrico até a borda do disco galáctico.

Para a determinação dos principais componentes de um modelo galáctico  $n_e$  é necessário parte do conhecimento geral da distribuição de gás molecular nas regiões de formação estelar na galáxia. Um exemplo que pode ser utilizado para definir a estrutura do braço espiral na Galáxia, conforme Hou e Han (2014)[17], sugere a presença de um disco “grosso” de elétrons com escala de espessura  $\sim 1,5$  kpc além do disco “fino”, definido de acordo com Hill et. al. (2008) [18], por regiões que têm uma escala de espessura de  $\sim 70$  kpc. Porém, esses parâmetros aos quais descrevem a distribuição  $n_e$  geralmente não podem ser determinados independentemente com precisão satisfatória. Com isso, é utilizado MD's de pulsares com distâncias conhecidas independentemente para calibrar o modelo  $n_e$ .

A importância do modelo distribuição  $n_e$  na Galáxia tem sua relevância pois contribui para a estimativa direta das distâncias dos pulsares. Como identificar pulsares que provavelmente estão em outras galáxias, como as Nuvens de Magalhães, por seu excesso de MD em relação ao esperado da galáxia, conforme Manchester et al. (2006) [19], assim como estabelecer firmemente que os FRB's são fontes extragalácticas distantes conforme Thornton et al. (2013)[20].

Um dos primeiros métodos a ser utilizado que visava construir um modelo galáctico foi proposto por Manchester e Taylor (1981)[21] e Lyne et al. (1985)[22]. O modelo (LMT85) consistia em dois componentes principais: um disco fino de espessura 70pc e um componente independente de  $z$  (onde  $z$  é a distância perpendicular do plano galáctico), ambos com uma densidade eletrônica no plano médio que se aplainava fora com o aumento do raio galactocêntrico  $R$ .

Outra grande contribuição nesses estudos foi o modelo proposto por Taylor e Cordes (1993)[23], com base no trabalho de Cordes et al. (1991)[24], na qual incluiu o efeito da estrutura espiral no modelo e também fez uso do aumento do número de distâncias independentes (74) e a dependência geral de MD's de pulsar em longitude galactica. Pela primeira vez, os autores também levaram em conta observações de espalhamento interestelar. Seu modelo “TC93” incluía discos galácticos finos e grossos e fazia uso de função  $\text{sech}^2(x)$  para as dependências  $z$  e algumas  $r$ -dependências de  $n_e$ .

A partir de 2002, o modelo “NE2001” formulado por Cordes e Lazio (2002)[25] tem sido o padrão usual para a estimativa de distâncias de pulsares. Este modelo faz uso de 112 distâncias de pulsares independentes e medidas de dispersão para 269 pulsares, para definir um modelo que inclui uma distribuição quase suave e variações em grande escala na força das flutuações em  $n_e$  que resultam em dispersão interestelar. O modelo inclui vários componentes: discos axissimétricos finos e grossos, braços espirais e componentes locais, incluindo um braço local, uma bolha quente local ao redor do Sol e superbolhas relativamente grandes no primeiro e terceiro quadrantes galácticos, juntamente com

componentes superdensos representando o GN, o Vela SNR, Galactic Loop I, e uma pequena região ao redor do Centro Galáctico. O modelo NE2001 adiciona aglomerados em direção a pulsares com excesso de DM ou espalhamento e em direção a Núcleos Galácticos Ativos (AGNs) que possuem excesso de espalhamento e vazios em direção a pulsares que possuem DMs abaixo daqueles previstos pelo componente quase suave. O modelo também usa dependências  $\text{sech}(z)$  e inclui 67 parâmetros parâmetros que descrevem os principais componentes, incluindo parâmetros que descrevem o  $n_e$  em cada componente.

No trabalho de Yao e Wang (2017)[4] é apresentado um novo modelo “YMW16” para a distribuição em larga escala de elétrons livres na Galáxia, o Nuvens de Magalhães e o IGM. Esse modelo tem a mesma estrutura básica que TC93 e NE2001, mas também algumas diferenças consideráveis em comparação com estes modelos que serão explanados no próximo capítulo dessa dissertação.

### 2.2.3 Espalhamento interestelar

Conforme a emissão de pulsar pelo espaço interestelar, este plasma agitado basicamente atua como vários discos de espalhamento com diversos índices de refração, que dobram e distorcem o sinal do pulsar. Os fótons passam por discos de dispersão de raios diferentes e são deslocados de fase pelos comprimentos de caminho variáveis e chegam em instantes diferentes no observador. O resultado geral é um alargamento indesejável do pulso observado. Este perfil de pulso espalhado tem uma característica ‘cauda exponencial’ unilateral conforme a Figura 2, com os fótons com os maiores atrasos de tempo contabilizados a parte mais estendida da cauda exponencial.

Este perfil de pulso espalhado é frequentemente modelado como uma convolução entre a verdadeira forma de pulso não distorcida com um exponencial unilateral com constante de tempo  $\frac{1}{e}$ , que é mais comumente quantificado como escala de tempo de espalhamento  $\tau_s$ . Assim, o pulso emissão que saiu do pulsar ao mesmo tempo agora chega ao observador ao longo de um tempo intervalo de  $\tau_s$ . Medindo empiricamente  $\tau_s$  de vários pulsares, como mostra Bhat et al. (2004)[26] tais medidas estão fortemente correlacionadas com a medida de dispersão, portanto, um pulsar que possua uma alta medida de dispersão tende a ser mais afetado pela mesma e vice-versa.

Conforme previsto pelo modelo de tela fina Scheuer (1968), no efeito interestelar o espalhamento diminui com as frequências de observação mais altas  $\nu$ , tal que  $\tau_s \propto 1/\Delta\nu \propto \nu^{-4}$ . Portanto, embora a natureza aleatória do espalhamento signifique que não possa ser corrigido para como no caso da dispersão, seu efeito pode ser minimizado indo para maior frequência de observação.

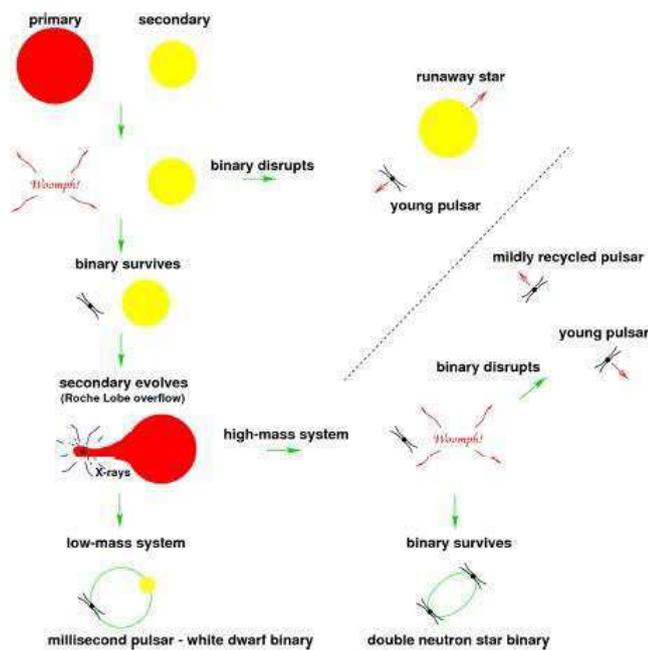


Figura 2 – Ilustração de dois binários diferentes trilhas evolutivas, levando à formação de binários MSP-WD (esquerda) e DNS sistemas (direita), respectivamente. Fonte: Lorimer (2008)

### 2.3 Diversidade de um pulsar

Como já fora explicado anteriormente, os pulsares de rádio são objetos movidos a rotação e, assim, possuem períodos de spin específicos e derivadas de período ( $\dot{P}$ ) são fundamentais para suas caracterização. O modo usual de identificar diferentes tipos de pulsares é classificá-los no (diagrama  $P - \dot{P}$ ) como na Figura 3.

O conhecimento da comunidade dos pulsares se encontra em dois grupos de desse diagrama. O grupo de pulsares no canto inferior esquerdo de um (diagrama  $P - \dot{P}$ ) tem períodos de rotação rápido, medidos em milissegundos, junto com pequeno  $\dot{P}$  e baixas intensidades de campo magnético de  $10^8-9$ G. Membros deste a população é frequentemente referida como pulsares de milissegundos ou MSPs.

O segundo grupo de pulsares, também denominados como pulsares normais ou lentos, normalmente têm períodos de rotação mais longos entre 0,1 e alguns segundos, mais elevado  $\dot{P}$  de  $\sim 10^{-15}$ , e um campo magnético mais elevado chegando a intensidades em torno de  $10^{13}$ G. O diagrama  $P - \dot{P}$  é um análogo ao diagrama Hertzsprung-Russell que mostra os estágios de evolução estelar para estrelas comuns. Para um possível ponto de partida do que pode-se chamar de “trilha evolutiva” para um pulsar normal seria o nascimento com curto período de rotação na região superior esquerda do diagrama  $P - \dot{P}$ . Como pode ser visto na Figura 3, um grande número de pulsares desta região têm associações remanescentes de supernova (RSN), uma evidência direta para suas idades

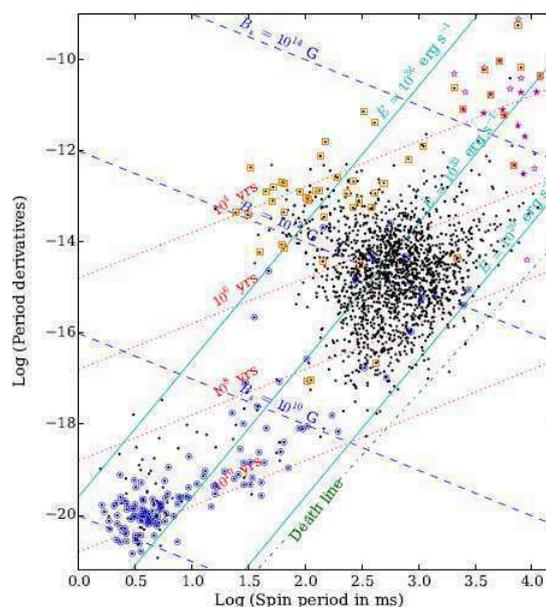


Figura 3 – Diagrama  $P - \dot{P}$  de pulsares conhecidos. Pulsares conhecidos como listados no ATNF Pulsar Catalogue<sup>1</sup>, são plotados como pontos pretos.

relativamente jovens.

Pulsares então giram rapidamente para baixo na "ilha do pulsar principal" em uma escala de tempo de  $10^{5-6}$  anos, sua superfície campos magnéticos possivelmente ficando mais fracos ao mesmo tempo. Após cerca de  $10^7$  anos, pulsares alcançam o que é conhecido como a 'linha da morte do pulsar'. Neste ponto, os potenciais eletrostáticos através das regiões da calota polar do pulsar tornam-se muito fraco para manter a emissão de rádio e os pulsares deixam de ser detectáveis.

# 3 OBTENÇÃO DAS DISTÂNCIAS DOS PULSARES VIA TEORIA DE CAMPOS

## 3.1 Distribuição de elétrons a partir do modelo YMW16 para uma galáxia de disco grosso

O modelo YMW16 tem como objetivo principal de fornecer estimativas de distância mais confiáveis para pulsares reais ou simulados com base em sua MD. O modelo também inclui contribuições das Nuvens de Magalhães e do IGM, permitindo estimativas de distância para pulsares extragalácticos. O modelo galáctico é baseado em distâncias determinadas independentemente para 189 pulsares. Enquanto estima-se a quantidade de alargamento de pulso devido à dispersão interestelar para pulsares e FRBs da Nuvem de Magalhães e Galáctica.

Os principais componentes do modelo são os seguintes. Um disco plano paralelo de espessura de cerca de 1600 pc, um disco fino de espessura na escala de 65 pc representando principalmente o “anel molecular” da Galáxia em torno de 4 kpc Raio galactocêntrico, braços espirais seguindo um padrão espiral logarítmico baseado na distribuição galáctica das regiões H II Hou e Han (2014), um disco do Centro Galáctico de raio 160pc e espessura de 35pc, uma casca elipsoidal com eixo maior na direção z, a bolha local, uma região de  $n_e$  reduzido ao redor do sol, juntamente com regiões de densidade aumentada na periferia da Bolha, e uma concha hemisférica de densidade aumentada associada ao próximo Loop Galáctico I. O braço espiral Carina-Sagitário tem uma região de  $n_e$  aumentado no lado Carina.

O modelo YMW16 é ajustado a uma compilação de 189 pulsares independentes de distância estimativas, usando algoritmos de otimização global e local. Existem sete recursos locais no modelo YMW16: o Local Bubble (LB), duas regiões de  $n_e$  realçado na periferia da Bolha Local (LB1, LB2), o GN, Loop I (LI), uma região de  $n_e$  aumentado no braço Carina, e uma região de  $n_e$  reduzido no braço Região tangencial de Sagitário. A maioria desses recursos também incluído no modelo NE2001.

A dependência radial da densidade eletrônica no plano Galáctico do Centro Galáctico para fora na direção do Sol é mostrada na Figura 4. Na Galáxia interna, o disco do Centro Galáctico e o disco fino dominam, enquanto na Galáxia externa, o braços espirais dominam. Isso mostra claramente a assimetria na estrutura espiral com densidades eletrônicas integradas muito maiores no quarto quadrante galáctico, especialmente para o braço Carina.

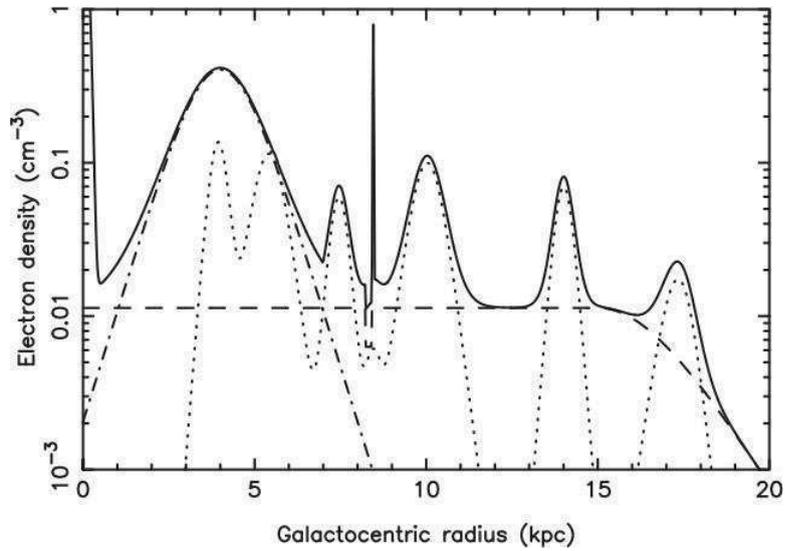


Figura 4 – Densidade eletrônica versus raio galactocêntrico ao longo do eixo +y (em direção ao Sol) para o modelo YMW16. Fonte: YAO, J. M.; MANCHESTER, R. N. and WANG, N., 2017

Por meio do parâmetro adotados por Yao e Wang (2017)[4], eles concluíram que a densidade de elétrons de uma disco galáctico formatado como plano-paralelo de espessura  $H_1$  é:

$$n_1 = n_{1_0} g_d \operatorname{sech}^2 \frac{Z - Z_w}{H_1} \quad (3.1)$$

onde  $n_{1_0}$  é a densidade eletrônica no plano médio,  $Z$  e  $Z_w$  são as coordenadas cartesianas galáctias e  $H_1$  é a espessura. A extensão do disco galáctico é definida pelo parâmetros  $A_d$  e  $B_d$ , que são, respectivamente, o comprimento do ponto de corte e o raio galactocêntrico no qual o ponto de corte começa. O fator  $g_d = 1$  para  $R < B_d$ , e

$$g_d = \operatorname{sech}^2 \frac{R - B_d}{A_d}, \quad (3.2)$$

para  $R \geq B_d$ .

A extensão radial do disco espesso (e outros discos componentes) afeta a distância do modelo de pulsares distantes e FRBs, especialmente aqueles localizados em direção ao antcentro galáctico região.

## 3.2 Densidade de elétrons via Equação de Dirac

Nesta subseção vamos obter a densidade de elétrons  $n_e$  do modelo "YMW16", Yao e Wang (2017) [4], na equação (3.1), via Teoria de Campos. O modo mais eficiente é via

equação de Dirac para uma interação de elétrons com uma parede de domínios

$$L = \bar{\Psi}(i\gamma^\nu \partial_\nu - m)\Psi + g\phi\bar{\Psi}\Psi, \quad (3.3)$$

onde  $\phi$  será escolhido abaixo adequadamente. A partir disso, calculando a equação do movimento obtemos:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m + g\phi)\Psi = 0. \quad (3.4)$$

A partir da equação (3.4), admitindo o limite ultrarelativístico, ou seja,  $m \ll |\vec{p}|$ , a função que descreve a parede de domínios  $\phi = \tanh \frac{z}{\Delta z_0}$ , e  $\Psi$  dependente apenas de  $(z)$ , ou seja,  $\Psi \equiv \Psi(z)$  chegamos a seguinte equação:

$$i\gamma^3 \partial_3 - g \cdot \tanh \frac{z - z_0}{\Delta} \cdot \Psi(z) = 0. \quad (3.5)$$

Reescrevendo a equação (3.5) que depende apenas de  $z$ , obtemos que

$$i\gamma^3 \frac{d}{dz} \Psi(z) = g \cdot \tanh \frac{z - z_0}{\Delta} \cdot \Psi(z). \quad (3.6)$$

Sabendo que  $i\gamma^3 \Psi(z) = \pm \Psi$  e tomando o sinal positivo, podemos reescrever a equação de Dirac como

$$\frac{d\Psi}{dz}(z) = g \cdot \tanh \frac{z - z_0}{\Delta} \cdot \Psi(z), \quad (3.7)$$

$$\frac{d\Psi(z)}{\Psi(z)} = g \cdot \tanh \frac{z - z_0}{\Delta} dz. \quad (3.8)$$

Integrando ambos os lados obtemos

$$\int \frac{\Psi'(z)}{\Psi(z)} dz = \int g \cdot \tanh \frac{z - z_0}{\Delta} dz, \quad (3.9)$$

$$\ln \Psi(z) = g\Delta \cdot \ln \cosh \frac{z - z_0}{\Delta} + \text{constante}, \quad (3.10)$$

$$\ln \Psi(z) = \ln \cosh \frac{z - z_0}{\Delta}^{g\Delta} + \ln[C]. \quad (3.11)$$

Então,

$$\ln \Psi(z) = \ln C \cdot \cosh \frac{z - z_0}{\Delta}^{g\Delta}, \quad (3.12)$$

$$\Psi(z) = C \cdot \cosh \frac{z - z_0}{\Delta}^{g\Delta}. \quad (3.13)$$

Tomando  $g\Delta = -1$ , o que está de acordo com o modelo YMW16, fica

$$\Psi(z) = C \cdot \cosh \frac{z - z_0}{\Delta}^{-1} \quad (3.14)$$

$$\Psi(z) = C \cdot \frac{1}{\cosh \frac{z-z_0}{\Delta}} \quad (3.15)$$

$$\Psi(z) = C \cdot \operatorname{sech} \frac{z-z_0}{\Delta}, \quad (3.16)$$

onde C é uma constante de normalização.

$$n = \Psi^\dagger \Psi \quad (3.17)$$

$$n = \Psi^\dagger \Psi = \|\Psi\|^2 \quad (3.18)$$

$$n = C_1 \operatorname{sech}^2 \frac{z-z_0}{\Delta}. \quad (3.19)$$

Podemos ver a equivalência da equação (3.19) com a equação (3.1) assim assumindo que  $C = n_{10} g_d$  chegamos na densidade de elétrons para galáxias de discos grossos.

## 4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

A relação em comparação da equação (3.19) com a (3.1), como vemos na Figura 5 representa uma distribuição eletrônica na qual pode-se entender por meio de paredes de domínio. Um termo bastante usado em física do ferromagnetismo e na cosmologia na qual possibilita o entendimento de alguns fenômenos da Teoria de Campos. A parede de domínios são sólitons topológicos que aparecem como soluções em equações de campos não-lineares, veja o exemplo de Curi (2017) [27]. Estes objetos matemáticos tem aplicações em diversas áreas da ciência e apresentam-se como transições de fase em diversos sistemas.

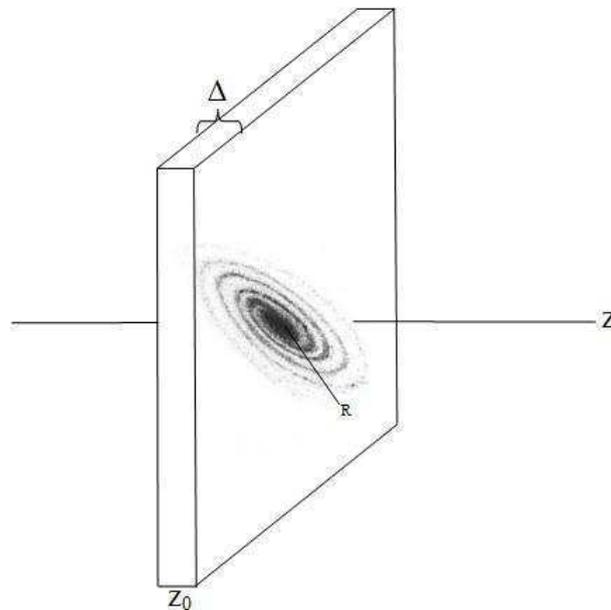


Figura 5 – Disco Galáctico localizado numa “caixa”, representada por uma parede de domínios.

Fonte: Elaborado pelo autor.

A partir desse conceito foi elaborado uma representação da tangente hiperbólica localizada em  $z_0$  esta deslocada onde fica o disco e possui uma espessura  $\Delta$ .

Na equação (4.1) podemos entender que  $n$  é a densidade eletrônica que está localizada em  $z_0$  e possui largura de  $\Delta$ . Portanto temos que:

$$n = C_1 \operatorname{sech}^2 \frac{z - z_0}{\Delta} . \quad (4.1)$$

Comparando com (3.1) e (3.2) percebemos que  $C_1$  tem uma dependência funcional com o raio  $R$ . Logo ao rotacionar a função  $n$  centrada em  $z_0$  em torno do eixo  $z$  temos uma forma aproximada de distribuição eletrônica descrita na Figura 7.

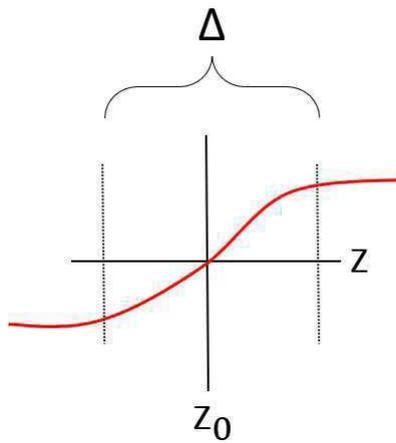


Figura 6 – Gráfico da Tangente Hiperbólica.  
Fonte: Elaborado pelo autor.

Como a distribuição só depende de  $z$  o campo não muda ao longo do raio  $R$ . Isso significa que o raio  $R$  é dado por:

$$R = \frac{a}{x^2 + y^2} \quad (4.2)$$

É esta simetria radial que nos permite admitir que a solução que obtivemos da equação de Dirac seja dependente apenas de  $z$

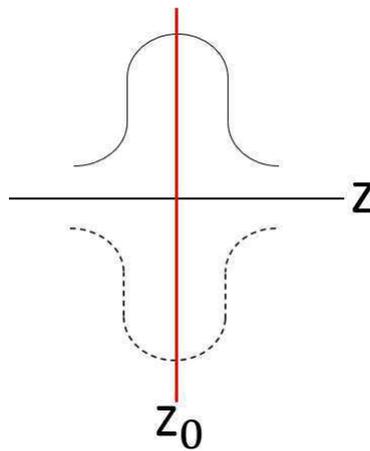


Figura 7 – Gráfico da Hiperbólica rotacionada em torno do eixo  $z$ . Fonte: Elaborado pelo autor.

# 5 CONCLUSÕES

Discutimos sobre os modelos para obtenção da densidade de elétrons para a estimativa de distância de estrelas de pulsares. No modelo YMW16, para a distribuição de elétrons livres, foi obtida a uma expressão na qual conseguiu-se determinar a densidade de elétrons para um disco galáctico com espessura  $H_l$ , que possui densidades eletrônicas no plano médio de  $0,02 - 0,03 \text{ cm}^{-3}$  e espessuras na escala de  $\sim 1000\text{pc}$ .

O objetivo principal deste trabalho foi chegar na mesma formulação de densidade eletrônica para galáxias de discos grossos proporcionada pelo modelo YMW16, via Teoria de Campos. Partindo da equação de Dirac para um determinado potencial, chegou-se numa solução do tipo parede de domínios com elétrons confinados.

A amplitude da solução obtida equivale à função do raio galactocêntrico, em função das coordenadas radiais. A solução também depende das coordenadas  $Z$  e  $Z_w$  que correspondem às coordenadas cartesianas galáctias e  $H_l$  corresponde à espessura do disco  $\Delta$ .

Este estudo é particularmente interessante, pois é possível estender a análise para outros perfis similares à tangente hiperbólica do disco, dependendo das necessidades observacionais.

Como perspectivas futuras temos a aplicação dessa solução para modelar galáxias espirais em uma escala maior, utilizando coordenadas tridimensionais. Isso permitiria aos pesquisadores explorar a distribuição eletrônica de outros modelos galacticos.

Além disso, com a crescente complexidade e quantidade de dados observacionais disponíveis, essa solução pode ser usada para melhorar nossa compreensão da estrutura do disco galáctico e da evolução de galáxias espirais.

# Referências

- 1 HEWISH, A. et al. Observation of a rapidly pulsating radio source. *Nature*, v. 217, p. 709–713, 1968. Citado na página 19.
- 2 TURCATI, R. Dois estudos em teoria quântica de campos. (*Tese de Doutorado Física*), *Tese (Doutorado) - Coordenação De Física Experimental De Altas Energias, Centro Brasileiro De Pesquisas Físicas - Rio de Janeiro - Brasil*. Citado na página 19.
- 3 MANCHESTER, R. N. et al. The australia telescope national facility pulsar catalogue. *The Astronomical Journal*, v. 129. Citado na página 19.
- 4 YAO, J. M.; MANCHESTER, R. N.; WANG, N. A new electron-density model for estimation of pulsar and frb distances. *The Astrophysical Journal*, The American Astronomical Society, v. 1, p. 1–32, 2017. Citado 4 vezes nas páginas 19, 25, 27 e 31.
- 5 NG, C. W. Y. Pulsar searching and timing with the parkes telescope. (*Tese de Doutorado Física*), *Tese (Doutorado) - Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität - Bonn - Germany*. Citado 2 vezes nas páginas 21 e 23.
- 6 PACINI, F. Energy emission from a neutron star. *Nature*, v. 216, p. 51–72, 1967. Citado na página 21.
- 7 GOLD, T. Rotating neutron stars and the nature of pulsars. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 221, n. 6810, p. 25–27, 1969. Citado na página 21.
- 8 POL, N. Modeling the galactic compact binary neutron star population and studying the double pulsar system. *Dissertação de mestrado em Física - Eberly College of Arts and Sciences, West Virginia University*. Citado na página 21.
- 9 LORIMER, D. R.; KRAMER, M. Handbook of pulsar astronomy. *Astrophysical Journal*. Citado na página 23.
- 10 D., J. J. *Classical Electrodynamics*. 3. ed. New Jersey, USA: Wiley, 1962. Citado na página 23.
- 11 GOLDREICH, P.; JULIAN, W. H. Pulsar electrodynamics. *The Astrophysical Journal*, v. 157, p. 869. Citado na página 24.
- 12 DEUTSCH, A. J. The electromagnetic field of an idealized star in rigid rotation in vacuo. *Annales d'Astrophysique*, v. 18, p. 1, 1955. Citado na página 24.
- 13 RUDERMAN M. A. AND SUTHERLAND, P. G. Theory of pulsars: polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation. *Astrophysical Journal*, v. 196, p. 51–72, 1975. Citado na página 24.
- 14 DAUGHERTY J. K. AND HARDING, A. K. Electromagnetic cascades in pulsars. *Astrophysical Journal*, v. 252, p. 337–347, 1982. Citado na página 24.
- 15 MANCHESTER, R. N.; TAYLOR, J. H. Parameters of 61 pulsars. *Astrophysical Letters*, Gordon Breach Science Publishers, v. 10, p. 67–70, 1972. Citado na página 25.

- 16 HOYLE, F.; ELLIS, G. R. A. On the existence of an ionized layer about the galactic plane. *Australian Journal of Physics*, CSIRO Australia, v. 16, p. 1, 1963. Citado na página 25.
- 17 HOU, L. G.; HAN, J. L. The observed spiral structure of the milky way. *A&A*, v. 569, p. 1–21, 2014. Citado na página 26.
- 18 HILL, A. S. et al. The turbulent warm ionized medium: emission measure distribution and mhd simulations. *The Astrophysical Journal*, v. 686, p. 363–378, 2008. Citado na página 26.
- 19 MANCHESTER, R. N. et al. Discovery of 14 radio pulsars in a survey of the magellanic clouds. *The Astrophysical Journal*, v. 649, p. 235–242, 2006. Citado na página 26.
- 20 THORNTON, D. et al. A population of fast radio bursts at cosmological distances. *Science*, v. 341, p. 53–56, 2013. Citado na página 26.
- 21 MANCHESTER, R. N.; TAYLOR, J. H. Observed and derived parameters for 330 pulsars. *Astronomical Journal*, v. 86, p. 1953–1973, 1981. Citado na página 26.
- 22 LYNE, A. G.; MANCHESTER, R. N.; TAYLOR, J. H. Observed and derived parameters for 330 pulsars the galactic population of pulsars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 213, p. 613–639, 1985. Citado na página 26.
- 23 TAYLOR, J. H.; CORDES, J. M. Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons. *Astrophysical Journal*, v. 411, p. 674, 1993. Citado na página 26.
- 24 CORDES, J. M. et al. The galactic distribution of free electrons. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 354, n. 6349, p. 121–124, 1991. Citado na página 26.
- 25 CORDES, J. M.; LAZIO, T. J. W. Ne2001.i. a new model for the galactic distribution of free electrons and its fluctuations. *Astronomical Society of the Pacific*, p. 211, 2004. Citado na página 26.
- 26 BHAT, N. D. R. et al. Multifrequency observations of radio pulse broadening and constraints on interstellar electron density microstructure. *Astronomical Society of the Pacific*, v. 605, p. 759–783, 2004. Citado na página 27.
- 27 CURI, E. J. A. Férmions em uma parede de bloch. (*Dissertação de Mestrado Física*), *Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós Graduação em Física / Centro de Ciências e Tecnologia, Universidade Federal do Maranhão, Maranhão - Brasil*. Citado na página 34.