



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA,
INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/03.23.21.35-TDI

PROTÓTIPO DE RADIÔMETRO SIMPLES PARA PESQUISA EM FAST RADIO BURST COM O RADIOTELESCÓPIO BINGO

Frederico Augusto Silva Vieira

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Astrofísica, orientada pelo Dr.
Carlos Alexandre Wuensche de
Souza, aprovada em 28 de fevereiro
de 2020.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/427FFNP>>

INPE
São José dos Campos
2020

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

CEP 12.227-010

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/7348

E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):**Presidente:**

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Membros:

Dra. Carina Barros Mello - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Cauê Silva Fróes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA,
INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/03.23.21.35-TDI

PROTÓTIPO DE RADIÔMETRO SIMPLES PARA PESQUISA EM FAST RADIO BURST COM O RADIOTELESCÓPIO BINGO

Frederico Augusto Silva Vieira

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Astrofísica, orientada pelo Dr.
Carlos Alexandre Wuensche de
Souza, aprovada em 28 de fevereiro
de 2020.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/427FFNP>>

INPE
São José dos Campos
2020

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Vieira, Frederico Augusto Silva.

V673p Protótipo de radiômetro simples para pesquisa em fast radio burst com o radiotelescópio BINGO / Frederico Augusto Silva Vieira. – São José dos Campos : INPE, 2020.
xxvi + 124 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2020/03.23.21.35-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2020.

Orientador : Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza.

1. Radiotelescópio. 2. BINGO. 3. Rádio. 4. Radioastronomia.
5. Transientes. I.Título.

CDU 520.27



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): **Frederico Augusto Silva Vieira**

Título: "PROTÓTIPO DE RADIÔMETRO SIMPLES PARA PESQUISA EM FAST RADIO BURST COM O RADIOTELESCÓPIO BINGO"

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Mestre** em
Astrofísica

Dr. João Braga



Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

() *Participação por Video - Conferência*

Aprovado () *Reprovado*

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza

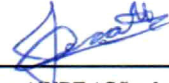


Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

() *Participação por Video - Conferência*

Aprovado () *Reprovado*

Dr. José Roberto Cecatto

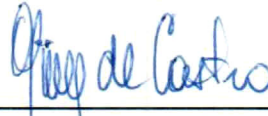


Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

() *Participação por Video - Conferência*

Aprovado () *Reprovado*

Dr. Carlos Guillermo Giménez de Castro



Convidado(a) / CRAAM/Mackenzle / São Paulo - SP

() *Participação por Video - Conferência*

Aprovado () *Reprovado*

Este trabalho foi aprovado por:

() *maioria simples*

unanimidade

São José dos Campos, 28 de fevereiro de 2020

“Basta ser sincero e desejar profundo. Você será capaz de sacudir o mundo. Vai!”

RAUL SEIXAS
em “Tente Outra Vez”, “Novo Aeon”, 1975

*A meus pais **Carlos Antonio** e **Maria Cristina**, a
meus irmãos **Guilherme Apoená** e **Lucas
Alexandre**, a minha companheira **Joyce Caçador** e
meu filho, **Alex Aram***

AGRADECIMENTOS

Meus agradecimentos aos colegas Luiz Reitano, Cesar Strauss, Telmo Machado, Ângelo Neri, Renato Branco, Jorge Weber, Sergio Amirabile, Mauro Prado e Allan Braga, pela convivência excelente que tivemos durante esse período e por todo auxílio dado. Aos professores Joaquim Costa, José Carlos de Araujo, João Braga, Francisco Jablonski e Reinaldo de Carvalho, pelas lições dentro e fora da sala da aula. Agradeço também a Marcos Okada e Odylio de Aguiar, pela ajuda durante a fase de testes do receptor, a Flávio D'Amico, Claudia Rodrigues, André Milone e Hanumant Shankar Sawant, pelas oportunidades e apoio dentro da Divisão de Astrofísica do INPE.

Aos colegas discentes, sem exceção. As mãos sempre unidas nos fortalecem e não nos deixam só.

Agradeço também ao querido José Williams dos Santos Vilas Boas, não só pelo tempo cedido ministrando importantes lições de radioastronomia, mas também pelas discussões abrangendo diversas áreas. Pelos ouvidos dispostos a escutar e pelo carinho, muito obrigado.

Ao meu orientador, Carlos Alexandre Wuensche de Souza, pela oportunidade de escrever sobre um tema tão fascinante quanto Astrobiologia, bem como a chance de participar de um projeto de tanta importância científica quanto o BINGO. Pela forma sempre encorajadora e diplomática de encarar os desafios, por me apresentar os *fast radio bursts* e pelo tutoramento dentro deste mundo científico, sou extremamente grato.

A minha companheira Joyce Caçador, por compreender e encarar os desafios deste trabalho. Obrigado pela paciência, tempo, carinho e amor. Conte sempre comigo.

A meus pais Carlos e Cristina e a meus irmãos Guilherme e Lucas, por serem seres excepcionais. A trilha até o presente foi árdua e só cheguei até aqui graças a vocês. Obrigado pelo esforço e dedicação.

Ao meu filho, Alex Aram, que sempre me traz um sorriso ao rosto.

A CAPES, pelo auxílio financeiro.

Obrigado.

RESUMO

Explosões Rápidas em Rádio (FRB, do inglês, *Fast Radio Bursts*) são explosões altamente energéticas e de curto período de duração observadas em rádio, provavelmente de origem extragalática. O estudo desses transientes pode contribuir para caracterização do meio intergalático, bem como restringir parâmetros cosmológicos. Uma revisão bibliográfica sobre FRBs, descrevendo a física básica para o entendimento do fenômeno e apresentando modelos que visam explicar a origem desses fenômeno é feita na parte introdutória da dissertação. A principal contribuição da dissertação é a proposta de utilização do radiotelescópio BINGO (*BAO from Integrated Neutral Gas Observations*) como um detector de transientes em rádio. Para isso, foram realizados testes de diversos componentes e a integração do protótipo de receptor de potência total desenvolvido na Divisão de Astrofísica do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais). A partir dos resultados obtidos para este protótipo, um limite superior para a temperatura de sistema (89 K) foi calculado. Este limite foi utilizado para estimar a expectativa de detecção de FRBs para o radiotelescópio BINGO.

Palavras-chave: Radiotelescópio. BINGO. Rádio. Radioastronomia. Transientes. FRB.

SIMPLE RADIOMETER PROTOTYPE FOR RESEARCH IN FAST RADIO BURST WITH BINGO RADIO TELESCOPE

ABSTRACT

Fast Radio Bursts (FRB) are highly energetic and short-duration bursts observed in radio, probably of extragalactic origin. The study of these transients can contribute to the characterization of the intergalactic environment, as well as restrict cosmological parameters. A bibliographic review on FRBs, describing the basic physics for understanding the phenomenon and presenting models that aim to explain the origin of these phenomena is made in the introductory part of the dissertation. The main contribution of the dissertation is the proposal to use the BINGO radio telescope (*BAO from Integrated Neutral Gas Observations*) as a radio transient detector. For that, tests of several components were carried out and the integration of a total power receiver prototype developed in the Astrophysics Division of INPE (National Institute for Space Research). From the results obtained for this prototype, an upper limit for the system temperature (89 K) was calculated. This limit was used to estimate the expectation of detecting FRBs for the BINGO radio telescope.

Keywords: Radiotelescope. BINGO. Radio. Radioastronomy. Transients. FRB.

LISTA DE FIGURAS

| | <u>Pág.</u> |
|---|-------------|
| 2.1 Radiação de Corpo negro para $T = 300\text{ K}$ | 4 |
| 2.2 Emissão coerente e incoerente. | 7 |
| 2.3 Transientes no plano $S_\nu - \nu W$ | 8 |
| 2.4 Densidade de fluxo em função da frequência para emissão <i>Bremstrahlung</i> . 10 | 10 |
| 2.5 Densidade de fluxo x Frequência para emissão Síncrotron. | 11 |
| 2.6 Velocidade de Fase e Velocidade de Grupo | 14 |
| 2.7 Dispersão no FRB 110220 | 17 |
| 2.8 Campos magnéticos galáticos | 20 |
| 2.9 Modelo de Turbulências para os Meios Interestelar e Intergalático | 21 |
| 2.10 Espalhamento no FRB110220 | 22 |
| 2.11 Modelo de Camadas | 24 |
| 2.12 Perfis de Temperatura | 25 |
| 2.13 Perfis de distribuição de água | 26 |
| 2.14 Perfis de distribuição de ozônio | 27 |
| 2.15 Atenuação atmosférica de 0 a 5 GHz | 29 |
| 2.16 Temperatura de brilho de 0 a 5 GHz | 29 |
| 2.17 Atenuação atmosférica de 900 a 1300 MHz | 30 |
| 2.18 Temperatura de brilho de 900 a 1300 MHz | 30 |
| | |
| 3.1 Diagrama de um modelo de dipolo de um pulsar. | 33 |
| 3.2 Pulso anômalo encontrado por Narkevic. | 35 |
| 3.3 Localização do pulso anômalo encontrado por Narkevic. | 36 |
| 3.4 O <i>Lorimer Burst</i> | 37 |
| 3.5 Burst anômalo nos 13 feixes do radiotelescópio de 64 m de Parkes | 38 |
| 3.6 Medida de dispersão DM em função da Latitude Galática | 40 |
| 3.7 Fontes contribuidoras para Medida de Dispersão DM | 41 |
| 3.8 Tempo de Escala de Espalhamento τ_S em função da Latitude Galática . | 43 |
| 3.9 Direção de alguns FRBs | 47 |
| | |
| 4.1 Região de construção do Projeto BINGO | 53 |
| 4.2 Projeto óptico | 54 |
| 4.3 Corneta do Projeto BINGO | 55 |
| 4.4 Testes da corneta no LIT - INPE | 56 |
| 4.5 Diagrama de Irradiação - LIT - INPE | 56 |
| 4.6 Polarímetro, <i>Magic Tees</i> e Guias de Onda | 57 |
| 4.7 Modelo do Radiômetro Simples do Projeto BINGO | 58 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.1 | Radiômetro Real | 60 |
| 5.2 | Radiômetro de Potência Total | 60 |
| 5.3 | Ganho de um Filtro | 63 |
| 5.4 | Perda de um Filtro | 65 |
| 5.5 | Calibração usando carga quente e fria | 69 |
| 6.1 | Antena e Radiômetro | 72 |
| 6.2 | Laboratório de Rádio - Divisão de Astrofísica - INPE | 73 |
| 6.3 | Antena e Radiômetro no campo de futebol do INPE | 73 |
| 6.4 | Espectro Dinâmico - Lab. de Rádio | 74 |
| 6.5 | Espectro Dinâmico - Campo de Futebol | 75 |
| 6.6 | Dados - Parte 01 | 78 |
| 6.7 | Dados - Parte 02 | 79 |
| 6.8 | Dados - Parte 03 | 80 |
| 6.9 | Dados - Parte 04 | 81 |
| 6.10 | Dados - Parte 05 | 82 |
| 6.11 | Dados - Parte 06 | 83 |
| 6.12 | Dados - Radiômetro Atenuado | 86 |
| 6.13 | Dados em detalhe - Radiômetro Atenuado | 86 |
| 7.1 | Modelo do Receptor Correlacionador do Projeto BINGO | 92 |
| B.1 | Ganho do modelo Inglês - SkyWorks - SWLNA01 | 112 |
| B.2 | Ganho do modelo Inglês - SkyWorks - SWLNA02 | 112 |
| B.3 | Perda de retorno do modelo Inglês SkyWorks - SWLNA01 | 113 |
| B.4 | Perda de retorno do modelo Inglês SkyWorks - SWLNA02 | 113 |
| B.5 | Banda do filtro Inglês EN1 | 114 |
| B.6 | Perda de retorno do Filtro Inglês EN1 | 114 |
| B.7 | Banda do filtro Inglês EN2 | 115 |
| B.8 | Perda de retorno do Filtro Inglês EN2 | 115 |
| B.9 | Banda do filtro Chinês CN1 | 116 |
| B.10 | Perda de retorno do filtro Chinês CN1 | 116 |
| B.11 | Banda do filtro Chinês CN2 | 117 |
| B.12 | Perda de retorno do filtro Chinês CN2 | 117 |
| B.13 | Banda do filtro Chinês CN3 | 118 |
| B.14 | Perda de retorno do filtro Chinês CN3 | 118 |
| B.15 | Banda do filtro Chinês CN4 | 119 |
| B.16 | Perda de retorno do filtro Chinês CN4 | 119 |

LISTA DE TABELAS

| | <u>Pág.</u> |
|---|-------------|
| 2.1 Dados Troposféricos | 28 |
| 2.2 Médias de Atenuação | 31 |
| 2.3 Médias de Temperatura | 31 |
| 3.1 Radiotelescópios e Detecções de FRB | 39 |
| 3.2 Valores aproximados de DM para diferentes regiões | 42 |
| 3.3 FRBs com <i>redshifts</i> conhecidos | 43 |
| 3.4 Medidas de Rotação RM para alguns FRB | 45 |
| 5.1 Ganho dos Amplificadores de Baixo Ruído | 62 |
| 5.2 Filtros | 64 |
| 6.1 Componentes Principais | 76 |
| 6.2 Dados Gerais | 83 |
| 6.3 Restrição dos Dados para cada Sequência | 84 |
| 6.4 Dados Tratados | 84 |
| 7.1 Componentes da Temperatura de Antena | 89 |
| 7.2 Expectativas de Detecção | 91 |
| A.1 Teorias parte I | 108 |
| A.2 Teorias parte II | 109 |

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

| | | |
|-----------|---|--|
| FRB | – | Fast Radio Burst |
| BINGO | – | BAO from Integrated Neutral Gas Observations |
| BAO | – | Oscilações Acústicas de Bárions |
| INPE | – | Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais |
| DM | – | Medida de Dispersão |
| AAMMDD | – | Data em ano/mês/dia |
| .JHHMM±DD | – | Ascensão reta e Declinação em J2000 |
| RCFM | – | Radiação Cósmica de Fundo em Microondas |
| SSA | – | Auto-absorção síncrotron |
| RM | – | Medida de Rotação |
| EM | – | Medida de Emissão |
| PSR | – | Pulsar |
| SN | – | Supernova |
| RRAT | – | Rotating radio transient |
| GRM | – | Gamma Ray Burst |
| SNR | – | Remanescente de Supernova |
| LMC | – | Grande Nuvem de Magalhães |
| SMC | – | Pequena Nuvem de Magalhães |
| MIP | – | Meio Interplanetário |
| MIS | – | Meio Interestelar |
| MIG | – | Meio Intergalático |
| RFI | – | Radio Frequency Interference |
| FWHM | – | Full Width at Half Maximum |
| LIT | – | Laboratório de Integração e Testes |
| WG5 | – | Tipo de Guia de Onda |
| S/R | – | Razão Sinal-Ruído |

LISTA DE SÍMBOLOS

| | | |
|--------------|---|--|
| S_ν | – | densidade de fluxo espectral |
| α | – | índice espectral |
| I_ν | – | intensidade específica |
| ν | – | frequência |
| Ω | – | ângulo sólido |
| h | – | constante de Planck |
| k | – | constante de Boltzmann ou número de onda |
| T_B | – | temperatura de brilho |
| λ | – | comprimento de onda |
| c | – | velocidade da luz no vácuo |
| τ_ν | – | atenuação específica |
| j_ν | – | coeficiente de emissão específica |
| α_ν | – | coeficiente de absorção específica |
| q_e | – | carga do elétron |
| m_e | – | massa do elétron |
| B | – | campo magnético |
| β | – | razão de velocidades v/c |
| μ | – | índice de refração |
| E | – | campo elétrico |
| ϵ | – | constante dielétricas |
| τ_S | – | tempo de espalhamento |
| z | – | redshift |
| g_l | – | longitude galáctica |
| g_b | – | latitude galáctica |
| M_\odot | – | massa solar |

SUMÁRIO

| | <u>Pág.</u> |
|--|-------------|
| 1 INTRODUÇÃO | 1 |
| 2 CONCEITOS DE RADIOASTRONOMIA | 3 |
| 2.1 Temperatura de brilho | 3 |
| 2.1.1 Temperatura de brilho e atenuação | 6 |
| 2.2 Emissão coerente e emissão incoerente | 7 |
| 2.3 Mecanismos de emissão | 9 |
| 2.3.1 Bremsstrahlung | 9 |
| 2.3.2 Cíclotron e síncrotron | 10 |
| 2.3.3 Radiação de curvatura | 12 |
| 2.3.4 Compton inverso | 12 |
| 2.3.5 Transições eletrônicas | 13 |
| 2.4 Efeitos de propagação nos meios interestelar e intergalático | 13 |
| 2.4.1 Medida de dispersão | 13 |
| 2.4.2 Rotação de faraday | 17 |
| 2.4.3 Espalhamento | 20 |
| 2.4.4 Cintilação | 23 |
| 2.5 Modelo de atmosfera | 23 |
| 2.5.1 Características das camadas | 24 |
| 2.5.2 Resultados do modelo | 28 |
| 3 FAST RADIO BURSTS - STATUS ATUAL | 33 |
| 3.1 História da descoberta dos FRB | 33 |
| 3.2 Propriedades observadas em FRBs | 39 |
| 3.2.1 Dispersão e espalhamento | 39 |
| 3.2.2 Rotação de faraday | 44 |
| 3.2.3 Coordenadas e distância | 47 |
| 3.3 O que origina um FRB? | 47 |
| 3.4 Modelos de progenitores de FRB | 48 |
| 3.4.1 Sistemas binários de estrelas de nêutrons e anãs brancas | 48 |
| 3.4.2 Estrela de nêutrons evoluindo para buracos negros | 48 |
| 3.4.3 Estrelas de nêutrons interagindo com cometas/asteroides | 49 |
| 3.4.4 Coalescências de buracos negros | 49 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.4.5 | Coalescências de estrelas de nêutrons | 49 |
| 3.4.6 | Coalescências de estrelas de nêutrons e anãs brancas | 49 |
| 3.4.7 | Coalescências de anãs brancas e buracos negros | 50 |
| 3.4.8 | Coalescências de anãs brancas | 50 |
| 3.4.9 | Relâmpagos de pulsares | 50 |
| 3.4.10 | Ondas de choque em magnetares | 50 |
| 3.4.11 | Pulsos gigantes de pulsares | 50 |
| 3.5 | Potencial científico de FRBs | 51 |
| 4 | O RADIOTELESCÓPIO BINGO | 53 |
| 5 | CARACTERIZAÇÃO DO PROTÓTIPO DE RADIÔMETRO DE POTÊNCIA TOTAL | 59 |
| 5.1 | Princípios de funcionamento de um radiômetro | 59 |
| 5.2 | O radiômetro de potência total | 60 |
| 5.2.1 | Ganho, Figura de ruído e perda de retorno | 61 |
| 5.3 | Caracterização dos componentes | 62 |
| 5.3.1 | Amplificadores | 62 |
| 5.3.2 | Filtros | 63 |
| 5.3.3 | Detector quadrático e integrador | 65 |
| 5.4 | Integração do radiômetro simples | 66 |
| 5.4.1 | Parâmetros de calibração | 67 |
| 6 | PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E DADOS | 71 |
| 6.1 | Montagem do receptor | 71 |
| 6.2 | Estimativa de ruídos | 76 |
| 6.3 | Aquisição e tratamento de dados | 76 |
| 7 | CONCLUSÃO | 89 |
| | REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 93 |
| | APÊNDICE A - MODELOS PARA PROGENITORES DE FAST RADIO BURSTS | 107 |
| A.1 | Legendas | 107 |
| | APÊNDICE B - ESPECIFICAÇÃO DOS COMPONENTES | 111 |
| B.1 | Legendas | 111 |
| B.2 | Amplificadores | 112 |
| B.3 | Filtros | 114 |

APÊNDICE C - ARQUIVO DE CONFIGURAÇÃO 121

1 INTRODUÇÃO

Descobertos em 2007 em uma revisão de dados de 2001 do radiotelescópio australiano de Parkes (64 m) (LORIMER et al., 2007), os *fast radio bursts* (FRB) são flashes de rádio extragaláticos de origem física até o momento desconhecida, com duração de dezenas de microssegundos até alguns segundos ($80\mu\text{s} \lesssim \Delta t \lesssim 5 \text{ s}$), alta densidade de fluxo ($0,04 \lesssim S \lesssim 160 \text{ Jy}$) e grandes medidas de dispersão DM (*dispersion measure*), de $100 \lesssim \text{DM} \lesssim 2500 \text{ cm}^{-3}\text{pc}$. Supondo que a DM observável dos FRBs é devida ao plasma intergaláctico e que os eventos progenitores de FRB irradiam isotropicamente, podemos estimar suas distâncias (ZHANG, 2018b), calculando um valor de temperatura de brilho T_B adequada à densidade de fluxo observada. As temperaturas de brilho podem chegar a $10^{35}K$, o que implica que a fonte é um emissor não-térmico coerente (KATZ, 2018). A nomenclatura dos FRB segue o padrão FRB AAMMDD, indicando ano, mês e dia, e .JHHMM±DD indicando ascensão reta e declinação em coordenadas J2000 quando necessário.

Os espectros de FRBs não são bem descritos por uma única lei de potência. Seus índices espectrais α ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) comportam-se de maneira muito diferente das fontes de rádio usuais ou processos astrofísicos não térmicos, comumente entre $-3 \lesssim \alpha \lesssim 0$. Um fato interessante relacionado a índices espectrais está presente no FRB121102, o primeiro FRB repetidor. O evento apresenta índices espectrais entre $-10 \lesssim \alpha \lesssim +14$ num intervalo de tempo de aproximadamente 5 minutos.

Muitas hipóteses vem sendo propostas para explicar as origens dos FRBs e uma explicação definitiva ainda é desconhecida. Os modelos os tratam como uma emissão explosiva de magnetares (estrelas de nêutrons cuja atividade é devida à dissipação de seu campo magnético), coalescências ou colapsos de objetos massivos, como buracos negros e estrelas de nêutrons, ou como eventos análogos aos pulsos gigantes observados em alguns pulsares de rádio (POPOV et al., 2018). Há muito espaço para avanços no entendimento das características da população de FRBs, possivelmente transformando esses objetos em uma nova ferramenta para sondar o meio intergaláctico ou testar teorias físicas fundamentais (WALTERS et al., 2018; YANG; ZHANG, 2016).

Até o momento (Janeiro de 2020), 109 FRBs foram detectados e confirmados (PETROFF et al., 2016a; PETROFF et al., 2016b). Entre eles, onze são recorrentes (SPITLER et al., 2014; AMIRI et al., 2019; FONSECA et al., 2020). Se estiverem isotropicamente distribuídos no céu e suas medidas de dispersão forem consideradas como sendo causadas pelo meio intergaláctico, a taxa de FRB deve ser de aproximadamente 1000

eventos por dia distribuídos no céu (BHANDARI et al., 2018; JAMES et al., 2019).

Para que o radiotelescópio BINGO (*Baryon acoustic oscillations from Integrated Neutral Gas Observations*), com sua configuração e design óptico com múltiplos feixes e plano focal muito grande ($\sim 300 m^2$), seja utilizado como um potencial detector de FRBs, deve haver uma cadeia de receptores de resolução espectral e temporal adequada, muito melhor do que o necessário para o mapeamento de Hidrogênio neutro proposto (WUENSCHÉ et al., 2018). Para obter a capacidade de resolver assinaturas espectrais e temporais de FRBs, a Colaboração BINGO estima que uma resolução temporal de $\sim 50 \mu s$ seja necessária.

Este trabalho propõe a construção de um protótipo de receptor de potência total (radiômetro simples) que pode ser utilizado como parte da cadeia de detecção do BINGO para observações de FRBs. Esta dissertação está organizada da seguinte forma: o Capítulo 2 aborda conceitos importantes para o estudo de radioastronomia; a história da descoberta dos FRBs, alguns modelos e potencialidades científicas estão no Capítulo 3. Na sequência, o cap. 4 descreve brevemente o radiotelescópio BINGO. A descrição do receptor é feita no Capítulo 5 e os testes, medidas e resultados no Capítulo 6. No Capítulo 7 encontram-se a conclusão deste trabalho e considerações sobre as possibilidades do radiotelescópio BINGO como um detector de FRBs.

2 CONCEITOS DE RADIOASTRONOMIA

A radioastronomia estuda fenômenos astronômicos na faixa de frequência que se estende desde dezenas de quilohertz à centenas de gigahertz, onde toda instrumentação pode ser detalhada admitindo que a informação chega sob a forma de ondas eletromagnéticas, não partículas. Além disso, vários fenômenos permitem o uso da aproximação de Rayleigh-Jeans do espectro de corpo negro, discutida na Seção 2.1. A seguir, são apresentados conceitos importantes para a compreensão de fenômenos estudados pela radioastronomia.

2.1 Temperatura de brilho

Seja I_ν a intensidade específica de determinada fonte, dada em $Wm^{-2}Hz^{-1}sr^{-1}$. A energia dE medida por um radiotelescópio por unidade de área dA por banda de frequência $d\nu$ por unidade de ângulo sólido $d\Omega$ é:

$$dE = I_\nu dA dt d\nu d\Omega . \quad (2.1)$$

No entanto, radioastrônomos utilizam o conceito de densidade de fluxo S_ν , em $Wm^{-2}Hz^{-1}$, dada por:

$$S_\nu = \int_{\Omega_{fonte}} I_\nu d\Omega . \quad (2.2)$$

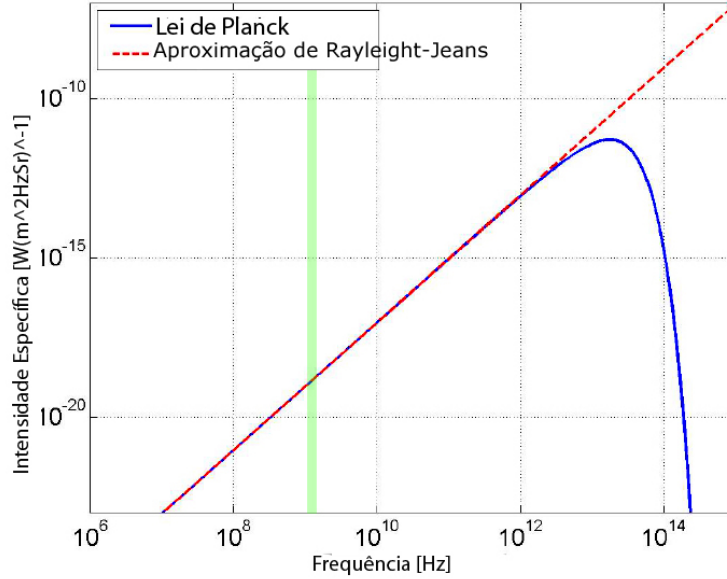
A densidade de fluxo S_ν produzido pela fonte pode ser integrado ao longo de uma banda de frequência $\Delta\nu$ para que o fluxo S incidente no telescópio seja calculado:

$$S = \int_\nu \int_{\Omega_{fonte}} I_\nu d\Omega d\nu . \quad (2.3)$$

Dessa forma, sabendo a intensidade específica podemos associá-la a uma temperatura. Essa associação pode ser feita pois, para ondas de rádio, os comprimentos de onda são tais que $h\nu \ll kT$, i.e., no domínio de Rayleigh-Jeans da distribuição de corpo negro, como visto na Figura 2.1. A Lei de Planck, que descreve um corpo negro, é dada por:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} . \quad (2.4)$$

Figura 2.1 - Radiação de Corpo negro para $T = 300$ K



Distribuição de Planck para um corpo negro de temperatura 300 K. A faixa verde representa a banda de $\sim 900 - 1300$ MHz.

Fonte: Colliander et al. (2002).

Expandindo o termo exponencial em série e utilizando os dois primeiros termos:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^n \frac{1}{n!} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}, \quad (2.5)$$

a intensidade específica se torna

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 k T_B}{c^2}, \quad (2.6)$$

onde T_B é a temperatura que um corpo negro deve ter para emitir uma intensidade específica I_ν , a chamada *temperatura de brilho*, utilizada como parâmetro de intensidade para fontes de rádio, inclusive quando a emissão não é térmica. Pode-se expressar a temperatura de brilho como

$$T_B = \frac{S\lambda^2}{2k\Omega}, \quad (2.7)$$

onde Ω é o ângulo sólido compreendido pela fonte, λ o comprimento de onda e k é a constante de Boltzmann.

O ângulo sólido Ω da fonte é dado por $\Omega = \pi R^2/D^2$, onde R é o raio da fonte e D a distância até a fonte observada. Vale notar que há uma restrição física para R : um evento de duração Δt deve apresentar um tamanho máximo, proporcional à velocidade da luz c . Neste caso, $2R \leq c\Delta t$, afinal a onda eletromagnética não pode viajar a uma velocidade maior que c . Dessa forma:

$$\Omega \leq \frac{\pi c^2 \Delta t^2}{4D^2}, \quad (2.8)$$

então, substituindo 2.8 em 2.7:

$$T_B \geq \frac{2}{k\pi} \frac{SD^2}{(\nu\Delta t)^2}. \quad (2.9)$$

A relação 2.9 associa um valor de temperatura de brilho a valores intrínsecos da fonte, como a densidade de fluxo e seu ângulo sólido. Popov et al. (2018) escreve a relação acima para unidades comuns em detecções de FRB:

$$T_B \approx 10^{35,8} K \left(\frac{S}{Jy} \right) \left(\frac{D}{Gpc} \right)^2 \left(\frac{\nu}{GHz} \frac{\Delta t}{ms} \right)^{-2}. \quad (2.10)$$

Jy na Equação 2.10 é uma unidade utilizada para densidades de fluxo específico em radioastronomia: o *Jansky*:

$$1 Jy = 10^{-26} Wm^{-2}Hz^{-1}. \quad (2.11)$$

A Equação 2.10 requer atenção especial. Além da restrição sobre R alterar-se caso a fonte se mova relativisticamente, as temperaturas de brilho para fenômenos como FRB atingem cerca de $T_B \approx 10^{35} K$ (KATZ, 2018), o que não significa que qualquer componente da fonte esteja fisicamente nessa faixa de temperatura cinética ou ainda emitindo partículas de energia $\approx kT_B$. Tais valores só implicam que a fonte é um irradiador coerente não-térmico, tópico tratado na Seção 2.2. Como exemplo, uma antena de rádio que emite uma potência de 50 kW em uma banda de frequência de 10 kHz, suficiente para transmissão de voz e música, apresenta uma temperatura de

brilho $T_B \approx 10^{24}$ K (KATZ, 2018).

2.1.1 Temperatura de brilho e atenuação

É importante compreender como a temperatura de brilho e a atenuação por um meio se relacionam quando $h\nu \ll kT$. Seja a Equação de transferência radiativa

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + F_\nu, \quad (2.12)$$

onde I_ν é a intensidade específica, τ_ν a atenuação específica do meio e F_ν a função fonte, dada por

$$F_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}, \quad (2.13)$$

onde j_ν e α_ν são os coeficientes de emissão e absorção específicas, respectivamente. Adotando F_ν constante, a solução da Equação 2.12 é:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + (1 - e^{-\tau_\nu})F_\nu. \quad (2.14)$$

O primeiro termo do lado direito da Equação 2.14 representa a atenuação de um sinal proveniente de uma fonte atrás do meio atenuante. O segundo termo representa a emissão produzida e atenuada pelo próprio meio atenuante. Como visto na Seção 2.1,

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 kT_B}{c^2}, \quad (2.15)$$

dessa forma, a Equação 2.14 pode ser escrita como:

$$T_{obs} = T_f e^{-\tau_\nu} + (1 - e^{-\tau_\nu})T_{meio}, \quad (2.16)$$

onde T_{obs} é a temperatura de brilho observada, T_f a temperatura de brilho da fonte que está atrás do meio atenuante e T_{meio} a temperatura do meio atenuante. Para o nosso caso, os meios atenuantes são os meios intergaláctico, interestelar, interplanetário e a atmosfera. A fonte que está atrás da atmosfera é a radiação cósmica de

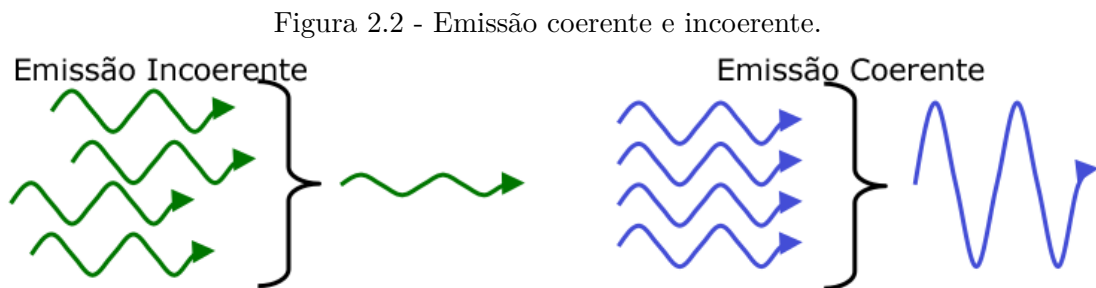
fundo. A Equação 2.16 pode ser reescrita como

$$T_{\text{céu}} = T_{RCFM}e^{-\tau\nu} + (1 - e^{-\tau\nu})T_{amb}, \quad (2.17)$$

onde $T_{\text{céu}}$ é a temperatura de brilho do céu, T_{RCFM} a temperatura da radiação cósmica de fundo em micro-ondas e T_{amb} a temperatura ambiente.

2.2 Emissão coerente e emissão incoerente

A emissão de radiação eletromagnética pode ser classificada como coerente ou incoerente. Esta propriedade está relacionada à medida da correlação entre as fases medidas em diferentes ondas. Contudo, a interferência construtiva de emissões coerentes é importante para o estudo deste trabalho, visto que altera a temperatura de brilho associada a tais emissões.



Do lado esquerdo, em verde, um exemplo de emissão incoerente. As ondas não apresentam correlação de fase, o que não gera aumento na potência irradiada. Em azul, do lado direito, emissão coerente: as concordâncias de fase podem aumentar a potência irradiada e, dessa forma, a temperatura de brilho medida.

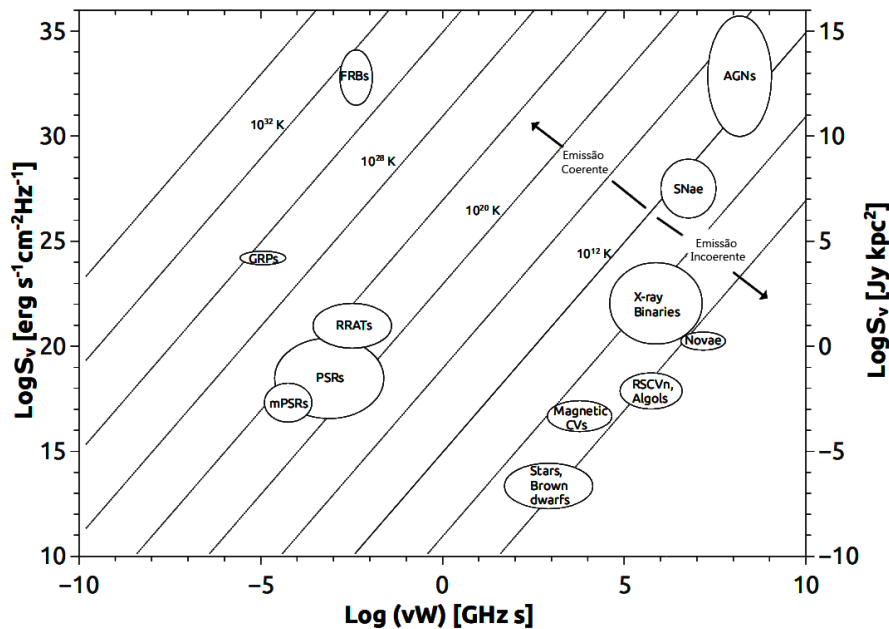
Fonte: Produção do autor.

A Figura 2.2 mostra como a emissão coerente pode afetar a medida da potência irradiada. Para uma única partícula, a potência irradiada é $\propto q^2$ (RYBICKI; LIGHTMAN, 1985), onde q é o valor da carga da partícula. Contudo, se há N cargas iguais se movendo em grupo, elas emitem como se fossem uma única carga, onde a potência observada é $\propto N^2q^2$. Popov et al. (2018) citam alguns fenômenos que podem produzir coerência, como reconexão magnética, frenagem magnética, masers, entre outros. Quando as fases dos campos eletromagnéticos produzidos por partículas individuais

estão em fase a temperatura de brilho pode atingir valores tão grandes ou maiores que 10^{35} K (BHAT et al., 2008). Já uma emissão incoerente é produzida quando não há concordância de fase, como por exemplo, em uma soma de diversos processos radiativos aleatórios. Porém, conforme a temperatura de uma região aumenta, o processo *Compton inverso* retira energia de forma eficaz da mesma, limitando a temperatura de brilho de uma fonte incoerente em 10^{12} K (KELLERMANN; PAULINY-TOTH, 1969).

A Figura 2.3 mostra características de diversos transientes em um espaço de fase¹. Uma discussão mais abrangente sobre o plano de fase de transientes é encontrada em Cordes et al. (2004).

Figura 2.3 - Transientes no plano $S_\nu - \nu W$.



Espaço de alguns fenômenos transientes, onde W é a duração do evento e L_ν o fluxo específico. As linhas representam isotérmicas de temperatura de brilho T_b . São mostrados pulsares (PSR), *rotating radio transients* (RRATs), pulsares de milissegundo (mPSR), pulsos gigantes de pulsares (GRP), núcleos ativos de galáxias (AGN), supernovas (SN), binárias de raio-X (X-ray binaries), Variáveis RS Canum Venaticorum e estrelas Algol (RSCVs, Algols), variáveis cataclísmicas magnéticas (magnetic CVs), estrelas da sequência principal (Main sequence) e anãs marrons.

Fonte: Popov et al. (2018).

¹Espaço de fase é o espaço onde todas as possibilidades de um sistema estão representados e cada ponto representa um único estado. Neste caso, estados de fenômenos transientes.

Existem diversos fenômenos que apresentam temperaturas de brilho superiores a 10^{12} K, o que indica irradiadores coerentes. Para que se possa estabelecer modelos para tais fenômenos astrofísicos, deve-se compreender a informação que a radiação eletromagnética carrega da fonte, encontrando mecanismos físicos que justifiquem as características observadas. A seguir, são brevemente apresentados alguns desses mecanismos.

2.3 Mecanismos de emissão

2.3.1 Bremsstrahlung

A tradução livre de bremsstrahlung é *radiação de frenagem*, ou *radiação de freiamento*, embora também seja conhecida como emissão livre-livre. Este mecanismo de emissão ocorre quando um elétron livre é defletido por campos coulombianos. Essa deflexão causa uma desaceleração do elétron e a emissão de um fóton. A densidade de fluxo $S(\nu, T)$ de uma fonte esférica de plasma de H (Hidrogênio) para densidades numéricas de elétrons e de íons iguais, $n_i = n_e$, é dada por:

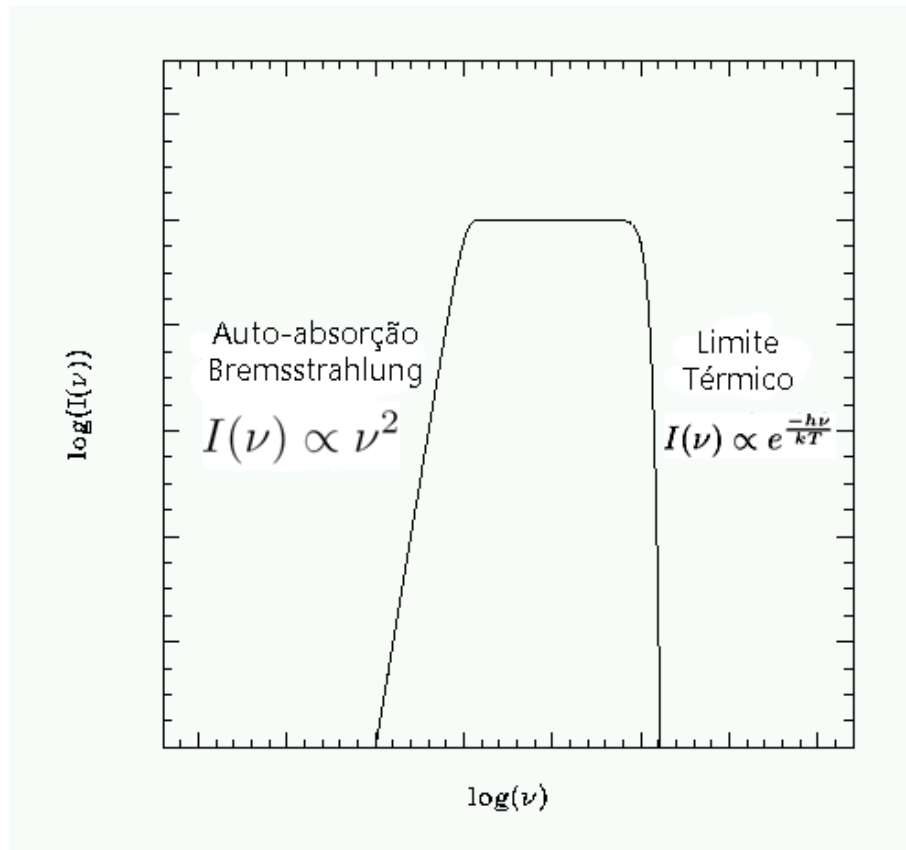
$$S(\nu, T) = 6,8 \times 10^{-51} g(\nu, T) \frac{e^{-h\nu/kT}}{T^{1/2}} n_e^2 \frac{R}{3\pi} \Omega, \quad (2.18)$$

medida em $Wm^{-2}Hz^{-1}$, onde $g(\nu, T)$ é o fator de Gaunt. Um tratamento rigoroso pode ser encontrado em [Bradt \(2008\)](#).

O índice espectral² para a radiação bremsstrahlung pode ser visto na [Figura 2.4](#).

²Índice espectral α de uma fonte mede a dependência da densidade de fluxo de uma fonte em relação à frequência, seguindo a relação $S_\nu \propto \nu^\alpha$.

Figura 2.4 - Densidade de fluxo em função da frequência para emissão Bremstrahlung.



Comportamento da intensidade específica em função da frequência para emissão bremsstrahlung no gráfico log-log. O platô ocorre quando $h\nu \sim kT$.

Fonte: Chris Flynn, (2013).

2.3.2 Cíclotron e síncrotron

Partículas aceleradas por campos magnéticos irão emitir radiação. Para velocidades não-relativísticas a frequência da emissão é simplesmente a frequência de giro da partícula no campo magnético, ν_{cic} , e é chamada de radiação cíclotron (RYBICKI; LIGHTMAN, 1985):

$$\nu_{cic} = \frac{q_e B_0}{2\pi m_e c}, \quad (2.19)$$

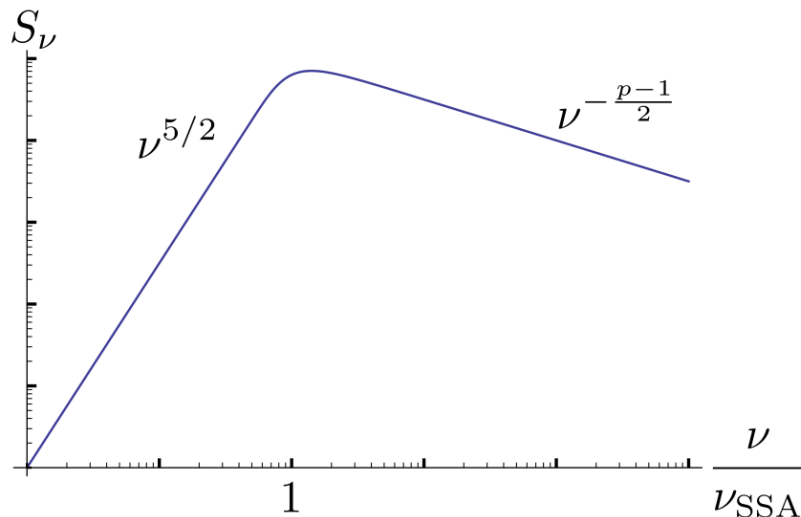
onde q_e e m_e são a carga e massa do elétron, respectivamente, e B_0 é o módulo do campo magnético agindo sobre o elétron. Quando as partículas têm velocidades

relativísticas, o espectro de frequências é mais complexo e pode se estender até frequências muitas vezes maiores que a frequência de giro da partícula no campo magnético. Nesse caso a emissão é chamada de síncrotron. A frequência dominante do espectro eletromagnético detectado pelo observador é (RYBICKI; LIGHTMAN, 1985):

$$\nu_{syn} = \frac{q_e B_0}{2\pi m_e} \left(\frac{U}{m_e c^2} \right)^2 \text{sen } \phi, \quad (2.20)$$

sendo U a energia total do elétron e ϕ o ângulo entre a velocidade do elétron e o campo B_0 , conhecido como *pitch angle*. O índice espectral para radiação síncrotron se comporta, de maneira geral, de acordo com a Figura 2.5. A letra p na imagem é definida como o índice de distribuição de partículas em função da energia, onde $N(E) \propto E^{-p}$, sendo E a energia de determinada população. O processo pode tanto emitir quanto reabsorver radiação: para frequências mais baixas o processo de auto-absorção é dominante e de índice espectral $\sim 2,5$. O ponto de inflexão $\nu = \nu_{SSA}$ está no regime de transição para frequências onde o processo de emissão é dominante. Em suma, o lado esquerdo representa uma região opticamente espessa e o lado direito uma região opticamente fina

Figura 2.5 - Densidade de fluxo x Frequência para emissão Síncrotron.



Distribuição logarítmica de densidade de potência irradiada em relação a $\log \nu/\nu_{SSA}$, onde SSA se refere à auto-absorção síncrotron (*Synchrotron self-absorption*).

Fonte: Gentry (2014).

Há também o processo chamado de girossíncrotron, que descreve a emissão para fatores de Lorentz entre $1 < \gamma \leq 5$. Os detalhes desse mecanismo intermediário aos processos cíclotron e síncrotron encontram-se em [Ginzburg et al. \(1966\)](#) e [Ramaty \(1969\)](#).

2.3.3 Radiação de curvatura

Para radiação síncrotron e cíclotron, assumimos que a componente da velocidade do elétron paralela ao campo magnético não se altera e que o movimento da partícula pode ser considerado helicoidal. No entanto, se as linhas de campo magnético se curvarem significativamente o movimento do elétron seguirá as linhas, fazendo com que os elétrons experimentem uma aceleração e, portanto, irradiem. Essa radiação é chamada de radiação de curvatura. Em geral, a radiação de curvatura é fraca em comparação à radiação síncrotron, mas se os elétrons tiverem energia muito alta e se moverem em grupos menores que o comprimento de onda da radiação, cada grupo irradia coerentemente, como visto na Seção 2.2. Caso a velocidade do elétron seja próxima da velocidade da luz, a frequência efetiva dessa emissão é dada por ([OCHELKOV; USOV, 1980](#)):

$$\nu = \frac{\gamma^3 v_e}{2\pi r_c}, \quad (2.21)$$

onde r_c é o raio de curvatura do campo magnético e γ o fator de Lorentz.

2.3.4 Compton inverso

Enquanto o efeito Compton ocorre quando um fóton interage com a matéria, ocasionando uma perda de energia por parte do fóton, o efeito Compton inverso ocorre quando partículas ultrarrelativísticas, como elétrons, interagem com fótons e, ao invés de ganharem energia destes, cedem parte de sua energia e espalham os fótons em energias significativamente maiores, como raios-X e raios- γ . A emissividade espectral por unidade de volume integrada em todas as frequências é dada por ([BRADT, 2008](#)):

$$j = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 n_e u_{fóton}, \quad (2.22)$$

sendo $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-29} \text{ m}^{-2}$ a Seção de choque de Thomson, $\beta = v/c$, γ o fator de Lorentz e $u_{fóton} = n_{fóton} h \bar{\nu}$ a densidade de energia média dos fótons interagindo

com os elétrons.

2.3.5 Transições eletrônicas

Elétrons ligados a um átomo apresentam níveis discretos de energia. Quando um elétron está excitado e decai para um nível de energia menor, seja em um átomo ou molécula, emite radiação eletromagnética. Os Capítulos 10 e 11 do livro [Rybicki e Lightman \(1985\)](#) apresentam um formalismo adequado para o cálculo desses níveis de energia.

Além de mecanismos de emissão, é importante saber como a radiação eletromagnética interage com o meio entre a fonte e o observador. Essa interação altera algumas características da radiação eletromagnética e pode servir tanto para descrever o meio onde as ondas se propagam quanto para mascarar a informação proveniente da fonte observada. Algumas dessas interações são importantes para a descrição de FRBs e são tratadas a seguir.

2.4 Efeitos de propagação nos meios interestelar e intergalático

Enquanto a radiação eletromagnética se propaga pelo Universo, ela interage com o meio. A seguir, as interações relevantes para o estudo de FRBs serão abordadas.

2.4.1 Medida de dispersão

Para se compreender o efeito de dispersão das ondas eletromagnéticas são necessários alguns conceitos prévios. Primeiramente, devemos frisar que ondas eletromagnéticas não são monocromáticas, o que gera superposição e a formação de modulações em sua propagação. Considere a superposição de duas ondas planas:

$$f(kx - \omega t) = \cos(k_1x - \omega_1t) + \cos(k_2x - \omega_2t), \quad (2.23)$$

onde k e ω são o número de onda e a frequência angular, respectivamente. A Equação 2.23 pode ser reescrita,

$$f(kx - \omega t) = 2\cos\left(\frac{\Delta k}{2}x - \frac{\Delta\omega}{2}t\right)\cos(\bar{k}x - \bar{\omega}t) = A(x, t)\cos(\bar{k}x - \bar{\omega}t), \quad (2.24)$$

sendo $\bar{\omega} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, $\bar{k} = \frac{k_1 + k_2}{2}$, $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ e $\Delta k = k_1 - k_2$.

A onda resultante $A(x, t)\cos(\bar{k}x - \bar{\omega}t)$ apresenta um número de onda e uma velocidade angular que são as médias dos números de onda e velocidades angulares das ondas que a originaram. A velocidade de fase dessa onda é dada por

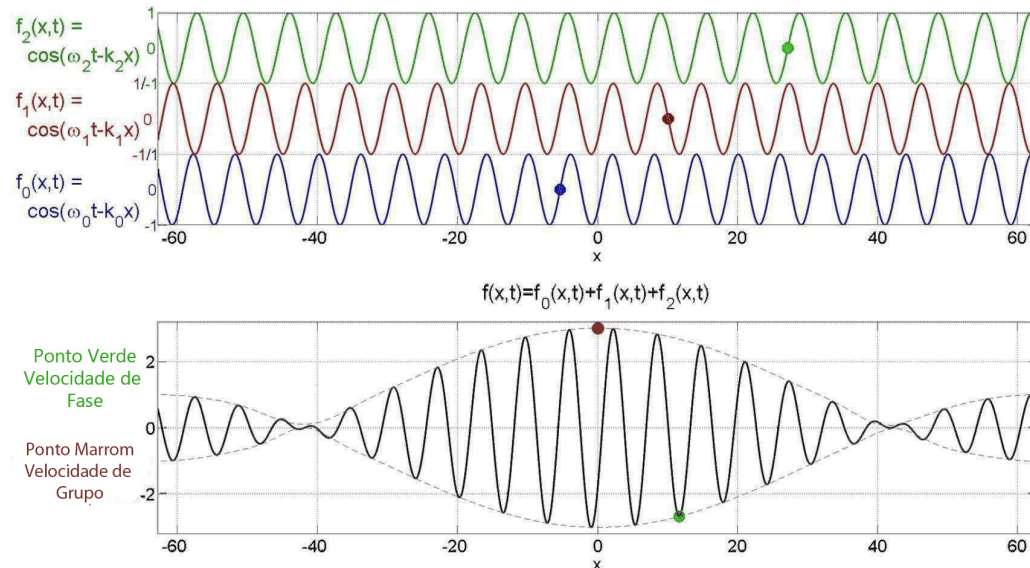
$$v_p = \frac{\bar{\omega}}{\bar{k}}. \quad (2.25)$$

A amplitude $A(x, t)$ é modulada e apresenta uma velocidade dada por

$$v_g = \frac{\frac{\Delta\omega}{2}}{\frac{\Delta k}{2}} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}. \quad (2.26)$$

Essa é a velocidade do envelope das ondas, também chamada de velocidade de grupo, como pode ser visto na Figura 2.6.

Figura 2.6 - Velocidade de Fase e Velocidade de Grupo



As três ondas, $f_0(x, t)$, $f_1(x, t)$ e $f_2(x, t)$ são superpostas, gerando a onda $f(x, t)$. Estão indicados pontos de referência para a velocidade de fase, em verde, e velocidade de grupo, em marrom

Fonte: Produção do autor.

Além das definições de velocidade de grupo e fase é necessário saber como essas velocidades podem ser alteradas pelo meio, neste caso, o plasma frio² do Meio Interestelar (MI). O índice de refração de um plasma frio é dado por:

$$\mu = \left[1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.27)$$

onde ν é a frequência da onda e ν_p é a frequência de plasma, dada por

$$\nu_p = \left(\frac{q_e^2 n_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \simeq 8,5 \text{ kHz} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^{1/2}, \quad (2.28)$$

onde n_e é a densidade eletrônica, que para o meio interestelar é tipicamente $n_e = 0,03 \text{ cm}^{-3}$. A Equação 2.27 mostra que se $\nu \leq \nu_p$, o índice de refração μ torna-se imaginário e a amplitude da onda incidente diminui exponencialmente. A onda não se propaga no meio.

Para o caso em que $\nu > \nu_p$, a velocidade de fase é dada por:

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\mu}, \quad (2.29)$$

enquanto a velocidade de grupo é

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c \left[1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.30)$$

A Equação 2.30 relaciona a velocidade de grupo, a frequência da onda que se propaga no plasma e a frequência do plasma. A interação da radiação com o plasma do MI dispersa as frentes de onda, i.e., como cada frequência viaja a uma determinada velocidade, existem atrasos na chegada das ondas ao observador. Seja Δt a diferença entre o tempo de chegada de uma onda que se propaga no vácuo em relação a uma se propagando no plasma frio do MI, emitida por uma fonte a uma distância d , para $\nu \gg \nu_p$, temos:

²Um plasma frio é aquele em que a temperatura cinética dos íons pode ser ignorada e considera-se somente a força elétrica atuante nas partículas

$$\Delta t = \left(\int_0^d v_g^{-1} dl - \frac{d}{c} \right) \approx \frac{1}{c} \int_0^d \left(1 + \frac{\nu_p^2}{2\nu^2} \right) dl - \frac{d}{c} = \frac{q_e^2}{2\pi m_e c} \frac{\int_0^d n_e dl}{\nu^2}, \quad (2.31)$$

onde

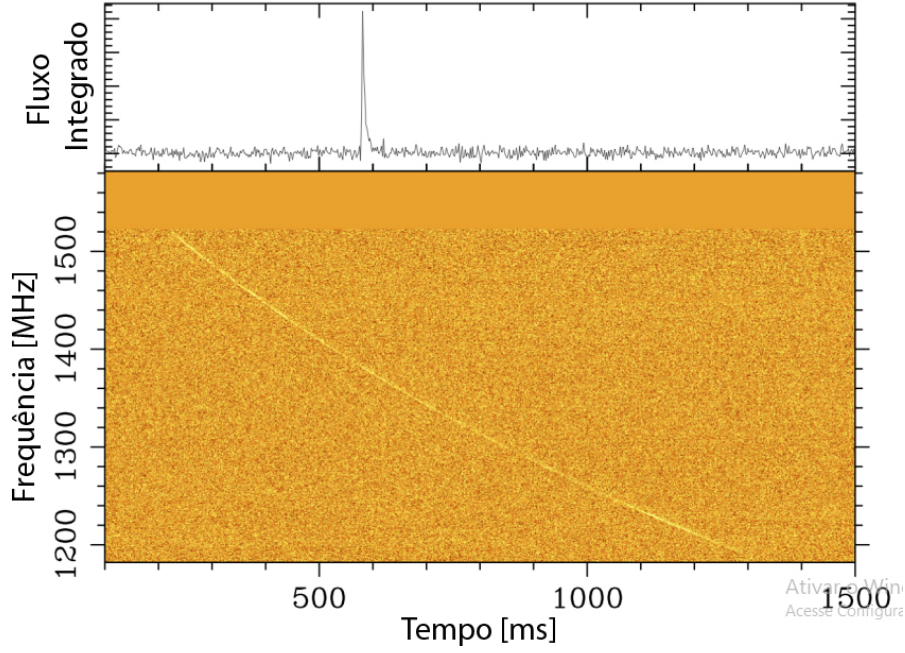
$$DM = \int_0^d n_e dl \quad (2.32)$$

é a medida de dispersão. [Caleb \(2017\)](#) rearranja a Equação 2.31 da seguinte forma:

$$\left(\frac{\Delta t}{s} \right) \approx \frac{q_e^2}{2\pi m_e c} \left(\frac{DM}{pc \text{ cm}^{-3}} \right) \left[\left(\frac{\nu_{menor}}{GHz} \right)^{-2} - \left(\frac{\nu_{maior}}{GHz} \right)^{-2} \right], \quad (2.33)$$

onde o atraso em segundos é medido em função de duas frequências, uma ν_{maior} e outra ν_{menor} . A Figura 2.7 exemplifica a dispersão utilizando o FRB110220.

Figura 2.7 - Dispersão no FRB 110220



Embaixo, espectro dinâmico (waterfall) do FRB110220. O espectro dinâmico é composto por espectros em diversas frequências. Este revela uma dependência do tempo de chegada do pulso em função de ν^{-2} , como previsto pela Equação 2.33. Em cima, os espectros do gráfico abaixo tem a dispersão corrigida e o pulso é integrado. As abscissas dos dois gráficos estão em milissegundos e não representam os mesmos intervalos de tempo, apenas a mesma escala.

Fonte: Petroff (2017).

2.4.2 Rotação de faraday

Outro fenômeno importante para a caracterização de FRBs é a rotação de Faraday, fenômeno que ocorre quando o plasma frio possui um campo magnético, tal que o campo magnético B_0 do plasma é muito maior que o campo magnético da onda que se propaga. Seja a Equação de movimento de um elétron no plasma dada por

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -q_e \vec{E} - \frac{q_e}{c} \vec{v} \times \vec{B}_0. \quad (2.34)$$

Para uma onda senoidal de polarização circular, $\vec{E}(t)$ é dado por:

$$\vec{E}(t) = \vec{E} e^{-i\omega t} (\vec{\epsilon}_1 \mp i\vec{\epsilon}_2), \quad (2.35)$$

Como a onda de polarização circular descrita pela Equação 2.35 é uma combinação de duas ondas, os ϵ representam as constantes dielétricas de cada uma. O sinal negativo representa uma polarização circular para a direita e o positivo uma polarização circular para a esquerda. Seja B_0 fixo e dado por:

$$\vec{B}_0 = B_0 \epsilon_3, \quad (2.36)$$

temos que substituindo 2.35 e 2.36 em 2.34 e utilizando 2.19 e 2.28 encontramos uma Equação para a constante dielétrica ϵ (RYBICKI; LIGHTMAN, 1985):

$$\epsilon_{R,L} = 1 - \frac{\nu_p^2}{\nu(\nu \pm \nu_B)}, \quad (2.37)$$

onde R (*right*) e L (*left*) correspondem aos sinais positivo e negativo respectivamente. Como a constante dielétrica é diferente, essas ondas terão velocidades de propagação diferentes. Como uma onda plano-polarizada nada mais é que a superposição de uma onda polarizada circularmente para direita e outra para esquerda, o plano não se manterá constante: ele será rotacionado. Esse fenômeno é chamado de rotação de Faraday.

O ângulo de fase ϕ na qual o vetor campo elétrico de uma onda circularmente polarizada faz com a distância d de propagação é encontrado através de $\vec{k} \cdot \vec{d}$. Caso o número de onda não seja constante o ângulo é dado por

$$\phi_{R,L} = \int_0^d k_{R,L} dl \quad (2.38)$$

onde

$$k_{R,L} = \frac{2\pi\nu}{c} \sqrt{\epsilon_{R,L}}. \quad (2.39)$$

Para uma onda plano-polarizada rotacionada por um ângulo $\Delta\theta = \frac{|\phi_R - \phi_L|}{2}$:

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \int_0^d (k_R - k_L) dl, \quad (2.40)$$

ou ainda

$$\Delta\theta = \frac{1}{2\pi} \frac{q_e^3}{m_e^2 c^2 \nu^2} \int_0^d n_e B_{\parallel} dl. \quad (2.41)$$

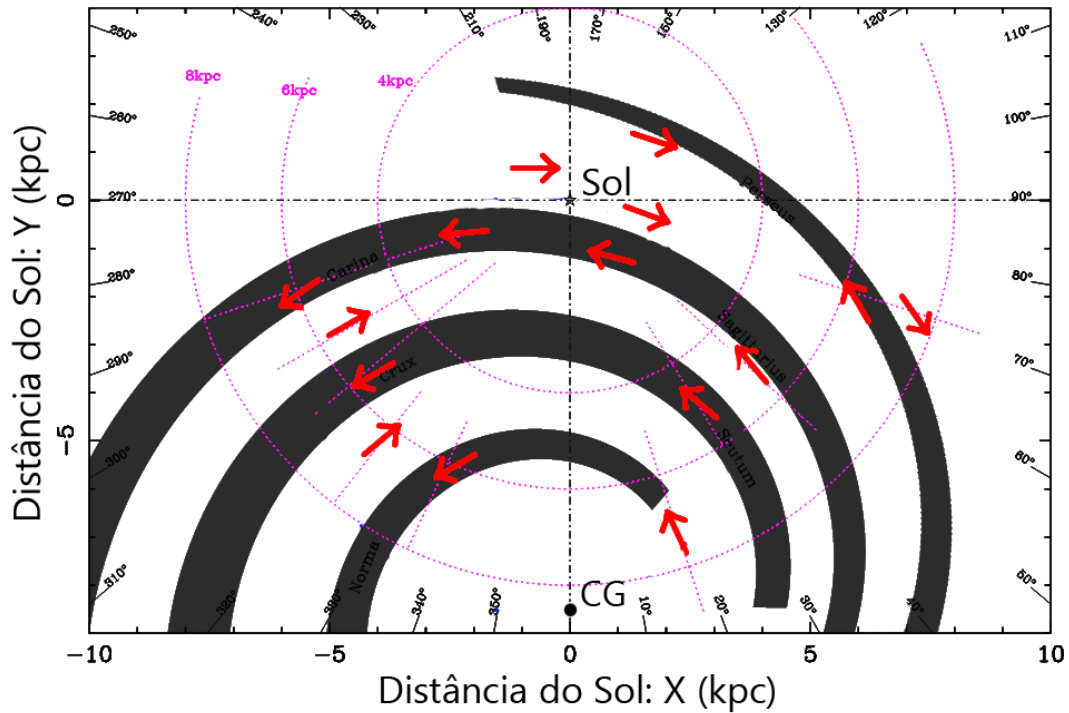
Como $\Delta\theta$ varia com a frequência mesmo sob a mesma linha de visada, pode-se avaliar a integral

$$RM = \int_0^d n_e B_{\parallel} dl, \quad (2.42)$$

onde RM vem de *rotation measure* e B_{\parallel} é o campo magnético paralelo à linha de visada. Medidas de RM em diversas frequências possibilitam estabelecer um limite mínimo para a magnitude dos campos magnéticos.

Análises de medida de dispersão e rotação de Faraday possibilitam o mapeamento de campos magnéticos, como visto na Figura 2.8. No que diz respeito a FRB, ambas medidas servem para caracterizar distâncias e os meios de propagação e emissão.

Figura 2.8 - Campos magnéticos galácticos



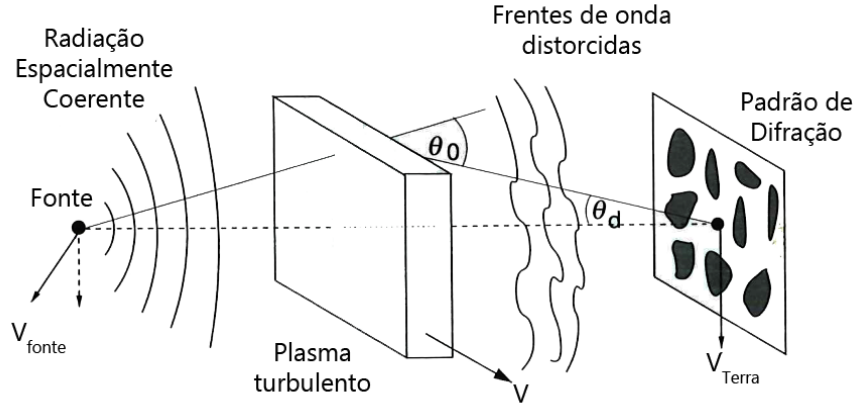
Padrão global de campos magnéticos (setas vermelhas) medidos através de dispersão e rotação de Faraday de pulsares. Han et al. (2006) propõe que os campos magnéticos dos braços espirais sejam anti-horários e nas regiões entre os braços, incluindo a região do Sistema Solar, horários.

Fonte: Han et al. (2006).

2.4.3 Espalhamento

Enquanto o sinal se propaga pode encontrar partes turbulentas do meio interestelar ou intergaláctico, sofrendo espalhamento. Esse espalhamento é visto como um decaimento exponencial em fenômenos transientes rápidos, como pulsares e FRBs. O modelo mais simples que descreve esse efeito é o que assume que todas as inhomogeneidades que distorcem a onda observada consistem em variações da densidade eletrônica n_e numa camada de largura a , como visto na Figura 2.9, a meia distância entre a fonte e o observador (LORIMER et al., 2005).

Figura 2.9 - Modelo de Turbulências para os Meios Interestelar e Intergalático



Inicialmente coerente, a radiação atravessa a camada de irregularidades e é distorcida. A onda é flexionada por um ângulo θ_0 , alargando a imagem para um raio θ_d .

Fonte: Lorimer et al. (2005).

As inhomogeneidades da camada que provocam alterações na fase do sinal são dadas por:

$$\delta\phi \approx \frac{2q_e^2}{m_e c} \frac{a\Delta n_e}{\nu}. \quad (2.43)$$

Após percorrer uma distância d , a frente de onda atravessa um total de d/a irregularidades, que resulta em uma variação rms na fase:

$$\Delta\Phi \approx \sqrt{\frac{d}{a}} \delta\phi = \frac{2q_e^2}{m_e c} \frac{\Delta n_e \sqrt{ad}}{\nu}. \quad (2.44)$$

Esse efeito pode ser visto como um desvio da frente de onda de um ângulo θ_d :

$$\theta_d = \frac{\theta_0}{2} \approx \frac{q_e^2}{2\pi m_e} \frac{\Delta n_e}{\nu^2} \sqrt{\frac{d}{a}}, \quad (2.45)$$

que resulta em um atraso das ondas que chegam ao observador por θ_d . Lorimer et al. (2005) demonstra que

$$I(t) \propto \exp \left[\frac{-c\Delta t}{\theta_d^2 d} \right] \equiv e^{-\Delta t/\tau_S}, \quad (2.46)$$

onde

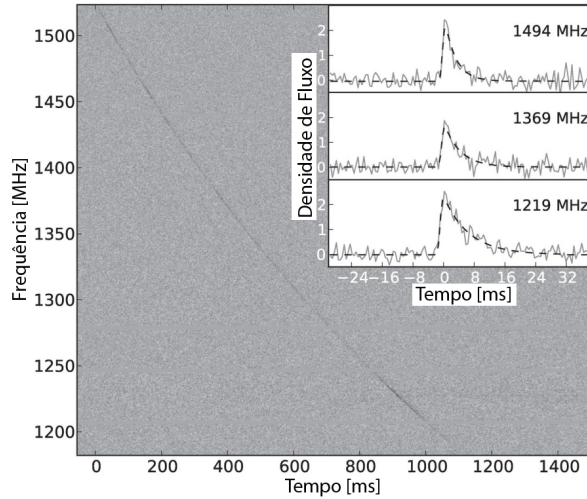
$$\tau_S = \frac{\theta_d^2 d}{c} = \frac{q_e^4}{4\pi^2 m_e^2} \frac{\Delta n_e^2}{a} d^2 \nu^{-4}. \quad (2.47)$$

Como resultado, todo pulso medido na Terra apresenta um lado exponencial em função da escala de tempo τ_S e uma forte dependência em frequência, $\tau_S \propto \nu^{-4}$. Da Equação 2.47 também pode se notar a relação $\tau_S \propto EM$, onde EM é a medida de emissão, dada por:

$$EM = \int_0^d n_e^2 dl. \quad (2.48)$$

A Figura 2.10 mostra um exemplo da forte dependência do espalhamento com a frequência.

Figura 2.10 - Espalhamento no FRB110220



Ao fundo, em tons de cinza, o espectro dinâmico do FRB110220. Os três espectros no canto superior direito são para diferentes frequências. Quanto menor a frequência, mais alargado o perfil do pulso, evidenciando a dependência do espalhamento com a frequência.

Fonte: Petroff (2017).

2.4.4 Cintilação

Utilizando as mesmas aproximações feitas na Seção 2.4.3, os sinais recebidos em um instante de tempo τ_S apresentam diferenças de fase dados por $\delta\phi \approx 2\pi\nu\tau_S$. Tal padrão é mostrado do lado mais à direita da Figura 2.9. Esse padrão de interferências construtivas e destrutivas ainda se movem em função das velocidades da fonte, do meio que espalha a radiação e do observador, i.e., as variações de brilho causadas pela interferência dependem de velocidades relativas. Dessa forma, pode-se estabelecer uma condição para que haja interferência:

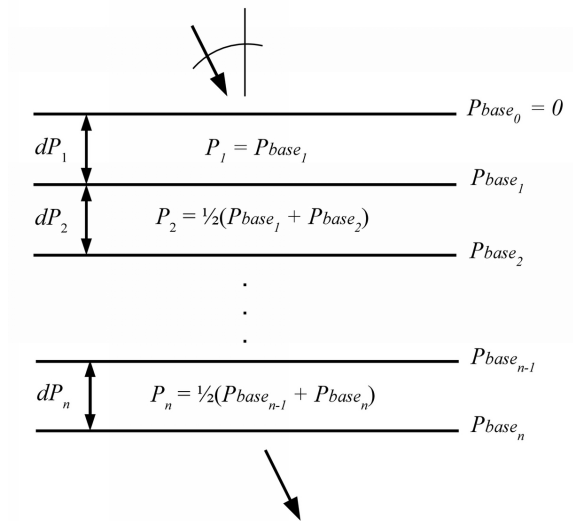
$$2\pi\Delta\nu\tau_S \approx \delta\phi \implies \Delta\nu \propto \frac{1}{\tau_S} \propto \nu^4. \quad (2.49)$$

A cintilação ocorre tipicamente em dois regimes: difrativo e refrativo. Cintilação difrativa é causada por turbulências em escalas da ordem de $10^7 - 10^8$ m e as flutuações de intensidade ocorrem em escalas de tempo curto, da ordem de segundos ou minutos. Já a cintilação refrativa é causada por turbulência em escalas da ordem de $10^{11} - 10^{12}$ m e se manifestam em variações que duram de horas a dias (PETROFF, 2016). Rickett (1977) faz um estudo mais abrangente da cintilação.

2.5 Modelo de atmosfera

Para qualquer telescópio instalado na superfície da Terra é importante saber como a atmosfera afeta a observação. Neste trabalho é utilizado um modelo para investigar o efeito da atmosfera na banda de observação do BINGO (980 - 1260 MHz). O modelo utilizado neste trabalho estratifica a atmosfera em diversas camadas plano-paralelas ao solo, como visto na Figura 2.11. Cada camada é tratada como um meio turbulento que previne a separação de moléculas pesadas e leves pela gravidade, formando uma mistura em equilíbrio hidrostático. Esse modelo representa bem a atmosfera até uma altitude de 100 km. No entanto, este trabalho limita-se a estratificar apenas a região da troposfera (até ~ 16 km de altitude), parte da atmosfera que contribui significativamente para a atenuação na banda de frequência entre 980 e 1260 MHz devido à concentração de diversos gases, principalmente o vapor de água.

Figura 2.11 - Modelo de Camadas



Representação do modelo utilizado pelo *am Atmospheric Model*. A camada superior sempre inicia a uma pressão de 0 mbar. A Figura também mostra como a pressão de cada camada é calculada em função das pressões entre cada camada.

Fonte: Paine (2018).

Este é o modelo proposto pelo programa *am Atmospheric Model* (PAINE, 2018), uma ferramenta de cálculos de transferência radiativa que é utilizada neste trabalho para calcular a atenuação atmosférica τ e a temperatura de brilho T_B da atmosfera.

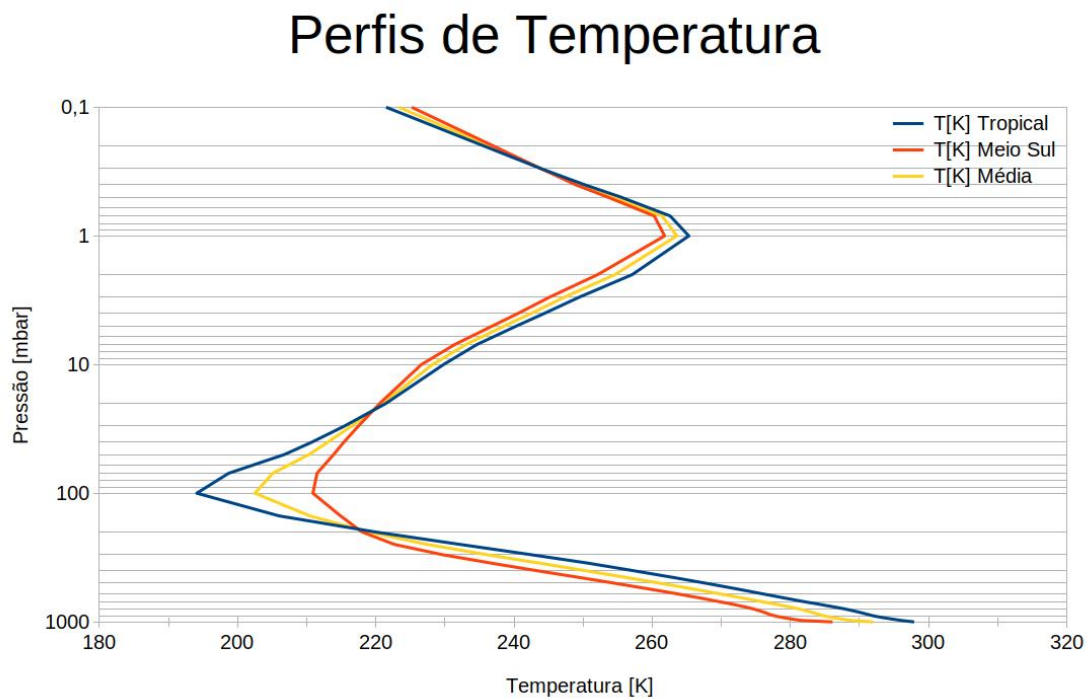
2.5.1 Características das camadas

Cada camada é caracterizada dentro de um arquivo de configuração por um nome, uma medida de pressão, uma medida de temperatura, uma mistura de diversas moléculas, como os isótopos de CH_4 , CO , CO_2 , N_2O , além de razões de mistura volumétricas de água e ozônio. O arquivo de configuração completo encontra-se no apêndice C.

Os dados de temperatura, pressão e as razões de mistura volumétricas da água e do ozônio utilizados para criar o arquivo de configuração foram obtidos através de uma média simples de perfis conhecidos e disponíveis no *cookbook* do programa. Os perfis são os denominados tropical, para a faixa de latitude entre 23° Norte e 23° Sul, e meio-sul, para a faixa de latitude entre 23° Sul e 66° Sul. Os dados são reproduzidos nas Figuras 2.12, 2.13 e 2.14. Estes perfis foram derivados da reanálise dos dados do projeto MERRA2, da Nasa (RIENECKER et al., 2011; MOLOD et al., 2015), levando em

conta o período de 2006 a 2016. Mais detalhes sobre as distribuições da troposfera podem ser vistos na Tabela 2.1.

Figura 2.12 - Perfis de Temperatura

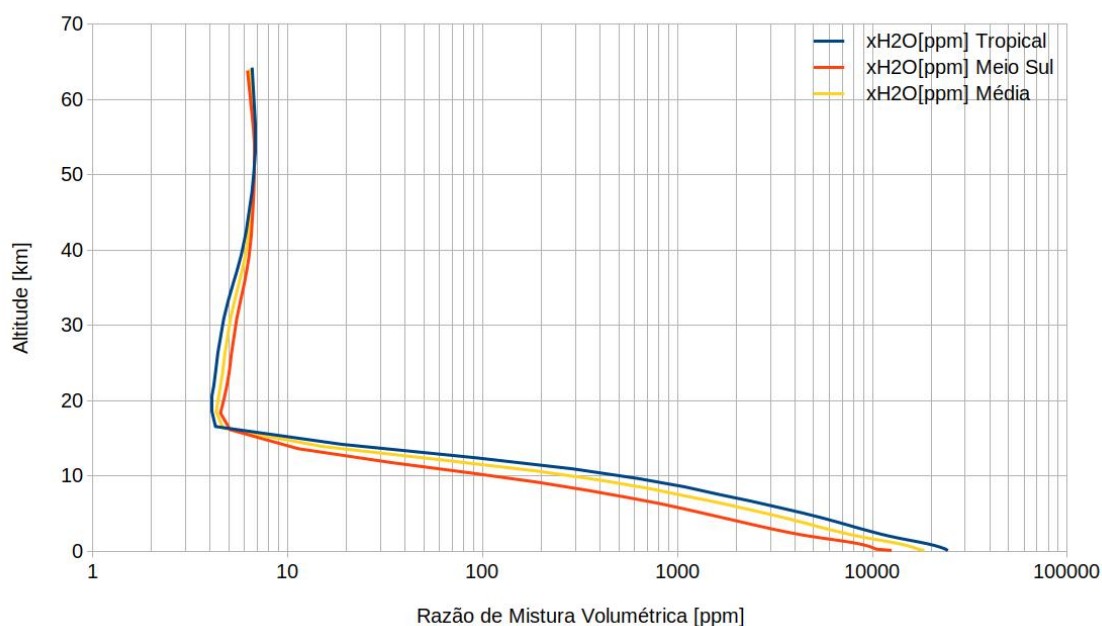


Perfis de temperatura da atmosfera em função da pressão. Para pressões maiores que 1000 mbar até 100 mbar (~ 16 km), a camada atmosférica é denominada troposfera. De 100 mbar até aproximadamente 1 mbar, a camada é chamada de estratosfera (de ~ 16 km a ~ 50 km) e de 1 mbar até 0,1 mbar (de ~ 50 km a ~ 64 km) é chamada de mesosfera.

Fonte: Produção do autor.

Figura 2.13 - Perfis de distribuição de água

Perfis de Água (H₂O)

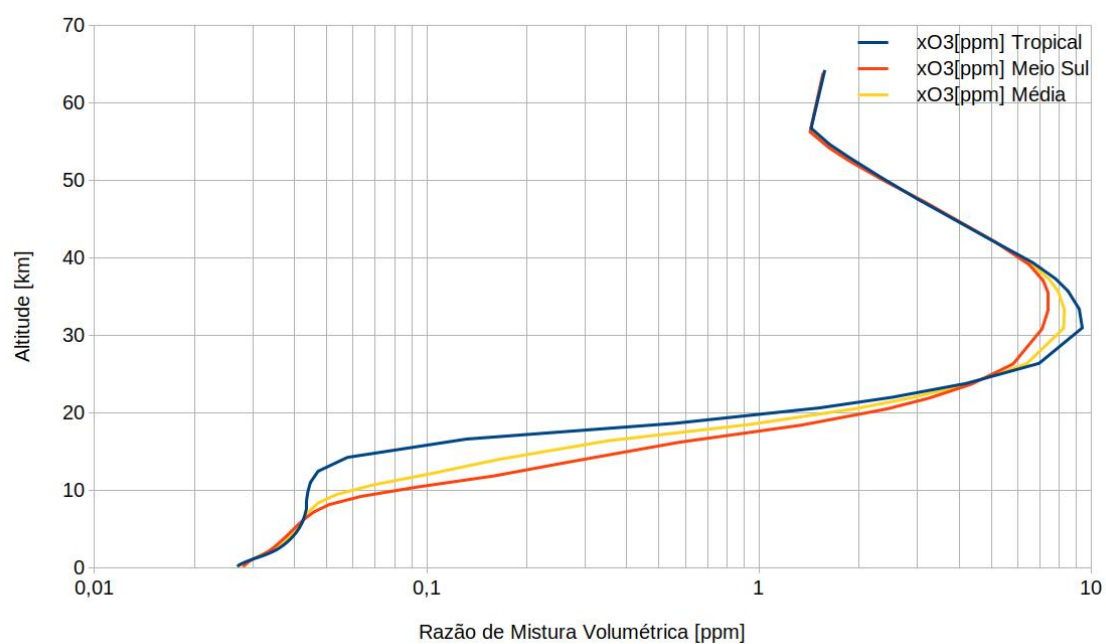


Perfis de distribuição de água na atmosfera em *partes por milhão* em função da altitude. A distribuição de água da troposfera para os diferentes modelos (tropical, meio-sul e a média) pouco varia. Em todos há uma diminuição da ordem de 10^4 desde o nível do mar até o fim da troposfera. Acima da troposfera, a razão de mistura volumétrica se mantém praticamente constante, com apenas algumas partículas de água por milhão de partículas de ar.

Fonte: Produção do autor.

Figura 2.14 - Perfis de distribuição de ozônio

Perfis de Ozônio (O₃)



Perfis de distribuição de ozônio na atmosfera em *partes por milhão* em função da altitude. A concentração de ozônio chega a um máximo em cerca de 30 km de altitude. Na troposfera, há menos de uma molécula de ozônio para cada cem milhões de moléculas que compõem o ar.

Fonte: Produção do autor.

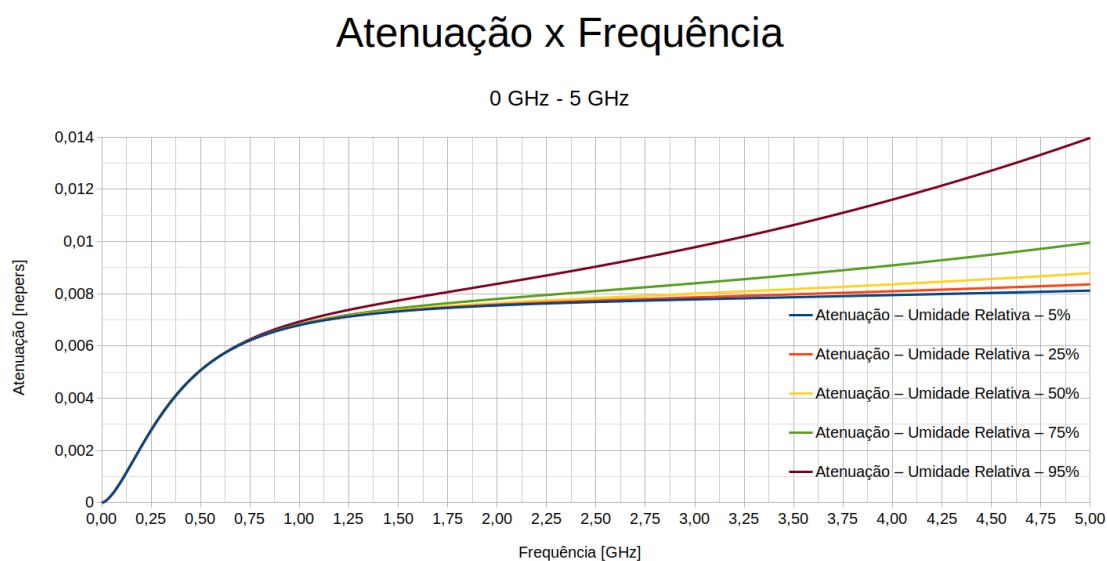
Tabela 2.1 - Dados Troposféricos

| P[mbar] | T[K] | xH2O[ppm] | xO3[ppm] | H[m] |
|---------|--------|-----------|-----------|---------|
| 1000 | 292 | 18484,5 | 0,02741 | 122,3 |
| 975 | 288,85 | 17072,5 | 0,027762 | 312,15 |
| 950 | 287,45 | 16209,5 | 0,0282745 | 529,15 |
| 925 | 286,1 | 15184,95 | 0,0288805 | 754,15 |
| 900 | 284,95 | 13952,35 | 0,0296345 | 984,55 |
| 875 | 284,1 | 12544,6 | 0,0305725 | 1220,45 |
| 850 | 283,35 | 11099,9 | 0,031598 | 1462,4 |
| 825 | 282,5 | 9782,75 | 0,0326135 | 1710,7 |
| 800 | 281,55 | 8665,1 | 0,0335705 | 1965,6 |
| 775 | 280,4 | 7739,8 | 0,0344395 | 2227,55 |
| 750 | 279,05 | 6983,25 | 0,035197 | 2496,8 |
| 725 | 277,65 | 6321,15 | 0,035895 | 2773,75 |
| 700 | 276,05 | 5707,6 | 0,036574 | 3058,8 |
| 650 | 272,9 | 4677,8 | 0,037896 | 3655,35 |
| 600 | 269,4 | 3760,9 | 0,0391665 | 4291,75 |
| 550 | 265,5 | 2933,95 | 0,040409 | 4973,55 |
| 500 | 261,1 | 2199,8 | 0,041647 | 5708,9 |
| 450 | 256,1 | 1596,91 | 0,042938 | 6507,4 |
| 400 | 250,3 | 1086,65 | 0,044536 | 7380 |
| 350 | 243,8 | 717,25 | 0,0471275 | 8345,95 |
| 300 | 236 | 409,525 | 0,053512 | 9427,35 |
| 250 | 227,45 | 190,5415 | 0,068872 | 10664,9 |
| 200 | 218,95 | 63,096 | 0,1028915 | 12120,9 |
| 150 | 210,45 | 15,08 | 0,1634 | 13929,6 |
| 100 | 202,5 | 4,65495 | 0,352335 | 16371,2 |

2.5.2 Resultados do modelo

Os resultados obtidos estão nas Figuras 2.15 a 2.18.

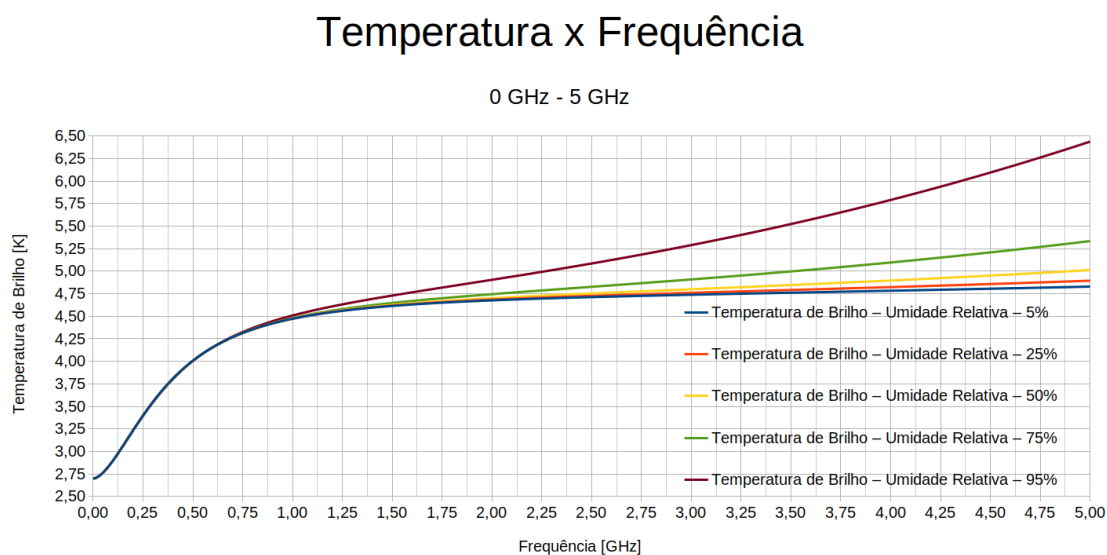
Figura 2.15 - Atenuação atmosférica de 0 a 5 GHz



Atenuação, em nepers, em função da frequência, em GHz, para diversas condições de umidade relativa na banda de 0 - 5 GHz.

Fonte: Produção do autor.

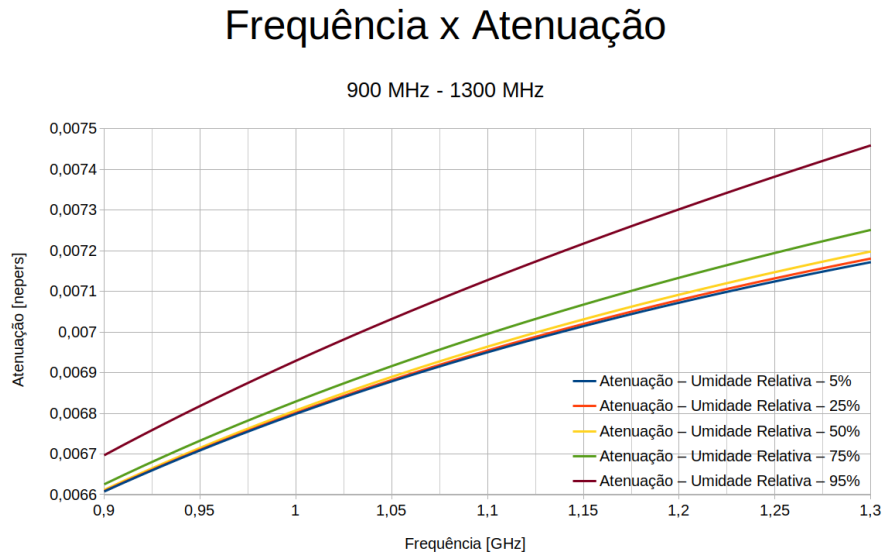
Figura 2.16 - Temperatura de brilho de 0 a 5 GHz



Temperatura de brilho, em kelvins, em função da frequência, em GHz, para diversas condições de umidade relativa na banda de 0 - 5 GHz.

Fonte: Produção do autor.

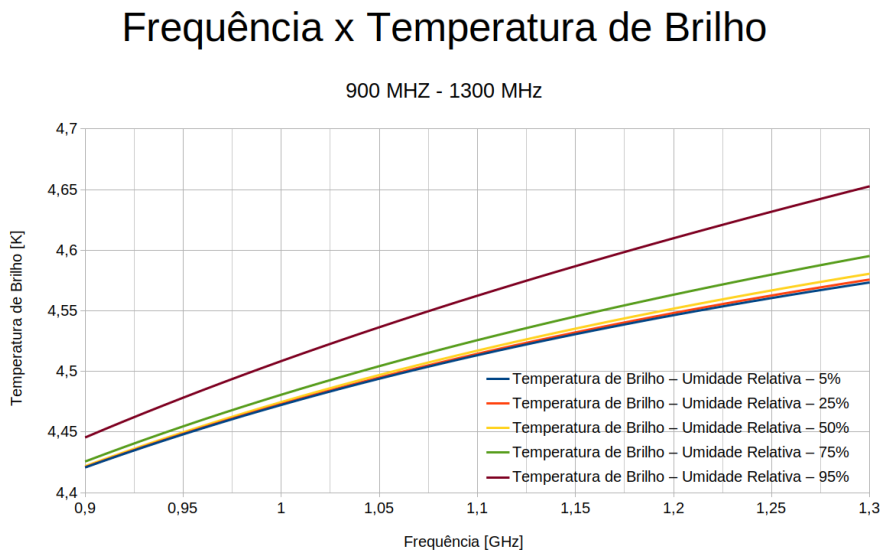
Figura 2.17 - Atenuação atmosférica de 900 a 1300 MHz



Atenuação, em nepers, para diversas condições de umidade relativa na banda de 900 - 1300 MHz. As variações de atenuação nesta banda são da ordem de 10^{-4} .

Fonte: Produção do autor.

Figura 2.18 - Temperatura de brilho de 900 a 1300 MHz



Temperatura de brilho, em kelvins, para diversas condições de umidade relativa na banda de 900 - 1300 MHz. As variações de temperatura de brilho são de aproximadamente 10^{-1} .

Fonte: Produção do autor.

As Tabelas 2.2 e 2.3 mostram os valores das médias obtidas para cada situação de umidade relativa na banda de 900 - 1300 MHz.

Tabela 2.2 - Médias de Atenuação

| Umidade Relativa | 5% | 25% | 50% | 75% | 95% |
|---------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| Média [10^{-3} nepers] | $6,9 \pm 0,2$ | $6,9 \pm 0,2$ | $6,9 \pm 0,2$ | $7,0 \pm 0,2$ | $7,1 \pm 0,2$ |

Tabela 2.3 - Médias de Temperatura

| Umidade Relativa | 5% | 25% | 50% | 75% | 95% |
|------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| Média [K] | $4,51 \pm 0,05$ | $4,51 \pm 0,05$ | $4,51 \pm 0,05$ | $4,52 \pm 0,05$ | $4,56 \pm 0,06$ |

Considerando os valores das Tabelas 2.2 e 2.3, é esperado um valor de $(7,0 \pm 0,2)10^{-3}$ nepers para a atenuação atmosférica e $(4,52 \pm 0,05)$ K para temperatura de brilho, ambas para um ângulo zenital de 0° . Este resultado demonstra como a atmosfera pouco interage com as ondas eletromagnéticas na banda de 900 a 1300 MHz.

Depois dessa revisão, o próximo Capítulo aborda características dos FRBs e sua população, bem como um breve histórico.

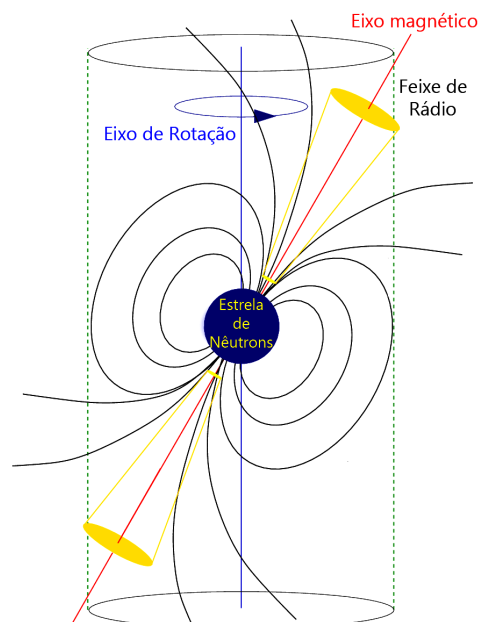
3 FAST RADIO BURSTS - STATUS ATUAL

Fast Radio Bursts são eventos com duração de microssegundos a segundos, densidades de fluxo na ordem de dezenas de Jansky, de origem extragalática e, até a data de elaboração deste trabalho (Janeiro de 2020), com distribuição isotrópica no céu. As seções a seguir descrevem um pouco da história da descoberta de FRBs, suas características principais, alguns modelos de progenitores e seu potencial científico como sonda do meio intergalático.

3.1 História da descoberta dos FRB

A descoberta dos FRBs deve muito à evolução das técnicas de detecção de pulsares. Desde a primeira publicação (HEWISH et al., 1968) até os mais de 2600 pulsares descobertos até hoje (MANCHESTER et al., 2005), o modelo mais aceito para descrever pulsares é o de estrelas de nêutrons magnetizadas que giram rapidamente (GOLD, 1968). Os pulsos detectados na Terra são causados pela radiação confinada pelo campo magnético enquanto a estrela gira, varrendo nossa linha de visada da mesma maneira que um farol, como mostrado na Figura 3.1.

Figura 3.1 - Diagrama de um modelo de dipolo de um pulsar.

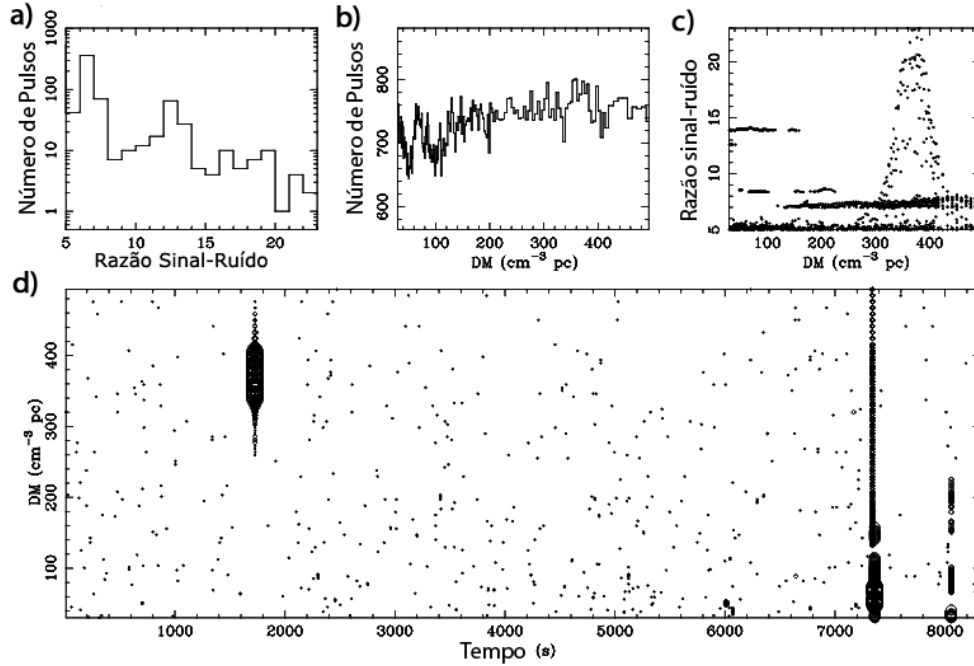


Fonte: Lorimer et al. (2005).

Um exemplo de pulsar bem estudado é o PSR B0531+21, conhecido como pulsar do Caranguejo. Localizado na Via Láctea, é a estrela de nêutrons remanescente da supernova SN 1054 (Supernova AAAA), evento que pôde ser observado durante cerca de 20 dias no período diurno por chineses, japoneses, árabes, europeus e possivelmente americanos nativos no ano de 1054. Para esse pulsar, [Staelin e Reifenstein \(1968\)](#) e [Heiles e Campbell \(1970\)](#) mediram a emissão de pulsos centenas ou milhares de vezes mais intensos que a média dos pulsos observados nessa fonte. A existência de tais pulsos, atualmente chamados de pulsos gigantes, instigou os pesquisadores a observar pulsares mesmo que estejam a centenas de milhares de anos-luz da Terra, como nas Nuvens de Magalhães ([MCCULLOCH et al., 1983](#); [MCCONNELL et al., 1991](#); [CRAWFORD et al., 2001](#); [MANCHESTER et al., 2006](#); [RIDLEY et al., 2013](#)). A existência de pulsos gigantes, aliada aos avanços na sensibilidade dos receptores e algoritmos mais sofisticados de processamento de dados, aumentaram a chance de detecção de fenômenos transientes com duração de dezenas de milissegundos.

No começo do século XXI houve uma melhora significativa na resolução temporal e espectral dos radiotelescópios, possibilitando a implementação de varreduras utilizando técnicas específicas para encontrar pulsos ([CORDES; MCLAUGHLIN, 2003](#); [MCLAUGHLIN; CORDES, 2003](#)). Aplicando essas técnicas nos dados obtidos com o radiotelescópio de 64 m em Parkes, Austrália, os algoritmos permitiram a descoberta de uma população nova de transientes de rádio, os *Rotating Radio Transients* (RRATs) ([MCLAUGHLIN et al., 2006](#)). Os RRATs foram rapidamente identificados como estrelas de nêutrons, possivelmente pulsares que emitem pulsos mais esporadicamente que os pulsares conhecidos. Em 2001, em uma varredura em busca de pulsares na faixa espectral próxima a 1,4 GHz, um estranho sinal foi detectado (Figura 3.2). Somente depois que Duncan Lorimer, em 2007, e seu aluno David Narkevic revisaram os dados é que o pulso anômalo foi de fato identificado.

Figura 3.2 - Pulso anômalo encontrado por Narkevic.

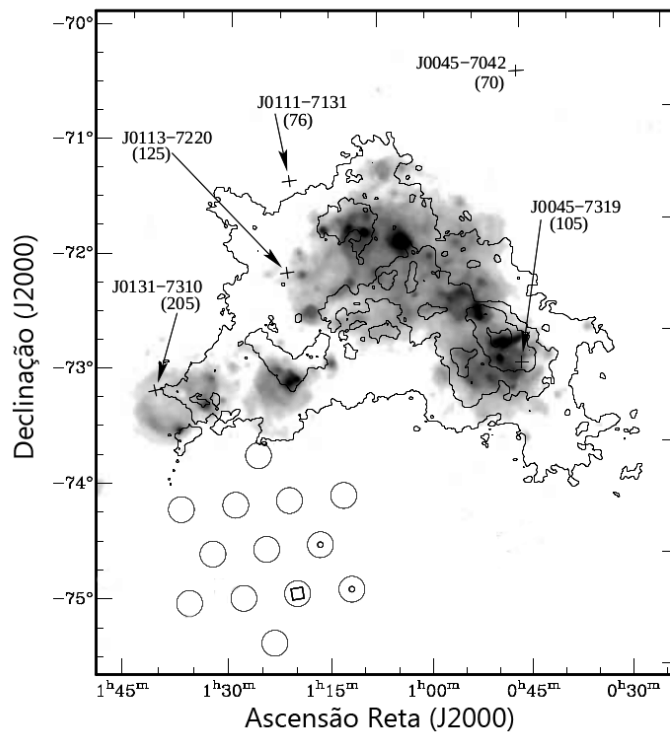


Em **a** temos o número de pulsos em função da razão sinal-ruído e em **b** em função da medida de dispersão. Em **c** temos um gráfico de sinal-ruído em função da dispersão, onde pode-se notar o pulso com uma razão sinal-ruído de 23 e DM de $360 \text{ cm}^{-3} \text{pc}$. O gráfico **d** representa os pulsos detectados, onde o tamanho dos círculos são proporcionais à razão sinal-ruído. O evento pode ser visto 1650 s após o início da observação, bem como interferências entre 7000 e 8000 s.

Fonte: Lorimer et al. (2007).

A tarefa de David foi desenvolver uma *pipeline* de busca de pulsos dispersados provenientes das Nuvens de Magalhães. Ele deveria corrigir os sinais para uma variedade de valores de DM (Equação 2.32) em uma grande quantidade de dados, todos obtidos com o radiotelescópio de 64 m de Parkes. A DM esperada para os pulsares nas Nuvens de Magalhães é $\sim 260 \text{ cm}^{-3} \text{pc}$, levando em consideração as DMs geradas pela nossa galáxia, pelo meio intergalático e pelas Nuvens de Magalhães. Durante as análises, Narkevic encontrou um pulso de $\text{DM} \sim 375 \text{ cm}^{-3} \text{pc}$ para a Pequena Nuvem de Magalhães, como mostrado na Figura 3.2. Quando identificado o local da detecção (Figura 3.3), o valor de DM tornou-se ainda mais enigmático: a 3º de distância da Nuvem nada era esperado. Por esse motivo os dados foram revistos minuciosamente, contudo, nenhum outro pulso com essas características foi encontrado.

Figura 3.3 - Localização do pulso anômalo encontrado por Narkevic.



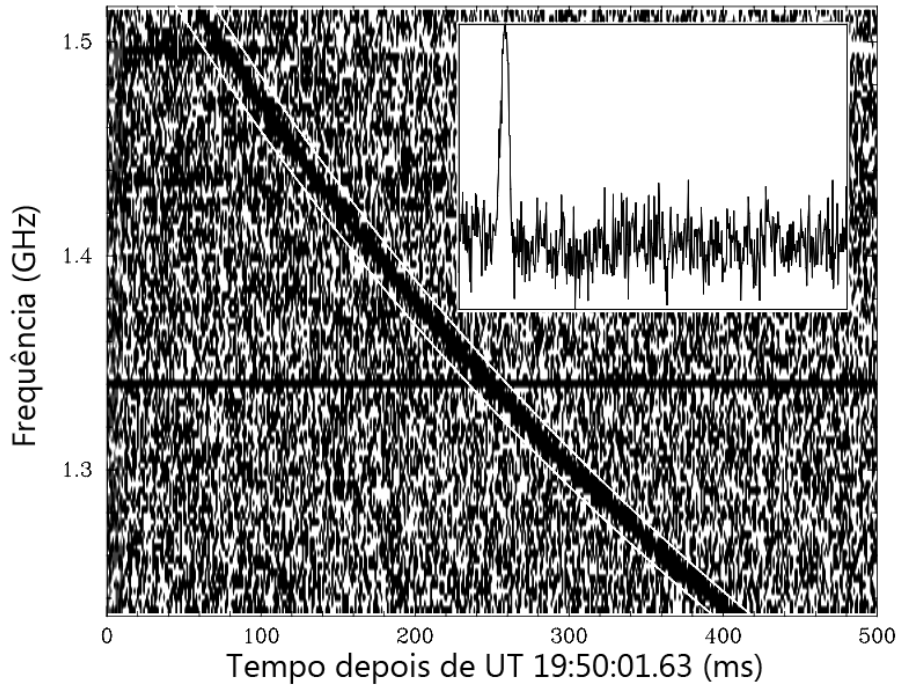
Local da detecção de Lorimer et al. (2007). A escala de cinza representa a emissão $H\alpha$ e os contornos a emissão HI associados à Pequena Nuvem de Magalhães. As cruzes marcam as posições de cinco radio-pulsares e suas respectivas medidas de dispersão, em $cm^{-3}pc$, entre parênteses. As 13 circunferências, de diâmetro igual a largura à meia-potência (-3dB), indicam os feixes que observam o céu no telescópio de 64m em Parkes. O quadrado dentro do círculo em ascensão reta $01h18'06''$ e declinação $-75^{\circ}12'19''$ indica a detecção com uma razão sinal-ruído ~ 23 , enquanto as duas pequenas circunferências à direita indicam detecções com razões sinal-ruído ~ 17 .

Fonte: Lorimer et al. (2007).

Com o passar dos meses, e apesar de apenas um único pulso ter sido detectado, Lorimer e seu grupo convenceram-se de que o pulso era um fenômeno astrofísico, visto que a dispersão e o alargamento do sinal em frequências menores (Figura 3.4) eram fenômenos conhecidos nos estudos de pulsares. Em "*A bright millisecond radio burst of extragalactic origin*", Lorimer et al. (2007) publicam um estudo sobre o pulso, caracterizado por uma densidade de fluxo de 30 Jy e duração menor que 5 ms (de acordo com $2R \leq c\Delta t$, uma fonte de $R \leq 750$ km). Segundo os autores, as evidências indicavam que esse pulso era um protótipo de uma população inteiramente nova de eventos. O alto valor de DM (de $\sim 10^2$ a 10^3 $cm^{-3}pc$) permite estimar uma

distância de alguns Gpc e a duração representa algum tipo de explosão catastrófica, fazendo paralelo com os *gamma-ray bursts* (GRBs).

Figura 3.4 - O *Lorimer Burst*

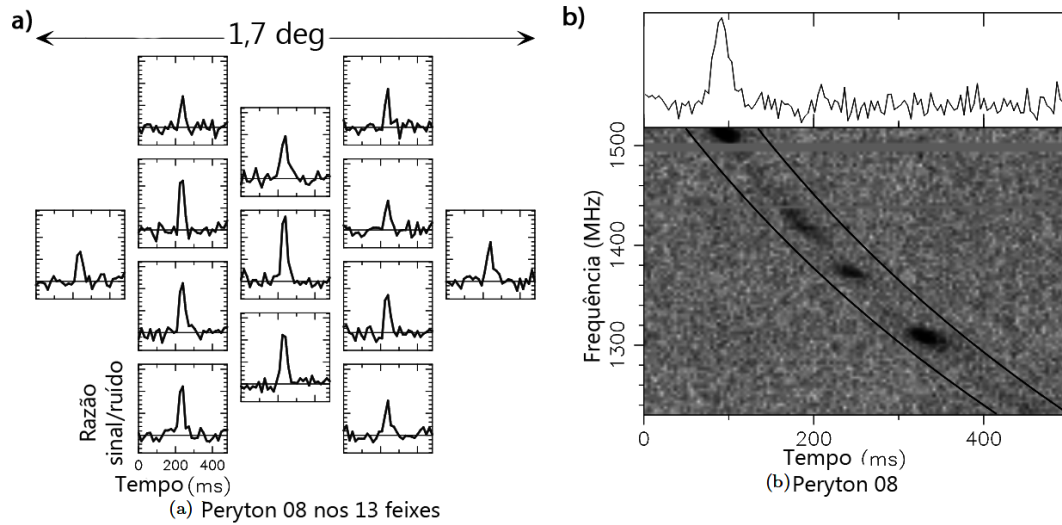


Evolução da frequência e pulso integrado (no quadro superior direito) do *burst* observado por Lorimer et al. (2007). A dispersão é vista claramente através do atraso proporcional a ν^{-2} (Equação 2.33), assim como o alargamento do pulso para frequências mais baixas (Equação 2.47). As curvas brancas representam o comportamento esperado para um pulso viajando por um plasma frio de $DM = 375 \text{ cm}^{-3}pc$. A linha horizontal em $\sim 1,34 \text{ GHz}$ é um defeito no canal.

Fonte: Lorimer et al. (2007).

Nenhum *burst* com tais características foi encontrado até 2010, quando Sarah Burke-Spolaor, aluna de um dos co-autores da descoberta do chamado *Lorimer Burst*, Matthew Bailes, detectou um pulso extremamente parecido, mostrado na Figura 3.5, mas nos 13 feixes que compõe o radiotelescópio de Parkes (BURKE-SPOLAOR et al., 2010).

Figura 3.5 - Burst anômalo nos 13 feixes do radiotelescópio de 64 m de Parkes



Em **a**, sinal detectado nos 13 feixes do radiotelescópio. Em **b**, série temporal de dispersão corrigida; as linhas pretas representam o melhor ajuste de dispersão desta detecção.

Fonte: [Burke-Spolaor et al. \(2010\)](#).

Uma vez que fenômenos astrofísicos ocorrem à distâncias enormes, eles são detectados em um ou em poucos feixes do radiotelescópio; detecções em todos os feixes revelam fenômenos terrestres. Os eventos observados por [Burke-Spolaor et al. \(2010\)](#) foram batizados de perytons ([BORGES et al., 1957](#)), o mitológico veado alado que produz uma sombra humana, em alusão ao sinal de rádio ter todas as características de um pulso de fora da Terra, contudo, sendo produzido nela. A questão agora era saber se o pulso detectado por Lorimer era realmente um fenômeno astrofísico ou artificial. Ainda, se o *Lorimer burst* é uma nova classe de transientes, onde estariam as outras detecções desses fenômenos ([BAGCHI et al., 2012](#))? Mesmo com a descoberta de mais um *burst* em 2001 por [Keane et al. \(2012\)](#) e outros quatro por [Thornton et al. \(2013\)](#), que cunhou o nome *fast radio burst*, ainda havia dúvidas se os fenômenos eram astrofísicos ou apenas perytons próximos a Parkes.

Contudo, [Spitler et al. \(2014\)](#) encontraram *bursts* repetitivos nos dados de 2011 do Radiotelescópio de Arecibo e no ano seguinte [Masui et al. \(2015\)](#) encontram um *burst* no banco de dados do Telescópio de Green Bank (GBT). Foi também em 2015 que [Petroff et al. \(2015\)](#) publicaram que os perytons de Parkes eram sinais produzidos pelo vazamento de radiação de um forno micro-ondas nas proximidades do radiotelescópio. Após desvendar-se o que eram os perytons e com as dezenas de

detecções nos anos subsequentes, os FRBs começaram a ser tratados como uma nova família de transientes de rádio.

3.2 Propriedades observadas em FRBs

Até o momento da redação desta dissertação (Janeiro de 2020), 109 FRBs diferentes foram detectados. A Tabela 3.1 mostra a contagem de FRBs em cada radiotelescópio detector.

Tabela 3.1 - Radiotelescópios e Detecções de FRB

| Radiotelescópio | Tipo | Antena | Local | FRBs detectados |
|-----------------|------------------|---|----------------|-----------------|
| <i>CHIME</i> | Interferométrico | 4 refletores cilíndricos de 20 x 100 metros | Canadá | 30 |
| <i>ASKAP</i> | Interferométrico | 36 antenas de 12 metros de diâmetro cada | Austrália | 28 |
| <i>Parkes</i> | Refletor único | 64 m de diâmetro | Austrália | 27 |
| <i>BSA LPI</i> | Interferométrico | 16384 dipolos em 72843,4 m ² | Rússia | 11 |
| <i>UTMOST</i> | Interferométrico | 2 refletores cilíndricos de 12 x 788 metros | Austrália | 9 |
| <i>Arecibo</i> | Refletor único | 305 m de diâmetro | Porto Rico | 2 |
| <i>GBT</i> | Refletor único | 100 m de diâmetro | Estados Unidos | 1 |
| <i>DSA</i> | Interferométrico | 10 antenas de 4 metros de diâmetro cada | Estados Unidos | 1 |

Mesmo com poucos eventos catalogados, a população de FRBs possui muitas características comuns. Algumas delas são discutidas a seguir.

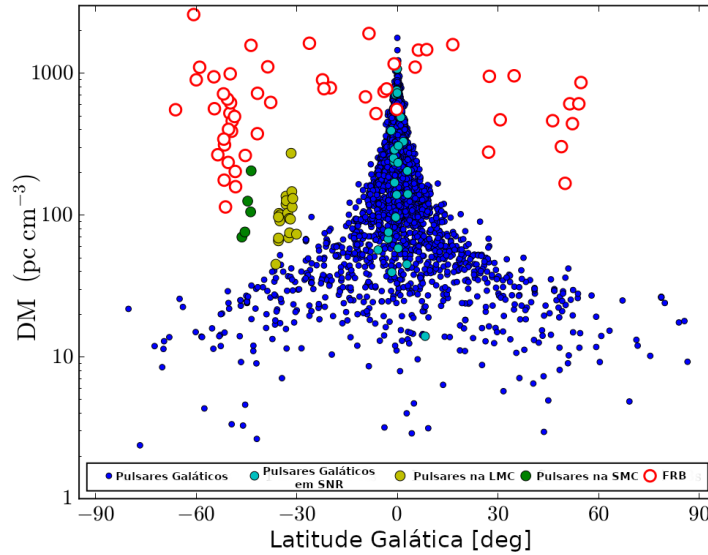
3.2.1 Dispersão e espalhamento

Como visto na Seção 2.4, o meio de propagação provoca efeitos nos sinais de rádio que são observáveis pelos radiotelescópios. Segundo Cordes e Chatterjee (2019), quando os efeitos de propagação são levados em conta, a diferença de tempo entre a chegada de um pulso de maior frequência ν_H em relação a um outro de menor frequência ν_L é para dada por:

$$\begin{aligned}
\Delta t = & \frac{4,15}{[ms]} \frac{DM}{[pc \text{ cm}^{-3}]} \left(\frac{\nu_H^{-2}}{[GHz]} - \frac{\nu_L^{-2}}{[GHz]} \right) \pm \\
& \frac{28,6}{[ps]} \frac{RM}{[rad \text{ m}^{-2}]} \left(\frac{\nu_H^{-3}}{[GHz]} - \frac{\nu_L^{-3}}{[GHz]} \right) + \\
& \frac{0,251}{[ps]} \frac{EM}{[pc \text{ cm}^{-6}]} \left(\frac{\nu_H^{-4}}{[GHz]} - \frac{\nu_L^{-4}}{[GHz]} \right). \tag{3.1}
\end{aligned}$$

A Equação 3.1 apresenta as unidades adequadas de cada grandeza física e o sinal \pm do termo de RM representa os dois sentidos de rotação. A diferença entre os termos de medida de dispersão (DM, Equação 2.32) e os de medida de rotação (RM, Equação 2.42) e medida de emissão (EM, Equação 2.48) são da ordem de 10^9 . Dessa forma, o atraso observado na chegada dos pulsos de FRB são majoritariamente devido à medida de dispersão. A Figura 3.6 mostra a distribuição de pulsares galáticos, pulsares nas Nuvens de Magalhães e FRBs num gráfico de DM em função da posição galáctica.

Figura 3.6 - Medida de dispersão DM em função da Latitude Galáctica



Pulsares galáticos, pulsares galáticos em remanescentes de supernova (SNR), pulsares na Grande Nuvem de Magalhães (LMC) e na Pequena Nuvem de Magalhães (SMC), além de FRBs.

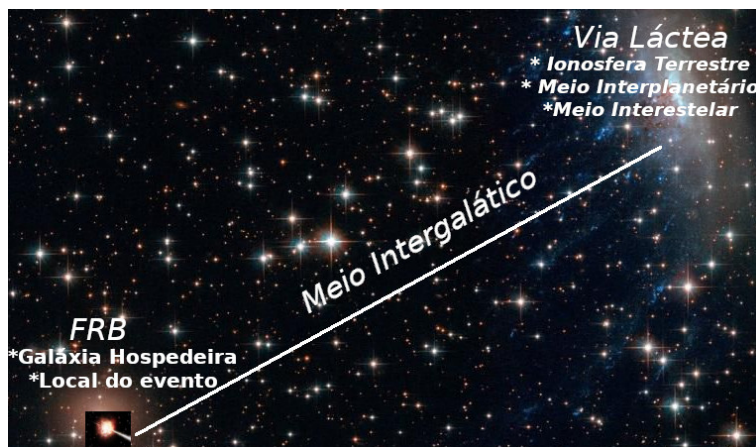
Fonte: Cordes e Chatterjee (2019).

Na Figura 3.6, está claro que para os pulsares galáticos a DM aumenta na direção do centro da Via Láctea: quanto mais próximo da latitude galática 0° , maior a densidade da galáxia e assim maior a densidade eletrônica na linha de visada, provocando um aumento na DM. Como a DM também depende da distância, a distribuição no gráfico segue aproximadamente $DM \propto \text{cossec}(b)$.

Para os pulsares observados nas Pequena e Grande Nuvens de Magalhães, por mais que estejam numa linha de visada onde a DM galática vale $\sim 42,5 \text{ pc cm}^{-3}$ e $\sim 53 \text{ pc cm}^{-3}$, respectivamente (CORDES; LAZIO, 2002), os excessos mostrados na Figura devem-se às próprias Nuvens de Magalhães (galáxias anãs) e às regiões locais aos pulsares.

Ainda analisando a Figura 3.6, a distribuição de FRBs no gráfico não demonstra uma linha de visada privilegiada e para ângulos $|b| > 10^\circ$ apresentam DM muito maiores que o observado para pulsares galáticos. Os menores valores de DM, $\sim 50 \text{ pc cm}^{-3}$, são comparáveis à galáxias anãs; os maiores, $\sim 1000 \text{ pc cm}^{-3}$, são comparáveis a centros galáticos ou remanescentes de supernova jovens (PIRO, 2016). De fato, as medidas de dispersão dependem de outros fatores, como o meio intergaláctico e a galáxia que hospeda o FRB. A Figura 3.7 apresenta a origem de algumas contribuições para a DM total observada nos FRB.

Figura 3.7 - Fontes contribuidoras para Medida de Dispersão DM



A medida de dispersão DM medida na Terra depende de várias densidades de elétrons diferentes e algumas nem tão bem conhecidas. Provenientes de nossa Galáxia, as medidas de dispersão da ionosfera terrestre, do meio interplanetário do Sistema Solar e do meio interestelar são conhecidas. As DM das galáxias que hospedam FRBs e dos próprios FRBs são desconhecidos, bem como do meio intergaláctico.

Fonte: Produção do autor.

A Tabela 3.2 apresenta as contribuições esperadas de DM para diferentes regiões.

Tabela 3.2 - Valores aproximados de DM para diferentes regiões

| DM | Local | Contribuição [pc cm-3] |
|--------------|---|---------------------------|
| DM_{Iono} | Ionosfera Terrestre | $\sim 10^{-5}$ |
| DM_{MIP} | Meio interplanetário do Sistema Solar | $\sim 10^{-3}$ |
| DM_{MIS} | Meio interestelar da Via Láctea | $\sim 10^0 - 10^3$ |
| DM_{MIG} | Meio intergalático | $\sim 10^2 - 10^3$ |
| DM_{Hosp} | Meio interestelar da galáxia hospedeira | $\sim 10^0 - 10^3$ |
| DM_{Local} | Local do FRB | $\sim 10^0 - 10^3$ |

Atualmente, nosso conhecimento está restrito à DM da ionosfera, do meio interplanetário e do meio interestelar (CORDES; LAZIO, 2002). No entanto, as contribuições do meio intergalático, da galáxia hospedeira e do local próximo ao evento FRB devem ser corrigidas levando em consideração a expansão do Universo. Tais correções são funções do *redshift*¹ z . A medidade de dispersão DM_{FRB} observada pode ser separada em:

$$DM_{FRB} = DM_{MIS} + \int DM_{MIG}(z)dz + \left(\frac{DM_{Hosp} + DM_{Local}}{1 + z} \right). \quad (3.2)$$

As componentes referentes à ionosfera e ao meio interplanetário são omitidas, pois seus valores não são relevantes em comparação a outras componentes. Para que a DM_{FRB} observada possa ser decomposta é necessário determinar seu *redshift*. No entanto, apenas 5 FRBs possuem *redshifts* conhecidos (Tabela 3.3).

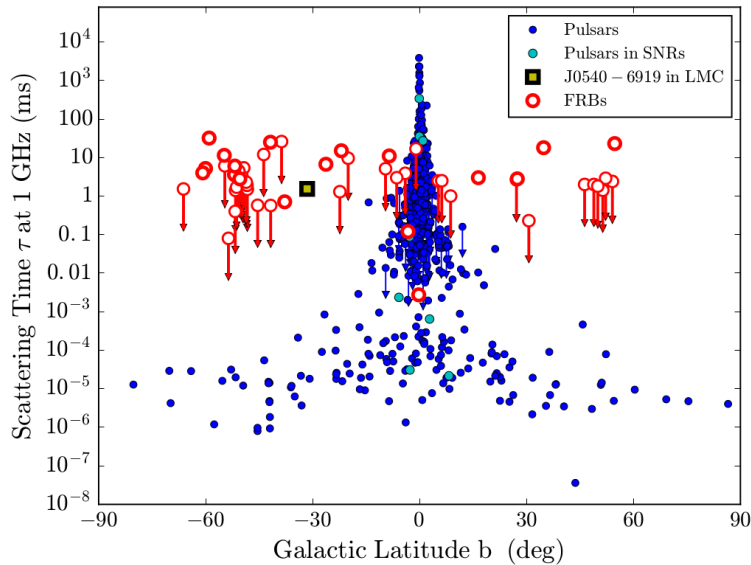
¹Devido à expansão cósmica, a luz emitida por uma fonte distante tem seu comprimento de onda esticado, o que pode ser interpretado como um efeito Doppler entre objetos de velocidades distintas. O *redshift* z está relacionado a essa alteração de comprimento de onda pela relação $z = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_e} \right) - 1$, onde λ_0 e λ_e são o comprimento de onda observado e o comprimento de onda quando a radiação foi emitida. Mais detalhes em Merícia (2019).

Tabela 3.3 - FRBs com *redshifts* conhecidos

| FRB | <i>Redshift</i> | Fonte |
|--------------------|-----------------|-------------------------|
| FRB180916.J0158+65 | 0,033 | Marcote et al. (2020) |
| FRB190523 | 0,660 | Ravi et al. (2019) |
| FRB181112 | 0,475 | Prochaska et al. (2019) |
| FRB180924 | 0,321 | Bannister et al. (2019) |
| FRB121102 | 0,193 | Tendulkar et al. (2017) |

No futuro, com uma maior população catalogada de FRBs, será possível medir a distribuição de elétrons no meio intergalático. Além da dispersão, o espalhamento (Seção 2.4.3) poderá contribuir para o estudos do meio intergalático, visto que o alargamento dos pulsos observado é proporcional ao tempo de espalhamento τ_S e esse proporcional à EM (2.48). A Figura 3.8 mostra o tempo de escala espalhamento τ_S em 1 GHz para pulsares e FRBs.

Figura 3.8 - Tempo de Escala de Espalhamento τ_S em função da Latitude Galáctica



Tempos de espalhamento em 1 GHz. Na Figura estão plotadas 420 medidas e 93 limites superiores de tempo de espalhamento em pulsares galáticos, além do pulsar PSR J05406919 na Grande Nuvem de Magalhães. Há também 18 medidas e 37 limites superiores de τ_S para FRBs

Fonte: Cordes e Chatterjee (2019).

Os pulsares galáticos apresentam uma distribuição semelhante à observada na Figura 3.6 e pelos mesmos motivos: alta densidade eletrônica na direção do centro galático e tempos de espalhamento proporcionais à $\text{cosec}(b)$. A distribuição dos FRBs demonstra tempos de espalhamento muito maiores que os observados em pulsares para $|b| > 10^\circ$, assim como na Figura 3.6, o que é consistente com a hipótese de que FRBs sejam extragaláticos.

3.2.2 Rotação de faraday

Rotação de Faraday, como visto na Seção 2.4.2, é a rotação do plano de oscilação da componente linearmente polarizada de uma onda eletromagnética, ocasionada ao passar por um plasma magnetizado. O ângulo de rotação Θ é proporcional à medida de rotação RM. Segundo Caleb et al. (2018), a RM pode ser escrita como

$$\frac{RM}{[\text{rad } m^{-2}]} = 0,81 \int_0^D n_e \vec{B}_{\parallel} \cdot d\vec{l}, \quad (3.3)$$

onde n_e é a densidade eletrônica na linha de visada em partículas por cm^{-3} , D a distância em pc e B_{\parallel} é o campo magnético paralelo à linha de visada em μG . Para $RM > 0$, o campo magnético está orientado no sentido do observador e para $RM < 0$, oposto ao observador. A Tabela 3.4 apresenta alguns valores de RM para alguns FRB.

Tabela 3.4 - Medidas de Rotação RM para alguns FRB

| <i>FRB</i> | <i>gl</i> [deg] | <i>gb</i> [deg] | <i>DM</i> [cm ⁻³ pc] | Δt [ms] | <i>S</i> \ <i>R</i> ^a | <i>RM</i> [rad m ⁻²] |
|--------------------|--------------------|--------------------|------------------------------------|--------------------|-----------------------------------|--|
| FRB160102 | 18,9 | -60,8 | 2596,1±0,3 | 3,4 | 16 | -220,6±6,4 |
| FRB110523 | 56,12 | -37,82 | 623,3±0,06 | 1,73 | 42 | -186,1±1,4 |
| FRB180916.J0158+65 | 129,7 | 3,7 | 349,2±0,4 | 1,4 | - | -114,6±0,6 |
| FRB180714 | 14,8 | 8,72 | 1467,92±0,3 | 2,9 | 22 | -25,9±5,9 |
| FRB150215 | 24,6628 | 5,28092 | 1105,6±0,8 | 2,88 | 19 | 1,5±10,5 |
| FRB180311 | 337,3 | -43,7 | 1570,9±0,5 | 13,4 | 11,5 | 4,8±7,3 |
| FRB181112 | 342,6 | -47,7 | 589,27±0,03 | 2,1 | 19,3 | 10,9±0,9 |
| FRB150807 | 333,892 | -53,5959 | 266,5±0,1 | 0,35 | - | 12±0,7 |
| FRB180924 | 0,742467 | -49,414787 | 361,42±0,06 | 1,3 | 194 | 14±1 |
| FRB150418 | 232,665 | -3,2348 | 776,2±0,5 | 0,8 | 39 | 36±52 |
| FRB171209 | 332,2 | 6,24 | 1457,4±0,03 | 2,5 | 40 | 121,6±4,2 |
| FRB121102 | 174,95 | -0,225138 | 557 ±2 | - | - | 102708 ±4 ^b 102521 ±4 ^c 93573 ±24 ^d |

^a Razão sinal-ruído.

^b Medido em 10 bursts em 25/12/2016 pelo 305-m *William E. Gordon Telescope* no Observatório de Arecibo.

^c Medido em 5 bursts em 26/12/2016 pelo 305-m *William E. Gordon Telescope* no Observatório de Arecibo.

^d Medido em 2 bursts em 26/08/2017 pelo 110-m *Robert C. Byrd Green Bank Telescope* no Observatório de Green Bank.

De acordo com a Tabela 3.4, as medidas de rotação para FRBs diferentes variam de $10 \lesssim |RM_{FRB}| \lesssim 10^5 \text{ rad m}^{-2}$. Os valores menores, na ordem de dezenas de rad m^{-2} , são comparáveis a alguns pulsares galáticos (SCHNITZELER, 2010; NOUTSOS et al., 2008; HAN et al., 2006), enquanto os maiores valores ($\sim 10^5 \text{ rad m}^{-2}$) são comparáveis à regiões próximas à buracos negros com massas maiores que $10^4 M_{\odot}$, como o buraco negro supermassivo *Sagittarius A**, localizado no centro de nossa galáxia (MARRONE et al., 2006).

Como o valor de RM (Equação 3.3) é a soma de todas as contribuições que estão na linha de visada, o desafio na interpretação da medida de rotação é compreender como as diferentes regiões alteram o valor de RM. A contribuição do Meio Intergalático pode ser bem pequena ($< 10 \text{ rad m}^{-2}$) em alguns casos (RAVI et al., 2016), mas pode ser maior ($\sim 50 \text{ rad m}^{-2}$) caso o *burst* passe por uma região quente do aglomerado galático (AKAHORI et al., 2016). No entanto, quando é observado uma mudança de RM sem uma variabilidade compatível nas medidas de DM, é provável que a variação de RM seja proveniente do local ao redor da fonte emissora. Para o FRB121102, o

primeiro a ser observado repetidas vezes, houve uma variação de $\sim 200 \text{ rad m}^{-2}$ em questão de horas. Cerca de oito meses depois, a variação foi $\sim 9100 \text{ rad m}^{-2}$, ambas medidas sem alterações na DM que justificassem a variação de RM (MICHILLI et al., 2018).

Como FRBs são extragaláticos as relações devem ser corrigidas levando em consideração a expansão do Universo. Dessa forma, a medida de rotação total RM_{tot} , além de ser a resultante de várias contribuições, deve ser corrigida em uma função do *redshift* z :

$$RM_{tot} = RM_{iono} + RM_{Gal} + \int RM_{MIG}(z)dz + (RM_{Hosp} + RM_{Local})(1+z)^2 \quad (3.4)$$

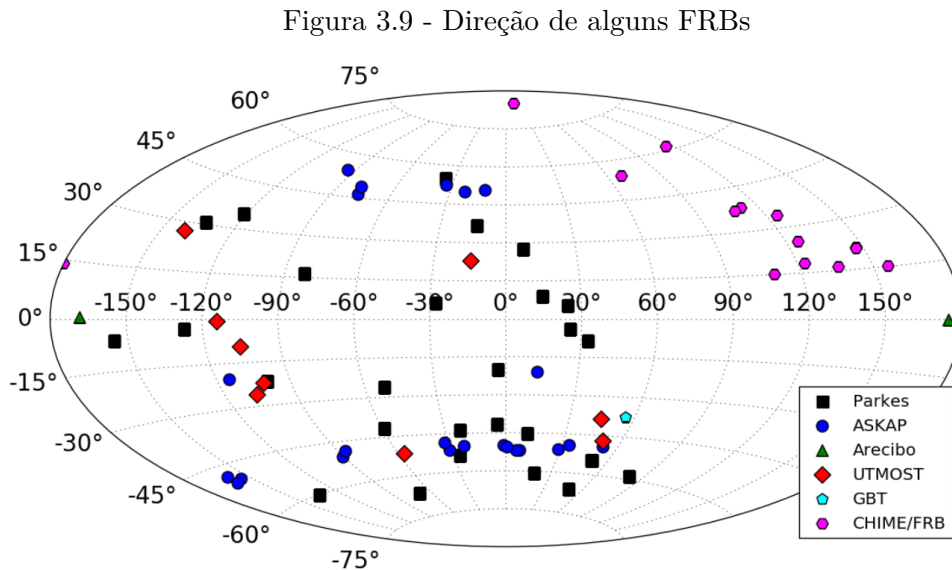
onde RM_{iono} é a medida de rotação proveniente da ionosfera terrestre, RM_{Gal} a contribuição referente à Via Láctea, RM_{MIG} a contribuição do meio intergalático, RM_{Hosp} o valor de RM da galáxia hospedeira e RM_{Local} a RM próxima ao local do evento de FRB. Após as correções de *redshift* para medida de dispersão (Equação 3.2) e medida de rotação (Equação 3.4), pode-se inferir a média do campo magnético ponderada pela densidade eletrônica (CALEB et al., 2018):

$$\frac{\langle B_{||} \rangle}{[\mu G]} = 1,232 \frac{RM}{[rad \text{ m}^{-2}]} \frac{DM^{-1}}{[pc \text{ cm}^{-3}]} \quad (3.5)$$

No entanto, a média calculada através da relação 3.5 é mais representativa para valores de DM e RM de uma mesma região magneto-iônica, o que exige o *redshift* da galáxia hospedeira determinado com precisão. Como a maior parte dos FRBs não possui um *redshift* calculado precisamente, a presença de inomogeneidades de densidade eletrônica ou campos magnéticos de sentidos opostos na mesma linha de visada impossibilitam a separação da DM nas componentes descritas na Equação 3.2 nem a separação do RM como na Equação 3.4, tornando a estimativa do campo magnético pouco confiável. Entretanto, com a detecção de um número maior de FRBs e sua melhor localização, densidades eletrônicas e campos magnéticos do Meio Intergalático poderão ser aferidos com maior precisão.

3.2.3 Coordenadas e distância

Enquanto apenas um FRB tenha sua natureza extragaláctica confirmada inequivocamente (FRB121102), o aumento de detecções contribuirá para a discernir se a distribuição dos FRB no céu possui ou não uma linha de visada privilegiada. Algumas localizações de FRBs podem ser vistas na Figura 3.9.



Direção em que alguns FRB foram descobertos em função da latitude e longitude galácticas.

Fonte: Petroff et al. (2019).

Até agora, o único método confiável para localização precisa de FRBs é a localização interferométrica direta do próprio evento, como feito para o FRB121102 (MARCOTE et al., 2017; CHATTERJEE et al., 2017). No futuro, com uma maior população de FRBs detectados, será possível determinar se há alguma relação entre os *bursts* e agrupamentos de galáxias, por exemplo. Por ora, não há evidências de uma distribuição não-isotrópica de FRBs no céu (RANE et al., 2015).

3.3 O que origina um FRB?

Tão logo foi aceito que FRBs seriam uma nova classe de rádio-transientes, os modelos para explicá-los se tornaram mais numerosos que as próprias detecções. Inicialmente,

os modelos foram divididos em três categorias: extraterrestres, galáticos e extragaláticos. A primeira categoria supõe que FRBs são sinais de civilizações extraterrestres (LUAN; GOLDREICH, 2014). Contudo, como os FRBs detectados não parecem vir de uma direção privilegiada, essa ideia foi colocada rapidamente de lado, da mesma forma que ocorreu com os pulsares há mais de 50 anos, quando foram descobertos. *Flare stars* já foi considerado um modelo galático de FRB (LOEB et al., 2014). Uma *flare star* é uma estrela variável que pode ter aumentos intensos em seu brilho. Isso não explica o enorme valor de DM, principalmente quando confrontado com os valores encontrados em pulsares galáticos. Os cenários extraterrestre e galático são menos plausíveis quando comparados com fontes extragaláticas.

Atualmente, duas classes podem ser atribuídas a FRBs: repetidores e únicos. Isso certamente revela que alguns modelos devem levar em consideração a recorrência do evento múltiplas vezes. Platts et al. (2018) apresentaram diversos modelos de FRB, todos listados no apêndice A. Como o foco deste trabalho não é explorar profundamente os modelos de FRB, a seguir são brevemente apresentados alguns deles.

3.4 Modelos de progenitores de FRB

3.4.1 Sistemas binários de estrelas de nêutrons e anãs brancas

Este modelo (GU et al., 2016) considera uma anã branca que ultrapassa o lóbulo de Roche¹ e a estrela de nêutrons acreta a matéria que excedeu o limite de Roche. Durante a aproximação, o material magnetizado pode desencadear uma reconexão magnética e emitir radiação de curvatura (Seção 2.3.3). O tempo de emissão é o mesmo que o tempo da reconexão magnética, enquanto o tempo entre os *bursts* está relacionado ao intervalo de tempo que a matéria da estrela anã ultrapassa o lóbulo de Roche.

3.4.2 Estrela de nêutrons evoluindo para buracos negros

No colapso de uma estrela de nêutrons para formar um buraco negro, o horizonte de eventos pode se formar antes que a maior parte da massa e radiação possa escapar, liberando parte da magnetosfera, gerando reconexões magnéticas violentas e, por sua vez, que induzem uma onda de choque que se move próximo à velocidade da luz no plasma remanescente, resultando em um FRB (FALCKE; REZZOLLA, 2014;

¹Lóbulo de Roche é a região ao redor de uma estrela em um sistema binário na qual o material orbital é gravitacionalmente vinculado a essa estrela.

PUNSLY; BINI, 2016; ZHANG, 2013).

3.4.3 Estrelas de nêutrons interagindo com cometas/asteroides

Um cometa ou asteroide pode ser capturado gravitacionalmente por uma estrela de nêutrons e cair em sua direção. O asteroide é comprimido gravitacionalmente pela estrela e seus pedaços, acelerados pelo campo magnético da estrela de nêutrons, formam porções de matéria com a mesma velocidade, produzindo emissão coerente. Contudo, para que não haja evaporação ou ionização neste processo, o cometa ou asteroide deve ser composto basicamente por ferro e níquel. Quando atinge a estrela, uma porção de plasma é lançada através das linhas de campo magnético em velocidades ultrarrelativísticas (GENG; HUANG, 2015). Esse modelo prevê emissão em raios X e gama por efeito Compton inverso. Entretanto, a emissão é muito fraca para sere observada.

3.4.4 Coalescências de buracos negros

O modelo de Zhang (2016) propõe que a carga do buraco negro induz um dipolo normal ao plano orbital e que, durante o processo de espiralação dos buracos negros em coalescência, o fluxo magnético altera-se rapidamente, o que produz emissão coerente de radiação de curvatura. Outra proposta (LIU et al., 2016) sugere que instabilidades criadas por forças de maré induzem reconexões magnéticas, que por sua vez criam ondas de choque relativísticas que se propagam através do meio interestelar. A emissão se dá via radiação de curvatura, consistente com o observado em FRBs.

3.4.5 Coalescências de estrelas de nêutrons

Este modelo propõe que a coalescência de duas estrelas de nêutrons pode gerar um pulso isotrópico na faixa de rádio (WANG et al., 2016). Enquanto as estrelas de aproximam, os campos magnéticos se conectam, resultando em reconexão magnética. Esse modelo ainda prevê que o resultado dessa fusão seja um buraco negro com alta rotação.

3.4.6 Coalescências de estrelas de nêutrons e anãs brancas

Liu (2018) propõe que a reconexão magnética injeta elétrons relativísticos da superfície da anã branca na magnetosfera da estrela de nêutrons, gerando um FRB. A escala de tempo prevista para o *burst* é menor que o costumeiramente observado nos FRBs, contudo o pulso pode ter sua largura temporal estendida devido a

espalhamentos (Seção 2.4.3).

3.4.7 Coalescências de anãs brancas e buracos negros

Durante a coalescência de um buraco negro e uma anã branca é esperada a formação de um disco de acreção ao redor do buraco negro, bem como um vento relativístico ao redor do sistema buraco negro-disco de acreção. Interações do disco com o vento podem ejetar porções de plasma magnetizado em velocidades relativísticas diferentes. A colisão dessas porções causam reconexões magnéticas que podem provocar masers de radiação síncrotron (LI et al., 2018).

3.4.8 Coalescências de anãs brancas

Kashiyama et al. (2013) propõe que a fusão de duas anãs brancas em uma única anã branca de alta rotação possa produzir reconexões magnéticas nas regiões polares devido à rotação diferencial da estrela ou instabilidades magnéticas. Por sua vez as reconexões ejetariam porções de elétrons que seriam aceleradas pelos campos magnéticos, emitindo por radiação de curvatura. A transferência de momento angular da anã branca para o disco de detritos ao redor diminui a rotação da estrela, dificultando a produção de múltiplos FRBs.

3.4.9 Relâmpagos de pulsares

Este modelo, proposto por Katz (2017c), sugere que FRBs podem ser gerados pela liberação de energia eletrostática armazenada em pulsares. Supondo que existem regiões do plasma magnetosférico com energias diferentes, o descarregamento dessa energia poderia se manifestar da mesma forma que os relâmpagos na Terra. Esse relâmpago produz um campo elétrico que varia rapidamente, acelerando elétrons e pósitrons na magnetosfera, produzindo radiação coerente via emissão de curvatura.

3.4.10 Ondas de choque em magnetares

O modelo de Metzger et al. (2019) sugere que FRBs são gerados por choques entre frentes de onda de velocidades diferentes, como nas ejeções do tipo *flare* em magnetares jovens. O material ejetado também produziria uma fonte persistente de rádio em uma fonte de altas DM e rotação de Faraday.

3.4.11 Pulsos gigantes de pulsares

FRBs poderiam ser pulsos gigantes de pulsares jovens. Porções de partículas são aceleradas através da magnetosfera do pulsar e podem gerar eventos de reconexão

magnética. A radiação resultante seria coerente e proveniente de emissão de curvatura. No entanto, é importante frisar que o mecanismo que promove os pulsos gigantes ainda é uma questão em aberto na ciência (CONNOR et al., 2016; KEANE et al., 2012; CORDES; WASSERMAN, 2016).

3.5 Potencial científico de FRBs

Existem importantes contribuições que podem ser exploradas a partir do estudo dos FRBs. Cruzando informações de DM e *redshifts* é possível medir diretamente a densidade cósmica de bárions ionizados (DENG; ZHANG, 2014; KEANE et al., 2016). McQuinn (2013) propõe que a distribuição de valores de DM é bem sensível à distribuição de bárions, podendo estabelecer limites mais restritos à flutuação em grande escala da matéria bariônica.

Juntamente com outras sondas cósmicas, FRBs poderiam restringir uma Equação de estado para energia escura, assim como as densidades de curvatura e de matéria bariônica presentes nas equações de Friedmann para Cosmologia (LÜ et al., 2015; GAO et al., 2014; WALTERS et al., 2018). Efeitos acentuados de lentes gravitacionais na detecção de FRBs serão capazes de restringir a constante de Hubble e a curvatura do Universo (LI et al., 2017). Como a dependência do tempo de chegada dos pulsos de um FRB em relação a frequência é bem conhecida (Equação 2.33), restrições sobre o valor da massa do fóton podem ser estabelecidas (WEI et al., 2015; WU et al., 2016; SHAO; ZHANG, 2017).

Compreendendo a relevância científica dos FRBs, o radiotelescópio BINGO, com suas peculiaridades, pode ser considerado um potencial identificador de FRBs. O próximo Capítulo apresenta um pouco mais sobre o experimento e suas potencialidades.

4 O RADIOTELESCÓPIO BINGO

A principal motivação do radiotelescópio BINGO é ser o primeiro telescópio a detectar oscilações acústicas de bárions (BAO, *Baryonic Acoustic Oscillation*) na banda de rádio do espectro eletromagnético, mais especificamente entre 980 MHz e 1260 MHz. Através de medidas da linha de 21 cm (produzida pela transição hiperfina do elétron no átomo de Hidrogênio (MERÍCIA, 2019)) serão criados mapas da distribuição de Hidrogênio neutro em diferentes *redshifts*, o que fornecerá dados para detecção de BAOs, contribuições para restrição dos parâmetros cosmológicos e maior compreensão da energia escura (WUENSCHÉ et al., 2018; MERÍCIA, 2019).

O radiotelescópio BINGO é um consórcio composto por instituições de diversos países. Os principais são: no Brasil, o Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), a Universidade Federal de Campina Grande (UFCG) e a Universidade de São Paulo (USP); na Inglaterra, as *University of Manchester* e *University College London*; na Suíça, a *Eidgenössische Technische Hochschule Zürich* (ETH Zürich); na China, a *YangZhou University*; na França, o *Institut d'astrophysique de Paris* e, na África do Sul, a *University of KwaZulu-Natal*.

Figura 4.1 - Região de construção do Projeto BINGO

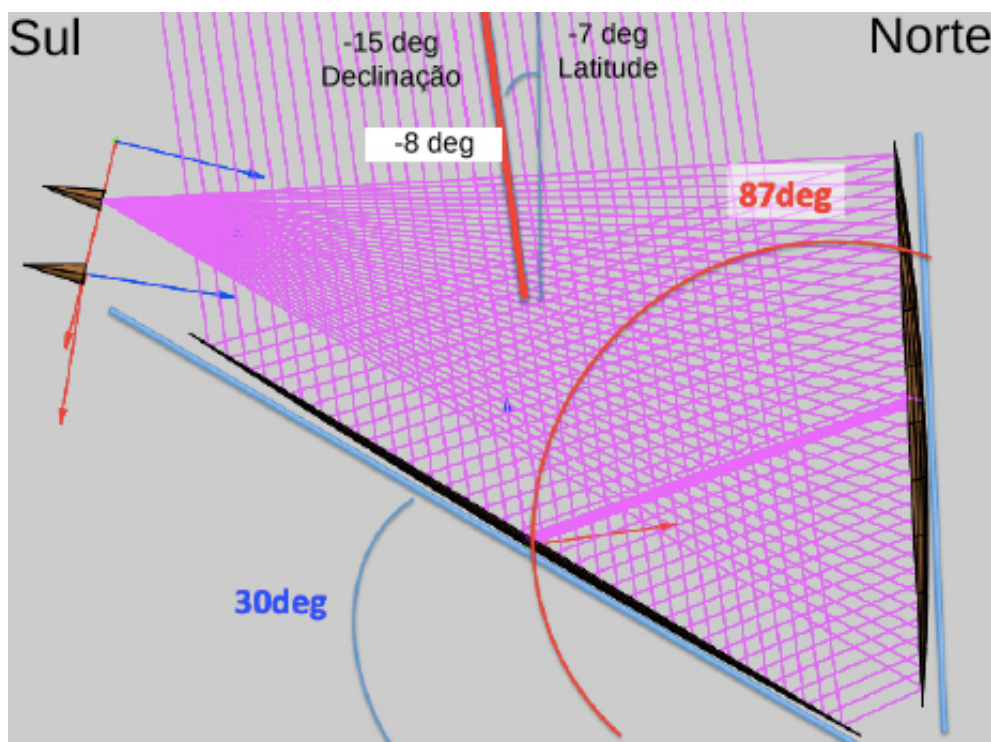


Serra do Urubu, localizada no município de Aguiar, no Vale do Piancó, no sertão do Estado da Paraíba.

Fonte: Mike Peel, (2016).

O BINGO será instalado no interior do Estado da Paraíba - Brasil (figura 4.1), mais especificamente na Serra do Urubu ($07^{\circ}02'57''S$, $38^{\circ}15'46''W$), local onde os níveis de interferência em rádio (RFI, do inglês *Radio Frequency Interference*) na banda de operação do radiotelescópio foram os mais baixos encontrados durante a campanha de medidas de RFI realizada em 2016 – 2017 (PEEL et al., 2018). Seu sistema óptico será do tipo *Crossed-Dragone* (figura 4.2) com refletores coletores de sinal fixos, atuando como um telescópio de trânsito em uma faixa de declinação com largura de $\sim 15^{\circ}$.

Figura 4.2 - Projeto óptico



Projeto óptico do radiotelescópio BINGO, por Bruno Maffei e Ivan Ferreira. O espelho primário é um parabolóide de raio 20 m; o secundário, um espelho hiperbólico de raio 17 m.

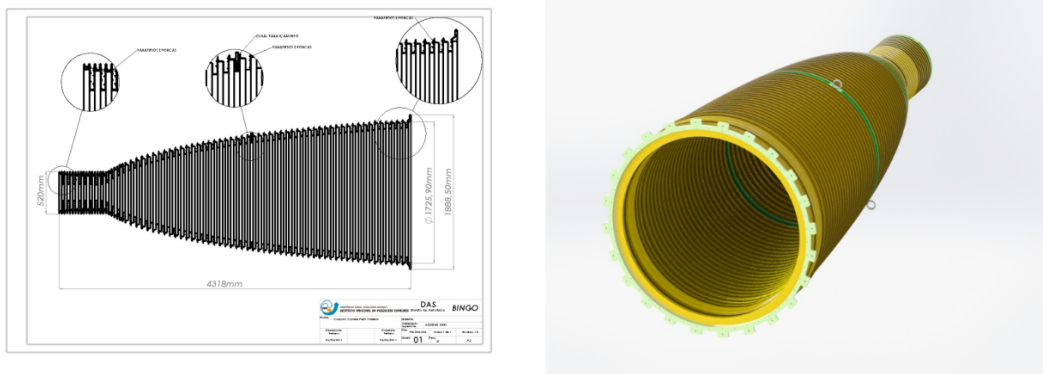
Fonte: Maffei e Ferreira (2019).

Como pode ser visto na Figura 4.2, o radiotelescópio BINGO consiste em 2 espelhos estáticos, sendo um parabolóide *off-axis* de 40 m de diâmetro e um hiperbolóide, também *off-axis*, de 34 m de diâmetro. A configuração preliminar prevê o espelho primário fixo com uma pequena inclinação em relação ao solo, enquanto o secundário seria sustentado por uma estrutura vertical com uma pequena inclinação negativa.

Para minimizar a contaminação do sinal proveniente do céu, o espelho secundário será sub-iluminado por cerca de 50 cornetas, que alimentarão 100 cadeias de receptores com capacidade de medir polarização circular. O arranjo todo apresenta largura à meia altura $\theta_{FWHM} \sim 40'$ numa frequência central de 1110 MHz (BATTYE et al., 2016; WUENSCHÉ et al., 2018).

As cornetas desenvolvidas para o projeto BINGO são cornetas cônicas corrugadas especificamente para atender os objetivos do equipamento: minimizar os lóbulos laterais e obter boa performance de polarização. O projeto eletromagnético foi feito na *University of Manchester* e o projeto mecânico foi desenvolvido na Divisão de Astrofísica do INPE.

Figura 4.3 - Corneta do Projeto BINGO



Esquerda: projeto da corneta com detalhes para as corrugações. Direita: corneta vista em perspectiva, onde os anéis verdes são anéis de suspensão.

Fonte: Wuensche et al. (2018).

A corrugação é obtida pela integração de 127 anéis coaxiais feitos de uma liga de alumínio (6060 T4) coberta por uma camada protetora anticorrosão. Os anéis que formam a corneta apresentam diâmetros diferentes, produzindo sua forma singular. A corneta possui 1,9 m de diâmetro máximo, 4,3 m de comprimento e tamanho de feixe entre 10° e 15° , dependendo da frequência. A Figura 4.4 mostra a corneta sendo transportada para testes na câmara anecoica do Laboratório de Integração e Testes do INPE (LIT - INPE) e a Figura 4.5 apresenta um dos diagramas de irradiação produzido nos testes.

Figura 4.4 - Testes da corneta no LIT - INPE



Esquerda: corneta sendo transportada para dentro da câmara anecoica. Direita: Corneta dentro da câmara anecoica do Laboratório de Integração e Testes (LIT) no INPE (RAIMUNDI, 2018).

Fonte: Produção do autor.

Figura 4.5 - Diagrama de Irradiação - LIT - INPE

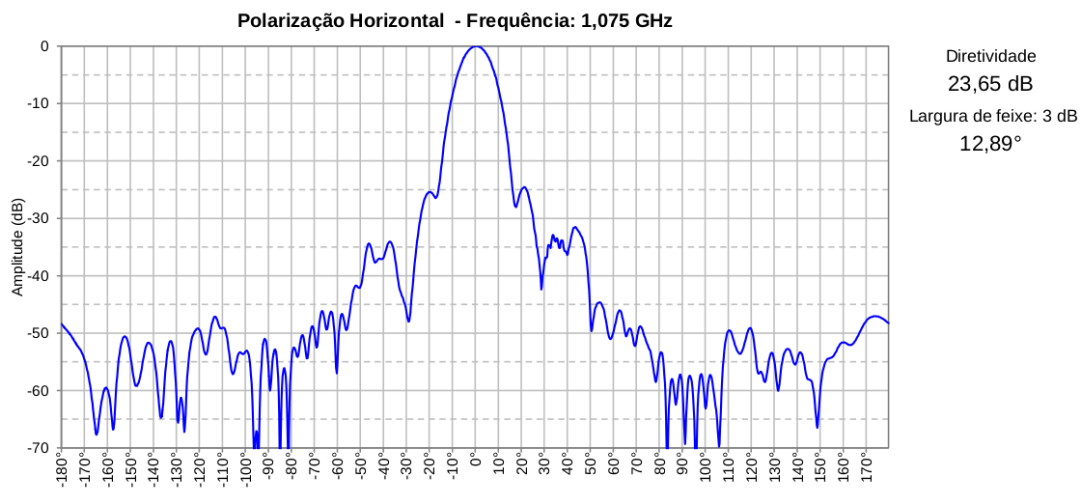
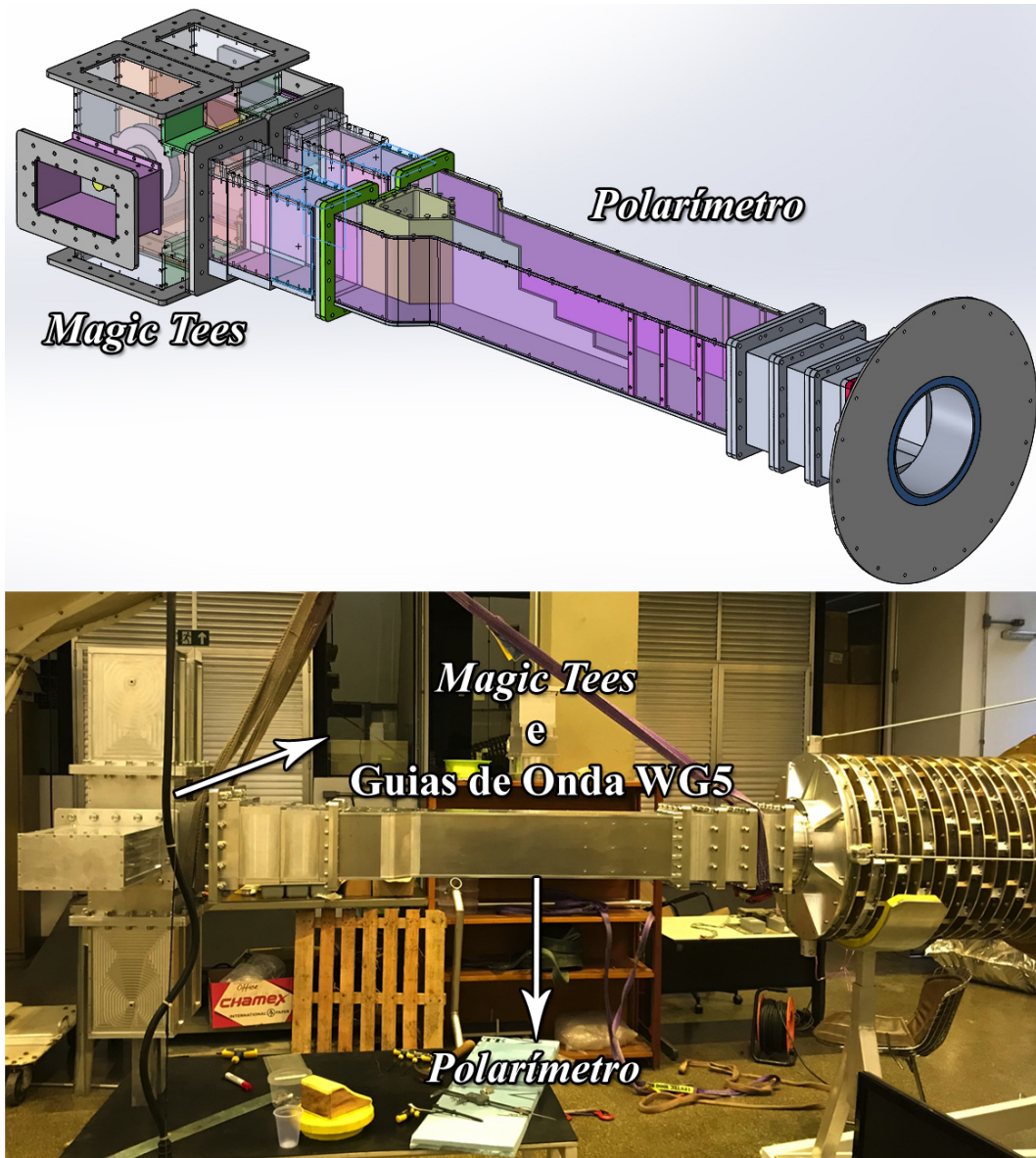


Diagrama de irradiação do teste da corneta no LIT para 1075 MHz e polarização linear horizontal.

Fonte: Raimundi (2018).

Logo após cada corneta haverá um polarímetro, *mixers* do tipo *magic tees* e guias de onda do tipo WG5, como mostra a Figura 4.6. Mais detalhes sobre a construção e especificações da corneta, polarímetro e os guias de onda estão em Wuensche et al. (2019).

Figura 4.6 - Polarímetro, *Magic Tees* e Guias de Onda



Superior: projeto mecânico do polarímetro e *magic tees* por L. Reitano. Inferior: polarímetro, *magic tees* e guias de onda integrado a uma corneta no laboratório de cosmologia na Divisão de Astrofísica do INPE.

Fonte: Produção do autor.

Após cada guia de onda WG5, haverá um sistema correlacionador operando com amplificadores à temperatura controlada em ~ 290 K, o que acarretará em uma temperatura de ruído total para cada receptor de cerca de 70 K. Uma das propostas iniciais de receptor apresentada pela equipe do BINGO consiste no *front-end* formado por transições, polarímetro e *magic tees* conectados a dois receptores correlacionadores. O receptor correlacionador é constituído por radiômetros simples, protótipo integrado neste trabalho, como visto na Figura 4.7.

A localização ideal para observação radioastronômica, o amplo campo de visada e a forma contínua e repetida sobre a mesma região do céu, associadas à menores tempos de integração e canais espectrais mais finos, tornam o Radiotelescópio BINGO um poderoso instrumento capaz de detectar fenômenos transientes, dentre eles, os FRBs. O Capítulo a seguir descreve os testes, medidas, análises dos componentes e a integração, testes e medidas de um radiômetro simples, um tipo de receptor também proposto pela Colaboração BINGO,

Figura 4.7 - Modelo do Radiômetro Simples do Projeto BINGO

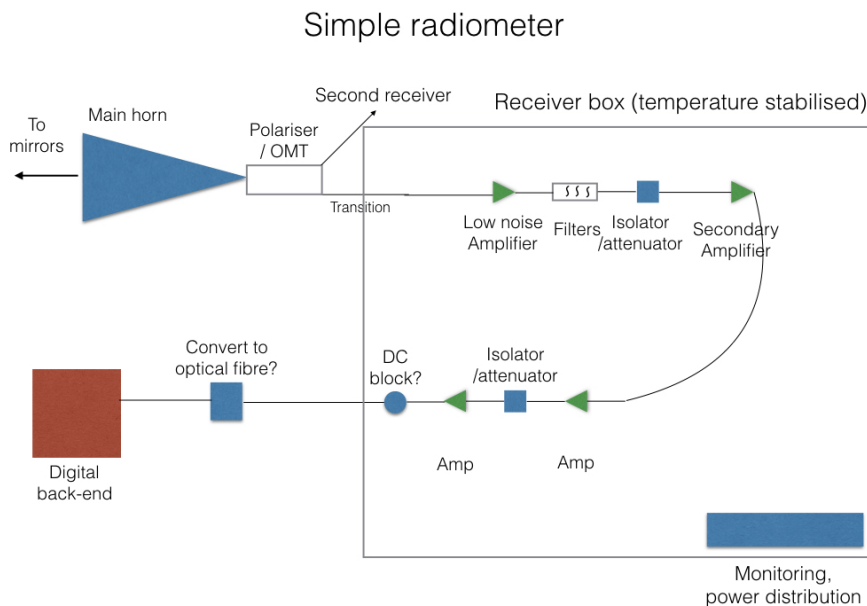


Diagrama de uma das opções propostas para o radiotelescópio BINGO: um radiômetro simples.

Fonte: Produção do autor.

5 CARACTERIZAÇÃO DO PROTÓTIPO DE RADIÔMETRO DE POTÊNCIA TOTAL

Este Capítulo aborda conceitos necessários para a caracterização e integração de componentes disponíveis na Divisão de Astrofísica do INPE em um radiômetro simples, que pode ser utilizado na detecção de FRBs.

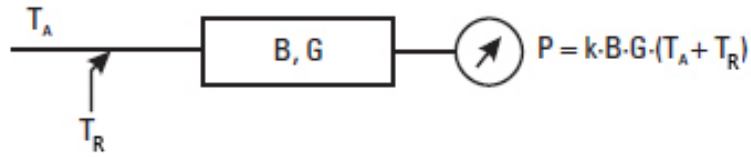
5.1 Princípios de funcionamento de um radiômetro

O objetivo de um radiômetro é medir potência. A antena acopla a radiação eletromagnética com a entrada do radiômetro e como saída fornece uma potência média integrada em uma banda de frequência, ou seja, uma densidade de fluxo espectral. É comum expressar a densidade de fluxo espectral em termos de uma temperatura equivalente, já discutida na Seção 2.1. Em um radiômetro ideal, a potência medida é diretamente proporcional à temperatura de brilho associada à fonte observada, como pode ser visto pela relação 5.1:

$$P = kBGT, \quad (5.1)$$

onde k é a constante de Boltzmann, B a banda de frequência, G o ganho do receptor e T_B a temperatura de brilho da fonte. Contudo, um radiômetro real não recebe apenas sinal da fonte. Existem outras contribuições que transferem potência à antena, como o solo, o céu, o ambiente e a própria antena. Essa potência é relacionada a uma temperatura de antena T_A . A eletrônica do radiômetro produz ruídos que também são relacionados a uma temperatura, chamada temperatura de ruído do radiômetro T_R . Um diagrama simples de radiômetro pode ser visto na Figura 5.1.

Figura 5.1 - Radiômetro Real



A densidade de fluxo espectral é diretamente proporcional à T_A e T_R .

Fonte: Skou (1989).

A relação 5.1 torna-se, então:

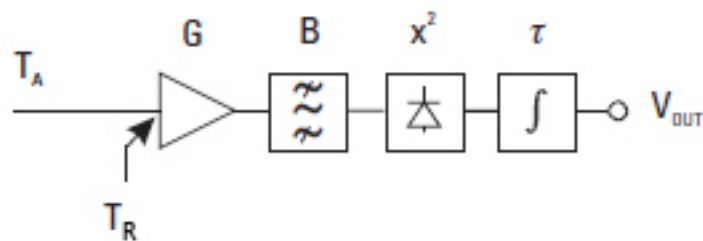
$$P = kB G(T_A + T_R). \quad (5.2)$$

Existem vários tipos de radiômetros, tais como os de potência total, os Dicke, interferométricos, entre outros. Este trabalho, no entanto, é focado no radiômetro de potência total.

5.2 O radiômetro de potência total

O exemplo mais simples de um radiômetro de potência total é formado por um amplificador de ganho G , um filtro seletor de banda B , um detector quadrático X^2 e um integrador, representado na Figura pela letra τ . O diagrama simplificado de um radiômetro de potência total é mostrado na Figura 5.2.

Figura 5.2 - Radiômetro de Potência Total



Modelo simples de um radiômetro de potência total, constituído por um amplificador (G), um filtro seletor de banda (B), um detector quadrático (X^2) e um integrador de resolução temporal τ .

Fonte: Skou (1989).

Mais detalhes sobre as características dos componentes da cadeia que compõe o radiômetro de potência total são discutidas a seguir.

5.2.1 Ganho, Figura de ruído e perda de retorno

O **ganho G** de um componente é a razão entre a potência de saída em relação à potência de entrada e é comumente medido em decibéis. O ganho é uma característica de componentes ativos, ou seja, que precisam ser alimentados por uma tensão. Um exemplo de componente ativo que apresenta ganho é o amplificador. Partindo da definição de decibel, pode-se encontrar o valor linear da amplificação de sinal através da relação 5.3:

$$G = 10^{\frac{G[dB]}{10}}. \quad (5.3)$$

Como exemplo, um amplificador de ganho 20 dB aumenta em 100 vezes o nível de sinal de entrada.

Já a **Figura de ruído F** está relacionada à temperatura de ruído de componentes ativos. A definição de Figura de ruído F é dada por:

$$F = \frac{(S/R)_e}{(S/R)_s}, \quad (5.4)$$

onde $(S/R)_e$ é a razão sinal-ruído na entrada do componente e $(S/R)_s$ a razão sinal-ruído na saída do componente. É uma grandeza física também comumente medida em decibéis e pode ser transformada do mesmo modo que o ganho, como na Equação 5.3. A Figura de ruído F relaciona-se com a temperatura de ruído do componente através da relação:

$$T_{ativo} = T_{amb}(F - 1), \quad (5.5)$$

onde T_{ativo} é a temperatura de ruído do componente ativo, T_{amb} a temperatura ambiente que o componente está e F o valor linear da Figura de ruído.

A **perda de retorno P** dos componentes representam a quantidade do sinal de entrada que é refletido pelo componente. A perda de retorno também é usualmente medida em decibéis e transforma-se em um valor linear como na Equação 5.3. A

perda de retorno é importante para componentes passivos, ou seja, aqueles que não precisam de alimentação para funcionarem, como atenuadores e filtros seletores de banda. A perda de retorno está relacionada à temperatura de ruído dos componentes passivos através da relação:

$$T_{passivo} = T_{amb}(P - 1), \quad (5.6)$$

onde $T_{passivo}$ é a temperatura de ruído de componentes passivos e P a perda de inserção na forma linear.

5.3 Caracterização dos componentes

Para caracterizar os componentes, as análises de amplificadores e filtros foram feitas com o analisador vetorial PNA-L Network Analyzer N5230C e encontram-se no apêndice B. A temperatura ambiente T_{amb} admitida nos cálculos é de 290 K.

5.3.1 Amplificadores

A escolha do amplificador envolve, além do máximo ganho na banda de 980 - 1260 MHz, a menor Figura de ruído F dos componentes. Os amplificadores comerciais da Mini-Circuits, modelo P192LN+, apresentam uma Figura de ruído no valor de $F_{MC} = 0,52$ dB e os amplificadores da SkyWorks, nomeados SWLNA, apresentam Figura de ruído $F_{SW} = 0,25$ dB. De acordo com a Equação 5.5, temos uma temperatura de ruído para os amplificadores de prateleira da Mini-Circuits no valor de $T_{MC} \sim 37$ K e $T_{SW} \sim 17$ K. A Tabela 5.1 mostra mais detalhes sobre os dois amplificadores da SkyWorks e os quatro amplificadores da Mini-Circuits.

Tabela 5.1 - Ganho dos Amplificadores de Baixo Ruído

| Frequência (MHz) | SWLNA01 (dB) | SWLNA02 (dB) | P162LN+ 01 (dB) | P162LN+ 02 (dB) | P162LN+ 03 (dB) | P162LN+ 04 (dB) |
|---------------------|-----------------|-----------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 980 | 20,3 | 20,5 | 22,3 | 22,8 | 22,8 | 22,7 |
| 1120 | 19,6 | 19,7 | 21,4 | 21,8 | 21,9 | 21,8 |
| 1260 | 18,9 | 18,9 | 20,5 | 20,8 | 21 | 20,8 |

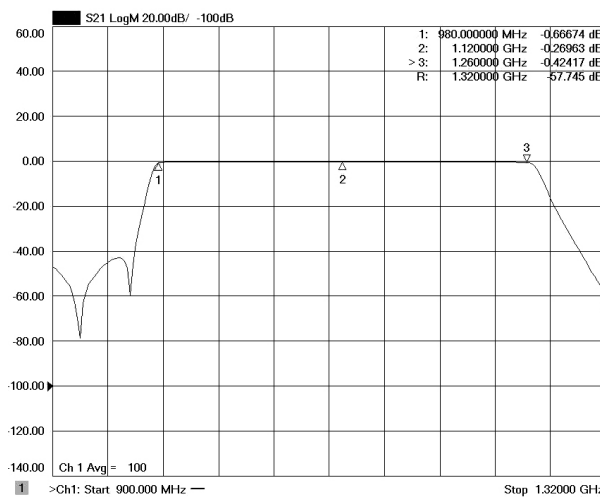
Mesmo que o ganho dos amplificadores da Mini-Circuits sejam ligeiramente maiores, a baixa temperatura de ruído dos amplificadores da SkyWorks foram determinantes para serem utilizados no protótipo, principalmente como amplificador primário. A importância da baixa temperatura de ruído para o amplificador primário é discutida

na Seção 5.4.

5.3.2 Filtros

O filtro é um componente passivo que atenua a propagação do sinal fora de determinada banda, permitindo que apenas uma faixa do espectro eletromagnético prossiga se propagando dentro do receptor. Como o interesse desse trabalho está na banda de 980 MHz - 1320 MHz, as Figuras 5.3 e 5.4 representam o ganho e a perda de retorno de um dos filtros utilizados neste trabalho e nesta banda.

Figura 5.3 - Ganho de um Filtro



Representação gráfica do ganho na banda de um filtro. O eixo Y é a medida do ganho em dB, de -140 dB a 60 dB. O eixo X mede a frequência em hertz, de 900 MHz a 1,32 GHz.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 5.3 mostra o ganho de um dos filtros, isto é, a potência de saída em relação à potência de entrada. Os marcadores 1 e 3 da Figura marcam, respectivamente, o início e o fim da banda. Neste intervalo, é importante notar que a perda é próxima de zero e praticamente constante. Isto representa que quase a totalidade do sinal nesse intervalo de frequência se propaga pelo filtro sem perda. Por exemplo, o marcador 1, do início da banda, apresenta a maior perda entre os três marcadores da banda, o que pode ser visto no canto superior direito. A perda de -0,67 dB representa a propagação de $\sim 85\%$ do total da potência do sinal na frequência de 980 MHz. Para 1,12 GHz, a perda de -0,27 dB representa que $\sim 94\%$ do sinal é propagado nesta

frequência.

Outra característica da Figura 5.3 é a perda significativa que ocorre antes do marcador 1 no gráfico. Próximo dos 960 MHz, a perda atinge -20 dB, ou seja, apenas 0,01 da potência do sinal que entra neste filtro nessa frequência prossegue no receptor. Isso representa a capacidade do filtro de impedir que as ondas eletromagnéticas nas frequências fora da banda cheguem aos amplificadores secundários. Dessa forma, a forma do gráfico é importante na análise de um filtro. Quanto mais acentuada é a queda de ganho do filtro fora da banda, isto é, quanto maior a perda próximo aos limites da banda, melhor se torna o filtro. O intervalo antes do marcador 1 na Figura 5.3 apresenta uma queda mais íngreme que o intervalo após o marcador 3, o que mostra que a eficiência deste filtro antes de 970 MHz é melhor que após 1320 MHz.

As frequências onde ocorre diminuição de -3 dB próximo aos limites da banda também são características a serem analisadas ao escolher um filtro. Uma perda de -3 dB corresponde a uma perda de $\sim 50\%$ de potência e quanto mais perto dos limites da banda encontra-se essa perda, melhor o filtro. Características dos filtros são apresentadas na Tabela 5.2, para os filtros provenientes da Inglaterra (EN1 e EN2) e da China (CN1 a CN4).

Tabela 5.2 - Filtros

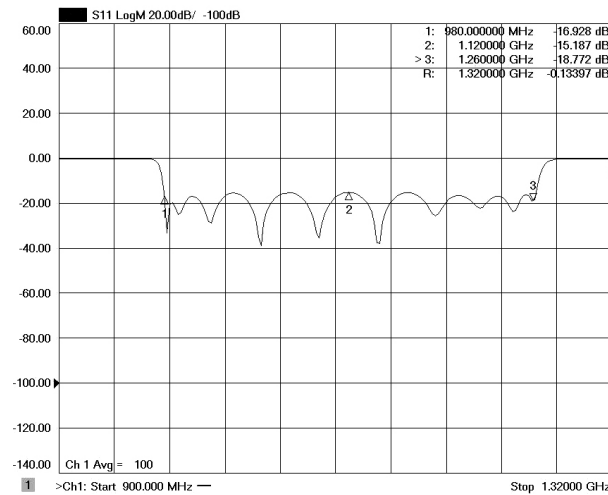
| Componente | -3dB inicial (MHz) | 980 MHz (dB) | 1120 MHz (dB) | 1260 MHz (dB) | -3dB final (MHz) |
|------------|-----------------------|-----------------|------------------|------------------|---------------------|
| EN1 | 957 | -0,45 | -0,17 | -0,43 | 1265 |
| EN2 | 977 | -0,67 | -0,27 | -0,41 | 1267 |
| CN1 | 971 | -0,45 | -0,28 | -0,65 | 1260 |
| CN2 | 971 | 0,40 | -0,30 | -0,66 | 1267 |
| CN3 | 972 | -0,43 | -0,29 | -0,75 | 1273 |
| CN4 | 970 | -0,44 | -0,29 | -0,80 | 1270 |

Na Tabela 5.2, a primeira coluna refere-se ao componente analisado. A segunda e última colunas especificam em que frequência a potência recebida pelo filtro cai pela metade. As colunas 980, 1120 e 1260 MHz apresentam as perdas, em dB, que os filtros proporcionam em cada uma das frequências mencionadas.

Já a Figura 5.4 apresenta um gráfico da perda de retorno de um filtro, isto é, a quantidade da potência emitida na entrada que é refletida pelo filtro. É uma medida da relação da potência de entrada em relação à própria entrada. O marcador 2, por exemplo, marca a frequência de 1120 MHz e apresenta uma perda de retorno no valor de -15,2 dB, o correspondente a 0,03 em uma escala linear. Isso quer dizer que

somente 3% da potência emitida na entrada no filtro na frequência de 1120 MHz é detectada novamente na própria entrada.

Figura 5.4 - Perda de um Filtro



Representação gráfica da perda de inserção na banda de um filtro. O eixo Y é a medida do ganho em dB, de -140 dB a 60 dB. O eixo X mede a frequência em hertz, de 900 MHz a 1,32 GHz.

Fonte: Produção do autor.

Os intervalos à direita e à esquerda da banda (representada pelo intervalo entre os marcadores 1 e 3), possuem um valor quase nulo. Isto se deve ao fato de que o filtro não permite que a potência associada às determinadas frequências prossigam dentro da eletrônica do receptor, como visto na Figura 5.3. Assim, a potência de entrada torna-se quase nula para essas frequências. Admitindo que na Figura 5.4 a média dessa reflexão na banda seja ~ -20 dB, a reflexão do sinal que entra pelo filtro é de apenas 1% do sinal de entrada.

5.3.3 Detector quadrático e integrador

Após os amplificadores e filtros, o detector quadrático tem a função de transformar a potência recebida em um valor de diferença de potencial que é o quadrado do valor de entrada, visto que a energia de uma onda eletromagnética é proporcional ao quadrado do campo elétrico, dessa forma, também proporcional ao quadrado da voltagem, mensurável em qualquer voltímetro de escala adequada. Por fim, o integrador faz medidas em um determinado tempo e retorna médias. O menor tempo

possível para a integração está limitado pela eletrônica do integrador, no entanto, quanto menor o tempo de integração, maior o nível de flutuações, ou seja, maior o ruído. Conforme o tempo de integração aumenta, a quantidade de dados é maior e a média feita para cada valor de voltagem é, teoricamente, mais estável durante o tempo, o que é visto como uma diminuição de ruído. Desta forma, o tempo de integração ideal depende do tempo do fenômeno a ser observado. A seguir, alguns conceitos importantes para integração e análise de um radiômetro simples.

5.4 Integração do radiômetro simples

Para que um radiômetro possa oferecer seu melhor rendimento é importante conhecer como os componentes contribuem para sua temperatura de ruído (temperatura intrínseca do radiômetro), importante para a sensibilidade do receptor. Para estimar a temperatura de sistema T_{sys} devemos conhecer T_A e T_R . T_R é dada por:

$$T_R = T_{R_1} + \sum_{i=2}^n \frac{T_{Ri}}{\prod_{j=1}^{i-1} G_j}, \quad (5.7)$$

onde T_{Ri} representa a temperatura do i -ésimo componente do radiômetro e G_j o ganho do j -ésimo componente.

A Equação 5.7 mostra a importância do primeiro componente da cadeia do receptor pois, além de ser a temperatura de ruído que predomina no sistema, o ganho do primeiro componente diminuirá a temperatura de ruído dos próximos componentes. Assim, o amplificador selecionado deve possuir baixa Figura de ruído F e alto ganho G , como o SWLNA 02, escolhido na Seção 5.3.1. A temperatura de ~ 18 K é baixa e o ganho de ~ 20 dB diminui em aproximadamente 100 vezes a temperatura dos próximos componentes.

Uma vez integrado, é importante conhecer a estabilidade do radiômetro. Para um determinado receptor com temperatura T_{sys} e ganho G_{sys} , a potência medida é dada por:

$$P_{sys} = kB G_{sys} T_{sys}. \quad (5.8)$$

A Equação 5.8 é importante pois mostra que variações de P_{sys} em função de variações de T_{sys} e G_{sys} são dadas por:

$$\delta P \propto G_{sys} \delta T_{sys} + T_{sys} \delta G_{sys}. \quad (5.9)$$

O termo $G_{sys} \delta T_{sys}$ corresponde à susceptibilidade térmica dos amplificadores que compõem o receptor. O termo $T_{sys} \delta G_{sys}$ só contribui se o ganho do sistema não for estável. Para que não haja variações nas medidas, $\delta P \sim 0$. Dessa forma, a condição de estabilidade do ganho é dada por:

$$\frac{\delta G}{G} < \frac{\delta T_{min}}{T_{sys}}, \quad (5.10)$$

ou seja, para que o receptor possa ser considerado estável, a relação 5.10 deve ser satisfeita. A temperatura mínima detectável ΔT_{min} é dada por (KRAUS et al., 1986):

$$\Delta T_{min} = k(T_A + T_R) \sqrt{\frac{1}{BN\tau} + \left(\frac{\Delta G}{G}\right)^2}, \quad (5.11)$$

onde ΔG é a variação do ganho G , τ o tempo de amostragem e N um número inteiro diferente de zero, de forma que $N\tau$ seja o tempo de integração; k é uma constante que depende do tipo de receptor. No caso de um receptor de potência total, $k = 1$.

5.4.1 Parâmetros de calibração

A saída de um radiômetro simples é uma voltagem que deve ser proporcional à temperatura detectada e ao ganho do receptor e é dada por:

$$V = H(T_A + T_R)G, \quad (5.12)$$

onde H é um fator de calibração. O intervalo de voltagem de saída que satisfaz a expressão 5.12 é que define a faixa dinâmica do receptor. Trabalhar dentro desse regime é necessário para que a resposta em volts possa ser, de fato, associada linearmente a uma potência ou a uma temperatura. Essa faixa pode ser testada inserindo atenuadores de 3 dB em série ao receptor e acompanhando a queda da voltagem pela metade a cada atenuação.

Uma vez no regime linear, para determinar a temperatura de ruído T_R e o parâmetro de calibração H , tomemos a Equação 5.12 para duas temperaturas diferentes, uma

onde $T_A = T_{amb}$ que se refere à temperatura ambiente e uma temperatura $T_A = T_{NL}$ que se refere à temperatura do nitrogênio líquido:

$$V_{amb} = H(T_R + T_{amb})G \quad (5.13)$$

e

$$V_{NL} = H(T_R + T_{NL})G. \quad (5.14)$$

Com essas duas medidas pode-se calcular um parâmetro de calibração Q , que relaciona uma diferença de potencial a uma temperatura:

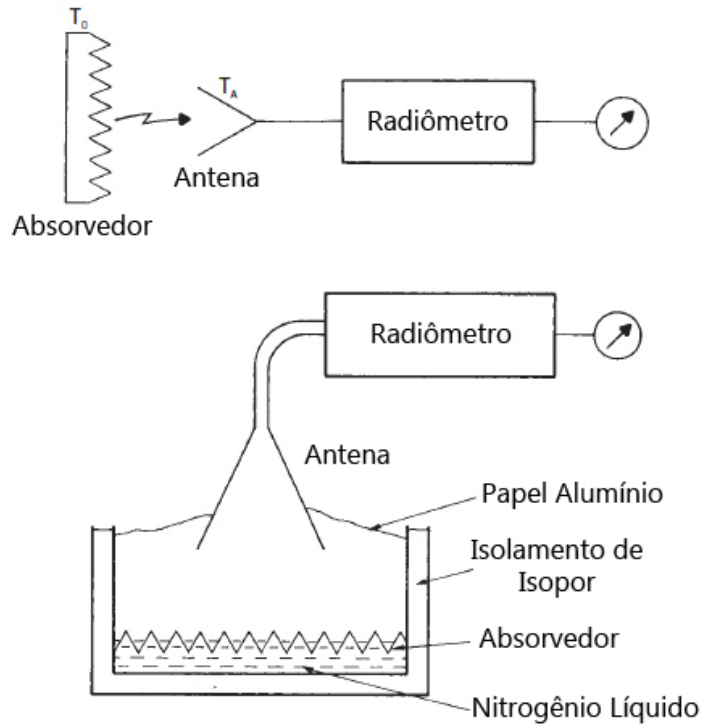
$$Q = \frac{(T_{amb} - T_{NL})}{(V_{amb} - V_{NL})}. \quad (5.15)$$

Dessa forma, a temperatura de ruído pode ser encontrada usando-se a relação 5.16:

$$T_R = QV_R, \quad (5.16)$$

onde Q é o parâmetro de calibração em K/V, V_R é o valor de voltagem medido sem a entrada de nenhum sinal no receptor, apenas a gerada pela própria eletrônica da cadeia. Para determinar T_{amb} , V_{amb} , T_{NL} e V_{NL} , dois tipos de medidas são feitas, como mostra a Figura 5.5. Um delas utilizando um absorvedor à temperatura ambiente para medir T_{amb} e V_{amb} e outra para medir temperatura e voltagem de um absorvedor imerso em Nitrogênio líquido (NL), obtendo-se T_{NL} e V_{NL} .

Figura 5.5 - Calibração usando carga quente e fria



Acima, o esquema feito para se medir uma carga quente (temperatura ambiente) e abaixo, um esquema para se medir uma carga fria (temperatura do nitrogênio líquido).

Fonte: Produção do autor.

O Capítulo a seguir apresenta os procedimentos experimentais para aquisição de dados e resultados da integração do radiômetro simples proposto neste trabalho.

6 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E DADOS

6.1 Montagem do receptor

Com base nos gráficos do apêndice B, nas Tabelas 5.1 e 5.2 e nas discussões da Seção 5.3, o protótipo principal utilizou o filtro EN2 e o amplificador SWLNA 02 como amplificador primário. Os amplificadores secundários foram alterados em diferentes momentos entre combinações entre SWLNA 01 e P162LN+ 02.

A antena utilizada foi uma antena BTA 118 da Beta Telecom, pouco diretiva para 1100 MHz. A área física da antena é $364,25 \text{ cm}^2$ e retangular. Admitindo que a área efetiva dessa antena seja 50% da área física, a área efetiva pode ser considerada com a área de um círculo de raio 7,6 cm. Dessa maneira, podemos considerar que o ângulo sólido efetivo Ω_{eff} é dado por:

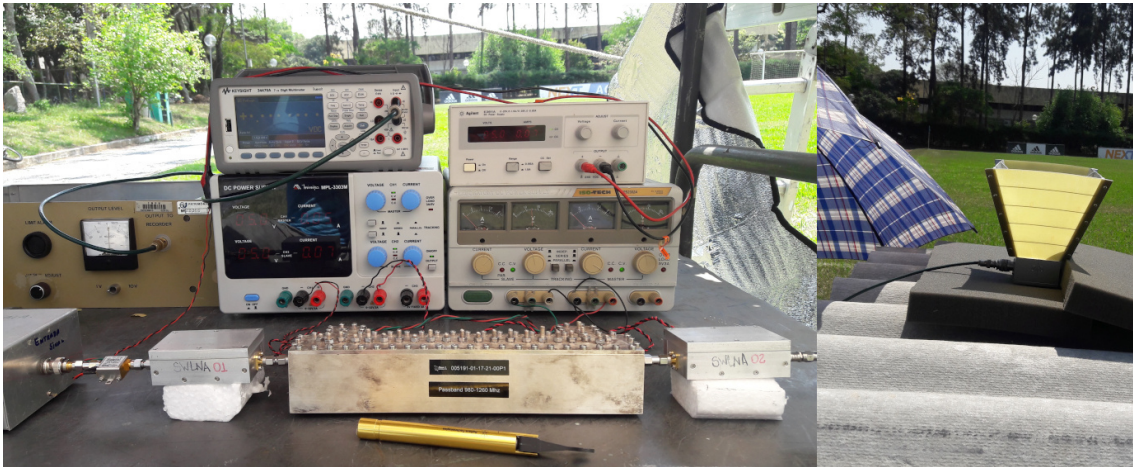
$$\Omega_{eff} = (\Theta_{FWHP})^2 \quad (6.1)$$

onde Θ_{FWHP} é o ângulo correspondente à largura total à meia potência, podendo ser calculado através da relação

$$\Theta_{FWHP} = \sqrt{\frac{\lambda^2}{A_{eff}}}, \quad (6.2)$$

que resulta em 120° , muito maior que os $13,5^\circ$ da corneta do BINGO. Isto significa que há muito mais espaço para a entrada de radiação eletromagnética na antena, seja do sinal de interesse ou de contaminação.

Figura 6.1 - Antena e Radiômetro



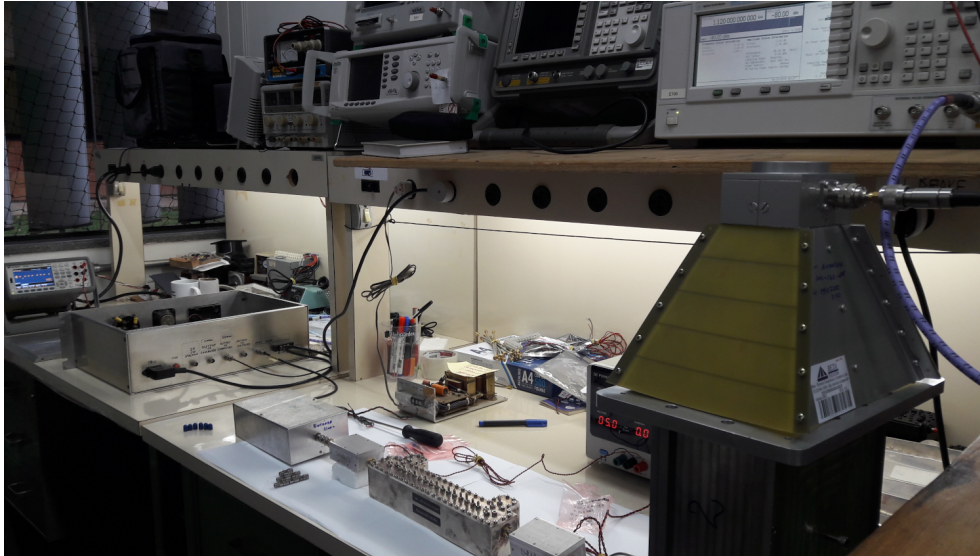
Do lado direito, a antena BTA 118 usada nos testes. Do lado esquerdo, a configuração padrão utilizada como radiômetro simples: o amplificador SWLNA 02 como amplificador primário, o filtro EN 02 e, após o filtro, uma combinação de amplificadores. Na imagem estão sendo utilizados o amplificador SWLN 01 e o P162LN+ 02 em série como amplificadores secundários.

Fonte: Produção do autor.

O primeiro desafio encontrado para medir corretamente o ruído do receptor, visto na Figura 6.1, foi a RFI encontrada. Seja no laboratório de radioastronomia da Divisão de Astrofísica do INPE (figura 6.2) ou no campo nas dependências do INPE (figura 6.3), o nível de interferência é alto, como pode ser visto nas Figuras 6.4 e 6.5.

As Figuras 6.4 e 6.5 foram feitas usando a cadeia de componentes do receptor composta pelo amplificador SWLNA 02 como amplificador primário, o filtro EN 02 e, após o filtro, o amplificador SWLNA 01 e o P162LN+ 02 em série. O analisador de espectro Rohde & Schwarz FSH8 foi utilizado e fez o papel de detector quadrático e integrador.

Figura 6.2 - Laboratório de Rádio - Divisão de Astrofísica - INPE



Bancada do laboratório de rádio da Divisão de Astrofísica no INPE. Na imagem, um gerador de sinal ligado à antena BTA 118 irradiando dentro de um guia de onda WG5. O WG5 está ligado à cadeia do radiômetro simples e, na saída, a um voltímetro digital.

Fonte: Produção do autor.

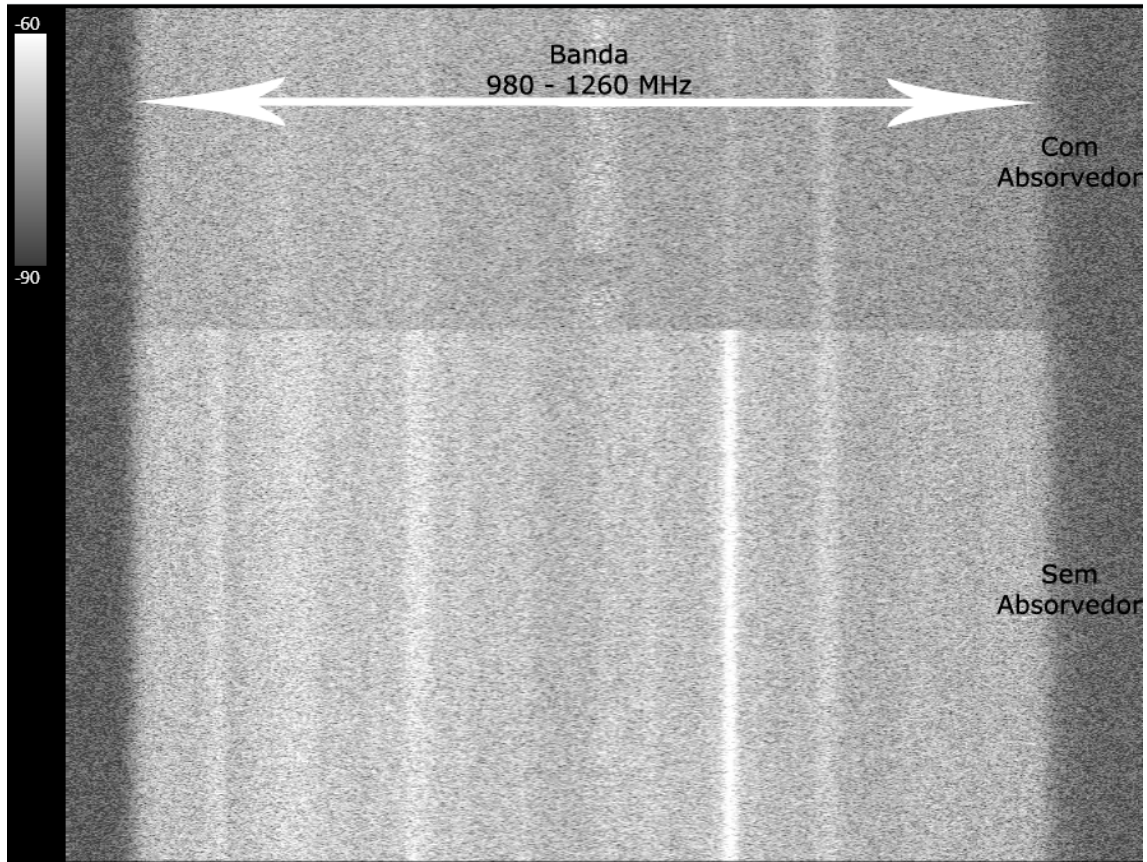
Figura 6.3 - Antena e Radiômetro no campo de futebol do INPE



Montagem feita para medir sinais ao ar livre nas dependências do INPE.

Fonte: Produção do autor.

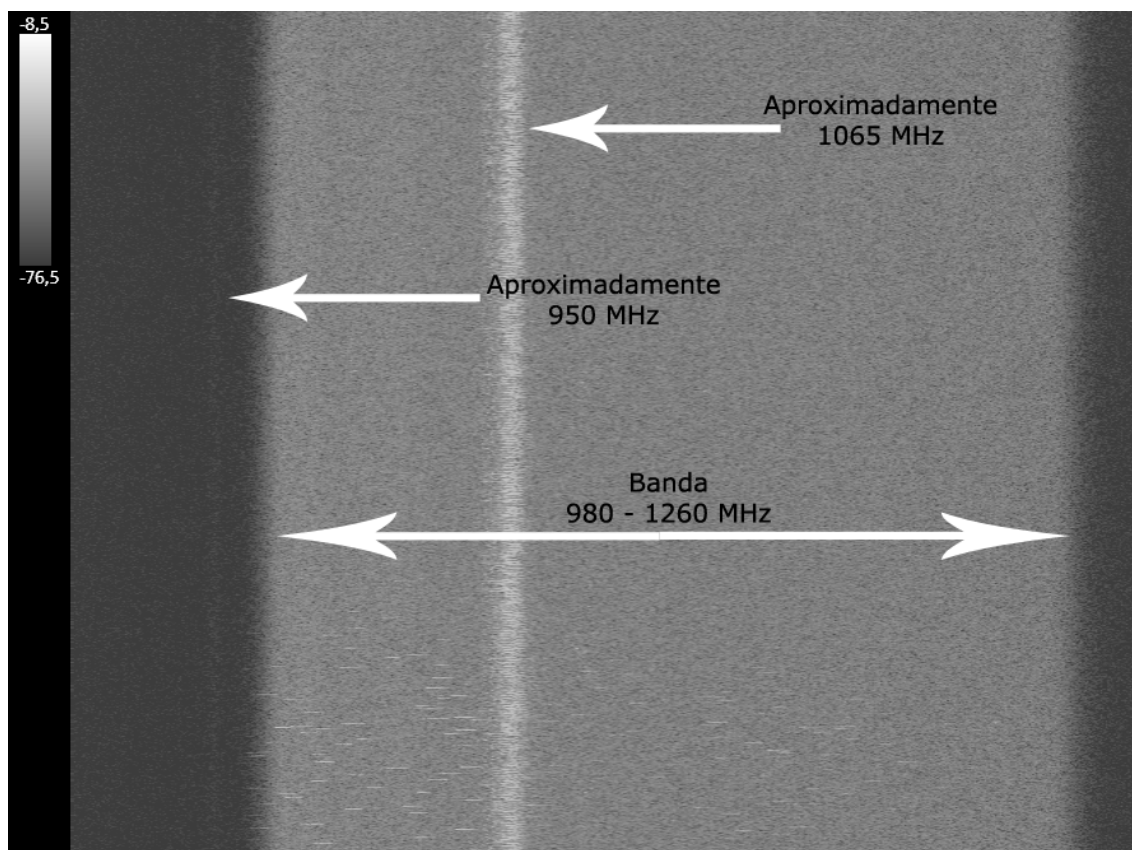
Figura 6.4 - Espectro Dinâmico - Lab. de Rádio



Espectro dinâmico medido dentro do Laboratório de Rádio da Divisão de Astrofísica do INPE. A banda de 280 MHz é visível: as faixas mais escuras dos lados direito e esquerdo representam frequências fora da banda de 980 - 1260 MHz. Há também uma divisão horizontal dentro da banda. Ela representa medidas feitas com absorvedores na entrada da antena (superior) e sem absorvedores (inferior). São notórias também as faixas dentro a banda, que representam interferências diversas.

Fonte: Produção do autor.

Figura 6.5 - Espectro Dinâmico - Campo de Futebol



Espectro dinâmico medido no campo de futebol nas dependências do INPE. A banda de 980 - 1260 MHz também é visível. Além da interferência contínua em aproximadamente 1065 MHz, provavelmente proveniente de comunicação aeronáutica, há uma interferência fora da banda, em aproximadamente 950 MHz, provavelmente gerada por redes de celular. Os vários pulsos observados na parte inferior do espectro dinâmico são pulsos devido à passagem de um avião sobre o campo.

Fonte: Produção do autor.

O nível de sinal no campo, por mais que os tons de cinza da Figura 6.5 sejam mais escuros, representam níveis em dBm (dB em relação a um miliwatt) maiores do que na Figura 6.4, o que significa que a quantidade de sinal entrando na antena no campo é bem maior que dentro do Laboratório de Radioastronomia da Divisão de Astrofísica do INPE. Assim, os testes foram feitos dentro do laboratório de rádio e todos os resultados são limites superiores, visto que parte da energia medida é proveniente de interferências.

6.2 Estimativa de ruídos

A Equação 5.7 para o radiômetro simples deste trabalho pode ser escrita como:

$$T_R = T_{Cabo} + T_{SWLNA02} + \frac{T_{EN2}}{G_{SWLNA02}} + \frac{T_{P162LN02}}{G_{SWLNA02}}, \quad (6.3)$$

onde T_{Cabo} é a temperatura do cabo que liga a antena ao radiômetro, $T_{SWLNA02}$ a temperatura do amplificador SWLNA02, T_{EN2} a temperatura do filtro EN2, $G_{SWLNA02}$ o ganho do amplificador SWLNA02 e $T_{P162LN02}$ a temperatura do amplificador P162LN02. As temperaturas dos componentes seguintes são omitidas pois, como os ganhos lineares dos amplificadores SWLNA02 e P162LN02 são 90 e 140, respectivamente, os termos seguintes são muito pequenos, proporcionais a 8×10^{-5} .

A Tabela 6.1 mostra a perda dos componentes passivos e a Figura de ruído dos componentes ativos dos componentes o radiômetro simples.

Tabela 6.1 - Componentes Principais

| | Perda ou Figura de Ruído [dB] | Temperatura do componente para $T_{amb} = 290$ K [K] |
|-----------------|--|--|
| Cabo | 0,15 | 10 |
| SWLNA02 | 0,25 | 17 |
| Filtro | 0,3 | 20 |
| P162LN02 | 0,52 | 37 |

Assim, a Equação 6.3 se torna:

$$T_R = 10 + 17 + \frac{20}{90} + \frac{37}{90} \approx 28 \text{ K}. \quad (6.4)$$

A próxima Seção mostra como foram obtidos e tratados os dados para o cálculo da temperatura de ruído.

6.3 Aquisição e tratamento de dados

Como visto na Seção 5.4.1, deve-se obter o fator de calibração e a temperatura de receptor utilizando medidas em duas temperaturas de referência. As medidas de

carga quente, à temperatura de 290 K, foram feitas com a antena BTA 118 tampada por dois absorvedores e uma tela metálica sobre os absorvedores. As medidas de carga fria, a 77 K, foram feitas utilizando uma caixa de isopor cheia de Nitrogênio líquido e absorvedores ao redor das paredes internas da caixa. Uma vez cheia e após alguns minutos para que o absorvedor pudesse chegar à temperatura do Nitrogênio líquido, a antena foi colocada junto a parede da caixa o isopor.

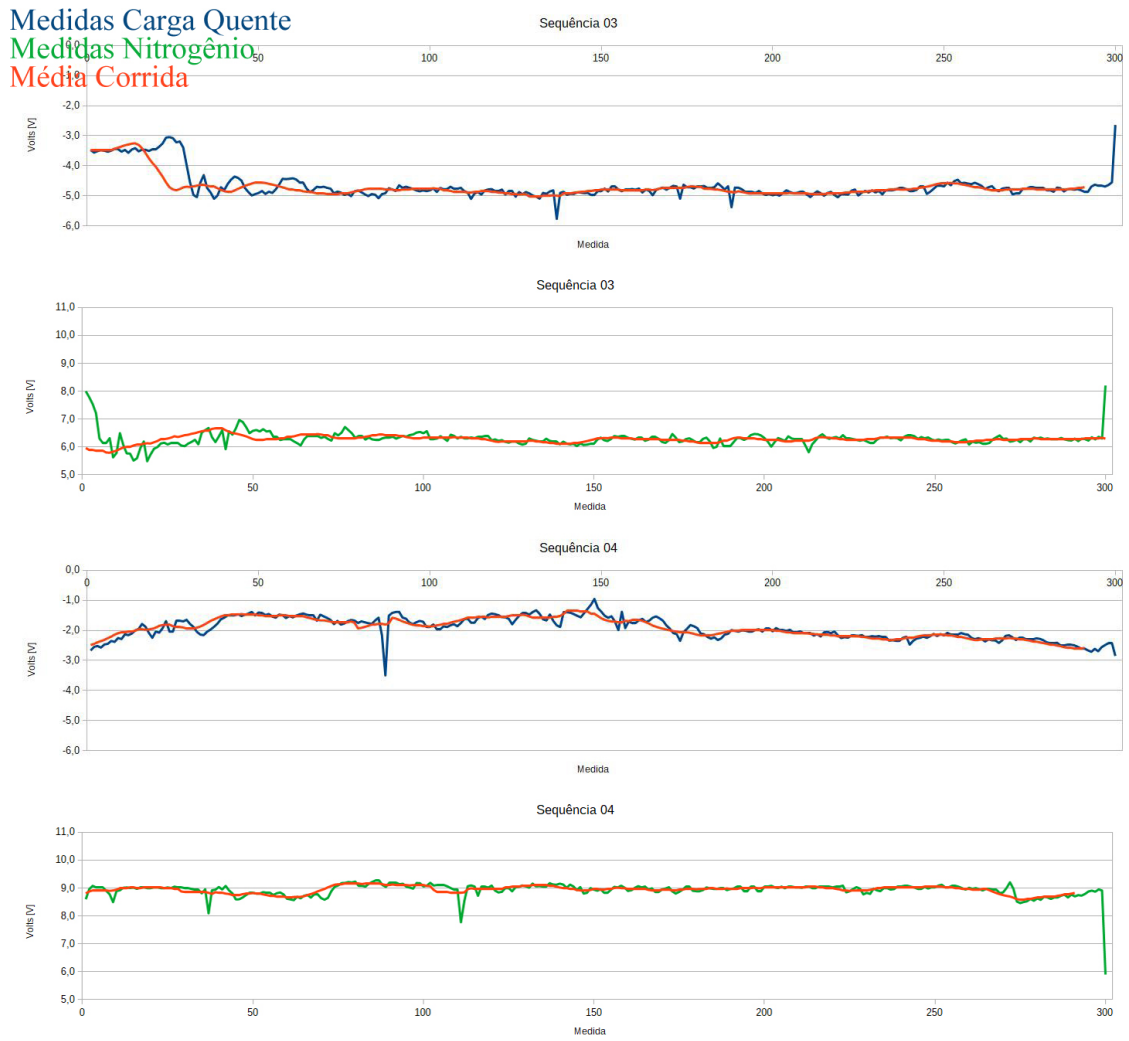
As medidas foram tomadas intercalando-se uma série de um minuto para carga quente e um minuto para carga fria, utilizando integrações de 200 ms. As medidas estão com polarização invertida, isto é, maior temperatura é representada por uma menor voltagem. As Figuras 6.6 a 6.11 mostram os dados obtidos e as respectivas médias corridas, com um passo de 10 medidas, com o objetivo de diminuir as flutuações. Outro cuidado tomado foi inserir uma voltagem contínua no valor de - 5 volts para que as medias não atingissem o fundo de escala do voltímetro.

Figura 6.6 - Dados - Parte 01



Fonte: Produção do autor.

Figura 6.7 - Dados - Parte 02



Fonte: Produção do autor.

Figura 6.8 - Dados - Parte 03



Fonte: Produção do autor.

Figura 6.9 - Dados - Parte 04



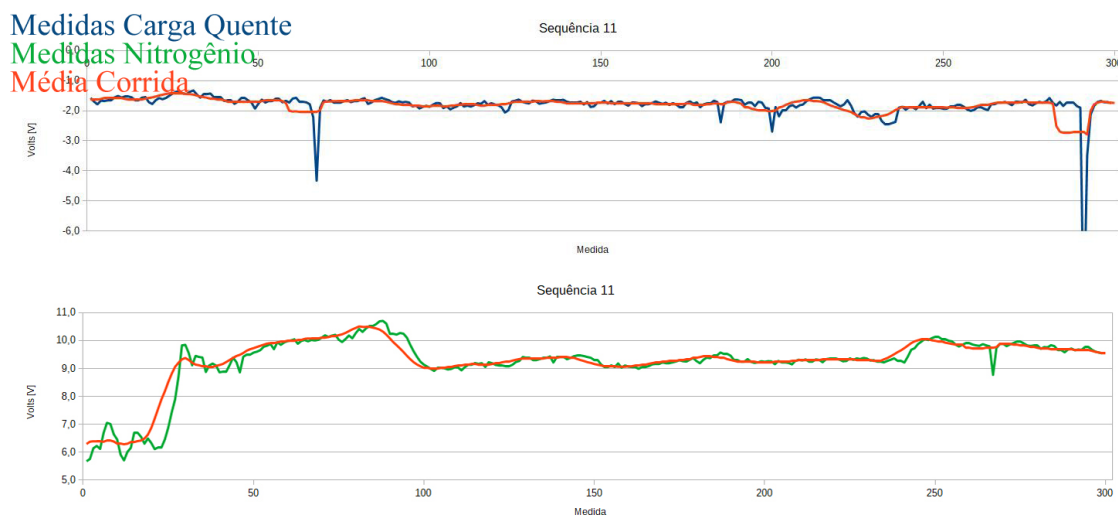
Fonte: Produção do autor.

Figura 6.10 - Dados - Parte 05



Fonte: Produção do autor.

Figura 6.11 - Dados - Parte 06



Fonte: Produção do autor.

Para as médias corridas, em vermelho nos gráficos, foram calculadas as médias e os desvios padrões de cada sequência de medidas. Os dados estão na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 - Dados Gerais

| | Média Carga Quente [V] | Média Carga Fria [V] |
|-----------|------------------------------|----------------------------|
| 1 | $-3,5 \pm 0,2$ | $7,8 \pm 1,6$ |
| 2 | $-3,8 \pm 0,3$ | $7,7 \pm 0,3$ |
| 3 | $-4,7 \pm 0,4$ | $6,3 \pm 0,1$ |
| 4 | $-2,0 \pm 0,3$ | $9,0 \pm 0,1$ |
| 5 | $-3,3 \pm 0,4$ | $7,4 \pm 0,6$ |
| 6 | $-3,3 \pm 0,6$ | $7,7 \pm 0,3$ |
| 7 | $-3,5 \pm 0,6$ | $7,8 \pm 0,5$ |
| 8 | $-4,8 \pm 0,4$ | $7,5 \pm 0,2$ |
| 9 | $-3,7 \pm 0,3$ | $7,7 \pm 0,2$ |
| 10 | $-1,7 \pm 0,3$ | $7,2 \pm 0,9$ |
| 11 | $-1,8 \pm 0,2$ | $9,3 \pm -0,9$ |

Com o intuito de diminuir ainda mais as contaminações dos dados, foram escolhidas apenas as séries em que o desvio padrão de ambas cargas fossem menores que 0,5. Assim, as sequências 2, 3, 4, 8 e 9 foram selecionadas e objeto de outra limpeza, onde cada dado foi comparado ao desvio padrão da respectiva série. Caso o dado fosse maior que um determinado coeficiente de calibração, descrito na Tabela 6.3, seria excluído.

Tabela 6.3 - Restrição dos Dados para cada Sequência

| | Carga Quente | Carga Fria |
|----------|----------------------------|----------------------------|
| 2 | $3\sigma\langle V \rangle$ | $4\sigma\langle V \rangle$ |
| 3 | $2\sigma\langle V \rangle$ | $8\sigma\langle V \rangle$ |
| 4 | $2\sigma\langle V \rangle$ | $8\sigma\langle V \rangle$ |
| 8 | $2\sigma\langle V \rangle$ | $5\sigma\langle V \rangle$ |
| 9 | $2\sigma\langle V \rangle$ | $5\sigma\langle V \rangle$ |

Com dados do céu e séries temporais maiores, este tratamento secundário deverá ser uniformizado e um coeficiente de calibração deverá ser calculado diariamente. A Tabela 6.4 mostra os dados após esse segundo tratamento e o parâmetro de calibração.

Tabela 6.4 - Dados Tratados

| | Média Carga Quente [V] | Média Carga Fria [V] | Parâmetro de Calibração Q [K/V] |
|----------|---------------------------------------|-------------------------------------|--|
| 2 | $-4,0 \pm 0,2$ | $7,7 \pm 0,3$ | $18,2 \pm 0,7$ |
| 3 | $-4,7 \pm 0,3$ | $6,2 \pm 0,1$ | $19,5 \pm 0,7$ |
| 4 | $-2,0 \pm 0,3$ | $9,0 \pm 0,1$ | $19,4 \pm 0,7$ |
| 8 | $-4,7 \pm 0,4$ | $7,5 \pm 0,2$ | $17,5 \pm 0,7$ |
| 9 | $-3,7 \pm 0,3$ | $7,7 \pm 0,2$ | $18,7 \pm 0,7$ |

O erro associado a cada parâmetro de calibração considera que o erro nas medidas de temperatura, seja para carga quente (290 K) ou carga fria (77 K), de $\sigma_T = 5$ K. Este valor foi estipulado arbitrariamente, pois não há controle da temperatura no ambiente do laboratório onde foram feitas as medidas, não havendo indícios de que a variação de temperatura seja maior que 5 K. Assim, o erro associado à variação

de temperatura entre a carga quente e fria, ΔT , é dado por:

$$\sigma_{\Delta T} = \sigma_T \sqrt{2} \sim 7K. \quad (6.5)$$

Juntamente com os erros na voltagem, dados na Tabela 6.4, foram propagados os erros dos fatores de calibração Y:

$$\sigma_Q = Q \left[\left(\frac{\sigma_{\Delta T}}{\Delta T} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta V}}{\Delta V} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (6.6)$$

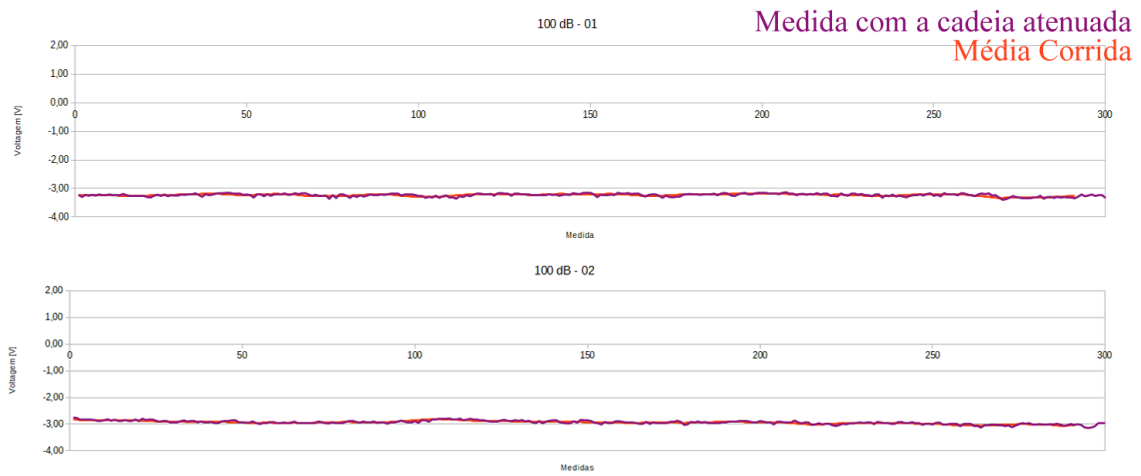
Propagando os erros dos parâmetros Y, todos apresentaram um erro muito próximo de aproximadamente 0,85 K. Fazendo a média dos 5 parâmetros de calibração e propagando o erro da média:

$$\sigma_{\Delta Y} = \sigma_Y \sqrt{5}, \quad (6.7)$$

obtem-se $Q = (-19 \pm 2) \text{ K/V}$.

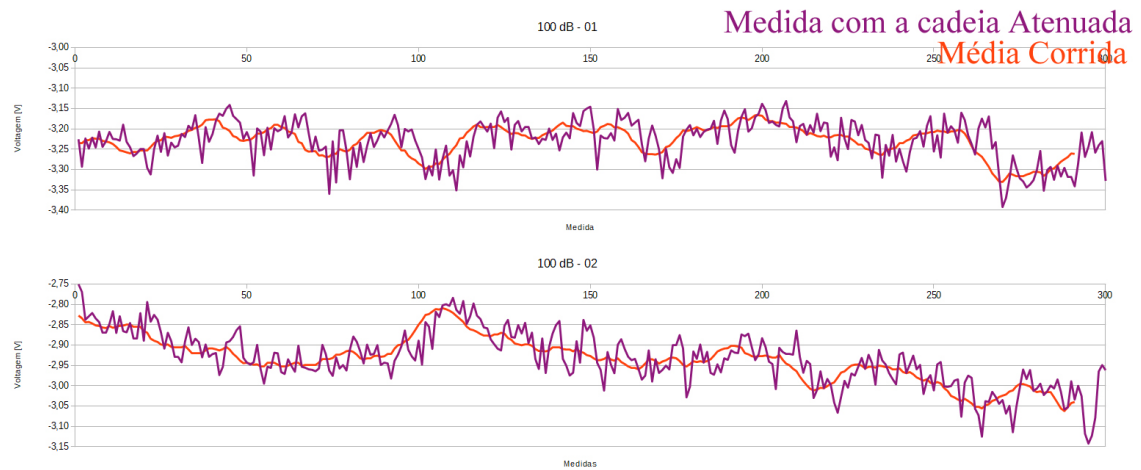
Para encontrar a temperatura de ruído do radiômetro simples através do parâmetro de calibração Q, foi colocado na entrada de sua cadeia 100 dB de atenuação. Dessa maneira, garantimos que nenhum sinal entre no sistema e que a voltagem medida seja apenas devido à eletrônica do radiômetro. O gráfico 6.12 apresenta os dados em uma escala igual aos gráficos anteriores. A Figura 6.13 apresentam as duas séries em uma escala que mostra mais detalhes de ambas as séries.

Figura 6.12 - Dados - Radiômetro Atenuado



Fonte: Produção do autor.

Figura 6.13 - Dados em detalhe - Radiômetro Atenuado



Fonte: Produção do autor.

Utilizando o método de médias corridas do radiômetro atenuado, foi obtida uma tensão média de $(-3,1 \pm 0,2)$ V. Dessa maneira, com $Q = (-19 \pm 2)$ K/V e utilizando a relação 5.16 obtém-se $T_R = 58$ K. O erro é calculado por:

$$\sigma_{T_R} = T_R \left[\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_V}{V} \right)^2 \right]^{1/2} \sim 6K, \quad (6.8)$$

ou seja, $T_R = (58 \pm 6)$ K. Este valor é um limite superior, visto que o ambiente em que foram feitas as medidas é permeada por RFI.

No próximo e último Capítulo são apresentadas as sensibilidades e uma análise sobre a capacidade de observar FRBs.

7 CONCLUSÃO

O radiotelescópio BINGO tem como prioridade colher dados para criação de mapas de Hidrogênio neutro em sua linha de visada. No entanto, o experimento também possui as características necessárias para detectar fenômenos transientes em rádio, como FRBs. Utilizando o parâmetro de calibração $Q = (19 \pm 2) \text{ K/V}$, obtém-se $T_R = (58 \pm 6) \text{ K}$ em condições do laboratório sem nenhum isolamento para a contaminação espúria do ambiente. Portanto, deve-se ter em mente que essa temperatura do receptor pode ser reduzida com o uso de um isolamento eletromagnético adequado e refrigeração utilizando *peltiers*.

Para que seja estimada a sensibilidade do radiotelescópio Bingo com este radiômetro simples é necessário saber a temperatura de antena. A Tabela 7.1 apresenta os dados de temperatura de cada componente do radiotelescópio BINGO. Os dados foram disponibilizados pela colaboração BINGO.

Tabela 7.1 - Componentes da Temperatura de Antena

| Componente | T [K] |
|--|-------|
| Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas | 2,7 |
| Sinais Astronômicos Galáticos e Extragaláticos | 5,0 |
| Contribuição do Solo | 2,0 |
| Atmosfera | 4,5 |
| Espelho Parabólico | 1,5 |
| Espelho Hiperbólico | 1,5 |
| Corneta | 6,8 |
| Magic Tee | 3,5 |
| Guia de Onda | 3,5 |
| Total | 31 |

Dessa forma, a temperatura de sistema $T_{sys} = T_A + T_R$ é de 89 K. Para estimar a sensibilidade do BINGO utilizando este radiômetro simples são usadas duas relações,

uma para mínima variação de temperatura que pode ser detectada pelo radiômetro e outra para a densidade de fluxo que tal temperatura representa. Elas são:

$$\Delta T_{min} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{B\tau}} \quad (7.1)$$

e

$$S(\Delta T_{min}) = \frac{2k}{A_{eff}} \Delta T_{min}. \quad (7.2)$$

Nas equações 7.1 e 7.2 (KRAUS et al., 1986), B é a banda de operação em frequência, τ o tempo de integração, k a constante de Boltzmann e A_{eff} a área efetiva do radiotelescópio. Neste trabalho, a banda é de $2,8 \times 10^8$ Hz e o tempo de integração 2 s. A área efetiva utilizada considera que 50 % da área total do espelho primário recebe as ondas eletromagnéticas. Para o BINGO, essa área é de 785 m^2 .

Assim, a temperatura mínima é $\Delta T_{min} = 3,8 \text{ mK}$ e o fluxo mínimo correspondente $S(\Delta T_{min}) = 0,013 \text{ Jy}$. Contudo, esses valores consideram um tempo de integração muito grande. Segundo o *Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue* (MANCHESTER et al., 2005), não há pulsares com pulsos de duração maior que 1 s. Já o *FRB Catalogue* (PETROFF et al., 2016b) contém apenas 3 eventos que duram mais que 2 s: o FRB160920 (5 s), o FRB170606 (3,3 s) e o FRB151018 (2,5 s). Esses três eventos representam apenas 2,7 % dos FRBs catalogados pelo *FRB Catalogue*.

A expectativa de detecção de FRBs com o radiotelescópio BINGO considera que cerca de 10^3 FRBs ocorrem todos os dias no céu todo (BHANDARI et al., 2018; JAMES et al., 2019) e que o radiotelescópio varrerá uma faixa de aproximadamente um oitavo do céu ($\sim 5000 \text{ deg}^2$), o que corresponde a uma média de 130 eventos/dia. Levando em conta que o radiotelescópio possui um plano focal de $26,6 \text{ deg}^2$, aproximadamente 0,49 % da área total que o BINGO cobrirá, a expectativa é que o BINGO seja capaz de detectar aproximadamente 1 FRB a cada 3 dias.

Para a mesma banda de $2,8 \times 10^8$ Hz e temperatura de sistema 89 K, mas com um tempo de integração de $50 \mu\text{s}$, considerada pela Colaboração BINGO, a variação mínima de temperatura detectável seria de 0,75 K e a densidade de fluxo equivalente a tal variação seria de 2,6 Jy. Esse tempo de integração garantiria que todos os FRBs catalogados até agora pudessem ser resolvidos temporalmente. No entanto, o valor de densidade de fluxo é alto e aproximadamente 31 % dos FRB observados poderiam

ser detectados. Dessa forma, o BINGO poderia detectar cerca de 1 FRB a cada 8 dias. Contudo, todas as estimativas anteriores foram feitas para uma banda de 280 MHz com apenas um canal. Dessa forma, o receptor somente detectará um pico de densidade de fluxo formado pela média da energia de cada frequência da banda, o que dificulta a caracterização do pulso como um pulsar, um FRB ou outro transiente.

Caso essa banda fosse dividida em 4 canais de 70 MHz, suficiente para ver o efeito da DM no pulso, e o tempo de integração fosse de 1 ms, tempo suficiente para detectar 81 % dos FRBs observados até o momento (Janeiro de 2020), a menor variação de temperatura detectável pelo receptor seria 0,17 K. A densidade de fluxo equivalente a esta variação seria 1,18 Jy. Dos 109 FRBs, 42 apresentam densidade de fluxo maiores que 1,18 Jy, o que corresponde a 38 % dos FRB. Assim, a expectativa de detectar FRBs com o BINGO seria cerca de 1 FRB a cada 4 dias.

Se fosse implementado diretamente no radiotelescópio BINGO, o radiômetro de potência total poderia detectar pulsos semelhantes a FRBs. Isso já demonstra a capacidade do projeto ser utilizado como um localizador de transientes, em especial, FRBs. Com um software adequado, pode-se gerar canais extras dentro da banda de 280 MHz, bem como a adEquação do tempo de integração suficiente para resolver FRBs. Assim, além de fazer uma revisão dos conceitos básicos de radioastronomia, instrumentação em rádio e FRBs, este trabalho demonstra a capacidade do radiotelescópio BINGO ser utilizado como um detector de FRBs, mesmo que essa não seja sua função primordial. A Tabela 7.2 mostra as expectativas para detecção de FRB calculadas neste trabalho considerando um nível de confiabilidade de 3σ .

Tabela 7.2 - Expectativas de Detecção

| Banda | Tempo de Integração | ΔT_{min} | $S(\Delta T_{min})$ | Expectativa [dias/FRB] |
|--------------|----------------------------|------------------|---------------------|-------------------------------|
| 280 MHz | 2 s | 4 mK | 0,013 Jy | 1250 |
| 280 MHz | 50 μ s | 0,752 K | 2,645 Jy | 5 |
| 70 MHz | 1 ms | 0,168 K | 1,183 Jy | 4 |

O radiômetro simples integrado neste trabalho será utilizado nas 4 saídas que compõe o receptor correlacionador do radiotelescópio BINGO. A descrição de uma das cadeias pode ser vista na Figura 7.1. Os próximos passos deverão ser implementados durante o doutoramento e envolverão: 1) desenvolver, testar e implementar o receptor correlacionador que o BINGO usará para mapear a emissão de Hidrogênio neutro; 2) adequar as resoluções temporais para capacitar a cadeia de receptores do

BINGO a resolver FRBs; e 3) contribuir para o desenvolvimento da pipeline de redução e análise de dados de forma a permitir que o BINGO seja capaz de identificar os FRBs que devem surgir diariamente em seu campo de visada.

Figura 7.1 - Modelo do Receptor Correlacionador do Projeto BINGO

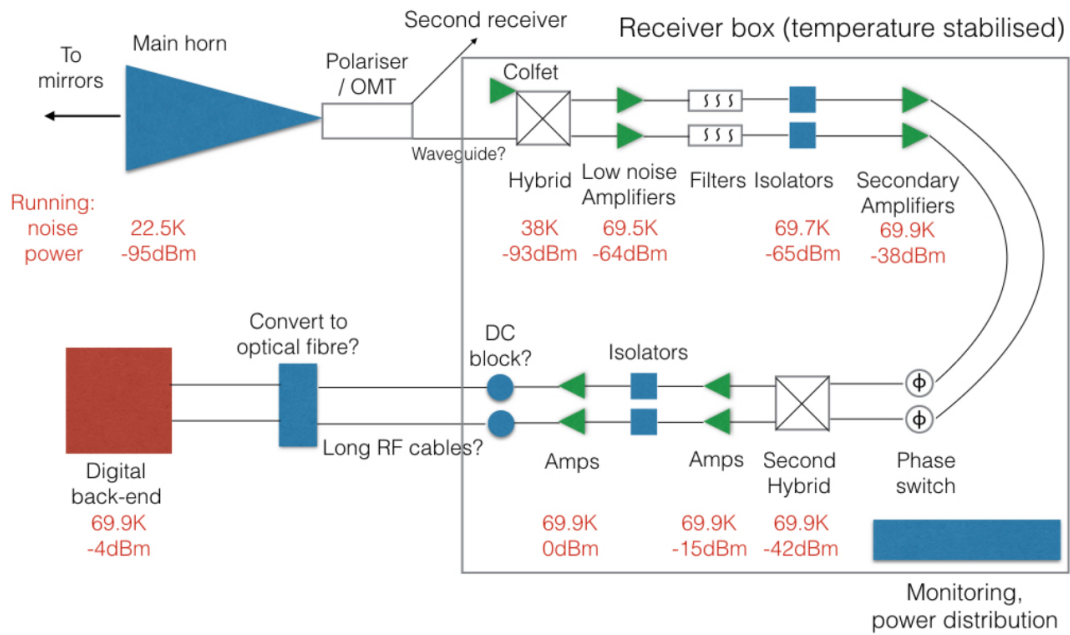


Diagrama do receptor correlacionador recomendado para uso no radiotelescópio BINGO. Cada saída de front-end apresentará duas cadeias como a acima.

Fonte: Wuensche et al. (2018).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAMOWICZ, M. A.; BEJGER, M.; WIELGUS, M. Collisions of neutron stars with primordial black holes as fast radio bursts engines. **Astrophysical Journal**, v. 868, n. 1, p. 17, 2018. [108](#)

AKAHORI, T.; RYU, D.; GAENSLER, B. Fast radio bursts as probes of magnetic fields in the intergalactic medium. **The Astrophysical Journal**, v. 824, n. 2, p. 105, 2016. [45](#)

AMIRI, M. et al. A second source of repeating fast radio bursts. **Nature**, v. 566, n. 7743, p. 235–238, 2019. [1](#)

BAGCHI, M. A unified model for repeating and non-repeating fast radio bursts. **Astrophysics Journal**, v. 838, n. 2, p. L16, 2017. [108](#)

BAGCHI, M.; NIEVES, A. C.; MCLAUGHLIN, M. A search for dispersed radio bursts in archival parkes multibeam pulsar survey data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 425, n. 4, p. 2501–2506, 2012. [38](#)

BANNISTER, K. W. et al. A single fast radio burst localized to a massive galaxy at cosmological distance. **Science**, v. 365, n. 6453, p. 565–570, 2019. [43](#)

BARRAU, A.; ROVELLI, C.; VIDOTTO, F. Fast radio bursts and white hole signals. **Physical Review D**, v. 90, n. 12, p. 127503, 2014. [109](#)

BATTYE, R. et al. Update on the bingo 21cm intensity mapping experiment. **arXiv preprint arXiv:1610.06826**, 2016. [55](#)

BELOBORODOV, A. M. A flaring magnetar in FRB 121102? **Astrophysics Journal**, v. 843, n. 2, p. L26, 2017. [109](#)

BHANDARI, S. et al. The Survey for pulsars and extragalactic radio bursts – II. new FRB discoveries and their follow-up. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 475, n. 2, p. 1427–1446, 2018. [2](#), [90](#)

BHAT, N. R.; TINGAY, S. J.; KNIGHT, H. S. Bright giant pulses from the crab nebula pulsar: statistical properties, pulse broadening, and scattering due to the nebula. **The Astrophysical Journal**, v. 676, n. 2, p. 1200, 2008. [8](#)

BHATTACHARYYA, S. Fast radio bursts from neutron stars plunging into black holes. **arXiv preprint arXiv:1711.09083**, 2017. [108](#)

- BORGES, J. L.; GUERRERO, M.; TOLEDO, F.; TOLEDO, F. **Manual de zoología fantástica**. [S.l.: s.n.], 1957. 38
- BRADT, H. **Astrophysics processes: the physics of astronomical phenomena**. [S.l.: s.n.], 2008. 9, 12
- BRANDENBERGER, R.; CYR, B.; IYER, A. V. Fast radio bursts from the decay of cosmic string cusps. **arXiv preprint arXiv:1707.02397**, 2017. 108
- BURKE-SPOLAOR, S.; BAILES, M.; EKERS, R.; MACQUART, J.-P.; III, F. C. Radio bursts with extragalactic spectral characteristics show terrestrial origins. **The Astrophysical Journal**, v. 727, n. 1, p. 18, 2010. 37, 38
- CALEB, M. et al. The survey for pulsars and extragalactic radio bursts—iii. polarization properties of frbs 160102 and 151230. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 478, n. 2, p. 2046–2055, 2018. 44, 46
- CALEB, M. P. **A pursuit of Fast Radio Transients with the UTMOST and Parkes radio telescopes**. Tese (Doutorado) — Research School of Astronomy and Astrophysics, The Australian National University, 2017. 16
- CHATTERJEE, S. et al. A direct localization of a fast radio burst and its host. **Nature**, v. 541, n. 7635, p. 58, 2017. 47
- COLLIANDER, A. et al. **Noise injection radiometer test specifications and requirement**. Dissertao (Mestrado) — Helsinki University of Technology, 2002. 4
- CONNOR, L.; SIEVERS, J.; PEN, U.-L. Non-cosmological FRBs from young supernova remnant pulsars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 458, p. L19–L23, May 2016. 51, 109
- CORDES, J.; MCLAUGHLIN, M. A. Searches for fast radio transients. **The Astrophysical Journal**, v. 596, n. 2, p. 1142, 2003. 34
- CORDES, J. M.; CHATTERJEE, S. Fast radio bursts: an extragalactic enigma. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 57, p. 417–465, 2019. 39, 40, 43
- CORDES, J. M.; LAZIO, T. J. W. NE2001.I. A new model for the galactic distribution of free electrons and its fluctuations. **ArXiv Astrophysics e-prints**, jul. 2002. 41, 42

- CORDES, J. M.; LAZIO, T. J. W.; MCLAUGHLIN, M. The dynamic radio sky. **New Astronomy Reviews**, v. 48, n. 11, p. 1459–1472, 2004. 8
- CORDES, J. M.; WASSERMAN, I. Supergiant pulses from extragalactic neutron stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 457, p. 232–257, mar. 2016. 51, 109
- COSTA, R.; GORDIN, J. E.; WELTMAN, A. Are fast radio bursts generated by cosmic string cusps? **arXiv preprint arXiv:1807.01976**, 2018. 109
- CRAWFORD, F.; KASPI, V. M.; MANCHESTER, R. N.; LYNE, A. G.; CAMILO, F.; D’AMICO, N. Radio pulsars in the magellanic clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 553, n. 1, p. 367, 2001. 34
- DAI, Z. G.; WANG, J. S.; WU, X. F.; HUANG, Y. F. Repeating fast radio bursts from highly magnetized pulsars travelling through asteroid belts. **Astrophysics Journal**, v. 829, n. 1, p. 27, 2016. 108
- DENG, W.; ZHANG, B. Cosmological implications of fast radio burst/gamma-ray burst associations. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 783, n. 2, p. L35, 2014. 51
- DOKUCHAEV, V.; EROSHENKO, Y. N. Recurrent fast radio bursts from collisions of neutron stars in the evolved stellar clusters. **arXiv preprint arXiv:1701.02492**, 2017. 108
- EGOROV, A. E.; POSTNOV, K. A. On the possible observational manifestation of supernova shock impact on the neutron star magnetosphere. **Astronomy Letters**, v. 35, p. 241, 2009. 109
- FALCKE, H.; REZZOLLA, L. Fast radio bursts: the last sign of supramassive neutron stars. **Astronomy & Astrophysics**, v. 562, p. A137, 2014. 48, 49, 108
- FONSECA, E. et al. Nine new repeating fast radio burst sources from chime/frb. **arXiv preprint arXiv:2001.03595**, 2020. 1
- FULLER, J.; OTT, C. D. Dark matter-induced collapse of neutron stars: a possible link between fast radio bursts and the missing pulsar problem. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 450, n. 1, p. L71–L75, 2015. 108
- GAO, H.; LI, Z.; ZHANG, B. Fast radio burst/gamma-ray burst cosmography. **The Astrophysical Journal**, v. 788, n. 2, p. 189, 2014. 51

GENG, J.; HUANG, Y. Fast radio bursts: collisions between neutron stars and asteroids/comets. **The Astrophysical Journal**, v. 809, n. 1, p. 24, 2015. [49](#), [108](#)

GENTRY, E. S. Optical detection and analysis of pictor a's jet. **arXiv preprint arXiv:1405.6704**, 2014. [11](#)

GINZBURG, V. L. et al. Cosmic magnetic bremsstrahlung (synchrotron radiation). **Soviet Physics Uspekhi**, v. 8, n. 5, p. 674, 1966. [12](#)

GOLD, T. Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources. **Nature**, v. 218, p. 731–732, maio 1968. [33](#)

GU, W.-M.; DONG, Y.-Z.; LIU, T.; MA, R.; WANG, J. A neutron star–white dwarf binary model for repeating fast radio burst 121102. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 823, n. 2, p. L28, 2016. [48](#), [108](#)

GUPTA, P. D.; SAINI, N. Collapsing supra-massive magnetars: Frbs, the repeating frb121102 and grbs. **Journal of Astrophysics and Astronomy**, v. 39, n. 1, p. 14, 2018. [108](#)

HAN, J.; MANCHESTER, R.; LYNE, A.; QIAO, G.; STRATEN, W. V. Pulsar rotation measures and the large-scale structure of the galactic magnetic field. **The Astrophysical Journal**, v. 642, n. 2, p. 868, 2006. [20](#), [45](#)

HEILES, C.; CAMPBELL, D. B. Pulsar NP 0532: properties and systematic polarization of individual strong pulses at 430 MHz. **Nature**, v. 226, p. 529–531, maio 1970. [34](#)

HEWISH, A.; BELL, S. J.; PILKINGTON, J. D.; SCOTT, P. F.; COLLINS, R. A. Observation of a rapidly pulsating radio source. **Nature**, v. 217, n. 5130, p. 709, 1968. [33](#)

HOUDE, M.; MATHEWS, A.; RAJABI, F. Explaining fast radio bursts through Dicke's superradiance. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 475, p. 514, 2018. [109](#)

HOUDE, M.; RAJABI, F.; GAENSLER, B. M.; MATHEWS, A.; TRANCHANT, V. Triggered superradiance and fast radio bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 482, n. 4, p. 5492–5499, 2019. [109](#)

IWAZAKI, A. Axion stars and fast radio bursts. **Physical Review D**, APS, v. 91, n. 2, p. 023008, 2015. [108](#)

- _____. _____. **Physical Review D**, v. 91, n. 2, p. 023008, 2015. 108
- _____. Frbs and dark matter axions. **arXiv preprint arXiv:1512.06245**, 2015. 108
- _____. Axion stars and repeating fast radio bursts with finite bandwidths. **arXiv preprint arXiv:1707.04827**, 2017. 108
- _____. Explanation of detailed spectral properties of frbs by axion star model. **arXiv preprint arXiv:1810.07270**, 2018. 108
- JAMES, C. W.; EKERS, R. D.; MACQUART, J. P.; BANNISTER, K. W.; SHANNON, R. M. The slope of the source-count distribution for fast radio bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 483, n. 1, p. 1342–1353, 2019. 2, 90
- KASHIYAMA, K.; IOKA, K.; MÉSZÁROS, P. Cosmological fast radio bursts from binary white dwarf mergers. **Astrophysical Journal Letters**, v. 776, p. L39, out. 2013. 50, 109
- KATZ, J. Are fast radio bursts wandering narrow beams? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 467, n. 1, p. L96–L99, 2017. 109
- _____. Frb as products of accretion disc funnels. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 471, n. 1, p. L92–L95, 2017. 108
- KATZ, J. I. Fast radio bursts as pulsar lightning. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 469, p. L39–L42, jul. 2017. 50, 109
- _____. Fast Radio Bursts. **ArXiv e-prints**, 2018. 1, 5, 6
- KEANE, E. et al. The host galaxy of a fast radio burst. **Nature**, v. 530, n. 7591, p. 453, 2016. 51
- KEANE, E.; STAPPERS, B.; KRAMER, M.; LYNE, A. On the origin of a highly dispersed coherent radio burst. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 425, n. 1, p. L71–L75, 2012. 38, 51, 108, 109
- KELLERMANN, K. I.; PAULINY-TOTH, I. I. K. The spectra of opaque radio sources. **Astrophysical Journal Letters**, v. 155, p. L71, fev. 1969. 8
- KRAUS, J. D.; TIURI, M.; RÄISÄNEN, A. V.; CARR, T. D. **Radio astronomy**. [S.l.: s.n.], 1986. 67, 90

- LI, L.-B.; HUANG, Y.-F.; GENG, J.-J.; LI, B. A model of fast radio bursts: collisions between episodic magnetic blobs. **Research in Astronomy and Astrophysics**, v. 18, p. 061, jun. 2018. 50, 109
- LI, Z.; GAO, H.; WANG, G.-J.; ZHANG, B. Strongly lensed repeating fast radio bursts precisely probe the universe. **arXiv preprint arXiv:1708.06357**, 2017. 51
- LIEU, R. Are fast radio bursts the birthmark of magnetars? **Astrophysics Journal**, v. 834, n. 2, p. 199, 2017. 109
- LINGAM, M.; LOEB, A. Fast Radio Bursts from extragalactic light sails. **Astrophysical Journal Letters**, v. 837, p. L23, mar. 2017. 109
- LIU, T.; ROMERO, G. E.; LIU, M.-L.; LI, A. Fast radio bursts and their gamma-ray or radio afterglows as kerr–newman black hole binaries. **The Astrophysical Journal**, v. 826, n. 1, p. 82, 2016. 49, 108
- LIU, X. A model of neutron-star–white-dwarf collision for fast radio bursts. **Astrophysics and Space Science**, v. 363, n. 11, p. 242, 2018. 49, 109
- LOEB, A.; SHVARTZVALD, Y.; MAOZ, D. Fast radio bursts may originate from nearby flaring stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 439, n. 1, p. L46–L50, 2014. 48, 108
- LORIMER, D.; BAILES, M.; MCLAUGHLIN, M.; NARKEVIC, D.; CRAWFORD, F. A bright millisecond radio burst of extragalactic origin. **Science**, v. 318, n. 5851, p. 777–780, 2007. 1, 35, 36, 37
- LORIMER, D. R. et al. **Handbook of pulsar astronomy**. [S.l.: s.n.], 2005. 20, 21, 33
- LÜ, H.-J.; ZHANG, B.; LEI, W.-H.; LI, Y.; LASKY, P. D. The millisecond magnetar central engine in short grbs. **Astrophysical Journal**, v. 805, n. 2, p. 89, 2015. 51
- LU, W.; KUMAR, P. On the radiation mechanism of repeating fast radio bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 477, n. 2, p. 2470–2493, 2018. 109
- LUAN, J.; GOLDREICH, P. Physical constraints on fast radio bursts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 785, n. 2, p. L26, 2014. 48

LYUBARSKY, Y. A model for fast extragalactic radio bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 442, p. 9, 2014. [109](#)

MANCHESTER, R.; FAN, G.; LYNE, A.; KASPI, V.; CRAWFORD, F. Discovery of 14 radio pulsars in a survey of the magellanic clouds. **The Astrophysical Journal**, v. 649, n. 1, p. 235, 2006. [34](#)

MANCHESTER, R. N.; HOBBS, G. B.; TEOH, A.; HOBBS, M. The Australia telescope national facility pulsar catalogue. **The Astronomical Journal**, v. 129, n. 4, p. 1993, 2005. [33](#), [90](#)

MAOZ, D. et al. Fast radio bursts: the observational case for a Galactic origin. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 454, n. 2, p. 2183–2189, 2015. [108](#)

MARCOTE, B. et al. The repeating fast radio burst frb 121102 as seen on milliarcsecond angular scales. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 834, n. 2, p. L8, 2017. [47](#)

_____. A repeating fast radio burst source localized to a nearby spiral galaxy. **Nature**, p. 1–5, 2020. [43](#)

MARRONE, D. P.; MORAN, J. M.; ZHAO, J.-H.; RAO, R. An unambiguous detection of faraday rotation in sagittarius a. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 654, n. 1, p. L57, 2006. [45](#)

MASUI, K. et al. Dense magnetized plasma associated with a fast radio burst. **Nature**, v. 528, n. 7583, p. 523, 2015. [38](#)

MCCONNELL, D.; MCCULLOCH, P.; HAMILTON, P.; ABLES, J.; HALL, P.; JACKA, C.; HUNT, A. Radio pulsars in the magellanic clouds. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 249, n. 4, p. 654–657, 1991. [34](#)

MCCULLOCH, P.; HAMILTON, P.; ABLES, J.; HUNT, A. A radio pulsar in the large magellanic cloud. **Nature**, v. 303, n. 5915, p. 307–308, 1983. [34](#)

MCLAUGHLIN, M. A.; CORDES, J. Searches for giant pulses from extragalactic pulsars. **The Astrophysical Journal**, v. 596, n. 2, p. 982, 2003. [34](#)

MCLAUGHLIN, M. A. et al. Transient radio bursts from rotating neutron stars. **Nature**, v. 439, n. 7078, p. 817, 2006. [34](#)

- MCQUINN, M. Locating the “missing” baryons with extragalactic dispersion measure estimates. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 780, n. 2, p. L33, 2013. [51](#)
- MERÍCIA, E. J. de. **Simulações do processo de separação de componentes e recuperação de sinal de 21 cm do HI aplicadas ao radiotelescópio BINGO**. 173 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2019. [42](#), [53](#)
- METZGER, B. D.; MARGALIT, B.; SIRONI, L. Fast radio bursts as synchrotron maser emission from decelerating relativistic blast waves. **arXiv e-prints**, fev. 2019. [50](#), [109](#)
- MICHILLI, D.; et al. An extreme magneto-ionic environment associated with the fast radio burst source frb 121102. **Nature**, v. 553, n. 7687, p. 182, 2018. [46](#)
- MINGARELLI, C. M. F.; LEVIN, J.; LAZIO, T. J. W. Fast Radio Bursts and radio transients from black hole batteries. **Astrophysics Journal**, v. 814, n. 2, p. L20, 2015. [108](#)
- MOLOD, A.; TAKACS, L.; SUAREZ, M.; BACMEISTER, J. Development of the geos-5 atmospheric general circulation model: evolution from merra to merra2. **Geoscientific Model Development**, v. 8, n. 5, p. 1339–1356, 2015. [24](#)
- MOTTEZ, F.; ZARKA, P. Radio emissions from pulsar companions : a refutable explanation for galactic transients and fast radio bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 569, p. A86, 2014. [108](#)
- MURASE, K.; KASHIYAMA, K.; MÉSZÁROS, P. Erratum: A burst in a wind bubble and the impact on baryonic ejecta: high-energy gamma-ray flashes and afterglows from fast radio bursts and pulsar-driven supernova remnants. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 467, p. 3542–3543, maio 2017. [109](#)
- NOOTSOS, A.; JOHNSTON, S.; KRAMER, M.; KARASTERGIOU, A. New pulsar rotation measures and the galactic magnetic field. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 386, n. 4, p. 1881–1896, 2008. [45](#)
- OCHELKOV, Y. P.; USOV, V. Curvature radiation of relativistic particles in the magnetosphere of pulsars. **Astrophysics and Space Science**, v. 69, n. 2, p. 439–460, 1980. [12](#)

- PAINE, S. The am atmospheric model v. 10.0. 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.5281/zenodo.640645>. 24, 121
- PEEL, M. et al. Baryon acoustic oscillations from integrated neutral gas observations: radio frequency interference measurements and telescope site selection. **arXiv preprint arXiv:1811.09464**, 2018. 54
- PETROFF, E. Fast radio bursts: recent discoveries and future prospects. **arXiv preprint arXiv:1709.02189**, 2017. 17, 22
- PETROFF, E.; BARR, E.; JAMESON, A.; KEANE, E.; BAILES, M.; KRAMER, M.; MORELLO, V.; TABBARA, D.; STRATEN, W. V. Frbcat: the fast radio burst catalogue. **arXiv preprint arXiv:1601.03547**, 2016. 1
- _____. _____. **arXiv preprint arXiv:1601.03547**, 2016. 1, 90
- PETROFF, E.; HESSELS, J.; LORIMER, D. Fast radio bursts. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 27, n. 1, p. 4, 2019. 47
- PETROFF, E. et al. Identifying the source of perytons at the parkes radio telescope. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 451, n. 4, p. 3933–3940, 2015. 38
- PETROFF, E. B. **The transient radio sky observed with the Parkes radio telescope**. Tese (Doutorado) — Swinburne University of Technology, Australia, 2016. 23
- PIRO, A. L. The impact of a supernova remnant on fast radio bursts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 824, n. 2, p. L32, 2016. 41
- PLATTS, E.; WELTMAN, A.; WALTERS, A.; TENDULKAR, S.; GORDIN, J.; KANDHAI, S. A living theory catalogue for fast radio bursts. **arXiv preprint arXiv:1810.05836**, 2018. 48
- POPOV, S. B.; POSTNOV, K. A. Hyperflares of SGRs as an engine for millisecond extragalactic radio bursts. **Submitted to: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.**, 2007. 109
- POPOV, S. B.; POSTNOV, K. A.; PSIRKOV, M. Fast Radio Bursts. **ArXiv e-prints**, jun. 2018. 1, 5, 7, 8
- PROCHASKA, J. X. et al. The low density and magnetization of a massive galaxy halo exposed by a fast radio burst. **Science**, v. 366, n. 6462, p. 231–234, 2019. 43

- PUNSLY, B.; BINI, D. General relativistic considerations of the field shedding model of fast radio bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 459, n. 1, p. L41–L45, 2016. [48](#), [49](#), [108](#)
- RABY, S. Axion star collisions with neutron stars and Fast Radio Bursts. **Physical Review**, D94, n. 10, p. 103004, 2016. [108](#)
- RAIMUNDI, L. dos R. **Diagramas de irradiação e perda de retorno da antena corneta do projeto BINGO**. São José dos Campos, 2018. 30p. Relatório técnico. [56](#)
- RAMATY, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. **The Astrophysical Journal**, v. 158, p. 753, 1969. [12](#)
- RANE, A.; LORIMER, D.; BATES, S.; MCMANN, N.; MCLAUGHLIN, M.; RAJWADE, K. A search for rotating radio transients and fast radio bursts in the parkes high-latitude pulsar survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 455, n. 2, p. 2207–2215, 2015. [47](#)
- RAVI, V. et al. The magnetic field and turbulence of the cosmic web measured using a brilliant fast radio burst. **Science**, v. 354, n. 6317, p. 1249–1252, 2016. [45](#)
- _____. A fast radio burst localized to a massive galaxy. **Nature**, v. 572, n. 7769, p. 352–354, 2019. [43](#)
- RICKETT, B. J. Interstellar scattering and scintillation of radio waves. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 15, n. 1, p. 479–504, 1977. [23](#)
- RIDLEY, J.; CRAWFORD, F.; LORIMER, D.; BAILEY, S.; MADDEN, J.; ANELLA, R.; CHENNAMANGALAM, J. Eight new radio pulsars in the large magellanic cloud. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 433, n. 1, p. 138–146, 2013. [34](#)
- RIENECKER, M. M. et al. Merra: Nasa’s modern-era retrospective analysis for research and applications. **Journal of Climate**, v. 24, n. 14, p. 3624–3648, 2011. [24](#)
- ROMERO, G. E.; VALLE, M. V. del; VIEYRO, F. L. Mechanism for fast radio bursts. **Physical Review D**, v. 93, n. 2, p. 023001, 2016. [108](#)
- ROSA, J. G.; KEPHART, T. W. Stimulated axion decay in superradiant clouds around primordial black holes. **Physical Review Letters**, v. 120, n. 23, p. 231102, 2018. [108](#)

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**.
New York, NY: [s.n.], 1985. Disponível em:

<<https://cds.cern.ch/record/847173>>. 7, 10, 11, 13, 18

SCHNITZELER, D. The latitude dependence of the rotation measures of nvss sources. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 409, n. 1, p. L99–L103, 2010. 45

SHAND, Z.; OUYED, A.; KONING, N.; OUYED, R. Quark nova model for Fast Radio Bursts. **Research in Astronomy and Astrophysics**, v. 16, n. 5, p. 080, 2016. 108

SHAO, L.; ZHANG, B. Bayesian framework to constrain the photon mass with a catalog of fast radio bursts. **Physical Review D**, v. 95, n. 12, p. 123010, 2017. 51

SKOU, N. **Microwave radiometer systems: design and analysis**. 2. ed. [S.l.]: Artech House, 1989. 60

SPITLER, L. et al. Fast radio burst discovered in the arecibo pulsar alfa survey. **The Astrophysical Journal**, v. 790, n. 2, p. 101, 2014. 1, 38

STAELIN, D. H.; REIFENSTEIN, E. C. Pulsating radio sources near the crab nebula. **Science**, v. 162, n. 3861, p. 1481–1483, 1968. 34

TENDULKAR, S. P. et al. The host galaxy and redshift of the repeating fast radio burst frb 121102. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 834, n. 2, p. L7, 2017. 43

THOMPSON, C. Giant primeval magnetic dipoles. **Astrophysics Journal**, v. 844, n. 1, p. 65, 2017. 109

_____. Tiny electromagnetic explosions. **Astrophysics Journal**, v. 844, n. 2, p. 162, 2017. 109

THORNTON, D. et al. A population of fast radio bursts at cosmological distances. **Science**, v. 341, n. 6141, p. 53–56, 2013. 38

TKACHEV, I. I. Fast Radio Bursts and axion miniclusters. **Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters**, v. 101, n. 1, p. 1–6, 2015. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.101,no.1,3(2015)]. 108

TOTANI, T. Cosmological Fast Radio Bursts from binary neutron star mergers. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 65, p. L12, 2013. 108

- VACHASPATI, T. Cosmic sparks from superconducting strings. **Physical Review Letters**, v. 101, p. 141301, 2008. 109
- VIEYRO, F. L.; ROMERO, G. E.; BOSCH-RAMON, V.; MARCOTE, B.; VALLE, M. V. del. A model for the repeating frb 121102 in the agn scenario. **Astronomy & Astrophysics**, v. 602, p. A64, 2017. 108
- WAERBEKE, L. van; ZHITNITSKY, A. Fast Radio Bursts and the axion quark nugget dark matter model. **Physical Review**, D99, n. 4, p. 043535, 2019. 108
- WALTERS, A.; WELTMAN, A.; GAENSLER, B.; MA, Y.-Z.; WITZEMANN, A. Future cosmological constraints from fast radio bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 856, n. 1, p. 65, 2018. 1, 51
- WANG, J.-S.; YANG, Y.-P.; WU, X.-F.; DAI, Z.-G.; WANG, F.-Y. Fast Radio Bursts from the inspiral of double neutron stars. **Astrophysical Journal Letters**, v. 822, p. L7, maio 2016. 49, 109
- WANG, W.; LUO, R.; YUE, H.; LEE, K.; CHEN, X.; XU, R. FRB 121102: a starquake-induced repeater? **Astrophysics Journal**, v. 852, n. 2, p. 140, 2018. 109
- WEI, J.-J.; GAO, H.; WU, X.-F.; MÉSZÁROS, P. Testing einstein's equivalence principle with fast radio bursts. **Physical Review Letters**, v. 115, n. 26, p. 261101, 2015. 51
- WU, X.-F.; ZHANG, S.-B.; GAO, H.; WEI, J.-J.; ZOU, Y.-C.; LEI, W.-H.; ZHANG, B.; DAI, Z.-G.; MÉSZÁROS, P. Constraints on the photon mass with fast radio bursts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 822, n. 1, p. L15, 2016. 51
- WUENSCHÉ, C. et al. The bingo telescope: a new instrument exploring the new 21-cm cosmology window. **arXiv preprint arXiv:1803.01644**, 2018. 2, 53, 55, 92
- WUENSCHÉ, C.; REITANO, L.; PEEL, M. W.; BROWNE, I. W. A.; MAFFEI, B.; ABDALLAM, E.; RADCLIFFE, C.; ABDALLA, F.; BAROSI, L.; LICCARDO, V.; MERICIA, E.; PISANO, G.; STRAUSS, C.; VIEIRA, F.; VILLELA, T.; WANG, B. Baryon acoustic oscillations from integrated neutral gas observations: broadband corrugated horn construction and testing. **arXiv preprint arXiv:1911.13188**, 2019. 57
- YANG, Y.-P.; ZHANG, B. Extracting host galaxy dispersion measure and constraining cosmological parameters using fast radio burst data. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 830, n. 2, p. L31, 2016. 1

ZADOROZHNA, L. V. Fast radio bursts as electromagnetic radiation from cusps on superconducting cosmic strings. **Advances in Astronomy and Space Physics**, v. 5, p. 43–50, set. 2015. [109](#)

ZHANG, B. A possible connection between fast radio bursts and gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 780, n. 2, p. L21, 2013. [48](#), [49](#), [108](#)

_____. Mergers of charged black holes: gravitational-wave events, short gamma-ray bursts, and fast radio bursts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 827, n. 2, p. L31, 2016. [49](#), [108](#)

_____. A “cosmic comb” model of Fast Radio Bursts. **Astrophysics Journal**, v. 836, n. 2, p. L32, 2017. [109](#)

_____. FRB 121102: a repeatedly combed neutron star by a nearby low-luminosity accreting supermassive black hole. **Astrophysics Journal**, v. 854, n. 2, p. L21, 2018. [109](#)

_____. Frb energetics and detectability from high redshifts. **arXiv preprint arXiv:1808.05277**, 2018. [1](#)

ZHANG, Y.; GENG, J.-J.; HUANG, Y.-F. Fast Radio Bursts from the collapse of strange star crusts. **Astrophysics Journal**, v. 858, n. 2, p. 88, 2018. [108](#)

APÊNDICE A - MODELOS PARA PROGENITORES DE FAST RADIO BURSTS

A.1 Legendas

- Nome
 - NS - estrela de nêutrons (*neutron star*)
 - WD - anã branca (*white dwarf*)
 - AGN - núcleo ativo de galáxia (*active galactic nuclei*)
 - KBH - buraco negro de Kerr (*Kerr black hole*)
 - SS - estrela estranha (*strange star*)
 - BH - buraco negro (*black hole*)
 - KNBH - buraco negro de Kerr-Newman (*Kerr-Newman black hole*)
 - DSR - Superradiância de Dicke (*Dicke's Superradiance*)
 - MWN - Nebulosa de Vento de Magnetar (*magnetar wind nebulae*)

Tabela A.1 - Teorias parte I

| Nome | Tipo | Produção de Energia | Mecanismo de Emissão | Referências |
|--------------------------------|-----------|-------------------------|----------------------|---|
| Acreção NS-WD | Repetidor | Reconexão magnética | Curvatura | (GU et al., 2016) |
| AGN - KBH | Repetidor | Maser | Síncrotron | (GUPTA; SAINI, 2018) |
| AGN - SS | Repetidor | Oscilações Eletrônicas | - | (GUPTA; SAINI, 2018) |
| <i>Jet-Caviton</i> | Ambos | Espalhamento Eletrônico | Bremsstrahlung | (ROMERO et al., 2016; VIEYRO et al., 2017) |
| Feixe Errante | Repetidor | - | Síncrotron | (KATZ, 2017b) |
| NS para BH | Únicos | Reconexão magnética | Curvatura | (FULLER; OTT, 2015) |
| NS para KNBH | Únicos | Reconexão magnética | Curvatura | (FALCKE; REZZOLLA, 2014; ZHANG, 2013; PUNSLEY; BINI, 2016) |
| NS para Estrela de Quarks | Únicos | Decaimento- β | Síncrotron | (SHAND et al., 2016) |
| Crosta de Estrela Estranha | Únicos | Reconexão magnética | Curvatura | (ZHANG et al., 2018) |
| Nuvem de Axion e BH | Repetidor | Laser | Síncrotron | (ROSA; KEPHART, 2018) |
| Minicluster de Axion e NS | Únicos | Maser | Síncrotron | (TKACHEV, 2015) |
| <i>Axion Quark Nugget</i> e NS | Repetidor | Reconexão magnética | Curvatura | (WAERBEKE; ZHITNITSKY, 2019) |
| Estrela de Axion e BH | Repetidor | Oscilações Eletrônicas | - | (IWAZAKI, 2017) |
| Estrela de Axion e NS | Únicos | Oscilações Eletrônicas | Coerente de dipolo | (RABY, 2016; IWAZAKI, 2018; IWAZAKI, 2015a; IWAZAKI, 2015b) |
| NS e BHs Primordiais | Ambos | Reconexão magnética | - | (ABRAMOWICZ et al., 2018) |
| Pequenas Massas e Pulsares | Únicos | Maser | Síncrotron | (MOTTEZ; ZARKA, 2014) |
| NS e Cinturão de Asteróides | Repetidor | <i>Elec. stripping</i> | Curvatura | (DAI et al., 2016; BAGCHI, 2017) |
| NS e Asteróides/Cometas | Únicos | Reconexão magnética | Curvatura | (GENG; HUANG, 2015) |
| Interação Pulsar-BH | Únicos | - | - | (BHATTACHARYA, 2017) |
| Aniquilação de Mini-BHs | Únicos | - | - | (KEANE et al., 2012) |
| Cordas Cósmicas Neutras | Únicos | - | - | (BRANDENBERGER et al., 2017) |
| Coroa Estelar | Ambos | - | - | (LOEB et al., 2014; MAOZ et al., 2015) |
| KNBH-BH | Únicos | Variações magnéticas | Curvatura | (ZHANG, 2016) |
| KNBH-BH | Únicos | Reconexão magnética | Curvatura | (LIU et al., 2016) |
| Coalescência NS-BH | Únicos | Bateria de BH | - | (MINGARELLI et al., 2015) |
| Coalescência NS-NS | Únicos | Frenamento magnético | - | (TOTANI, 2013) |
| Coalescência NS-NS | Ambos | Variações magnéticas | - | (DOKUCHAEV; EROSHENKO, 2017) |

Tabela A.2 - Teorias parte II

| Nome | Tipo | Produção de Energia | Mecanismo de Emissão | Referências |
|-------------------------------------|-----------|-----------------------------|------------------------|--|
| Coalescência NS-NS | Âmbos | Reconexão magnética | Curvatura | (WANG et al., 2016) |
| Coalescência NS-WD | Únicos | Reconexão magnética | Curvatura | (LIU, 2018) |
| Coalescência WD-BH | Únicos | Maser | Síncrotron | (LI et al., 2018) |
| Coalescência WD-WD | Únicos | Reconexão magnética | Curvatura | (KASHIYAMA et al., 2013) |
| Veleiros Estelares Alienígenas | Repetidor | Transmissor artificial | - | (LINGAM; LOEB, 2017) |
| DSR em Galáxias | Âmbos | Superradiância de Dickie | Linha Espectral | (HOUDE et al., 2018; HOUDE et al., 2019) |
| Combinação de NS | Âmbos | Vários | Reconexão magnética | (ZHANG, 2018a; ZHANG, 2017) |
| Relâmpagos em Pulsares | Repetidor | Eletrostático | Curvatura | (KATZ, 2017c) |
| Terremotos Estelares | Repetidor | Reconexão magnética | Curvatura | (WANG et al., 2018) |
| Cordas Cósmicas Supercondutoras | Únicos | <i>Cusp decay</i> | - | (ZADOROZHNA, 2015; COSTA et al., 2018; VACHASPATI, 2008) |
| Pequenas Explosões Eletromagnéticas | Âmbos | Interações em finas camadas | Curvatura | (THOMPSON, 2017b; THOMPSON, 2017a) |
| Estrelas Variáveis | Repetidor | Ondulador | Síncrotron | (LU; KUMAR, 2018) |
| Pulsar Errante | Repetidor | - | - | (KATZ, 2017a) |
| Buracos Brancos | Únicos | - | - | (BARRAU et al., 2014; KATZ, 2017a) |
| Ondas Explosivas Desacelerando | Repetidor | Camada fina | Síncrotron e Maser | (METZGER et al., 2019) |
| Interação NS-SN | Únicos | Reconexão magnética | - | (EGOROV; POSTNOV, 2009) |
| Choque em MWN (flares agrupados) | Repetidor | Maser | Síncrotron | (BELOBORODOV, 2017) |
| Choque em MWN (flare único) | Únicos | Maser | Síncrotron | (MURASE et al., 2017; LYUBARSKY, 2014; POPOV; POSTNOV, 2007) |
| Pulsos Gigantes | Repetidor | - | Síncrotron e Curvatura | (KEANE et al., 2012; CORDES; WASSERMAN, 2016; CONNOR et al., 2016) |
| Pares de Pulsar Schwinger | Únicos | Schwinger | Curvatura | (LIEU, 2017) |
| Bolhas de Ventos de Pulsares | Únicos | - | Síncrotron | (MURASE et al., 2017) |

APÊNDICE B - ESPECIFICAÇÃO DOS COMPONENTES

B.1 Legendas

- S21 - Ganho
- S11 - Perda de retorno

Todos os gráficos deste apêndice apresentam o eixo das ordenadas em dB e o eixo das abscissas compreendido entre o intervalo de 900 MHz a 1320 MHz.

B.2 Amplificadores

Figura B.1 - Ganho do modelo Inglês - SkyWorks - SWLNA01

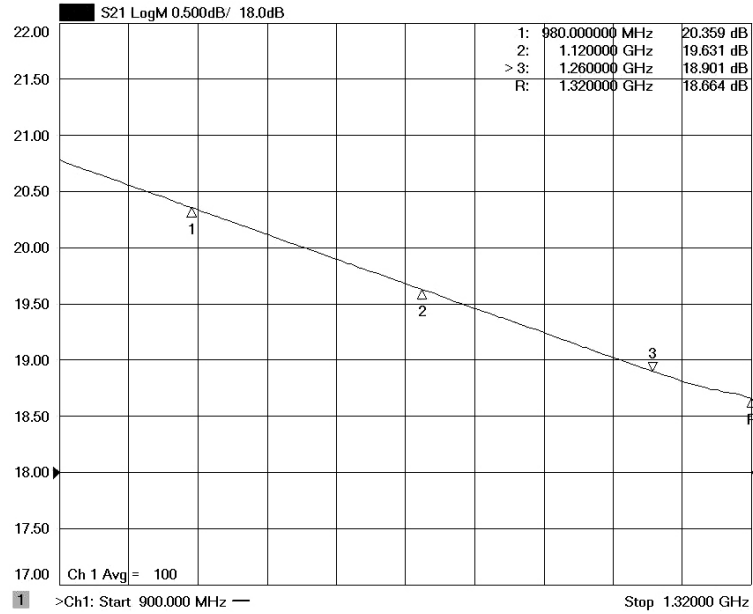


Figura B.2 - Ganho do modelo Inglês - SkyWorks - SWLNA02

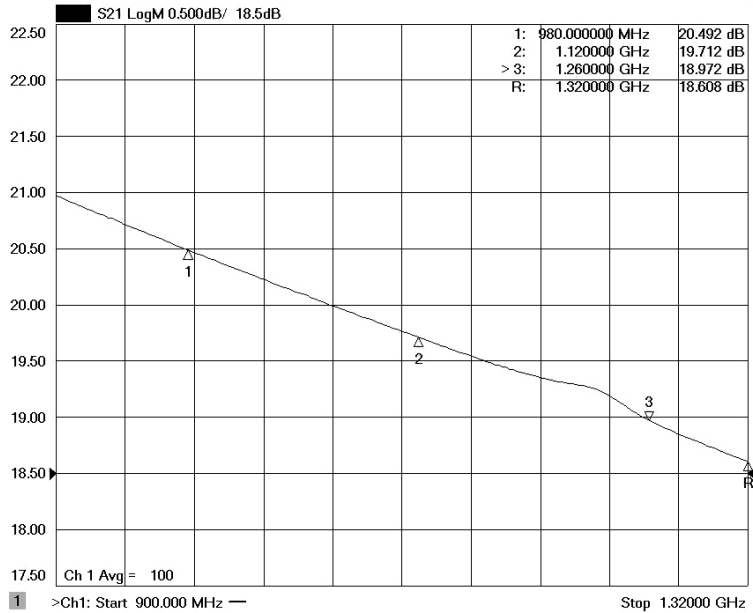


Figura B.3 - Perda de retorno do modelo Inglês SkyWorks - SWLNA01

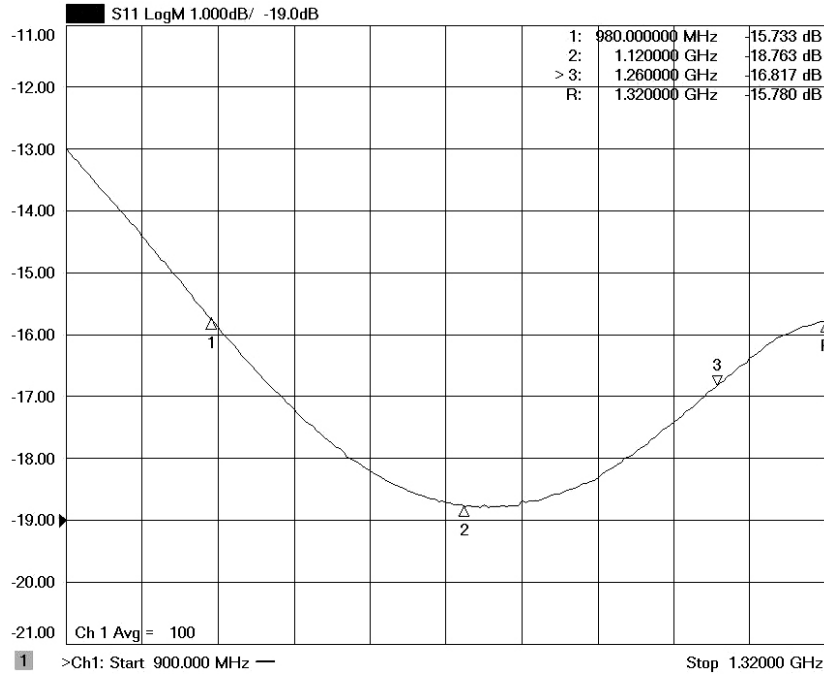
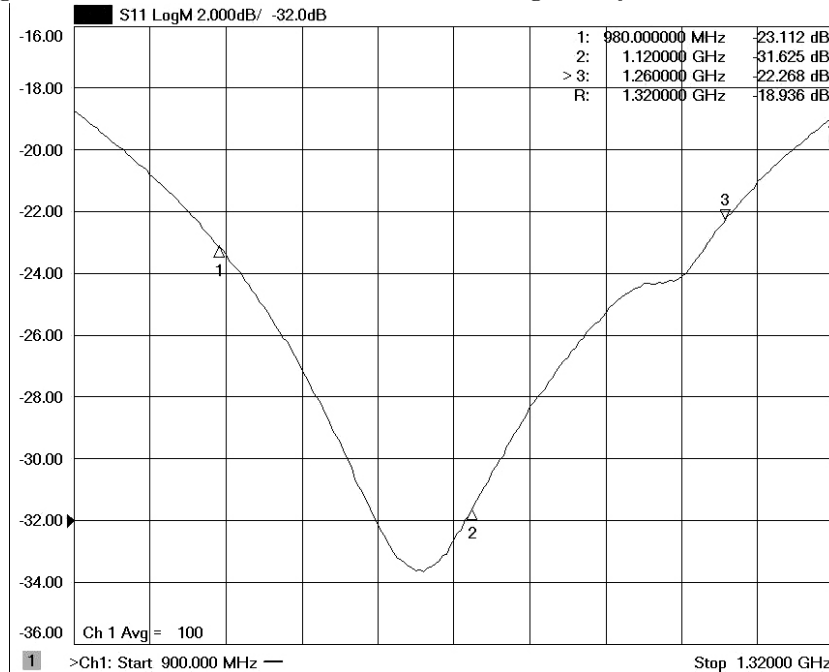


Figura B.4 - Perda de retorno do modelo Inglês SkyWorks - SWLNA02



B.3 Filtros

Figura B.5 - Banda do filtro Inglês EN1

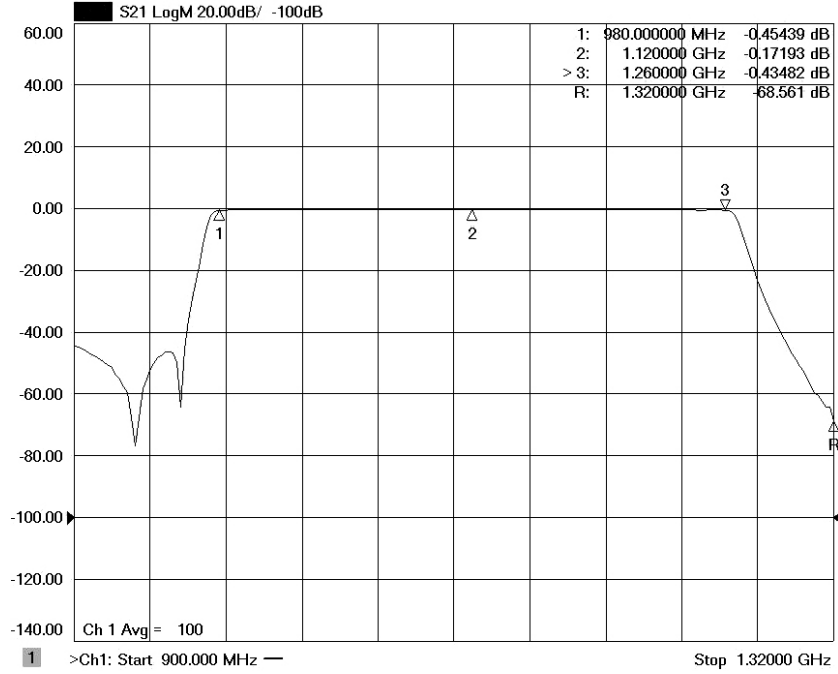


Figura B.6 - Perda de retorno do Filtro Inglês EN1

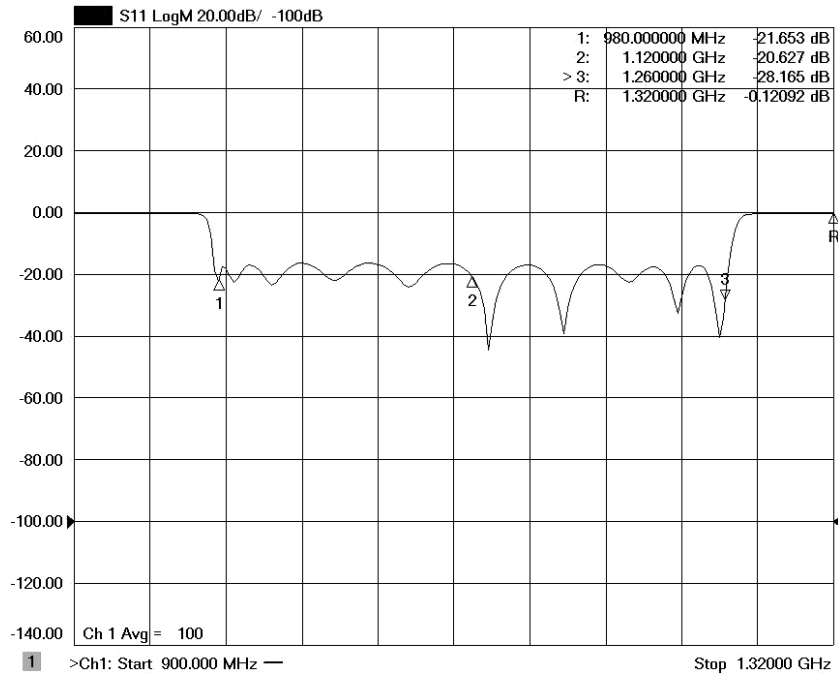


Figura B.7 - Banda do filtro Inglês EN2

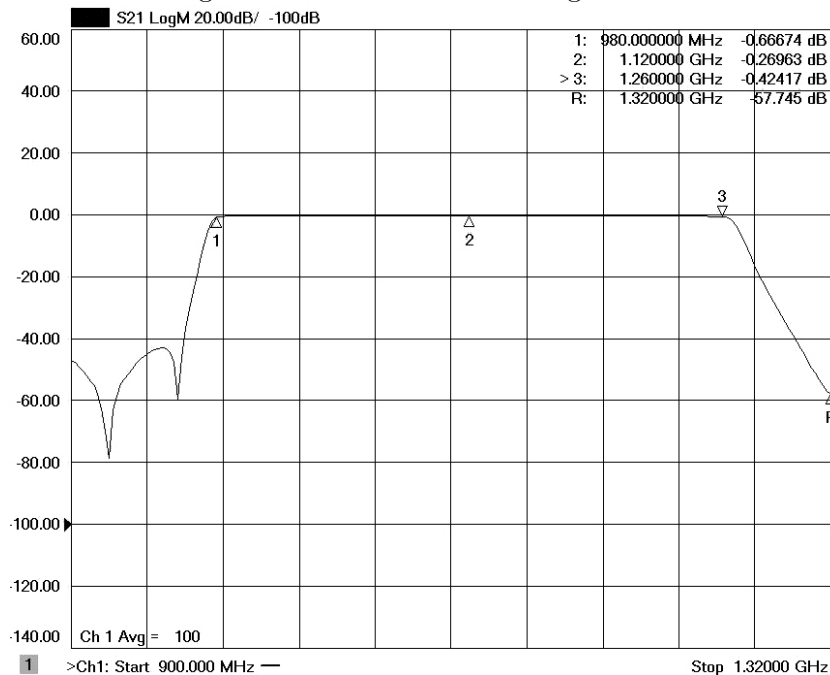


Figura B.8 - Perda de retorno do Filtro Inglês EN2

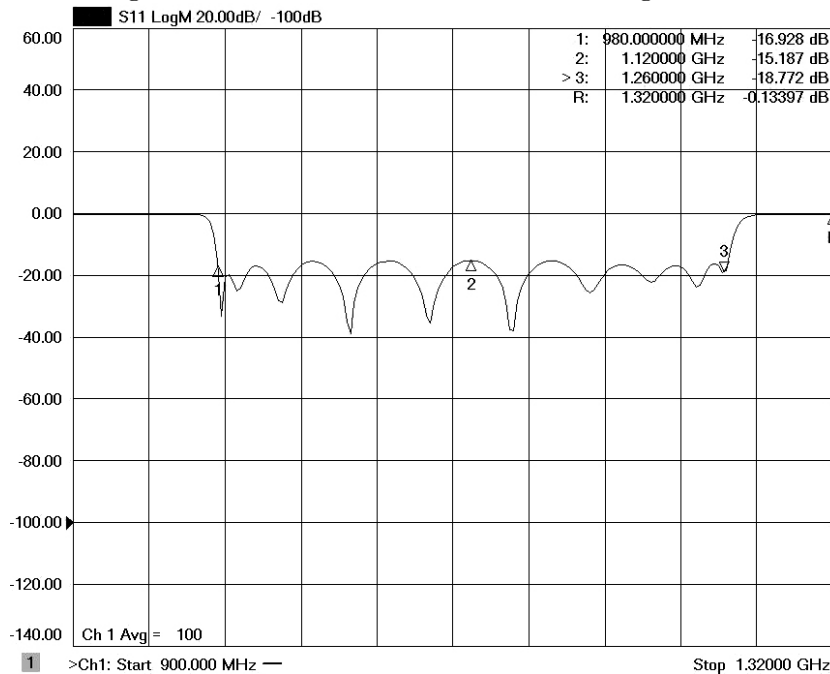


Figura B.9 - Banda do filtro Chinês CN1

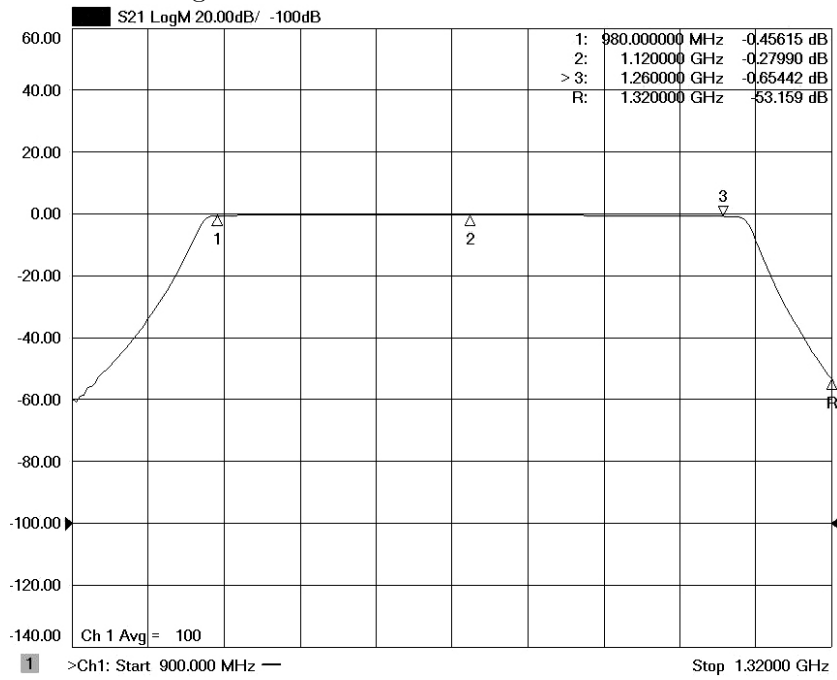


Figura B.10 - Perda de retorno do filtro Chinês CN1

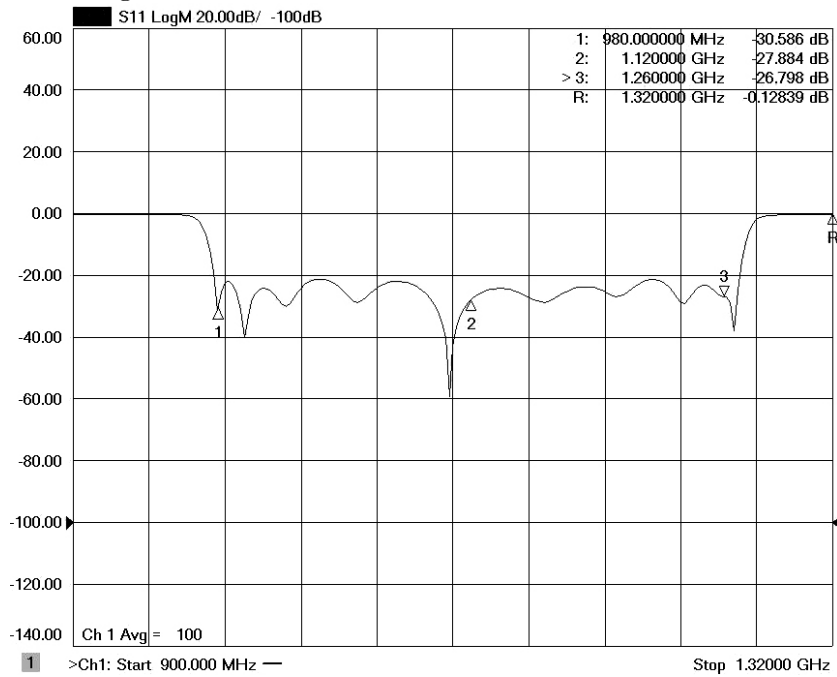


Figura B.11 - Banda do filtro Chinês CN2

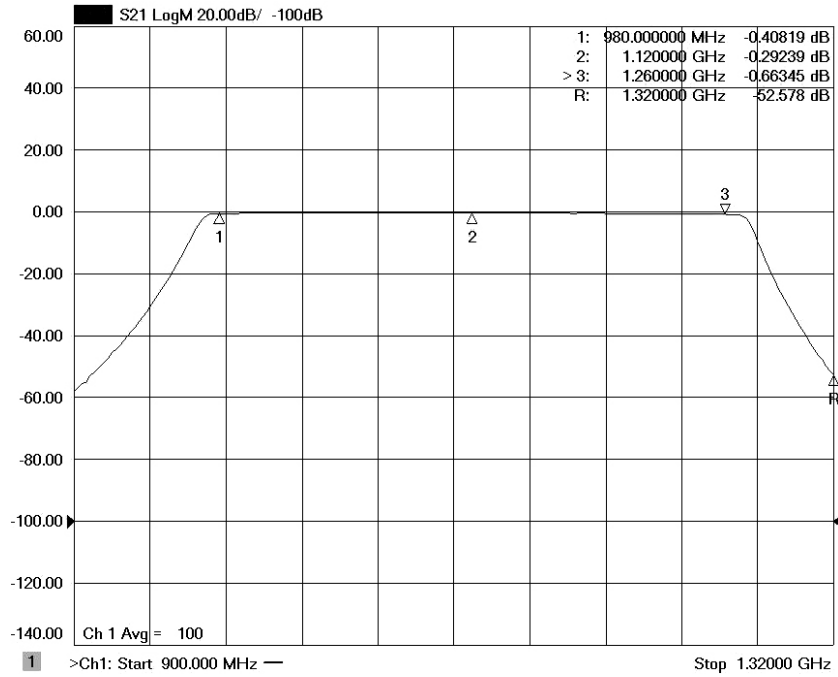


Figura B.12 - Perda de retorno do filtro Chinês CN2

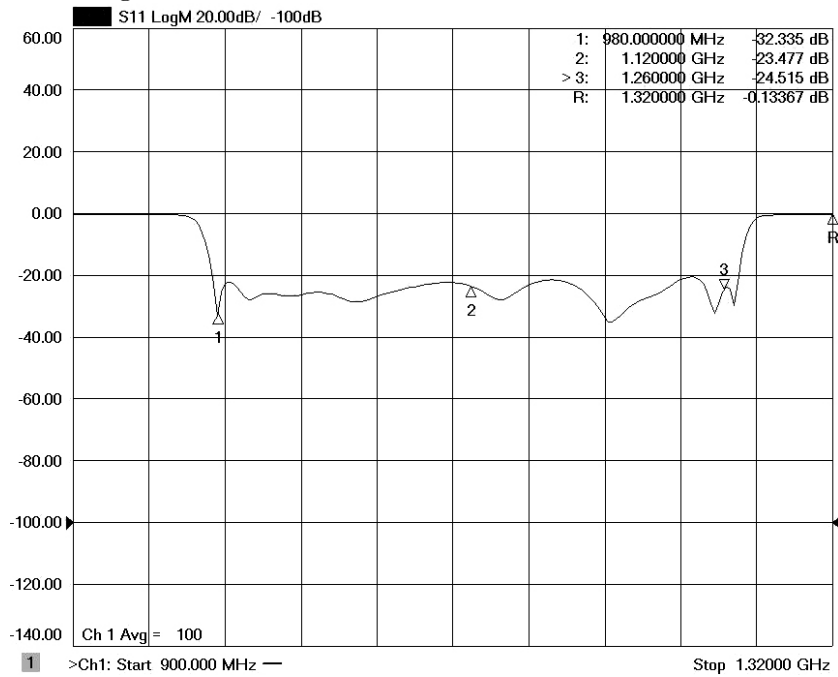


Figura B.13 - Banda do filtro Chinês CN3

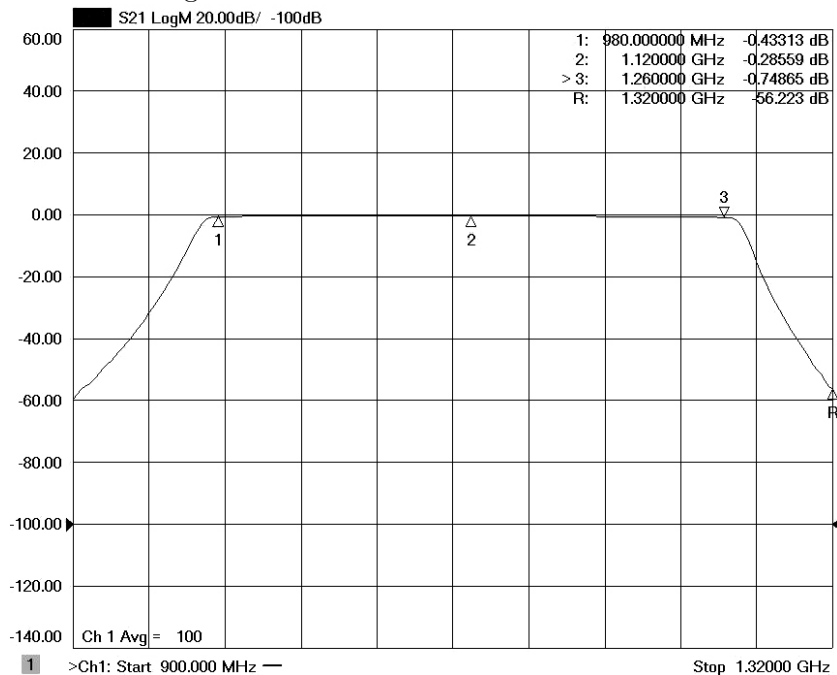


Figura B.14 - Perda de retorno do filtro Chinês CN3

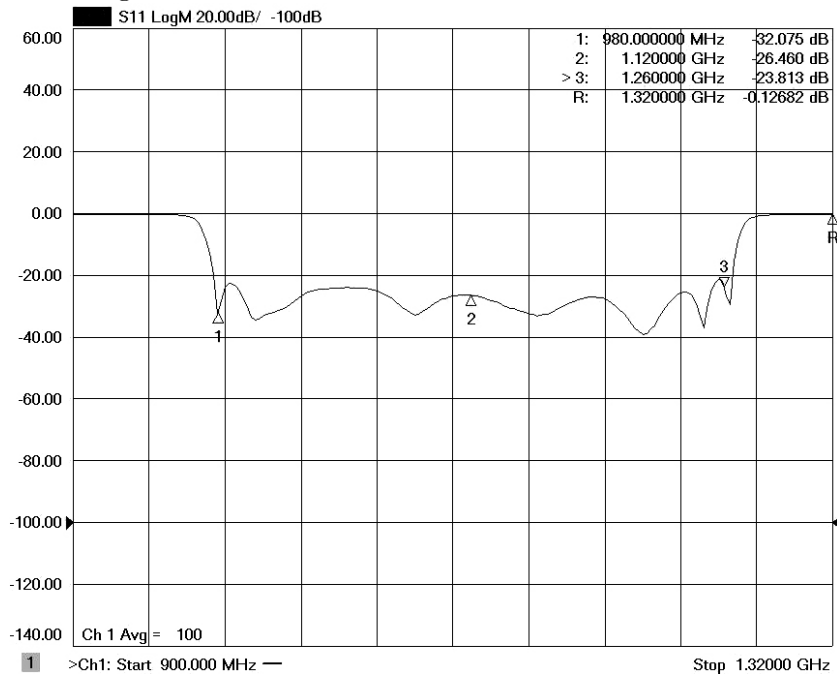


Figura B.15 - Banda do filtro Chinês CN4

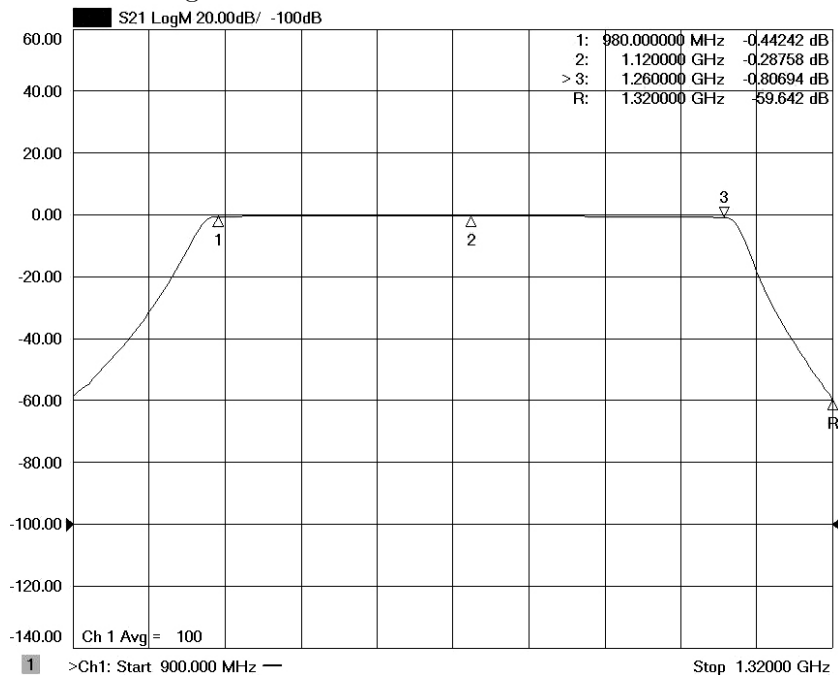
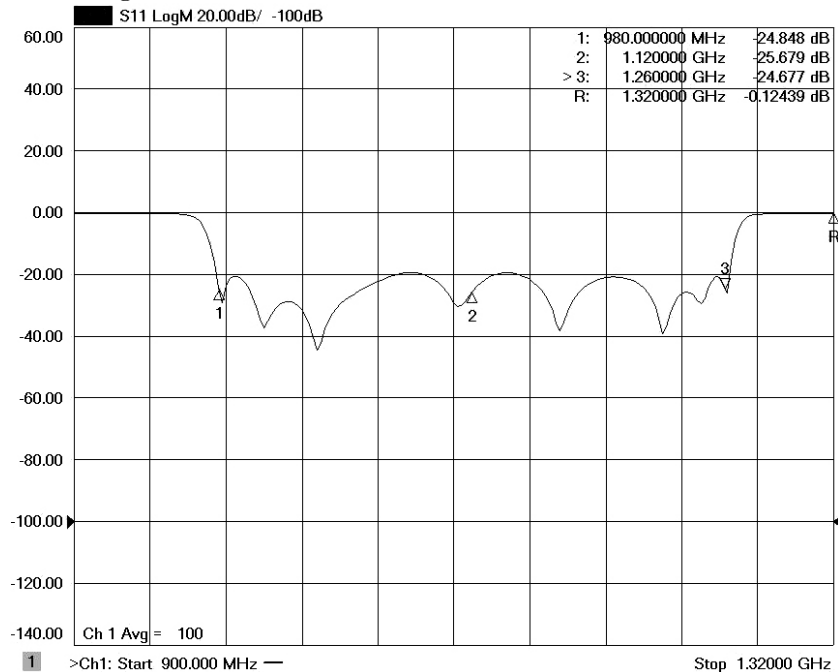


Figura B.16 - Perda de retorno do filtro Chinês CN4



APÊNDICE C - ARQUIVO DE CONFIGURAÇÃO

Código utilizado para modelar a atmosfera utilizando o programa *am Atmospheric Model* (PAINE, 2018).

```
?
? trop_h2o_scale is a scaling factor on the median tropospheric water
? vapor profile. Spectra for other percentile profiles can be
? approximated by scaling the median profile to obtain the same total
? precipitable water vapor (pwv) column as follows:
?
? H2O profile percentile | 5 | 25 | 50 | 75 | 95
? trop_h2o_scale | 0.206 | 0.513 | 1.00 | 2.07 | 4.60
? pwv [mm] | 0.384 | 0.952 | 1.86 | 3.84 | 8.54

? Uso:
? am nome_do_arquivo.amc f_min f_max df zenith_angle trop_h2o_scale
?
? Exemplo:
? am troposfera10km.amc 0 GHz 300 GHz 10 MHz 0 deg 1.0
?

f %1 %2 %3 %4 %5 %6
output f GHz tau neper Tb K
za %7 %8
tol 1e-4

T0 2.7 K

Nscale troposphere h2o %9

layer #empty layer for top of atmosphere
Pbase 0 mbar
Tbase 202 K

layer troposphere
Pbase 100 mbar
Tbase 202.5 K
```

column dry_air vmr
column h2o vmr 4.65495e-06
column o3 vmr 3.52335e-07

layer troposphere
Pbase 150 mbar
Tbase 210.45 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 1.508e-05
column o3 vmr 1.634e-07

layer troposphere
Pbase 200 mbar
Tbase 218.95 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 6.3096e-05
column o3 vmr 1.028915e-07

layer troposphere
Pbase 250 mbar
Tbase 227.45 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 1.90542e-04
column o3 vmr 6.8872e-08

layer troposphere
Pbase 300 mbar
Tbase 236 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 4.09525e-04
column o3 vmr 5.3512e-08

layer troposphere
Pbase 350 mbar

Tbase 243.8 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 7.1725e-04
column o3 vmr 4.71275e-08

layer troposphere
Pbase 400 mbar
Tbase 250.3 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 1.08665e-03
column o3 vmr 4.4536e-08

layer troposphere
Pbase 450 mbar
Tbase 256.1 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 1.59691e-03
column o3 vmr 4.2938e-08

layer troposphere
Pbase 500 mbar
Tbase 261.1 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 2.1998e-03
column o3 vmr 4.1647e-08

layer troposphere
Pbase 550 mbar
Tbase 265.5 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 2.93395e-03
column o3 vmr 4.0409e-08

layer troposphere

Pbase 600 mbar
Tbase 269.4 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 3.7609e-03
column o3 vmr 3.91665e-08

layer troposphere
Pbase 650 mbar
Tbase 272.9 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 4.6778e-03
column o3 vmr 3.7896e-08

layer troposphere
Pbase 700 mbar
Tbase 276.05 K
column dry_air vmr
column h2o vmr 5.7076e-03
column o3 vmr 3.6574e-08

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.