



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

**SIMULAÇÕES DE MISSÃO DO RADIOTELESCÓPIO
BINGO E ANÁLISE DE CONTAMINAÇÃO GALÁCTICA
E RUÍDO NA PRODUÇÃO DE MAPAS DE EMISSÃO
DE HIDROGÊNIO**

Pedro Augusto Silva Guillen

Relatório final de Iniciação científica do programa PIBIC, orientado pelo Dr. Carlos Alexandre Wuensche.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/>>



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

**SIMULAÇÕES DE MISSÃO DO RADIOTELESCÓPIO
BINGO E ANÁLISE DE CONTAMINAÇÃO GALÁCTICA
E RUÍDO NA PRODUÇÃO DE MAPAS DE EMISSÃO
DE HIDROGÊNIO**

Pedro Augusto Silva Guillen

Relatório final de Iniciação científica do programa PIBIC, orientado pelo Dr. Carlos Alexandre Wuensche.

URL do documento original:

[<http://urlib.net/>](http://urlib.net/)

RESUMO

A linha de 21 cm produzida pela transição hiperfina do átomo de hidrogênio HI, elemento mais abundante do cosmos, é uma das formas mais eficientes para estudar o universo desde épocas mais longínquas, como a recombinação (redshift $z = 1100$), até os tempos atuais, tornando a observação dessa linha espectral uma alternativa relevante para a cosmologia moderna. O radiotelescópio BINGO (Baryon acoustic oscillations from Integrated Neutral Gas Observations) é um instrumento projetado para medir a linha de 21 cm e detectar as oscilações acústicas bariônicas (BAO) usando a técnica de mapeamento de intensidade (do inglês, intensity mapping – IM). Colaboradores do BINGO na Univ. de Manchester (Inglaterra) desenvolveram um código na linguagem Python, que simula a estratégia de observação do céu de um determinado instrumento, produzindo um mapa de intensidade, das componentes astrofísicas e instrumentais escolhidas pelo usuário. Esses mapas de entrada são processados como se tivessem sido observados pelo telescópio (como se a eles fosse aplicada a uma função de transferência), permitindo testes de diferentes configurações para o instrumento. A saída desta pipeline fornece séries temporais processadas para produzir mapas simulados de uma missão de observação do BINGO, considerando diferentes configurações, tanto do instrumento, quanto dos *foregrounds* astrofísicos, que são fontes de emissões galácticas e extragalácticas que contaminam o sinal de interesse. A partir delas é possível estimar a contaminação do sinal cosmológico de 21 medido pelo instrumento, o que interfere diretamente na detecção de BAO.

Palavras-chave: Cosmologia de 21 cm. Separação de componente. Produção de mapas.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Função de corpo negro.	4
2.2 Padrões de distribuição de matéria geradas após o desacoplamento.	5
2.3 Estrutura hiper fina do hidrogênio.	7
2.4 Cornetas do bingo.	11
2.5 Diagrama esquemático da história do universo.	12
2.6 Efeito <i>beaming</i>	17
2.7 <i>Pitch angle</i>	18
2.8 Produção de radiação <i>Bremsstrahlung</i>	20
3.1 TODs - Variação da frequência de Joelho - Series temporais geradas com uma semana de simulação variando o valor da frequência de Joelho onde ΔT é a variação de temperatura em graus Kelvin, <i>time</i> a duração em segundos, T_{sys} é a temperatura do sistema e σ o desvio padrão médio para cada configuração de medida.	26
3.2 TODs - Variação da Temperatura do sistema - Séries temporais geradas com três semanas de simulação variando o valor da temperatura do sistema na escala de graus Kelvin, <i>time</i> a duração em segundos, T_{sys} é a temperatura do sistema e σ o desvio padrão médio para cada configuração de medida.	26
3.3 Desvio padrão do ruído térmico - Gráfico do ruído térmico para uma simulação de uma semana onde o eixo horizontal representa a temperatura em graus Kelvin e o eixo vertical o número de amostragem e σ o desvio padrão.	27
3.4 Mapas de entrada utilizados nas simulações na faixa do céu determinada, onde o mapa superior é o do HI, o mapa do meio é provindo da emissão síncrotron e o mapa inferior da emissão <i>free-free</i> . A legenda é a temperatura em Kelvin.	29
3.5 Espectro de potência dos mapas de entrada - HI (linha preta), emissão síncrotron (linha laranja) e <i>free-free</i> (linha rosa). O eixo vertical representa a potência na escala angular associada ao multipolo l	30
3.6 Espectro de potência das simulações com ruído térmico - sinal de entrada do HI e sinais de HI recuperados pela PCA Essas simulações consideram a contribuição de ruído branco.	31

3.7	Espectro de potência sem ruído térmico - sinal de entrada do HI (linha preta) e sinais de HI recuperados pela PCA Essas simulações não incluem ruído branco.	31
-----	--	----

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivos gerais	1
1.2 Objetivos específicos	2
2 DADOS E METODOLOGIA	3
2.1 Fundamentos teóricos	3
2.1.1 Radiação cósmica de fundo (<i>cosmic microwave background</i> – CMB)	3
2.1.2 Oscilações acústicas de bárion (<i>baryon acoustic oscillations</i> - BAO)	3
2.1.3 Cosmologia	4
2.1.4 Cosmologia de 21 cm	5
2.1.5 A física de 21 cm	6
2.2 BINGO	9
2.2.1 Descrição do instrumento	9
2.2.1.1 Pipeline	10
2.2.2 Ruído do BINGO	12
2.3 <i>FOREGROUNDS</i>	14
2.3.1 Emissão síncrotron	14
2.3.1.1 Caso relativístico	16
2.3.1.2 Polarização	17
2.3.1.3 Espectro de emissão síncrotron	18
2.3.2 Emissão <i>bremsstrahlung</i>	19
2.3.2.1 Um único elétron	21
2.3.2.2 <i>Bremsstrahlung</i> térmico não-relativístico	22
2.3.2.3 <i>Bremsstrahlung</i> térmico relativístico	23
2.3.2.4 Temperatura de brilho da radiação fora do plano galáctico	23
3 RESULTADOS	25
3.1 Ruído do instrumento	25
3.2 Utilização do método PCA para a remoção de <i>foregrounds</i>	28
4 CONCLUSÕES	33
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	35

1 INTRODUÇÃO

1.1 Objetivos gerais

O conhecimento humano nas áreas da astronomia e a cosmologia no sec. XXI vem se beneficiando de uma série de novos resultados em diversos comprimentos de onda obtidos a partir da análise de dados de grandes nesta área vem se abrangendo, está sendo produzido no século XXI inúmeros resultados a partir da análise de diferentes comprimentos de ondas, observados em rádio/micro-ondas (WMAP, Planck), óptico/infravermelho (SDSS, DESI, Pan-Starrs) e em energias mais altas, raios-X/gama (AGILE, Fermi, Swift, Chanda, Integral, XMM-Newton). São esperados novo resultados através de potentes telescópios que serão lançados nesta década ou que já foram como o James Webb Space Telescope. Esses instrumentos permitirão explorar algumas questões fundamentais, ainda em aberto, entre elas a origem e a natureza do “Setor Escuro” do Universo, constituído de matéria escura (ME) e energia escura (EE), e a validação da hipótese inflacionaria para o modelo cosmológico padrão.

A compreensão das propriedades da energia escura está, provavelmente ligada à aceleração da expansão do Universo, que pode ser explicada por diferentes abordagens da equação de estado do fluido cósmico. Uma abordagem alternativa é a modificação da Teoria da Relatividade Geral em escalas cosmológicas. Diversos observáveis podem ser usados para o estudo da origem e propriedades aceleração cósmica, buscando caracteriza-la no contexto da energia escura. Cada um deles tem como alvo uma determinada classe de objetos astronômicos que, combinados, cobrem um grande intervalo de *redshift* e possibilitam a confirmação da forma do espectro de potência da matéria ao longo de um grande volume no Universo.

Uma maneira de “rastrear” essa evolução cobrindo um grande volume cósmico é mapear a distribuição do hidrogênio neutro através de medidas da linha de 21 cm ao longo da história do Universo. A emissão em 21 cm correspondente a transição hiperfina do átomo de hidrogênio, medida com bastante precisão ($\lambda = 21,1$ cm, correspondendo a uma frequência = 1420,4 MHz). A transição em 21 cm é sensível a temperatura e ao estado de ionização do gás intergaláctico, bem como aos valores dos parâmetros cosmológicos. Como a transição ocorre em uma frequência muito bem definida, observações do mesmo fenômeno feitas em diferentes frequências permitem estimar diretamente o *redshift* da fonte emissora. Vários radiotelescópios, já em operação ou em construção vão usar a técnica intensidade (IM) para observar um grande volume do Universo.

Um deles é o rádio telescópio BINGO (*Baryon Acoustic Oscillations from Integrated Neutral Gas Observations*), em construção na Paraíba, Nordeste do Brasil, que observará a distribuição do sinal de 21 cm na faixa de *redshift* (*redshift* $0,127 \lesssim z \lesssim 0,49$). O BINGO foi projetado para medir diretamente o sinal BAO em frequências de rádio, mas o impacto da presença de *foregrounds* pode impedir que a assinatura de BAO seja vista nos dados de 21 cm. A remoção desses sinais é uma etapa essencial para que a análise cosmológica seja bem sucedida. Adicionalmente, a combinação do ruído externo (produzido pelo homem) com a variação de ganho dos receptores do instrumento podem mascarar completamente o sinal cosmológico. O tratamento de ruído é uma outra área essencial para a geração de mapas de boa qualidade para fins cosmológicos. Este projeto de iniciação científica PIBIC contempla o aprendizado dos processos físicos que caracterizam os *foregrounds* e a caracterização de ruídos que devem ser identificados e removidos das séries temporais dos dados e dos mapas, de forma a reduzir a complexidade do processo de separação de componentes.

1.2 Objetivos específicos

Esse projeto tem como objetivos específicos a compreensão dos processos físicos relevantes para o estudo de cosmologia e para os sinais de *foregrounds*. Através da pipeline desenvolvida por colaboradores do radiotelescópio BINGO, mensurar o impacto de diferentes valores de frequência de joelho na contaminação do sinal emitido pelo HI e testar o método PCA na remoção de *foregrounds* originados da emissão síncrotron e *free-free*.

2 DADOS E METODOLOGIA

Nessa capítulo será apresentado todos os fundamentos teórica e dados encontrados na literatura para a realização desse trabalho.

2.1 Fundamentos teóricos

Nessa seção será apresentados os fundamentos físicos que servem como base para o estudo realizado.

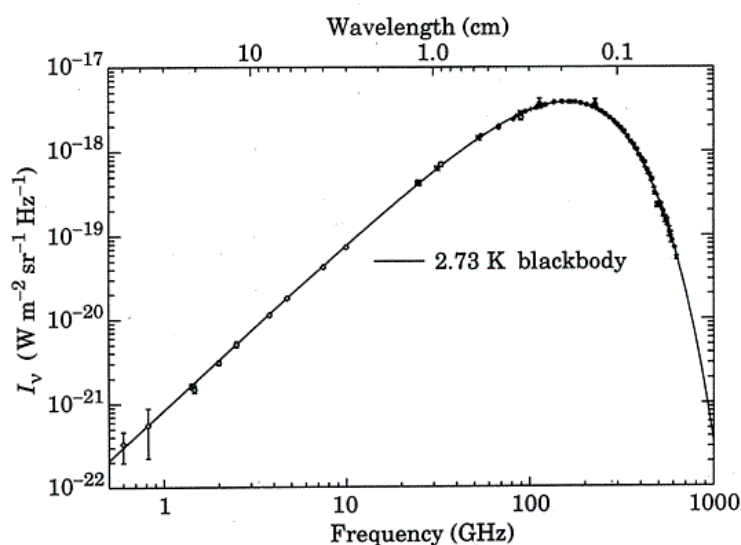
2.1.1 Radiação cósmica de fundo (*cosmic microwave background* – CMB)

O universo está em expansão desde o primeiro instante de tempo e sua temperatura diminui gradativamente, após os seus primeiros 380 mil anos a densidade de energia já não era suficiente para “segurar” os fótons, permitindo o seu desacoplamento. Esses fótons liberados compõe a CMB, devido a expansão do universo o seu comprimento de onda foi aumentado e atualmente é detectado em micro-ondas com uma temperatura próxima dos 2,72 °K. Por estarem presente em todos o universo é possível detectar eles em qualquer direção e seu espectro de emissão pode ser representado por uma função de corpo negro, com pico de emissão em micro-ondas (FIXSEN, 2009). A figura 2.1 ilustra esse comportamento.

2.1.2 Oscilações acústicas de bárion (*baryon acoustic oscillations* - BAO)

O plasma do estágio inicial do universo não era totalmente homogêneo tendo regiões de maior densidade, onde a matéria bariônica (elétrons, prótons, núcleos de He, nêutrons livres e neutrinos, já desacoplados do plasma) e fótons, além da matéria escura) foi acretada devido a força atrativa da gravidade, que atrai a matéria para o centro de massa, conseqüentemente acelerando as partículas. Essa aceleração fez com que as partículas emitissem radiação, que nesse contexto exerce uma força contraria a da gravidade, esse sistema oscilatório gera ondas mecânicas (constituída pelas partículas) que se espalham pela matéria. Após o desacoplamento a maioria da matéria se manteve na mesma distância que estava do centro de onda (causando um padrão característico na distribuição da matéria), essas regiões serviram como semente para estruturas maiores presente no universo. Portanto BAO são os sinais impressos na distribuição de matéria do universo, servindo como uma espécie de “régua padrão” devido ao seu padrão consistente na distribuição da matéria. A relação entre as oscilações acústicas de bárions e a radiação cósmica de fundo está no

Figura 2.1 - Função de corpo negro.



Espectro da radiação cósmica de fundo medido pelo satélite COBE.

Fonte: (SMOOT, 2001).

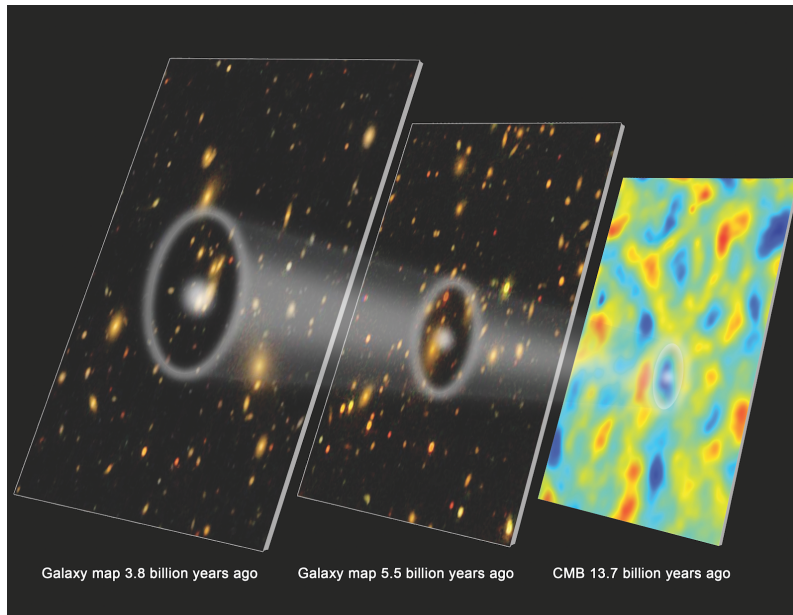
fato de que as flutuações de temperatura na CMB refletem diretamente as flutuações de densidade presentes no Universo primordial. Devido à expansão a distância entre dois pontos muda, conseqüentemente o tamanho do BAO também será alterado (Figura 2.2). Ao investigar essa variação é possível também inferir a taxa de expansão do universo e restringir propriedades da energia escura, causadora dessa expansão (HU, 1995).

2.1.3 Cosmologia

A cosmologia é o ramo da astrofísica que estuda o universo em larga escala, sua origem (*Big Bang*), evolução e estrutura. A partir de décadas de resultados obtidos através dos anos por meio dos radiotelescópios foi possível elaborar o modelo cosmológico padrão que fornece uma descrição abrangente e bem-aceita pela comunidade científica da evolução do universo. O modelo é sustentado por quatro pilares observacionais bem consolidados: Expansão acelerada do universo;

- Expansão acelerada do universo;
- Abundância de elementos leves;

Figura 2.2 - Padrões de distribuição de matéria geradas após o desacoplamento.



variação do tamanho das BAO ao longo do tempo.

Fonte: (PERCIVAL, 2017).

- a radiação cósmica de fundo em micro-ondas

O modelo tem como sigla Λ CDM, sendo a letra grega Λ está relacionada com a energia escura, responsável pela aceleração da expansão, o acrônimo CDM, *Cold Dark Matter*, em português matéria escura fria, refere-se a um tipo diferente de matéria, não bariônica, que não interagem eletromagneticamente, mas somente gravitacionalmente. Entretanto, pouco se sabe sobre a natureza desse “setor escuro”, que influencia diretamente na evolução do universo (OSTRIKER; STEINHARDT, 1995).

2.1.4 Cosmologia de 21 cm

Após cerca de 383.000 anos (após o *Big Bang*) as perturbações de densidade puderam evoluir, chegando no regime não-linear e formando as primeiras estruturas do Universo, estrelas da Pop III e protogaláxias, esse período ficou conhecido como reionização por conta do universo ter sido reionizado pela radiação que essas estruturas emitiram, o que se estendeu até o primeiro bilhão de ano. A época entre o desacopla-

mento e até o fim da reionização é conhecida como “Idade das Trevas - IdT” (*redshift* $1100 \lesssim z \lesssim 6$). Há um forte interesse científico nessa época, pois através dela é possível investigar a transição do universo quando as perturbações passaram do regime de colapso linear para não-linear, a possibilidade de encontrar as primeiras estrelas e compreender a influência dos primeiros quasares e estrelas extremamente massivas em sua vizinhança. Nesta época a matéria do universo era majoritariamente provinda de HI, portanto o mapeamento da linha de 21 cm provinda desse elemento é, provavelmente, a melhor alternativa para investigar os fenômenos ocorridos na IdT por meio de detecção de BAO, além de ser uma alternativa para o rastreamento da evolução cósmica no *redshift* $6 \lesssim z \lesssim 0$ (PRITCHARD; LOEB, 2012).

2.1.5 A física de 21 cm

No estado fundamental, o hidrogênio neutro (H_I), possui um único próton em seu núcleo de spin nuclear, $I = \frac{1}{2}$, e um elétron de spin $S = \frac{1}{2}$. Como as duas partículas carregadas que formam o HI possuem spin, ambas produzem momentos magnéticos, e conseqüentemente interagem por meio deles, dividindo o nível fundamental 1_S em dois estados hiperfinos, conjunto de efeitos que provocam certos deslocamentos e separações dos níveis de energia de átomos, moléculas e íons, produzindo deslocamentos associados à interação do momento magnético do núcleo com o momento magnético dos elétrons (FURLANETTO et al., 2006). Para o caso do H_I a energia de separação, conhecida como estrutura hiperfina do estado fundamental é:

$$\Delta E = \frac{4}{3} \alpha^4 g_p \frac{m_e}{m_p} m_e c^2$$

$$\therefore \Delta E = 5,878 \times 10^{-6} eV$$

Onde α é a constante de estrutura fina, g_p é o fator g de um próton livre, m_e é a massa do elétron, m_p é a massa do próton e c é a velocidade da luz.

O momento angular total pode ser obtido através da seguinte expressão:

$$F = I + S$$

Onde F tem dois números quânticos possíveis, $F = 0$ ou $F = 1$.

A radiação emitida por essa transição entre dois níveis da camada hiperfina tem um

comprimento de onda bem definido de 21,106114 cm e frequência de 1420,405751768 MHz. O átomo de hidrogênio tem a configuração mais energética quando $F = 1$, onde os spins do próton e do elétron estão paralelos. O HI passa para a configuração menos energética (spins antiparalelos) quando $F = 0$, que ocorre quando o spin do elétron muda (spin flip), é essa a transição do átomo de HI que emite um fóton com comprimento de onda de 21 cm. A figura 2.3 ilustra a estrutura do átomo de hidrogênio

Figura 2.3 - Estrutura hiper fina do hidrogênio.

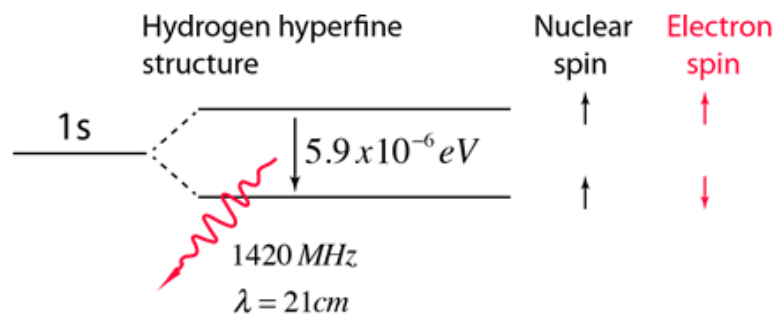


Diagrama esquemático da estrutura hiperfina do estado fundamental 1s do átomo de hidrogênio. Uma transição entre o estado mais energético (spins paralelos) e o estado menos energético (spins antiparalelos) emite um fóton que possui uma frequência de 1420 MHz e um comprimento de onda de 21 cm.

Fonte: (HYPERPHYSICS, 2016).

Sendo o hidrogênio o elemento mais abundante do universo (cerca de 75% da massa de gás presente no meio intergaláctico), servindo para astrofísica como uma alternativa de traçadora de aglutinação de matéria e da formação de estruturas. Porém, essa transição pode demorar muito tempo para ocorrer, já que o átomo de HI emite um fóton de 21 cm a cada, aproximadamente, 10^{15} segundos (30×10^6 anos), o que significa um sinal fraco, mas a existência de uma quantidade massiva de átomos de HI faz com que seja possível detectar intensidade do sinal, sendo mais provável detectá-lo em *redshift* maiores, pois havia uma quantidade de HI maior nessas épocas, mesmo com a intensidade caindo de maneira proporcional ao quadrado da distância da fonte.

É possível observar a transição de 21 cm do HI por emissão quanto por absorção,

ambos os processos são governados pela interação entre o campo de radiação local e a distribuição da população de HI nos estados paralelo e anti-paralelo dada por:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} e^{\frac{T_*}{T_s}}$$

Onde n são as densidades numéricas nos estados paralelo e anti-paralelo, g funções de partição, T_* a temperatura do meio e T_s a "temperatura de spin", que define o número de ocupação relativo entre os 2 níveis hiperfinos. T_s é a variável relevante para que o sinal de 21 cm seja diferente de zero. Ao tratar a emissão do HI, a temperatura de brilho pode ser escrita como a soma de duas componentes:

$$T_b = \bar{T}_b(1 + \delta_{HI})$$

Onde δ_{HI} é a constante de densidade e \bar{T}_b é a constante de brilho médio, e são expressos pelas equações:

$$\delta_{HI} = \frac{\delta T_b}{\bar{T}_b}$$

$$\bar{T}_b = 0,3K \frac{\Omega_{HI}}{10^{-3}} \left(\frac{\Omega_m + \Omega_\Lambda(1-z)^{-3}}{0,29} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{1+z}{2,5} \right)^{\frac{1}{2}}$$

A fração de HI dada por $\Omega_{HI} = 5 \times 10^{-4}$. Com essa modelagem e esses dados de entrada espera-se obter mapas de HI com flutuações em torno de 0,1 mK (SWITZER et al., 2013).

2.2 BINGO

Nessa sessão será feita uma descrição sucinta do rádio telescópio BINGO (*Baryon Acoustic Oscillation In Neutral Gas Observations*) e como estão sendo feitas as simulações de missão deste aparelho.

2.2.1 Descrição do instrumento

Primeiramente, as séries temporais em estudo foram submetidas ao teste de estacionariedade. O BINGO é um radiotelescópio que está sendo construído em consórcio internacional com a constituição brasileira, composto pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) pela Universidade de São Paulo (USP), pela Universidade Federal de Campina Grande (UFCG), pela Universidade de Brasília (UnB); na parte inglesa, pela Manchester University e pela University College London(UCL); na parte suíça, pelo ETH Zürich; na parte chinesa, pela YangZhou University; na parte francesa, pelo Institut d’astrophysique de Paris; na parte sul-africana, pela University of KwaZulu-Natal e na parte uruguaia, pela Universidade La Republica.

O BINGO está sendo construído para ser o primeiro radiotelescópio a detectar oscilações acústicas de bárions na banda de rádio, entre as frequências de 960 a 1260 MHz. A faixa de redshifts observados será de $0,13 < z < 0,48$, compreendendo a época do início do domínio da energia escura. Ele será um telescópio de trânsito, com apontamento fixo no céu e centrado em declinação $\delta = -15^\circ$, o que permitirá que a rotação da terra seja usada para observar o céu à medida que este se desloca pelo campo de visão do instrumento, revisitando a mesma região do céu a cada dia e maximizando o tempo de observação do instrumento.

O BINGO está sendo construído na Serra do Urubu ($07^\circ 02'05.700''$ S, $38^\circ 15'04.600''$ W), localizada no interior do estado da Paraíba, no Nordeste brasileiro. A escolha do local foi dada pelos baixos níveis de interferência em rádio (RFI, do inglês Radio Frequency Interference) na banda de operação do telescópio.

É esperado que o BINGO possa colaborar no estudo de diversos aspectos da cosmologia padrão e juntamente com outras medias de outros experimentos, produzir estimativas mais precisas dos parâmetros cosmológicos modelo Λ CDM como a energia escura (WUENSCHÉ et al., 2022).

2.2.1.1 Pipeline

A pipeline pode ser descrita como um conjunto de rotinas computacionais e procedimentos utilizados nas simulações de missões de um rádio telescópio. Colaboradores do BINGO da Univ. de Manchester (Inglaterra) desenvolveram um código na linguagem Python, que simula a estratégia de observação do céu de um determinado instrumento, produzindo um mapa de intensidade, das componentes astrofísicas e instrumentais escolhidas pelo usuário (MELO, 2020). Esta pipeline tem como parâmetros de entrada:

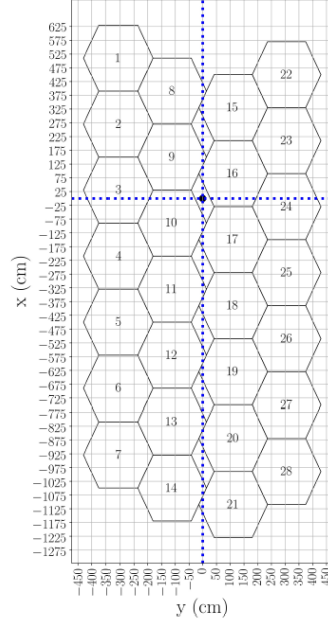
- Emissões galácticas e extragalácticas (de diversas origens, incluindo o Planck Sky Model, PSM, produzido pelo satélite Planck);
- Mapas de emissões cosmológicas de HI produzidos com o pacote Full-Sky Log-normal Astro-Fields Simulation Kit (FLASK);
- Simulações de N-corpos feitas pelo catálogo Horizon 4;
- Mapas de ruído térmico.

Entre as emissões estão a emissão síncroton, bremsstrahlung, anômala de poeira, fontes puntiformes extragalácticas, ruído atmosférico e CMB. Para o caso específico do BINGO:

- Número de cornetas e arranjos;
- Ruído $1/f$.

A quantidade de cornetas visa (é inicialmente esperado que o BINGO opere com 28) cobrir completa e uniformemente toda a faixa de 15° em declinação e garantir que a mesma área do céu seja observada por várias cornetas para aumentar o sinal do ruído. O posicionamento de cada corneta é dado por sua localização em coordenadas cartesianas com uma coordenada de referência $(0, 0)$ e a inclinação da corneta em relação ao campo focal. A Figura 2.4 ilustra a configuração das 28 cornetas para o radiotelescópio BINGO.

Figura 2.4 - Cornetas do bingo.



Disposição das 28 cornetas no plano focal do BINGO.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Os mapas de entrada são processados como se tivessem sido observados pelo telescópio (como se a eles fosse aplicada a uma função de transferência), permitindo testes de diferentes configurações para o instrumento. Gerando séries temporais (*time ordered data* - TOD), ou seja, conjuntos de medidas em um determinado intervalo de tempo. No caso do BINGO, esse conjunto de dados é composto pelas medidas de temperatura em um dado canal Δ_{v_i} no intervalo 960-1260 MHz, numa dada coordenada celeste (α, δ) e em um dado instante de observação.

As TODs são processadas e projetadas cartograficamente a partir da distribuição das temperaturas médias em cada coordenada do céu, descrita por

$$T(\alpha, \delta)_{maps} = \sum_{t=0}^{t_{final}} T_t(\alpha, \delta)$$

onde t é o instante da medição e $T_t(\alpha, \delta)$ é a temperatura medida nesse instante nas coordenadas celestes (α, δ) .

Os mapas de saída são de intensidade (em inglês, *intensity mapping* - IM), cuja ca-

racterística é observar grandes áreas como baixa resolução, o que possibilita medir a emissão global de um elevado número de galáxias e/ou grandes porções do meio galáctico, privilegiando mapear flutuações de uma linha espectral específica (posição no céu e *redshift*), possibilitando traçar a distribuição de matéria no universo e evolução de estruturas (COSTA et al., 2022). Portanto, é um método adequado de traçar a linha de 21 cm, que é uma transição isolada (não faz parte das florestas de emissões) e bem definida, o que permite associação direta de *intensidade* \times *frequência* com *densidade* \times *redshift*.

Figura 2.5 - Diagrama esquemático da história do universo.

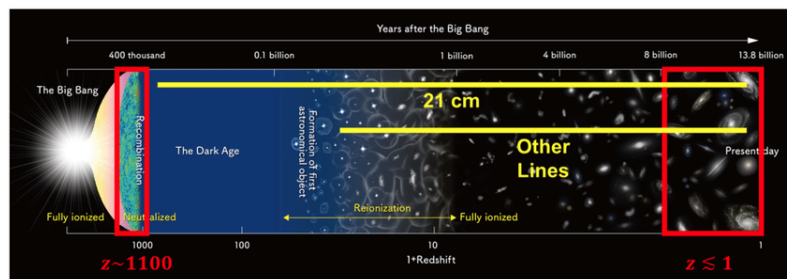


Diagrama esquemático da história do universo. Os retângulos vermelhos representam os períodos possíveis de serem explorados pela radiação cósmica de fundo em micro-ondas ($z \sim 1100$) e pelos surveys de galáxias ($z < 1$). As linhas amarelas representam períodos de tempo que podem ser observados com o mapeamento de intensidade usando a linha de 21 cm.

Fonte: (KOVETZ et al., 2017).

2.2.2 Ruído do BINGO

Existe um ruído produzido pelo instrumento, ele está associado aos componentes eletrônicos dos receptores. Ele é constituído por uma componente térmica e uma componente da frequência, com o comportamento do tipo $1/f$.

O ruído térmico ou ruído branco é produzido pelo movimento aleatório dos elétrons nos componentes eletrônicos do aparelho, pode ser modelado com alta precisão por uma distribuição gaussiana. A densidade espectral de potência $P_{sd}(f)$ desse ruído é constante ao longo de uma ampla faixa de.

O desvio padrão do ruído térmico pode ser previsto pela equação do radiômetro:

$$\sigma = A T_{sys} \sqrt{\frac{f_{st}}{\Delta v}}$$

onde A é uma constante que depende do sistema do receptor, T_{sys} é a temperatura do sistema, f_{st} é a taxa de amostragem e Δv é a largura do canal de frequência do sistema.

O ruído $1/f$ é uma forma de ruído correlacionado que é comum nos sistemas de receptor de rádio, a partir da variação do ganho dos receptores e se manifesta como pequenas flutuações que variam com o tempo. Quando agrupado em um mapa do céu, o ruído $1/f$ se manifesta como grandes flutuações espaciais em grande escala que não são triviais de serem separadas dos verdadeiros sinais do céu.

As flutuações são incorporadas à modelagem de ruídos do instrumento no domínio da frequência usando um espectro de potências do tipo $1/f$). A densidade espectral de potência pode ser escrita como:

$$P_{sd}(f) = \frac{\sigma_t^2}{v_{samp}} \left[1 + \left(\frac{f_{knee}}{f} \right)^\sigma \right]$$

onde σ_t é a flutuação de temperatura mínima por píxel detectada pelo instrumento, v_{samp} é a frequência de amostragem, f é o inverso do tempo de integração e f_{knee} é a frequência de joelho, sendo a frequência na qual a potência do ruído térmico se iguala à potência do ruído $1/f$, limitando a capacidade de discernir entre variações características do sinal medido e variações inerentes aos ganhos dos amplificadores do receptor (HARPER et al., 2018).

A sensibilidade de temperatura por píxel σ_t é dada por

$$\sigma_t = \frac{T_{sys}}{\sqrt{T_{pix} \Delta v}}$$

Onde T_{sys} é a temperatura do sistema, a qual engloba as contribuições do céu, do solo e dos receptores; Δv é a largura do canal de frequência e T_{pix} é o tempo de integração por píxel dado por

$$T_{pix} = n_c t_{obs} \frac{\Omega_{pix}}{\Omega_{surf}}$$

onde o número de cornetas do telescópio é dado por n_c , o tempo de observação total (tempo de integração) é t_{obs} , Ω_{pix} é o ângulo sólido do feixe e Ω_{surf} o ângulo sólido da área observada do céu. O ângulo sólido do feixe pode ser escrito em função da largura à meia altura θ_{FWHM} de forma aproximada como:

$$\Omega_{pix} \approx \theta_{FWHM}^2$$

2.3 FOREGROUNDS

Os *foregrounds* são emissões galáticas e extragaláticas que acabam contaminando o sinal de interesse, que para esse relatório é o sinal de 21 cm provindo do HI. Nessa sessão serão descritos fisicamente dois desses processos radioativos que geram contaminantes, emissão síncrotron e emissão *bremsstrahlung*, baseado no livro *Radiative Processes in Astrophysics* (RYBICKI; LIGHTMAN, 1991).

2.3.1 Emissão síncrotron

A emissão síncrotron é um processo que ocorre quando partículas carregadas (tipicamente elétrons ou pósitrons) são aceleradas por um campo magnético, que pode ter diferentes origens, onde as partículas podem, ou não, ser aceleradas a velocidades relativísticas.

Os casos onde a velocidade não chega em níveis relativísticos são denominadas de ciclotron, e a frequência é proporcional ao campo magnético (\vec{B}) que a partícula está sendo submetida. O espectro emitido é definido por um pico na frequência fundamental e as demais linhas, mais fracas, ocorrem nos harmônicos, sendo estes frutos de imperfeições no ambiente, como a não-uniformidade do campo magnético. Já a luminosidade causada pela radiação ciclotron está relacionada ao ângulo de visão, quando se observa na direção das linhas de campo, o brilho óptico atinge seu valor mínimo por conta da anisotropia (as propriedades físicas são diferentes conforme as diferentes direções) da radiação ciclotron.

Já para o caso de velocidades relativista tem-se uma amplificação por um fator γ , fazendo com que a frequência característica seja muito maior que a de giro.

$$\gamma = \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{v^2}{c^2}}}$$

Onde v é a velocidade da partícula e c a velocidade da luz.

É comum que um grupo de elétrons emitem radiação no tipo de espectro chamado de “não-térmico”, fazendo contraste com a lei de potência “térmica” crescente da curva de corpo negro, na região de Rayleigh-Jeans. Esse espectro é previsível, pois nesse caso, os elétrons (muito energéticos e com baixa densidade numérica) que produzem a radiação não se encontram em equilíbrio térmico com a vizinhança. A intensidade específica, energia radiante quantificada, e o espectro de emissão síncrotron dependem da densidade eletrônica e da intensidade do campo magnético e, a partir de uma dada frequência (frequência de corte) a intensidade comporta-se como uma lei de potência decrescente. A emissão síncrotron também pode ser alterada pela presença de linhas de campo magnético ligeiramente curvas produzindo o que se chama de radiação de curvatura.

O movimento da partícula será uma espiral em torno das linhas de campo, somado a uma deriva ao longo da mesma linha, caso o raio de Larmor (rL - raio do movimento circular de uma partícula carregada na presença de um campo magnético uniforme) seja muito menor que o raio de curvatura da linha de campo. Essa deriva pode ser tratada (no local) como um movimento em torno de um círculo de raio R e produzirá, também, emissão síncrotron. Nesse caso a velocidade de deriva é dada pela expressão:

$$v_d = \frac{v}{\omega_B R} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{RB_0}$$

Sendo v a velocidade da partícula, \vec{R} o raio do movimento circular, B o campo magnético e ω_B a frequência de corte.

Já intensidade específica e o espectro de emissão dependem da densidade eletrônica e da intensidade do campo magnético, e ambos decrescem com a frequência (lei de potência “descendente”).

Partindo da força de Lorentz (Coulombiana):

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right)$$

Onde \vec{E} é o campo elétrico, B o campo magnético, c a velocidade da luz, q a carga

da partícula e v a velocidade da mesma.

A força de Lorentz é resultado da superposição da força elétrica proveniente de um campo elétrico com a força magnética devida a um campo magnético atuando sobre uma partícula carregada eletricamente que se move no espaço.

Podemos chegar à potência emitida:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 B^2 \sin^2 \theta U^2_B$$

$\sigma_T = \frac{8\pi r^2_0}{3}$: Seção de choque do elétron para espalhamento Thomson.

Tendo $\frac{dE}{dt}$ em unidades de intensidade vezes volume. A escala de tempo para perdas de energia por emissão síncrotron pode ser obtida, para um elétron, dividindo sua energia pela radiação emitida:

$$t_{sinc} \sim 5 \times 10^8 (\gamma B) \sim 5 \times 10^{10} \left(\frac{B}{10^{-6} G} \right)^{-2} \left(\frac{E}{GeV} \right)^{-1}$$

Anos para $\beta \sim 1$.

2.3.1.1 Caso relativístico

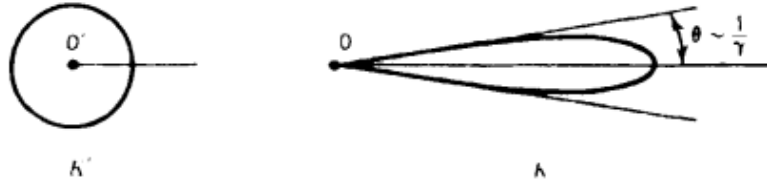
A radiação emitida vai ser colimada num cone cuja abertura $\theta \sim \frac{1}{\gamma}$, devido ao efeito relativístico de “beaming” (a radiação de um objeto em movimento aparece agrupada e amplificada na direção do movimento da perspectiva de um observador externo), portanto a radiação não é mais emitida de forma isotrópica, de forma que um observador somente verá a radiação se estiver na linha de visada do ângulo sólido de abertura $\Delta\theta$. A Figura 2.6 ilustra o efeito *beaming*.

Quando a partícula carregada se move com $v \ll c$ (caso não relativístico), o movimento em torno do campo magnético é periódico, com frequência dada pela frequência de giro e a emissão é uma função de $\omega_{ciclotron} = \omega_B = \frac{qB}{mc}$. Esse é o caso conhecido como emissão ciclotron e a emissão ocorre somente nessa frequência. À medida que a velocidade aumenta, três efeitos alteram as características da emissão:

Harmônicos de $\omega_{ciclotron}$ de ordem mais alta passam a contribuir para a emissão, com intensidades que dependem das potências de $\frac{v}{c}$;

A frequência ω_B passa a diminuir proporcionalmente a $\gamma - 1$;

Figura 2.6 - Efeito *beaming*.



Feixe relativístico de radiação emitida isotropicamente.

Fonte: (RYBICKI; LIGHTMAN, 1991).

A radiação não é mais isotrópica, passando a ser confinada em um cone de abertura $\Delta\theta \sim \frac{1}{\gamma}$. Isso faz com que o observador somente possa ver a radiação em intervalos $\Delta t \propto \gamma^{-3} \omega_B^{-1}$.

No domínio das frequências, o observador deve observar picos em ω_B e seus harmônicos com um corte na frequência $\omega_C \propto \frac{1}{\Delta t} \gamma^{-3} \propto \omega_B \gamma^{-3}$. Com o aumento de γ , os harmônicos passam a ficar cada vez mais próximos e, ao mesmo tempo, mais alargados, devido à distribuição de γ e do “pitch angle” (α – Figura 2.7).

O aumento gradativo faz com que os diferentes harmônicos comecem a se superpor, tornando o espectro um contínuo de emissão, cujo pico está próximo de ω_C (denominação de frequência de corte). Desse modo é possível expressar a radiação irradiada como:

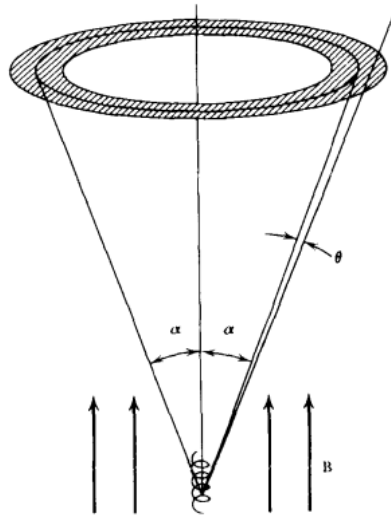
$$P = \frac{\sqrt{3} q^3 B \beta^2 \sin \alpha}{2\pi mc^2} \int_0^\infty F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) d\omega$$

A escolha da constante numérica deve-se à normalização que será feita na discussão do caso detalhado para $F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)$.

2.3.1.2 Polarização

Ao analisar as componentes do campo elétrico visto no referencial do observador é possível concluir que a emissão síncrotron apresenta alto grau de polarização linear. Considerando um único elétron orbitando um campo magnético, para $v \ll c$, teremos a radiação linearmente polarizada no plano da órbita ($E \perp B, \mathbf{n}$), com o vetor elétrico oscilando confinado ao plano orbital. A radiação é circularmente

Figura 2.7 - *Pitch angle*.



Emissão síncrotron de uma partícula com ângulo de passo alfa. A radiação está confinada ao ângulo sólido sombreado.

Fonte: (RYBICKI; LIGHTMAN, 1991).

polarizada na direção de B (vista da direção do leitor ou do outro lado da folha deste texto). Para $v \sim c$, a situação modifica-se drasticamente, já que a emissão fica praticamente confinada ao plano da órbita, devido ao efeito de “*beaming*”. Um “*ensemble*” de elétrons com uma distribuição de “*pitch angles*” faz com que as duas componentes da polarização circular se cancelem, restando somente a componente linear.

2.3.1.3 Espectro de emissão síncrotron

O espectro de emissão síncrotron, em termos da temperatura de brilho, pode ser escrito de forma aproximada como

$$T(\nu) \propto \nu^{b + c \times \ln\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)}$$

onde ν é a frequência da radiação, C é o parâmetro definido com respeito a frequência de referência ν_0 e β é o índice espectral quando $\nu = \nu_0$.

Na literatura, há registros de observações de emissão síncrotron desde a faixa de

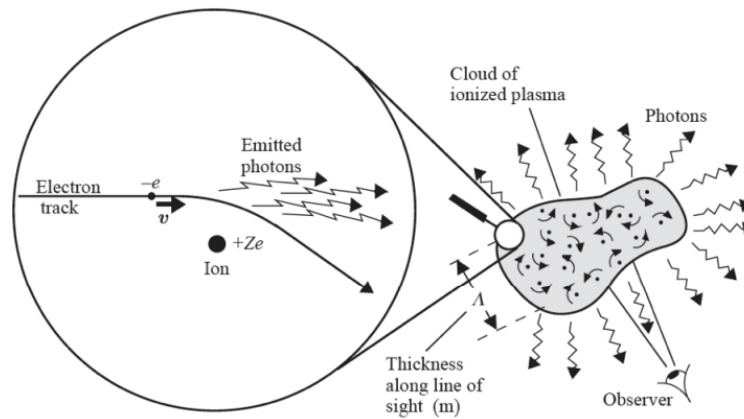
rádio até raios gama de alta energia. Para a situação de interesse de astrofísica ocorre, por exemplo, na presença de um campo magnético presente num plasma (não no vácuo), em que um “ensemble” de elétrons emitindo radiação em forma de lei de potência decrescente é uma situação comum em astrofísica. Em geral, a emissão é polarizada, sendo casos típicos, emissão solar (rádio e óptico), em raios-x de quasares e em rádio na galáxia (disco e halo), envelopes de supernovas e galáxias ativas.

2.3.2 Emissão *bremsstrahlung*

A emissão *free-free*, também conhecida pelo termo “bremsstrahlung”, é a radiação emitida quando cargas que estão em movimento são desaceleradas por um campo elétrico Coulombiano produzido por outra carga (Figura 2.8). Esse tipo de efeito ocorre na interação entre elétron e íon e elétron e pósitron, porém ao ter duas cargas iguais como pares elétron-elétron e íon-íon não é possível produzir *Bremsstrahlung*, porque seu momento de dipolo é nulo. Como o momento de dipolo ($e.r$) é proporcional ao centro de massa ($m.r$) ele pode ser tratado como uma constante de movimento. No caso da interação elétron-íon, os elétrons serão os emissores primários, uma vez que as acelerações relativas são inversamente proporcionais às massas ($a \sim \frac{1}{m}$) e as cargas são aproximadamente iguais. Como o íon é massivo ao ser comparado com o elétron, é possível tratar o elétron como se ele estivesse se movendo em um campo Coulombiano (fixo) do íon, e devido às características da geometria da trajetória, o tratamento da emissão pode ser entendido como um movimento sob força central.

O tratamento inicial para os casos clássico e quântico é o mesmo, podendo começar tratando ambos simultaneamente. O *Bremsstrahlung* clássico é devido a partir da Força de Lorentz (Coulombiana) e os termos de correção (fatores de Gaunt, que representa a correção quântica à derivação semi-clássica de Kramers) vão sendo adicionados conforme necessário. Supondo uma colisão ocorre durante um tempo t , durante o qual a velocidade da partícula varia de v para $v + v'$. Desse modo pode-se então determinar a aceleração da partícula. O espectro de radiação emitido num determinado intervalo de tempo de frequências será dependente das particularidades da colisão, para baixas frequências (energias não relativísticas), sua forma é definida pelas velocidades inicial e final, sendo calculado no espaço de Fourier. O resultado para toda a radiação emitida é feito integrando a potência emitida para um único elétron interagindo no campo Coulombiano sobre os parâmetros de impacto (colisão entre b_{\max} e b_{\min} , b , definido como a distância entre o centro espalhador a uma linha paralela à velocidade inicial da partícula).

Figura 2.8 - Produção de radiação *Bremsstrahlung*.



Nuvem de plasma ionizado, produzindo radiação *Bremsstrahlung* devido à interação entre elétrons e íons.

Fonte: (BRADT, 2008).

Uma análise semiquantitativa do caso clássico deve fornecer seguir os passos:

- Determinar a energia radiativa emitida por um único elétron
- Relacionar v_e (velocidade do elétron) b e ω (frequências da radiação emitida);
- Calcular a potência emitida, no intervalo v e $v + dv$, para todos os elétrons de diferentes velocidades, que colidem com um único íon;
- Calcular potência emitida, na frequência v , por todas as colisões em um dado volume, que é a emissividade $j_\nu(v, T)$;
- A emissividade total é a integral de $j_\nu(v, T)$ em todo o espaço de frequências $j(v, T)$ que permite o cálculo da intensidade específica; $I(\nu, T)$ em termos da espessura do plasma ao longo da linha de visada;
- Se o elétron se move relativisticamente, a densidade de núcleos aumenta de um fator ($\gamma (N' = \gamma N)$), $\gamma(N' = \gamma N)$ devido à contração relativística do espaço e o número de encontros por segundo é $N'\nu$;
- O espectro de radiação no sistema de referência do elétron é calculado integrando $I(\omega)$, para um elétron, multiplicado pelo número de encontros

$(N'\nu)$ com os diversos íons no plasma ($N' = \gamma N$) em torno do parâmetro de impacto.

2.3.2.1 Um único elétron

A aceleração do elétron, em seu referencial, pode ser decomposta em duas componentes:

$$a_{\parallel} = \frac{1}{2\pi} \frac{Ze^2}{m_e \gamma b v} I_1$$

$$a_{\perp} = \frac{1}{\pi} \frac{Ze^2}{m_e b v} I_2$$

A intensidade da radiação emitida durante a interação de um único elétron com um íon, com um parâmetro de impacto b , é dada pela combinação das intensidades em função das acelerações paralela e perpendicular.

Através da combinação das intensidades em função da aceleração paralela e perpendicular se obtém intensidade da radiação emitida durante a interação de um único elétron com um íon, com um parâmetro de impacto b :

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{6\pi c^3 m_e v^2 b^2} \left[\frac{1}{\gamma^1} I_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) + I_2^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right]$$

Para frequências altas, onde se tem um corte exponencial no espectro, pode ser expressa por:

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{3\pi^3 c^3} \frac{\omega}{m_e^2 \gamma b v^3} \left[\left(1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) \exp \left(-\frac{2\omega b}{\gamma v} \right) \right]$$

A potência emitida cai rapidamente para frequências maiores que $\omega \approx \frac{\gamma v}{b}$. Já pra frequências baixas se tem:

$$I(\omega) = \frac{2Z^2 e^6}{3\pi^2 c^3} \frac{1}{(m_e)^2 b^2 v^3} = \textit{constante}$$

Para o caso em que o elétron se move relativisticamente, a densidade de núcleos

aumenta de um fator (γ ($N' = \gamma N$)) devido à contração relativística do espaço e o número de encontros por segundo é $N'v$. O espectro de radiação no sistema de referência do elétron é calculado integrando-se $I(\omega)$, para um único elétron, vezes o número de encontros ($N'v$) pelos diversos íons no plasma ($N' = \gamma N$) em torno do parâmetro de impacto, obtendo-se:

$$I(\omega') = \frac{4Z^2 e^6}{3\pi^2} \frac{\gamma N}{c^3 m_e^2 v} \ln \left(\frac{b'_{\max}}{b'_{\min}} \right)$$

2.3.2.2 *Bremsstrahlung* térmico não-relativístico

Em ambientes hostis, como aglomerados de galáxias, temos uma temperatura altíssima da ordem de $10^4 k$ (provinda de nuvem de gás ionizados), os elétrons, ao serem acelerados, liberam radiação na frequência de raio-X. A intensidade de radiação liberada por um elétron desse plasma é de:

$$I(\omega') = \frac{4Z^2 e^6}{3\pi^2} \frac{N}{m_e^2 v c^3} \ln \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right)$$

Ao ter partículas com $v > \frac{z}{137}c$, alta velocidade, no entanto, não-relativística, existem restrições quânticas ao tratar a interação de uma partícula altamente energética com um alvo. Podendo rescrever a equação como:

$$I(\omega') = \frac{4Z^2 e^6}{3\pi^2} \frac{N}{m_e^2 v c^3} \ln(\Delta)$$

Sendo Δ :

- $\Delta = \frac{2m_e v^3}{ze^2 \omega}$, para velocidades baixas;
- $\Delta = \frac{2m_e v^2}{\hbar \omega}$, para velocidades altas.

Ao aplicar a distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann é possível calcular a distribuição de velocidades de partículas de um gás clássico em uma temperatura T contida entre v e $v + dv$:

$$N(v)dv = 4\pi N_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_b T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m_e v^2}{2k_b T}} dv$$

no limite de baixas frequências, se fizermos $\frac{1}{2m_e v^2} = \frac{3}{2\kappa T}$ iremos obter:

$$I(\omega') = \frac{Z^2 e^6 N N_e}{3\sqrt{3} c^3 m_e^2} \left(\frac{m_e}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} g(\omega, T)$$

Sendo $g(\omega, T)$ o fator de Gaunt:

$$g(\omega, T) = \int_v^\infty \left(\frac{1}{v}\right) f(v) \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right) dv.$$

Os valores aproximados para esse fator de Gaunt vão de 1 a 1,5. Esses limites definem a região limite em que é possível haver *bremsstrahlung*. Integrando $I(\omega)$, obtemos a emissividade total de radiação, ou perda de energia do plasma por *bremsstrahlung*:

$$\epsilon_{ff} = 1,43 \times 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} Z^2 N N_e \bar{g}$$

2.3.2.3 *Bremsstrahlung* térmico relativístico

No caso relativístico, a dimensão de aproximação máxima do elétron deve agora levar em conta que pode haver uma interação entre o elétron relativístico e a nuvem de elétrons que circunda o núcleo. O modelo que trata do átomo nesse caso é o chamado modelo de Fermi Thomas, em campo eletrostático sentido pelo elétron é do tipo Yukawa, e a intensidade pode ser expressa, no referencial do elétron, por:

$$I(\omega') = \frac{4Z^2 e^6}{3\pi^2} \frac{\gamma N}{c^3 m_e^2 v} \ln\left(\frac{1,4a_0 2m_e v}{Z^{\frac{1}{3}} \hbar}\right)$$

Para o referencial de laboratório temos:

$$-\left(\frac{dE}{dt_{rel}}\right) = \frac{4Z^2 e^6}{3\pi^2} \frac{NE}{m_e^2 c^4 \hbar} \ln\left(\frac{192}{Z^{\frac{1}{3}}}\right)$$

2.3.2.4 Temperatura de brilho da radiação fora do plano galáctico

A temperatura de brilho da radiação por *bremsstrahlung* térmico fora do plano galáctico, onde o meio é opticamente fino, pode ser descrita como

$$T_{bs} \approx 90 \text{ mK} \left(\frac{T_e}{k}\right)^{-3,5} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2,1} \left(\frac{EM}{\text{cm}^{-6}\text{pc}}\right) \quad (2.1)$$

onde $EM = \int n_e^2 dl$ é a medida de emissão, n_e é a densidade de elétrons e dl é o elemento infinitesimal de distância ao longo da linha de visada. Assim, a temperatura de brilho da emissão é uma lei de potências com índice espectral $\beta = -2, 1$. A componente *bremsstrahlung* é muito menor que a síncrotron na maior parte do céu. Regiões emissoras de *bremsstrahlung* são, em geral, plasmas quentes. É importante conhecer a origem e característica das radiações providas das emissões síncrotron e *free-free*, pois como são contaminantes do sinal de 21 cm do HI é necessário removê-las para que se possa produzir mapas e séries temporais mais limpo que facilitaram a análise estudos dos dados obtidos.

3 RESULTADOS

Nessa seção será apresentado e discutido os resultados provindos das simulações realizadas para o estudo do ruído do instrumento e da separação de componentes pelo método PCA como foco na remoção dos contaminantes geradas pelas emissões síncrotron e *free-free*.

3.1 Ruído do instrumento

O ruído gerado pelo radiotelescópio BINGO, provindos das suas componentes eletrônicas, age como contaminante da linha de 21 cm do HI. Com o uso da pipeline foram simuladas missões com diferentes configurações da temperatura do sistema e da frequência de joelho para medir a interferência das duas componentes do ruído do instrumento, a componente térmica e a componente $1/f$. Para a análise da componente $1/f$ foi fixado a temperatura do sistema em 70°K enquanto a f_{knee} teve valores de 1 mHertz, 10 mHertz, 100 mHertz e 1 Hertz.

A Figura 3.1 contém as séries temporais obtidas. Analisando as TODs é possível observar que com o aumento da f_{knee} a oscilação sobre as frequências é mais acentuada e de longa duração potencializando a $1/f$ sobre as frequências menores. Portanto, para atenuar a contaminação causada pela componente $1/f$ é de extrema importância que a f_{knee} seja a menor possível. Já para a análise da componente térmica foi fixado uma f_{knee} no valor de 1 mHertz (baixa frequência para diminuir o impacto da componente 1), a temperatura do sistema foi variada em 50, 60 e 70 Hertz. As TODs geradas foram dispostas na figura 3.2.

Ao aumentar a temperatura do sistema é possível perceber um comportamento semelhante ao aumento do valor da f_{knee} , portanto um aumento da temperatura do sistema também traz malefícios ao que diz respeito ao sinal de interesse. Para diminuir o impacto do ruído do instrumento por meio das duas componentes que a geram é necessário reduzir os valores da frequência de joelho e a temperatura do sistema. A fim de comparar o valor experimental do desvio padrão com o valor teórico, obtido através a equação do radiômetro, foi realizada uma simulação com apenas o ruído branco, e o resultado é apresentado na figura 3.3. O valor obtido para o desvio padrão experimental como visto na Figura 3.3 foi de 0,07243 enquanto o teórico foi de 0,07246, a diferença numérica começa ser vista apenas na quinta casa decimal, resultado satisfatório, pois é possível observar uma elevada equiparidade entre a teoria e a simulação.

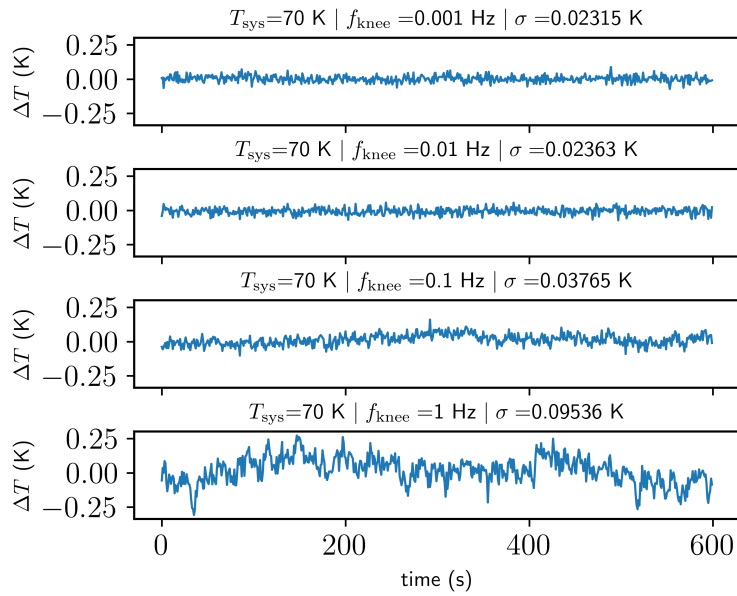


Figura 3.1 - TODs - Variação da frequência de Joelho - Series temporais geradas com uma semana de simulação variando o valor da frequência de Joelho onde ΔT é a variação de temperatura em graus Kelvin, $time$ a duração em segundos, T_{sys} é a temperatura do sistema e σ o desvio padrão médio para cada configuração de medida.

Fonte: Elaborado pelo autor.

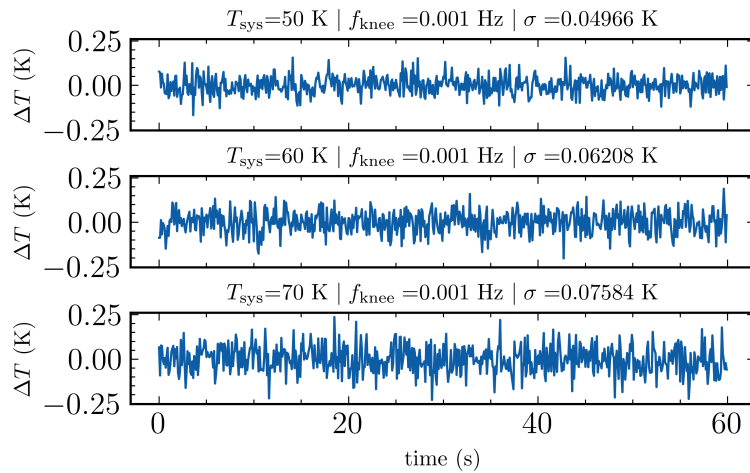


Figura 3.2 - TODs - Variação da Temperatura do sistema - Séries temporais geradas com três semanas de simulação variando o valor da temperatura do sistema na escala de graus Kelvin, $time$ a duração em segundos, T_{sys} é a temperatura do sistema e σ o desvio padrão médio para cada configuração de medida.

Fonte: Elaborado pelo autor.

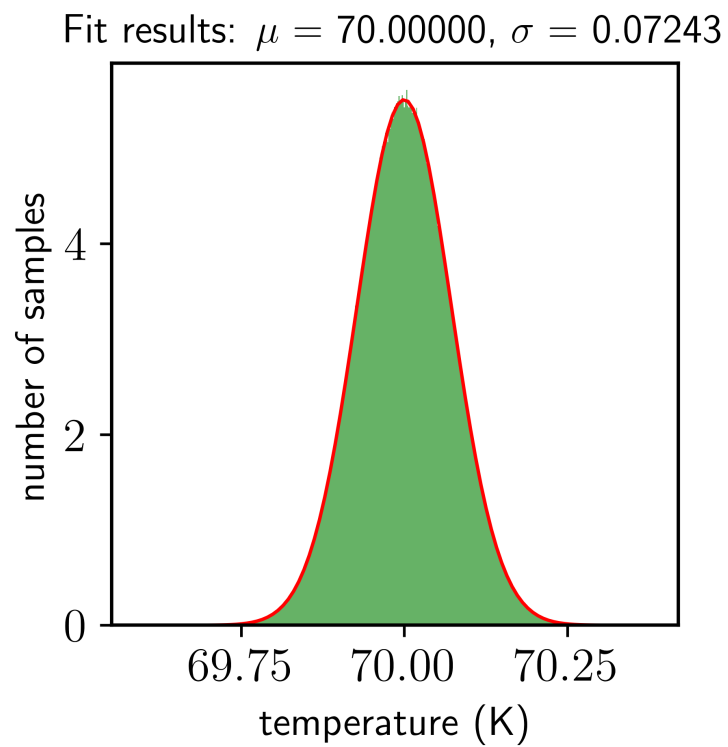


Figura 3.3 - Desvio padrão do ruído térmico - Gráfico do ruído térmico para uma simulação de uma semana onde o eixo horizontal representa a temperatura em graus Kelvin e o eixo vertical o número de amostragem e σ o desvio padrão.

Fonte: Elaborado pelo autor.

3.2 Utilização do método PCA para a remoção de *foregrounds*

O PCA (do inglês Principal Component Analysis) é um método utilizado na remoção de *foregrounds* tendo a vantagem de ser um método não paramétrico e, portanto, não requer informações prévias específicas sobre os espectros do primeiro plano e do ruído (ALONSO-GUTIERREZ et al., 2015). Este método consiste em transformar os mapas independentes de cada canal de frequência em modos ortogonais conforme a covariância entre as frequências, convertendo um conjunto de dados correlacionados em um conjunto linearmente independente, com as chamadas componentes principais. Serão inseridos como parâmetros de entrada os mapas de contaminantes e o mapa do sinal de interesse e na saída é esperado que a PCA consiga reproduzir o sinal de interesse sem interferência dos contaminantes.

A pipeline do BINGO contém uma configuração de PCA possibilitando remover *foregrounds* originados por processos astrofísicos, como a emissão síncrotron e *free-free* (processos descritos na seção 2.3). Para testar a PCA contida na pipeline do BINGO foram realizadas simulações com os mapas de entrada de HI, emissão síncrotron e *free-free* dispostos na figura 3.4. Para uma análise mais quantitativa os mapas foram transformados em gráficos de espectros de potência da radiação disponibilizados nas figuras 3.5, 3.6 e 3.7.

Foram realizadas quatro simulações de 28 dias com os modos (relação com a quantidade de componentes a serem removidas) da PCA tendo valor 2, 3 e 4. As simulações contêm apenas com a componente térmica $1/f$ do ruído do instrumento, pois o interesse está na análise das componentes galácticas e extragalácticas (também foi considerado a hipótese de que seja possível eliminar a componente $1/f$ durante a etapa do *map making*). Sendo HI o sinal de interesse, portanto, após a separação utilizando o método PCA, o resultado mais adequado será o que conseguir reconstruir o sinal de HI de entrada com maior fidelidade.

É possível observar que houve semelhança no comportamento inicial dos espectros dos sinais recuperados quando comparados com o sinal de entrada, entretanto para todos os modos houve um excesso de potência recuperado em pequenas escalas que o mapa de HI de entrada não possui. Buscando entender a origem desse excesso de potência as simulações foram realizadas novamente, mas para essa segunda rodada de simulação a presença do ruído branco foi retirada. O resultado obtido está disposto na figura 3.7.

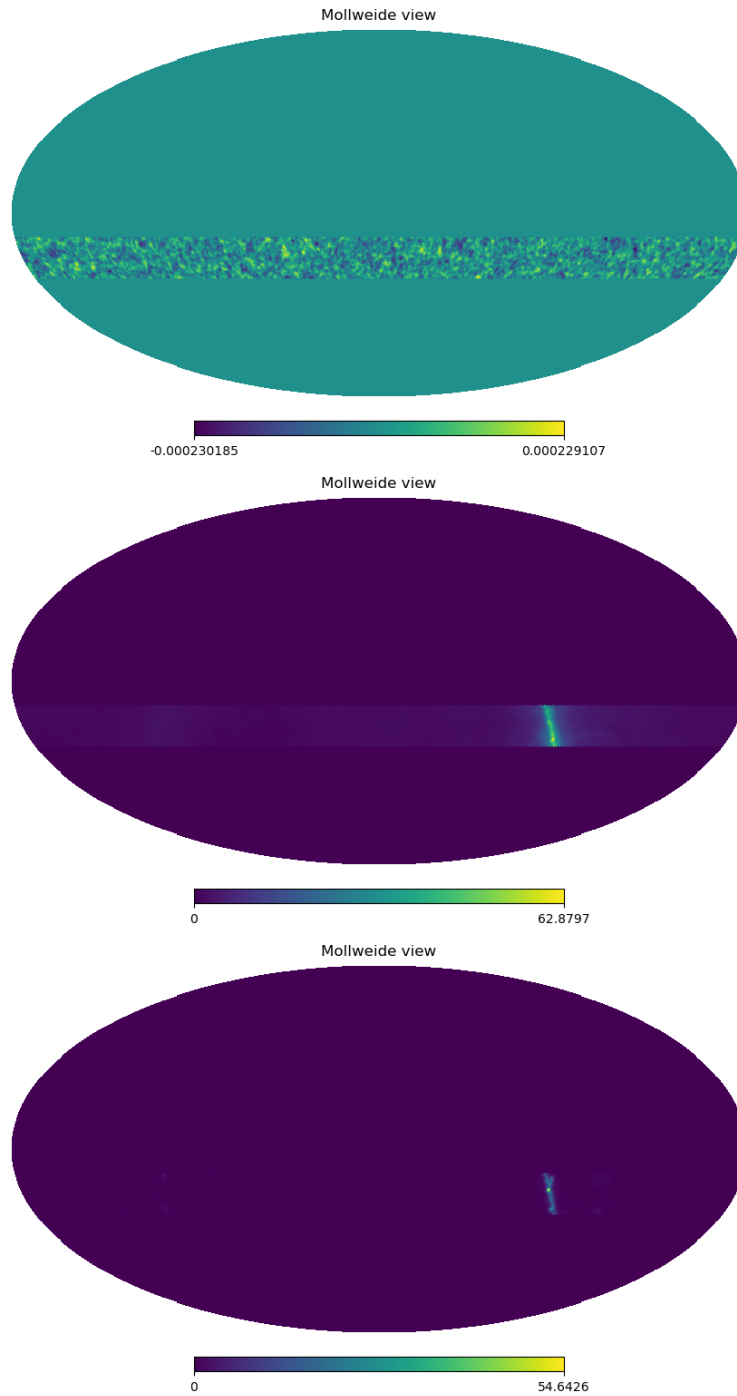


Figura 3.4 - Mapas de entrada utilizados nas simulações na faixa do céu determinada, onde o mapa superior é o do HI, o mapa do meio é provindo da emissão síncrotron e o mapa inferior da emissão *free-free*. A legenda é a temperatura em Kelvin.

Fonte: Produção do autor

A reconstrução de 2 modos (linha verde do gráfico da Figura 3.7) se mostrou ine-

ficiente na remoção dos *foregrounds* preservando uma alta quantidade de potência em excesso. Para a reconstrução de 3 modos (linha azul do gráfico da Figura 3.7) também foi notado um excesso de potência, entretanto em uma escala bem menor do que a reconstrução de 2 modos, obteve-se um espectro de potência semelhante, tendo alguns poucos pontos convergindo com o sinal de HI de entrada.

O melhor resultado para a recuperação do sinal de HI foi obtido com a reconstrução de 4 modos (linha vermelha do gráfico da Figura 3.7). Nesse caso o espectro de potência recuperado é bastante semelhante e na mesma escala que o sinal de entrada de HI, possuindo diversas convergências de pontos do sinal recuperado com o de entrada, porém houve uma perda de potência do sinal de HI na escala angular associada a multipolos de valor mais elevado.

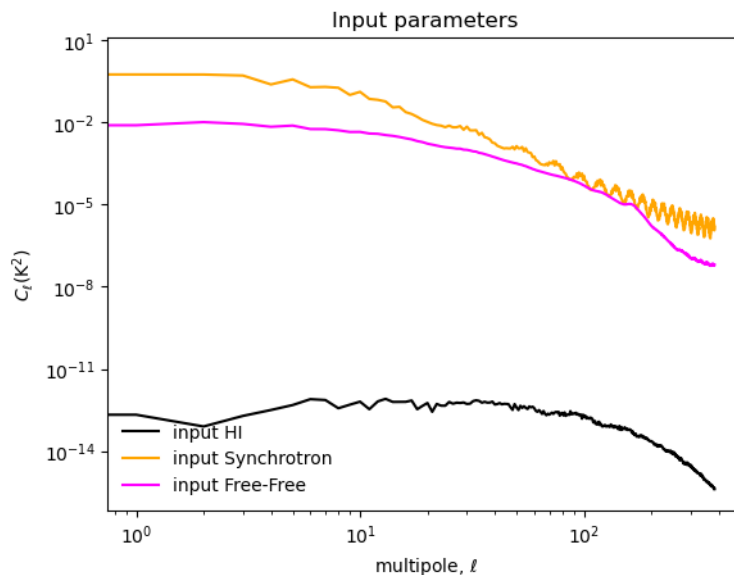


Figura 3.5 - Espectro de potência dos mapas de entrada - HI (linha preta), emissão síncrotron (linha laranja) e *free-free* (linha rosa). O eixo vertical representa a potência na escala angular associada ao multipolo l .

Fonte: Elaborado pelo autor.

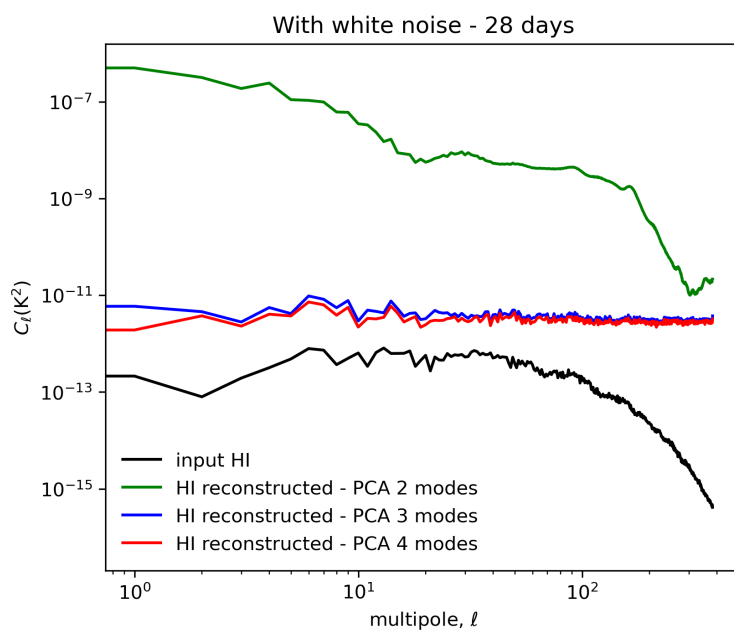


Figura 3.6 - Espectro de potência das simulações com ruído térmico - sinal de entrada do HI e sinais de HI recuperados pela PCA. Essas simulações consideram a contribuição de ruído branco.

Fonte: Elaborado pelo autor.

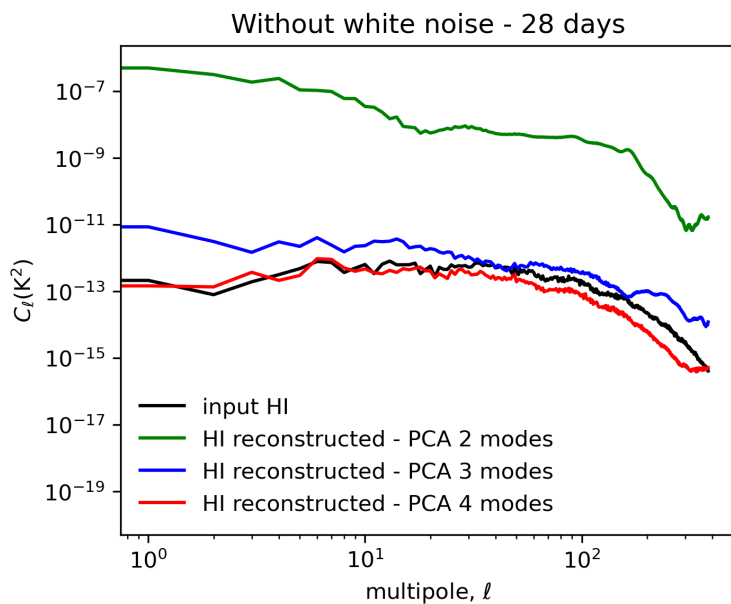


Figura 3.7 - Espectro de potência sem ruído térmico - sinal de entrada do HI (linha preta) e sinais de HI recuperados pela PCA. Essas simulações não incluem ruído branco.

Fonte: Elaborado pelo autor.

4 CONCLUSÕES

Através desse trabalho foi possível realizar uma análise preliminar da contaminação do ruído de instrumento do radiotelescópio BINGO. É de suma importância compreender o comportamento das duas componentes desse ruído, componente térmica e $1/f$, pois estas contaminações estarão presentes nas mediadas do BINGO quando ele estiver em operação.

Foi possível observar (Figuras 3.1 e 3.2) que o impacto do ruído é diretamente proporcional a temperatura do sistema e da componente $1/f$. Considerando que a temperatura do sistema do BINGO seja de 70 K é essencial que a f_{knee} seja a menor possível, cerca de 1 mHertz (HARPER et al., 2018). Para o uso da separação de componentes por meio do método PCA configurada na pipeline do BINGO se observou um excesso de potência ao recuperar o mapa de entrada de HI, sem a interferência da componente $1/f$, com a presença do ruído térmico e dos *foregrounds* astrofísicos provindos da emissão síncrotron e *free-free*, inviabilizando uma análise do sinal de HI.

Ao retirar o ruído branco e realizar novamente as simulações foi possível constatar que a maioria do excesso de potência é provindo da temperatura do sistema, pois todos os modos da PCA recuperaram o sinal com mais efetividade (com exceção do sinal reconstruído com 2 modos, que se manteve igual). A PCA de 4 modos se destacou como a melhor alternativa na remoção da contaminação causada pela radiação síncrotron e *free-free* (dois dos principais contaminantes do sinal de HI), reproduzindo um espectro de potência semelhante ao do sinal de HI de entrada.

Apesar da falha ao eliminar o ruído térmico (componente que inevitavelmente estará presentes nos sinais captados pelo BINGO) o método PCA não deve ser descartado, pois tem alta viabilidade para separação de componentes para o volume e tipo de dados obtidos pelo BINGO (BIGOT-SAZY et al., 2015). Para diminuir o impacto desse excesso de potência, em próximos trabalhos, é possível alterar os parâmetros de entrada (modelos utilizados), além de acrescentar novos como, emissões pontuais (extragaláticas) ruído atmosférico, RFI (do inglês *Radio Frequency Interference*) e testar a PCA na separação de componentes para uma quantidade maior e mais variada de componentes, reproduzindo cenários semelhantes dos reais que serão fornecidas pelo BINGO quando ele entrar em operação.

Ainda é possível testar outra alternativa de separação, que também pode servir de complementação ao método PCA, o método GNILC (REMAZEILLES et al., 2011),

um método não paramétrico, com a função de separar as emissões em rádio que compõem um sinal medido pelo mapeamento de intensidade, permitindo assim uma melhor extração dos contaminantes galácticos e a recuperação do sinal cosmológico de interesse, por exemplo, HI (OLIVARI et al., 2016; LICCARDO et al., 2022; de Mericia et al., 2023).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALONSO-GUTIERREZ, J.; KIM, E.-M.; BATTH, T. S.; CHO, N.; HU, Q.; CHAN, L. J. G.; PETZOLD, C. J.; HILLSON, N. J.; ADAMS, P. D.; KEASLING, J. D. et al. Principal component analysis of proteomics (pcap) as a tool to direct metabolic engineering. **Metabolic engineering**, Elsevier, v. 28, p. 123–133, 2015. 28

BIGOT-SAZY, M.-A.; DICKINSON, C.; BATTYE, R. A.; BROWNE, I.; MA, Y.-Z.; MAFFEI, B.; NOVIELLO, F.; REMAZEILLES, M.; WILKINSON, P. Simulations for single-dish intensity mapping experiments. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 454, n. 3, p. 3240–3253, 2015. 33

BRADT, H. **Astrophysics processes: the physics of astronomical phenomena**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2008. 20

COSTA, A. A.; LANDIM, R. G.; NOVAES, C. P.; XIAO, L.; FERREIRA, E. G.; ABDALLA, F. B.; WANG, B.; ABDALLA, E.; BATTYE, R. A.; MARINS, A. et al. The bingo project-vii. cosmological forecasts from 21 cm intensity mapping. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 664, p. A20, 2022. 12

de Mericia, E. J.; Santos, L. C. O.; Wuensche, C. A.; Liccardo, V.; Novaes, C. P.; Delabrouille, J.; Remazeilles, M.; Abdalla, F. B.; Feng, C.; Barosi, L.; Queiroz, A.; Villela, T.; Wang, B.; Zhang, J.; Marins, A.; Costa, A. A.; Ferreira, E. G. M.; Landim, R. G.; dos Santos, M. V. Testing synchrotron models and frequency resolution in BINGO 21 cm simulated maps using GNILC. **Astronomy & Astrophysics**, v. 671, p. A58, mar. 2023. 34

FIXSEN, D. The temperature of the cosmic microwave background. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 707, n. 2, p. 916, 2009. 3

FURLANETTO, S. R.; OH, S. P.; BRIGGS, F. H. Cosmology at low frequencies: The 21 cm transition and the high-redshift universe. **Physics reports**, Elsevier, v. 433, n. 4-6, p. 181–301, 2006. 6

HARPER, S.; DICKINSON, C.; BATTYE, R.; ROYCHOWDHURY, S.; BROWNE, I.; MA, Y.-Z.; OLIVARI, L.; CHEN, T. Impact of simulated 1/f noise for hi intensity mapping experiments. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 478, n. 2, p. 2416–2437, 2018. 13, 33

HU, W. T. Wandering in the background: A cosmic microwave background explorer. **arXiv preprint astro-ph/9508126**, PhD thesis, 1995. 4

HYPERPHYSICS. The hydrogen 21-cm line. In: . [s.n.], 2016. Disponível em: <<<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/h21.html>>>. 7

KOVETZ, E. D.; VIERO, M. P.; LIDZ, A.; NEWBURGH, L.; RAHMAN, M.; SWITZER, E.; KAMIONKOWSKI, M.; AGUIRRE, J.; ALVAREZ, M.; BOCK, J. et al. Line-intensity mapping: 2017 status report. **arXiv preprint arXiv:1709.09066**, 2017. 12

LICCARDO, V.; MERICIA, E. J. de; WUENSCHÉ, C. A.; ABDALLA, E.; ABDALLA, F. B.; BAROSI, L.; BRITO, F. A.; QUEIROZ, A.; VILLELA, T.; PEEL, M. W. et al. The bingo project-iv. simulations for mission performance assessment and preliminary component separation steps. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 664, p. A17, 2022. 34

MELO, J. V. d. **Pipeline do projeto BINGO e não gaussianidade**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2020. 10

OLIVARI, L.; REMAZEILLES, M.; DICKINSON, C. Extracting h i cosmological signal with generalized needlet internal linear combination. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 456, n. 3, p. 2749–2765, 2016. 34

OSTRIKER, J. P.; STEINHARDT, P. J. Cosmic concordance. **arXiv preprint astro-ph/9505066**, 1995. 5

PERCIVAL, W. J. Baryon acoustic oscillations: A cosmological ruler. **Physics Today**, AIP Publishing, v. 70, n. 12, p. 32–38, 2017. 5

PRITCHARD, J. R.; LOEB, A. 21 cm cosmology in the 21st century. **Reports on Progress in Physics**, IOP Publishing, v. 75, n. 8, p. 086901, 2012. 6

REMAZEILLES, M.; DELABROUILLE, J.; CARDOSO, J.-F. Foreground component separation with generalized internal linear combination. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 418, n. 1, p. 467–476, 2011. 33

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1991. 14, 17, 18

SMOOT, G. F. 22. cosmic background radiation 22.1. introduction 22.2. the cmb frequency spectrum. In: . [s.n.], 2001. Disponível em: <<<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:18444018>>>. 4

SWITZER, E.; MASUI, K.; BANDURA, K. et al. Monthly notices of the royal astronomical society: Letters, 434. **L46**, 2013. 8

WUENSCHÉ, C. A.; VILLELA, T.; ABDALLA, E.; LICCARDO, V.; VIEIRA, F.; BROWNE, I.; PEEL, M. W.; RADCLIFFE, C.; ABDALLA, F. B.; MARINS, A. et al. The bingo project-ii. instrument description. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 664, p. A15, 2022. 9