



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/05.17.13.03-TDI

CONTRIBUIÇÕES AO DESENVOLVIMENTO DO MULTI-NESTED PENDULA PARA ISOLAMENTO VIBRACIONAL CRIOGÊNICO DO LIGO VOYAGER

Marcio Constâncio Junior

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Odylio Denys de Aguiar, aprovada em 29 de maio de 2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NT7CR2>>

INPE
São José dos Campos
2017

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

E-mail: pubtc@inpe.br

COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):

Presidente:

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

Membros:

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (CTE)

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

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

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Duca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/05.17.13.03-TDI

CONTRIBUIÇÕES AO DESENVOLVIMENTO DO MULTI-NESTED PENDULA PARA ISOLAMENTO VIBRACIONAL CRIOGÊNICO DO LIGO VOYAGER

Marcio Constâncio Junior

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Odylio Denys de Aguiar, aprovada em 29 de maio de 2017.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NT7CR2>>

INPE
São José dos Campos
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Constâncio Junior, Marcio.

C765c Contribuições ao desenvolvimento do Multi-Nested Pendula para isolamento vibracional criogênico do LIGO Voyager / Marcio Constâncio Junior. – São José dos Campos : INPE, 2017.
xxiv + 131 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/05.17.13.03-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017.

Orientador : Dr. Odylio Denys de Aguiar.

1. Ondas gravitacionais. 2. LIGO. 3. LIGO Voyager.
4. Criogenia. 5. Multi-Nested Pendula. I.Título.

CDU 52-8:551.511.31



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

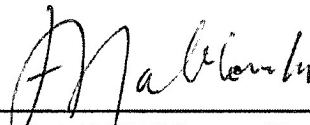
This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): *Marclo Constancio Junior*

"CONTRIBUIÇÕES AO DESENVOLVIMENTO DO MULTI-NESTED PENDULA PARA ISOLAMENTO VIBRACIONAL CRIOGÊNICO DO LIGO VOYAGER".

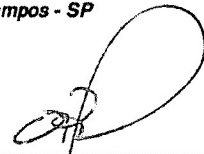
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de *Doutor(a)* em
Astrofísica

Dr. Francisco Jose Jablonski



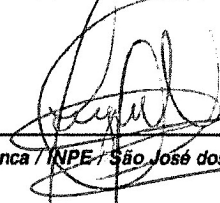
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Odylio Denys de Aguiar



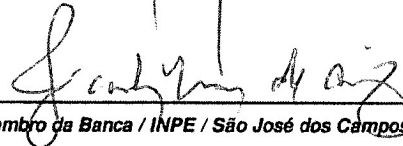
Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. César Augusto Costa



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

Dr. José Carlos Neves de Araújo



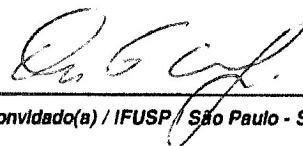
Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Xavier Pierre Marie Gratens



Convidado(a) / IFUSP / São Paulo - SP

Dr. Nei Fernandes de Oliveira Junior



Convidado(a) / IFUSP / São Paulo - SP

Este trabalho foi aprovado por:

() *maioria simples*

unanimidade

São José dos Campos, 29 de maio de 2017

“We’ve detected gravitational waves. We did it!”

DAVID REITZE

Durante o anúncio oficial da primeira detecção de ondas gravitacionais em 11 de Fevereiro de 2016.

*A minha esposa **Lânia**, a meus pais **Marcio** e **Juceline**
e a meus sogros **Luís** e **Tânia**.*

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, professor Dr. Odylio Denys Aguiar, pela oportunidade de trabalhar neste grupo, por compartilhar comigo parte de seu conhecimento, por me ajudar a me tornar um pesquisador melhor através de nossas conversas e discussões.

Ao técnico Marcos André Okada, pela dedicação ao grupo e, em especial, pelo apoio aos trabalhos que deram origem a esta tese. Mais que um colega de trabalho, lhe considero um grande amigo.

Ao Elvis, amigo de longa data, pelas discussões que levaram sempre ao aperfeiçoamento deste trabalho e pelos momentos de descontração jogando Munchkin, os quais deixaram este doutorado mais leve.

Ao Allan, pela amizade e pelo apoio com as simulações térmicas deste trabalho.

Aos alunos recém-chegados ao grupo, Felipe, Carlos Vinícius e Guilherme, pela amizade e ajuda com os experimentos realizados na reta final deste doutorado.

Ao técnico Lázaro Camargo, por estar sempre disponível para tirar minhas dúvidas e pelos cursos ofertados no INPE.

Ao técnico Alan Cassiano, pela amizade e pelo apoio em vários momentos desta pesquisa.

Ao Diego Taira, pela amizade e pela dedicação nos processos de manufatura de várias peças que tornaram possível a realização dos experimentos apresentados nesta tese.

Aos funcionários da SEMA (oficina mecânica do INPE), em especial ao Laércio, Toninho e Geraldão que participaram do processo de manufatura de várias etapas dos experimentos.

Aos colaboradores Brett Shapiro e Brian Lantz, pela recepção na Universidade de Stanford, por me deixar participar um pouco desta pesquisa tão interessante feita em Stanford para as atuais e futuras gerações de detectores de ondas gravitacionais.

Aos pesquisadores Brian O'Reilly, Adam Mullavey e Min Jet Yap, pelo projeto desenvolvido no sítio do LIGO em Livingston que, apesar de não ser ligado diretamente ao tema de minha tese, me proporcionou uma experiência totalmente nova e que abriu meus olhos para outras vertentes da pesquisa relacionada aos detectores de ondas gravitacionais.

A todos os amigos que fiz durante o doutorado, os quais não me arrisco a nomear aqui para não cometer a injustiça de deixar alguém de fora.

Agradeço a minha esposa, Lânia, por estar sempre ao meu lado nos bons e maus momentos deste doutorado; por dividir comigo a alegria de nossas conquistas, e por me alegrar e animar quando eu me sentia a pior pessoa do mundo. Por este e vários outros motivos que te amo e desejo que você esteja para sempre ao meu lado. Espero poder retribuir tudo que você já fez por mim.

Finalmente, agradeço à CAPES e FAPESP (Processos 2012/22752-1 e 2016/01120-8) pelo apoio financeiro a este projeto, sem o qual nada disso seria possível.

RESUMO

Ondas gravitacionais (OG) são perturbações no espaço-tempo propagando-se através do próprio espaço-tempo à velocidade da luz. Sua predição teórica deriva da teoria da Relatividade Geral de Einstein (RG), publicada no início do século XX. Sua existência permaneceu apenas na teoria, embora Hulse e Taylor tivessem apresentado evidências indiretas de sua existência em 1975, até 11 de Fevereiro de 2016, quando a colaboração científica LIGO anunciou a primeira detecção direta de ondas gravitacionais passando pela Terra. O sinal, detectado em 14 de Setembro de 2015, era proveniente de um sistema binário formado por dois buracos negros em processo de coalescência e deu início à era da Astronomia de Ondas Gravitacionais. O detector interferométrico LIGO, responsável pela detecção, baseia-se no principal efeito da passagem de uma onda gravitacional, no qual distorções do espaço-tempo e em tudo nele contido podem ser mensurados utilizando-se massas de teste e monitorando suas distâncias relativas. A variação nas distâncias relaciona-se com a amplitude da onda gravitacional incidente por meio da expressão $h \approx \frac{\Delta L}{L}$. Esse é, basicamente, o princípio de funcionamento do interferômetro LIGO que usa espelhos de Sílica em suspensões pendulares como massa de teste e monitora a distância entre eles usando um feixe laser de alta potência. Na época da detecção, o LIGO estava começando sua primeira corrida científica da sua segunda geração, denominada aLIGO. Contudo, embora a segunda geração tenha iniciado as eras de corridas científicas recentemente, atualizações para as gerações futuras já estão começando a ser desenvolvidas para serem implantadas em meados da próxima década. Uma destas atualizações, chamada de LIGO Voyager, prevê o uso de criogenia para a redução de ruído térmico das suspensões e das massas de teste. E é nessa direção que insere-se a pesquisa realizada pelo grupo GWINPE (Gravitational Wave Group of Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais), primeiro grupo brasileiro vinculado à colaboração LIGO e co-autor do artigo da primeira detecção das ondas gravitacionais. Em trabalho anterior (mestrado) foi estudado o desenvolvimento de um sistema multipendular aninhado, chamado de “Multi-Nested Pendula” (MNP), para ser implementado como um estágio adicional ao sistema de isolamento vibracional das massas de teste de versões futuras do LIGO. Neste trabalho, o uso deste sistema é estudado, não só visando constituir um estágio de isolamento vibracional adicional para as massas de teste, mas para incumbir-se da tarefa de manter as massas de teste do LIGO Voyager resfriadas a 124K enquanto mantém um isolamento vibracional mínimo determinado pela intensidade do retro-espalhamento e recombinação de fótons no feixe principal. Por fim, será apresentada qual configuração possibilita a manutenção da temperatura dos espelhos a 124 K sem comprometer aquele isolamento vibracional mínimo e damos direções nas pesquisas que precisam ser feitas para transformar o MNP em um sistema de isolamento vibracional adicional para o LIGO Voyager e/ou para detectores interferométricos em geral.

CONTRIBUTIONS TO THE DEVELOPMENT OF THE MULTI-NESTED PENDULA FOR CRYOGENIC VIBRATION ISOLATION FOR LIGO VOYAGER

ABSTRACT

Gravitational Waves (GW) are perturbations in space-time, traveling at space-time itself at the speed of light. Its theoretical prediction derives from Einstein's General Relativity (GR), published early in the twentieth century. Their existence remained in theory, although Hulse and Taylor presented indirect evidences of their existence in 1975, until February 11th 2016, when the LIGO Scientific Collaboration (LSC) announced the first direct detection ever made from gravitational waves passing through the Earth. The GW signal, detected in September 14th, 2015 came from a binary system formed by two black holes during their coalescence process and gave rise to the Gravitational Wave Astronomy era. LIGO interferometric detector, responsible for this detection, has its working principle based on the effect of a passing GW, in which distortions in the fabric of space-time and in everything therein can be measured by using two test masses and monitoring their relative distances. The variation in distance can be related to the amplitude of the incoming GW by $h \approx \frac{\Delta L}{L}$. This is, basically, the working principle from LIGO interferometer, which uses Silica mirrors hanging from pendular suspensions as test masses and monitors the distance between them through a high power laser beam. At the detection epoch, LIGO was just starting its first scientific run from its second generation, named aLIGO. However, although the second generation had just begun its scientific runs era, updates for the next generations are now starting to be developed in order to be implemented by the middle of the next decade. One of these upgrades, named LIGO Voyager, aims to use cryogenics in order to reduce suspension and substrate thermal noise. That's the direction where the R& D developed by GWINPE (Gravitational Wave Group of Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais) is engaged, the first Brazilian group linked to LSC and co-author of the paper regarding the first direct gravitational-wave detection ever made. In a previous work (master degree), the development of a multipendular nested system, named "Multi-Nested Pendula" (MNP), was studied in order to be implemented as an additional stage to the vibration isolation system of test masses for future LIGO versions. In this work, we study this system, not only aiming to be an additional vibration stage for test masses, but to undertake the task of keeping LIGO Voyager test masses cooled to 124K while keeps a minimum requirement of vibration isolation determined by the intensity of photon backscattering and recombination in the main beam. Finally, we'll present which configuration makes possible to maintain the mirror temperature at 124 K without compromising the minimum vibration isolation required and we give direction to the researches that need to be performed in order to convert the MNP into an additional vibration isolation system for LIGO Voyager and/or interferometric gravitational wave detectors in general.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Anel de partículas.	7
2.2 Sinal de ondas gravitacional detectado	11
2.3 Interferômetro de Michelson.	13
2.4 Prováveis fontes de ondas gravitacionais e os detectores que podem detectá-las.	17
2.5 Visão geral do interferômetro <i>initial</i> LIGO (superior) e <i>Advanced</i> LIGO (inferior).	19
2.6 Comparação das curvas de sensibilidade da quinta corrida científica do LIGO inicial (S5) e da curva projetada para o aLIGO.	20
2.7 Roteiro com as fases previstas para o A+, LIGO <i>Voyager</i> e LIGO Cosmic Explorer.	21
2.8 Curva de sensibilidade teórica prevista para o LIGO Voyager.	24
3.1 Principais fontes de ruído para o aLIGO.	25
3.2 Esquema simplificado para entender ruído quântico.	28
3.3 Sistema de isolamento sísmico para as massas de teste.	31
3.4 Deslocamento obtido para cada estágio sísmico do detector.	31
3.5 Corte 3D do MNP.	33
4.1 Fonte de calor colocada dentro do sistema.	37
4.2 MNP suspenso nas traves de apoio da câmara e tubos de inox usado para conectar os estágios.	37
4.3 Variação da temperatura dos estágios do MNP no tempo, em função das potências aplicada no estágio interno.	38
4.4 Comparação entre os resultados experimentais e simulações feitas em Solidworks.	39
4.5 Segmento 1: Evolução temporal da temperatura dos estágios 1 e 2.	41
4.6 Segmento 2: Evolução temporal da temperatura dos estágios 1 e 2.	42
4.7 Segmento 3: Evolução temporal da temperatura dos estágios 1 e 2.	43
4.8 Segmento 4: Evolução temporal da temperatura dos estágios 4 e 5.	45
4.9 Esboço de um novo modelo MNP.	47
5.1 Esboço do experimento com dois estágios térmicos feito em Solidworks.	50
5.2 Massa de teste feita em alumínio.	51
5.3 Processo de montagem do experimento dentro da câmara.	52
5.4 Resultado do experimento criogênico usando tanque de 170 L	53

5.5	Resultado do experimento criogênico usando tanque de 6 kL.	54
5.6	Resfriamento inicial do experimento.	56
5.7	Variação das temperaturas em função do tempo com potência de 3W ligada.	57
5.8	Variação das temperaturas em função do tempo com potência de 5W ligada.	58
5.9	Evolução das temperaturas enquanto o líquido do tanque era sub-resfriado.	59
5.10	Evolução das temperaturas durante a transferência de líquido sub-resfriado.	60
5.11	Configurações usadas nas simulações térmicas.	61
5.12	Estado estacionário obtido na fase 1.	62
5.13	Estado estacionário obtido na fase 2.	63
5.14	Estado estacionário obtido na fase 5.	64
5.15	Estado estacionário para a simulação do experimento com tanque de 6 kL, mantendo-se o escudo externo à 77 K.	65
5.16	Estado estacionário para a simulação do experimento com tanque de 6 kL, mantendo-se o escudo externo à 141 K.	66
6.1	Diagrama P-T genérico para uma substância pura	70
6.2	Diagrama simplificado da montagem do experimento em Stanford.	73
6.3	Foto a montagem final do experimento no laboratório.	74
6.4	Resultado do experimento de sub-resfriamento realizado na Universidade de Stanford	75
7.1	Esquema original das tubulações e conexões usadas na câmara	80
7.2	Foto das conexões originais da câmara.	82
7.3	Nova configuração das tubulações usadas na câmara.	85
7.4	Serpentina com kapton.	86
7.5	Isolamento térmico.	86
8.1	Pêndulos em cascata. Posição de equilíbrio (à esquerda) e deslocado (à direita).	91
8.2	Pendulos de torção em cascata. Cada massa liga-se à outra por meio de três hastes.	92
8.3	Função de transferência para o movimento horizontal.	93
8.4	Função de transferência para o movimento de rotação.	94
8.5	Figuras do aparato experimental utilizado para medir função de transferência.	96
8.6	Medidas de função de transferência horizontal.	97
8.7	Medidas de função de transferência ao redor do eixo Z.	97
8.8	Medidas de função de transferência vertical.	98

8.9	Detalhe do furo por onde passa a haste que suspende o MNP.	99
8.10	Versão atualizada do MNP com a qual foram feitas medidas sísmicas em vácuo.	103
8.11	Densidade Espectral de Amplitude do solo do laboratório.	105
8.12	Esboço de um sistema medido com apenas um sensor.	106
8.13	Densidade Espectral de Amplitude do solo, estágio interno e externo. . .	107
8.14	Densidade espectral de amplitude do ponto de suspensão.	109
8.15	Esboço de um MNP simplificado, desconectado no estágio mantido resfriado.	110

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Fontes esperadas de ondas gravitacionais organizadas por banda de frequência e tipos de detector.	16
3.1 Dimensões dos estágios.	34
3.2 Resumo dos parâmetros	34
4.1 Emissividade térmica dos cinco estágios cilíndricos, estimados a partir da quantidade de fita kapton e alumínio na superfície de cada estágio. . .	39
4.2 Segmento 1: Balanço térmico para o estágio 1 com a fonte de calor de 3W ligada	41
4.3 Segmento 2: Balanço energético para o estágio 1 com a fonte de 30W ligada.	43
4.4 Segmento 3: Balanço energético para o estágio 1 com a fonte de 3W ligada novamente.	44
4.5 Segmento 4: Balanço energético para o estágio 5 (externo) durante todo o tempo considerado nos segmentos anteriores.	45
5.1 Resumo dos resultados obtido para cada fase da simulação.	60
5.2 Temperatura do estado estacionário mantendo-se a serpentina a 77 K e a 141 K.	64
8.1 Parâmetros derivados do protótipo do MNP e usados no modelo em cascata teórico.	91
8.2 Resultados dos modos pendulares e de rotação do modelo teórico em cascata e do experimento aninhado.	92
8.3 Modos violinos das hastes externas antes e depois das alterações no sistema	100
9.1 Resumo das conclusões sobre o MNP acerca de seu desempenho sísmico.	115
A.1 Parâmetros usados no cálculo do calor específico do alumínio.	125
A.2 Parâmetros usados para cálculo do balanço energético para os segmentos 1 a 3.	128
A.3 Parâmetros usados para cálculo do balanço energético para o segmento 4.	129

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 ONDAS GRAVITACIONAIS	5
2.1 Teoria	5
2.2 Fontes	7
2.3 GW150914 e GW151226	9
2.3.1 GW150914	9
2.3.2 GW151226	10
2.4 Métodos de detecção	11
2.4.1 <i>Pulsar Timing Arrays</i>	12
2.4.2 Detectores interferométricos	12
2.4.3 Detectores de massa ressonante	14
2.4.4 Faixa de frequência de cada tipo de detector	15
2.5 LIGO e LIGO Avançado	16
2.5.1 LIGO	16
2.5.2 LIGO Avançado	18
2.6 LIGO Voyager	22
3 LIMITADORES DE SENSIBILIDADE EM DETECTORES INTERFEROMÉTRICOS E COMO RESOLVÊ-LAS	25
3.1 Fontes de ruídos em detectores interferométricos	25
3.2 Ruído Térmico	26
3.3 Ruído Quântico	27
3.4 Ruído Sísmico	29
3.5 Ruído Newtoniano	30
3.6 Multi-Nested Pendula (MNP)	32
4 TESTE TÉRMICO COM MNP REALIZADO NO LIT	35
4.1 Facilidades disponíveis no Laboratório de Integração e Testes	35
4.2 Descrição do experimento	35
4.3 Resultados	36
4.4 Conclusões do capítulo	46

5 EXPERIMENTO TÉRMICO COM DOIS ESTÁGIOS CILÍNDRICOS E MASSA DE TESTE	49
5.1 Descrição do experimento	49
5.2 Experimento com tanque de 170 L de LN2	51
5.3 Experimento com tanque de 6 kL de LN2	53
5.4 Simulações	56
5.4.1 FASE 1	60
5.4.2 FASE 2	61
5.4.3 FASE 5	62
5.5 Simulação do experimento com tanque de 6 KL	63
5.6 Conclusões do capítulo	66
6 EXPERIMENTO DE SUB-RESFRIAMENTO REALIZADO EM STANFORD	69
6.1 Processo de Sub-resfriamento de um líquido criogênico	70
6.2 Experimento	72
6.3 Resultados	73
6.4 Conclusões do capítulo	76
6.5 Trabalhos futuros	76
7 DESENVOLVIMENTO DE UMA INSTALAÇÃO NO INPE PARA TESTES RELACIONADOS AO LIGO VOYAGER	79
7.1 Projeto inicial da câmara de vácuo criogênica	79
7.2 Alterações na câmara de vácuo criogênica	83
7.3 Conclusões do capítulo	85
8 DESEMPENHO SÍSMICO DO MNP	89
8.1 Modos Normais e função de transferência teórica	89
8.1.1 Resultados dos modos normais	92
8.1.2 Resultado da função de transferência do movimento horizontal	93
8.1.3 Resultado da função de transferência da rotação em torno do eixo Z	94
8.2 Medidas de transmissão do MNP	95
8.3 Resultado da função de transferência experimental	96
8.3.1 Algumas hipóteses para explicar os valores da função de transferência	98
8.4 Atualizações do MNP	101
8.5 Medidas sísmicas após alterações no MNP	102
8.5.1 Resultados das novas medidas de atenuação do MNP	104
8.6 Uma versão mais simples do MNP, um estudo de caso	108

8.7	Conclusões do capítulo	110
9	CONCLUSÕES	113
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	117
	APÊNDICE A - Cálculos usados para o balanço energético do experimento térmico realizado no LIT	125
A.1	Entalpia do cilindro 1(5)	125
A.2	Troca de calor entre o cilindro 1(5) e a fonte de calor	126
A.3	Troca de calor com o estágio adjacente via radiação	126
A.4	Troca de calor com o estágio adjacente via condução pelo ar	127
A.5	Troca de calor com o estágio adjacente via condução por inox (haste + tubos)	127
A.6	Troca de calor com as paredes da câmara	128
	ANEXO A - Diagrama da câmara de vácuo	131

1 INTRODUÇÃO

O anúncio recente da detecção de sinais de ondas gravitacionais provenientes da fase de espiração e colapso de sistemas binários formados por buracos negros (ABBOTT et al., 2016b; ABBOTT et al., 2016a) detectado pelos detectores gêmeos LIGO (Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory) (ABBOTT et al., 2009a) deu início a era da astronomia de Ondas Gravitacionais. A partir de agora, além das várias faixas do espectro eletromagnético, também será possível obter informações de objetos astrofísicos analisando seus sinais emitidos em ondas gravitacionais.

Ondas gravitacionais foram previstas teoricamente pela teoria da Relatividade Geral de Einstein (RG) (EINSTEIN, 1916; EINSTEIN, 1918) e são entendidas como perturbações no espaço-tempo propagando-se pelo próprio espaço-tempo à velocidade da luz. Em Janeiro de 1975, Russell Hulse e Joseph Taylor apresentaram a descoberta, realizada em Julho do ano anterior, de um pulsar em sistema binário (HULSE; TAYLOR, 1975). Segundo eles, tal sistema poderia ser um excelente laboratório para testes da teoria da RG, o que acabou sendo confirmado em medidas posteriores (TAYLOR et al., 1979; TAYLOR; WEISBERG, 1982) no qual o monitoramento deste sistema indicou a diminuição do período orbital, segundo previsto pela RG, dando indícios indiretos da existência deste tipo de radiação.

Embora experimentos destinados à detecção de ondas gravitacionais já haviam sido construídos e operados na década de 1960 (WEBER, 1966; WEBER, 1967), a primeira detecção confirmada aconteceu apenas em 14 de Setembro de 2015, quase um século após a previsão teórica.

Tal ‘demora’ para conseguir detectar uma onda gravitacional passando pela Terra deve-se ao fato de que os sinais de ondas gravitacionais possuem amplitudes extremamente pequenas para serem detectados por observatórios terrestres, o que exigiu que a tecnologia atingisse o estado da arte para que variações de comprimentos da ordem da milésima parte do diâmetro de um próton pudessem ser detectadas. Mesmo assim, apenas eventos astrofísicos catastróficos poderão ser detectados, tal como a coalescência de sistemas binários de buracos negros detectados até agora.

O detector responsável por este feito inédito é o observatório LIGO. Trata-se de um arranjo de dois detectores interferométricos de escala quilométrica, localizados em território norte americano (estados da Louisiana e Washington). A construção de ambos os detectores começou no início da década de 1990 com seis corridas científicas realizadas entre 2002 e 2010. Após este período, o detector entrou em uma fase na

qual passou por melhorias.

A nova versão, chamada de Advanced LIGO (ou simplesmente aLIGO), é a segunda geração do detector (AASI et al., 2015) e teve, até o momento uma corrida científica completa realizada entre Setembro de 2015 e Janeiro de 2016 (O1, acrônimo para *Observing Run 1*) resultando em duas detecções confirmadas.

Na data de escrita deste trabalho, o detector aLIGO encontra-se em sua segunda corrida científica, O2, desde 30 de Novembro de 2016, a qual deve ser estendida até Junho/Julho de 2017. Após o fim da atual corrida científica, o detector deve entrar em uma nova fase, denominada A+, que trata-se de atualizações de custo moderado às instalações atuais do detector. Segundo o *Instrument Science White (LASER INTERFEROMETER GRAVITATIONAL WAVE OBSERVATORY (LIGO), 2016)*, esta versão será implementada em dois estágios sendo que o primeiro, envolvendo o uso de *squeezing* do laser, já deve ocorrer entre 2017/2018.

Após a implementação das atualizações A+ começará, de fato, a terceira geração de detectores interferométricos com as versões Voyager e Cosmic Explorer, além do detector europeu ET (PUNTURO et al., 2010), do detector japonês KAGRA (ASO et al., 2013; SOMIYA, 2012) e de uma versão do LIGO a ser instalada na Índia.

Uma peculiaridade da terceira geração de detectores interferométricos é a operação em temperaturas criogênicas, isso porque acredita-se que o principal limitador para este tipo de detector seja o ruído térmico das suspensões e da massa de teste. Contudo, a sílica fundida, atualmente usada como massa de teste do aLIGO, não tem boas propriedades mecânicas em baixas temperaturas, por isso existem pesquisas voltadas para o uso de massas de teste de Silício e Safira.

O desafio da versão Voyager está em fazer criogenia nas instalações atuais do LIGO sem ter que fazer grandes alterações no envelope de vácuo de 4 km de braços e nas câmaras das estações terminais onde residem os sistemas ópticos.

Para isso, é preciso manter uma massa de teste de aproximadamente 150 kg de Silício à temperatura de 124 K, removendo continuamente de 3 a 5 W de calor depositado pelo feixe de laser. Além disso, o resfriamento não pode ocorrer via contato térmico pois isto causaria um curto, danificando o isolamento sísmico realizado pelos sistemas passivos e ativos do detector (MATICHARD et al., 2015b). Por outro lado, a radiação, apesar de ser uma aliada na manutenção da temperatura da massa de teste, não é eficiente para resfriar rapidamente a massa de teste da temperatura ambiente até a

temperatura desejada, processo este que pode durar várias semanas (WEISS, 2012).

Dessa forma, trabalha-se atualmente com a proposta de usar escudos térmicos ao redor das massas de teste para manutenção da temperatura. Contudo, tais escudos precisam satisfazer um requisito mínimo de vibração menor que $10^{-10}m/\sqrt{Hz}$ em frequências acima de 10 Hz e menor que $10^{-6}m/\sqrt{Hz}$ abaixo de 0,5 Hz (SHAPIRO et al., 2017), uma vez que a luz retro-espalhada das massas de teste pode bater no escudo e ser recombinado no feixe, gerando ruído ao detector.

Para a proposta de escudo térmico, existe atualmente duas abordagens distintas na colaboração científica LIGO, uma ativa, proposta e desenvolvida por um grupo de pesquisadores de Stanford (SHAPIRO et al., 2017) e uma proposta passiva, sendo atualmente desenvolvida pelo grupo brasileiro GWINPE. O grupo brasileiro já vem trabalhando nesta abordagem há alguns anos. Trata-se de um sistema de vários estágios aninhados chamado de *Multi-Nested Pendula* (MNP) (AGUIAR; CONSTANCIO JR, 2013; CONSTÂNCIO JUNIOR, 2013; CONSTANCIO JR et al., 2014).

O projeto inicial do MNP, composto por cinco estágios cilíndricos, previa um sistema de isolamento vibracional adicional para detectores interferométricos de ondas gravitacionais. O diferencial do sistema aninhado seria o isolamento vibracional obtido enquanto economiza espaço vertical. A motivação deste projeto é o fato de que sistemas pendulares possuem uma atenuação proporcional a f^{-2N} (N = número de estágios) acima da frequência de ressonância. Logo, manter as ressonâncias em baixas frequências, resultaria em uma melhora significativa no nível de ruído para frequências acima de 10 Hz.

Com a nova demanda de pesquisas criogênicas para o LIGO Voyager, principalmente a de desenvolver escudos criogênicos para as massas de testes capazes de mantê-las à temperatura desejada sem grandes alterações nas câmaras de vácuo, uma nova configuração do MNP foi proposta. Nesta nova configuração, dois estágios cilíndricos são usados nas extremidades do sistema agindo como escudos térmicos enquanto estágios intermediários vazados (os quais não afetam a troca de calor via radiação) compõe os estágios intermediários.

Neste trabalho de tese, as duas abordagens são estudadas: a de que uma estrutura MNP ainda possa ser usada como um sistema de isolamento vibracional adicional às massas de teste de detectores interferométricos e a de que escudos térmicos possam ser usados para manter o ambiente criogênico enquanto satisfazem uma atenuação mínima (imposta pelo retro-espalhamento de fótons). Nesta configuração, as estrutu-

ras intermediárias vazadas seriam as responsáveis pela atenuação passiva do escudo interno.

Os capítulos seguintes mostram o desenvolvimento experimental e teórico realizado visando qualificar as duas abordagens. Para isso, os capítulos foram divididos na seguinte maneira: nos capítulos iniciais, 2 e 3, é feita uma introdução às ondas gravitacionais, suas fontes e alguns tipos de detectores, com ênfase aos detectores interferométricos, seus principais limitadores de sensibilidade e as soluções para contorná-los. No capítulo 4 é apresentado um experimento térmico realizado com o MNP original, no Laboratório de Integração e Testes (LIT), no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Um experimento importante dado o aprendizado que nos proporcionou. No capítulo 5, um experimento visando as condições de resfriamento para o LIGO Voyager foi feito, já com um sistema com apenas dois estágios cilíndricos. No capítulo 6 o desenvolvimento realizado durante um estágio na Universidade de Stanford é mostrado, com ênfase em um experimento de sub-resfriamento de líquido, o qual tem a intenção de manter os escudos com temperatura abaixo da temperatura de ebulição do LN₂, para minimizar efeitos de ruído Newtoniano. O capítulo 7 apresenta as alterações feitas na câmara para desenvolver pesquisas relacionadas ao LIGO Voyager enquanto o capítulo 8 apresenta todo o desenvolvimento vibracional realizado visando transformar o MNP em um sistema de atenuação passivo. Por fim, o capítulo 9 faz um apanhado das conclusões apresentadas neste trabalho de tese.

2 ONDAS GRAVITACIONAIS

Em 11 de Fevereiro de 2016 a colaboração científica LIGO (LSC) fez o anúncio da primeira detecção direta de ondas gravitacionais passando pela Terra. O sinal, detectado em 14 de Setembro de 2015 pelos detectores gêmeos LIGO, indica um marco na história, pois inaugura a Astronomia de Ondas Gravitacionais. Neste capítulo vamos revisar o conceito de ondas gravitacionais, quais são as fontes astrofísicas que podem gerá-las e as principais técnicas utilizadas para detectá-las. Além disso, discutiremos em mais detalhes sobre o LIGO, responsável pela primeira detecção, e sobre os planos da comunidade científica para versões mais modernas e sensíveis do detector, além de projetos para outros detectores terrestres e espaciais.

2.1 Teoria

Ondas gravitacionais são perturbações no espaço-tempo propagando-se através do próprio espaço-tempo à velocidade da luz. Trata-se de uma previsão teórica publicada por Einstein em 1918 (EINSTEIN, 1918), resultado da teoria da Relatividade Geral (RG) proposta por ele mesmo dois anos antes (EINSTEIN, 1916).

Ao contrário da teoria Newtoniana que considera tempo e espaço como entidades distintas (BLAIR, 1991), a RG considera o espaço-tempo uma entidade unificada, 4-dimensional, dinâmica e deformável. Segundo a teoria, tais deformações (ou curvaturas) são matematicamente descritas pelo tensor de curvatura de Einstein \mathbf{G} enquanto as fontes causadoras desta curvatura são expressas pelo tensor energia-momento \mathbf{T} , cujas componentes descrevem a distribuição de massa, energia e momento em um dado sistema.

O tensor de curvatura e o tensor momento-energia podem ser relacionados através da equação de Einstein:

$$\mathbf{T} = \frac{c^4}{8\pi G} \mathbf{G} \quad (2.1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, G é a constante gravitacional e, $\frac{c^4}{8\pi G} = 4,82 \times 10^{42}$ N é a constante de acoplamento entre a curvatura do espaço-tempo e o tensor de energia-momento.

Longe de fontes e considerando a existência de campos gravitacionais fracos, é possível linearizar as equações de Einstein assumindo-se uma métrica para o espaço-tempo

tal que esta possa ser escrita na forma de uma métrica plana (η_{ab}) adicionada de uma pequena perturbação (h_{ab}), ou seja, $g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab}$. Substituindo-se esta expressão na equação 2.1 obtém-se a expressão:

$$\square \bar{h}_{ab} \equiv -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{h}_{ab}}{\partial t^2} + \nabla^2 \bar{h}_{ab} = -16\pi \frac{G}{c^4} T_{ab} \quad (2.2)$$

onde $\bar{h}_{ab} = h_{ab} - \frac{1}{2}\eta_{ab}h$.

Nas condições impostas acima para a linearização, ou seja, longe das fontes, temos que $T_{ab} = 0$. Isso reduz a equação a:

$$\square \bar{h}_{ab} \equiv -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{h}_{ab}}{\partial t^2} + \nabla^2 \bar{h}_{ab} = 0 \quad (2.3)$$

Uma das soluções possíveis para a equação 2.3 é dado por:

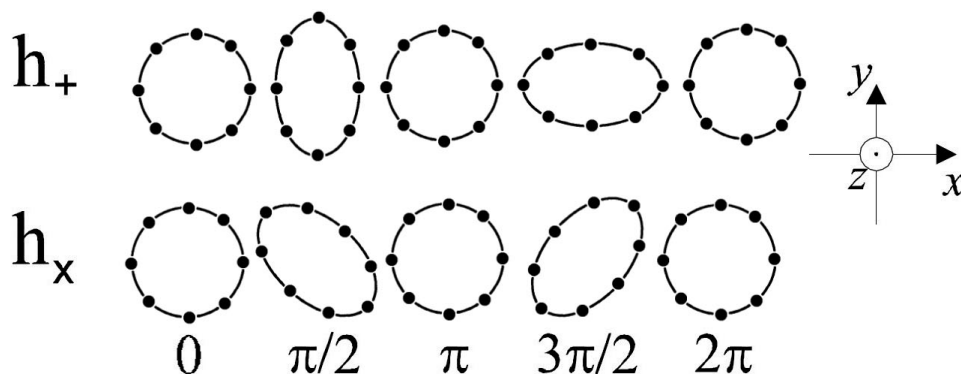
$$\bar{h}_{ab} = A_{ab} e^{ik(z-ct)} \quad (2.4)$$

Esta solução é a representação de uma onda monocromática propagando-se à velocidade da luz c ao longo da direção $+z$ com frequência kc (AGUIAR, 2011; PRICE, 1982). Ondas gravitacionais distorcem o espaço-tempo e tudo nele contido. Tais distorções, perpendiculares à direção de propagação, são proporcionais à distância inicial entre dois objetos. Como exemplo, ao passar perpendicularmente por um anel de partículas de diâmetro L , a onda causa uma deformação ΔL , alterando as distâncias relativas entre as partículas, comprimindo a distância entre partículas localizadas sobre um eixo, enquanto alonga a distância entre partículas sobre outro eixo perpendicular e vice-versa. Tal deformação é proporcional à distância inicial entre as partículas através da relação $\Delta L = L \times h$, onde h é a amplitude adimensional da onda gravitacional. Tais deformação ainda podem ser representada encontradas em duas polarizações distintas, segundo a teoria de RG, chamados de estados de polarização $+$ (Mais, do inglês *Plus*) e \times (cruzada, do inglês *cross*).

Os dois estados de polarização possíveis pela teoria da RG, diferem entre si por uma rotação de 45° (BLAIR, 1991; MAGGIORE, 2008), conforme mostrado na figura 2.1.

Além disso, a amplitude adimensional total devido a uma onda gravitacional pode ser escrita como uma contribuição de suas componentes, tal como a equação 2.5.

Figura 2.1 - Anel de partículas.



Efeito das polarizações “+” e “×” ao passar por um anel de partículas de teste.

Fonte: Produção do Autor

$$h = \sqrt{h_+^2 + h_\times^2} \approx \frac{\Delta L}{L} \quad (2.5)$$

Sabendo-se que o efeito da passagem de uma onda gravitacional é proporcional à distância entre as partículas pode-se inferir que é possível mensurá-lo monitorando a distância relativa entre estas partículas ou a variação relativa do tamanho de um corpo, por exemplo. Dessa forma, podemos compreender melhor os princípios de detecção existentes atualmente. Contudo, antes de discutir um pouco sobre os tipos de detectores de ondas gravitacionais, vamos compreender quais são as possíveis fontes astrofísicas de OGs.

2.2 Fontes

Existe uma grande variedade de fontes astrofísicas previstas como progenitoras de ondas gravitacionais. Cada uma delas apresenta um espectro de frequências específico, o que indica que uma determinada fonte pode ter um espectro otimizado em um tipo de detector, mas não em outro. Daí a importância das várias técnicas de detecção em desenvolvimento atualmente. De um modo geral, podemos dividir os sinais previstos em sinais tipo *burst* (explosões), sinais decorrente de espiralações de sistemas binários compactos, sinais periódicos e estocásticos.

Sinais do tipo *burst* são esperados do colapso gravitacional do núcleo de estrelas. Tais colapsos acontecem em explosões de supernovas do tipo Ib, Ic e II. O processo de

colapso começa com o esgotamento do processo de fusão nuclear (em geral, quando há a formação de um núcleo de Fe). Neste momento, o colapso gravitacional acontece, gerando uma grande explosão na qual uma grande quantidade de massa é acelerada em uma escala de tempo pequena. Neste momento, pode ocorrer emissão de ondas gravitacionais se o colapso for assimétrico. Este sinal é considerado um *burst*.

Sistemas binários compactos são sistemas formados por duas estrelas de nêutrons (EN-EN), dois buracos negros (BN-BN) ou um buraco negro e uma estrela de nêutrons (BN-EN) (RILES, 2013). Eles orbitam ao redor do centro de massa do sistema, perdendo energia enquanto se aproximam devido à perda de momento angular. Neste processo, chamado de espiralação, a frequência e amplitude das ondas gravitacionais aumentam conforme a distância entre os objetos diminui. Quando a distância entre os objetos é muito pequena, eles finalmente fundem-se, formando um único objeto compacto (geralmente um buraco negro). O sinal deste processo, desde a fase de espiralação até a fusão dos objetos é um sinal de curta duração e bastante intenso., denominado *chirp*.

Em seguida ao *chirp*, na qual a frequência da onda é o dobro da frequência orbital do sistema binário, vem uma fase chamada de *ringdown* que, nada mais é do que modos normais de vibração do objeto compacto remanescente se ajustando.

A frequência do sinal tipo *chirp* proveniente de evolução e fusão de sistemas binários compactos evolui com uma relação inversa à massa de *chirp* ($M_{CHIRP} \equiv (M_1 M_2)^{\frac{3}{5}} / (M_1 + M_2)^{\frac{1}{5}}$) do sistema, enquanto a amplitude segue uma relação diretamente proporcional. Disso vemos que, quanto maior a massa de um objeto, menor será sua faixa de frequências antes da fusão.

Espera-se que detectores interferométricos terrestres sejam capazes de detectar a coalescência e fusão de sistemas binários (BN-BN, BN-EN, EN-EN) nas faixas de $1M_{\odot}$ a $10^3 M_{\odot}$. Isso porque, em frequências abaixo de ≈ 35 Hz, as amplitudes das ondas são suprimidas pelo nível de ruído dos detectores. Dessa forma, uma melhoria da sensibilidade em baixas frequências possibilitaria, não só detectar sinais provenientes de sistemas mais massivos, mas também de detectá-los com uma razão sinal-ruído maior.

Como será visto na seção 2.3, duas detecções de sistemas binários foram feitas até o momento, ambas envolvendo buracos negros. Tais detecções já tornaram possíveis compreender vários processos astrofísicos referentes a formação deste tipo de sistema. Além disso, a detecção de um sistema contendo uma estrela de nêutrons, associada

a uma contrapartida eletromagnética ainda é bastante aguardada, para que seja compreendido melhor a estrutura destes objetos astrofísicos.

Sinais periódicos de ondas gravitacionais são esperados de estrelas de nêutrons em rotação, normalmente observada em forma de pulsares pois emitem um feixe de ondas eletromagnética colimado que pode ser observado da Terra. A emissão de ondas por estes objetos pode acontecer quando há irregularidades em sua superfície (montanhas) (HASKELL et al., 2006; HOROWITZ; KADAU, 2009; ANDERSSON et al., 2011) ou quando a estrela estiver precessionando em torno do seu eixo de rotação (eixo de rotação não-alinhado com o eixo de simetria) (CREIGHTON; ANDERSON, 2011). O sinal proveniente destes objetos devem ser de amplitude constante com frequência proporcional ao dobro da frequência de rotação.

Por fim, há um sinal de fontes não resolvidas, chamado de estocástico, resultado da superposição de sinais de diversas fonte, tais como fusão de estrelas de nêutrons distantes, buracos negros supermassivos (RILES, 2013) e ondas primordiais provenientes de processos cosmológicos tais como a inflação (ALLEN, 1997) e cordas cósmicas (VILENKIN, 1985; VILENKIN; SHELLARD, 1994).

2.3 GW150914 e GW151226

Durante a primeira corrida científica do aLIGO, dois sinais de ondas gravitacionais foram detectados. Nas seguintes subseções veremos alguns detalhes destas detecções que inauguraram a astronomia de ondas gravitacionais.

2.3.1 GW150914

O primeiro sinal de ondas gravitacional foi detectado em coincidência pelos dois observatórios LIGO às 09:50:45 UTC do dia 14 de Setembro de 2015. O sinal, detectado primeiramente pelo observatório de Livingston e, 7 ms depois, pelo observatório de Hanford, foi denominado GW150914.

As características básicas do sinal apontam para um sistema binário formado por dois buracos negros, indicando as órbitas finais de espiralação culminando com a fusão do sistema com posterior *ringdown* do objeto compacto remanescente. Durante os oito ciclos detectados com amplitude crescente, a frequência do sinal varreu de 35 a 150 Hz em uma duração 0,2 s.

A análise do sinal implica em uma massa de *chirp* de aproximadamente $30M_{\odot}$. O melhor ajuste aos dados segundo modelos baseados na Relatividade Geral ocorre

para objetos de massas $36_{-4}^{+5}M_{\odot}$ e $29_{-4}^{+4}M_{\odot}$, fundindo-se para formar um objeto de $62_{-4}^{+4}M_{\odot}$. Isso indica que o sistema começou com dois buracos negros orbitando um ao outro e evoluiu para um buraco negro remanescente.

Note que a massa do objeto remanescente possui uma diferença de $3M_{\odot}$ em relação a soma das massas individuais dos objetos. Isso implica que foram irradiados o equivalente a $3,0_{-0,5}^{+0,5}M_{\odot}c^2$ em forma de ondas gravitacionais (ABBOTT et al., 2016b).

A figura 2.2 mostra os ciclos finais, a fusão e o *ringdown* do sistema. Em vermelho, tem-se a previsão, via relatividade numérica, para este tipo de sistema. Note que a forma de onda reconstruída em cinza, ao redor da linha vermelha ajusta bem ao modelo. Ao mesmo tempo, na parte inferior do gráfico temos a velocidade e a separação dos respectivos buracos negros. Note que quando o sistema entrou na faixa de detecção do LIGO, o sistema já encontrava-se com velocidade relativa superior $0,3c$ chegando a quase $0,6c$ no momento da fusão. Além disso, vemos que o sistema fundiu-se quando a distância entre os buracos negros era de $2 R_s$ (raio de Schwarzschild¹)

Esta detecção foi a primeira já feita de uma onda gravitacional passando pela Terra. Dentre as implicações disso estão o fato de que ela prova a última predição da Relatividade Geral que ainda faltava. Além disso, pela primeira vez, foi possível ‘observar’ diretamente a fusão de buracos negros, o que por si só já é notório. Contudo, o que mais chama a atenção nesta detecção é o fato de se abrir uma nova janela na forma de se olhar o Universo. E não outra janela do espectro eletromagnético, mas uma forma totalmente nova. Agora, é possível ver deformações no espaço tempo provenientes do movimento rápido de matéria.

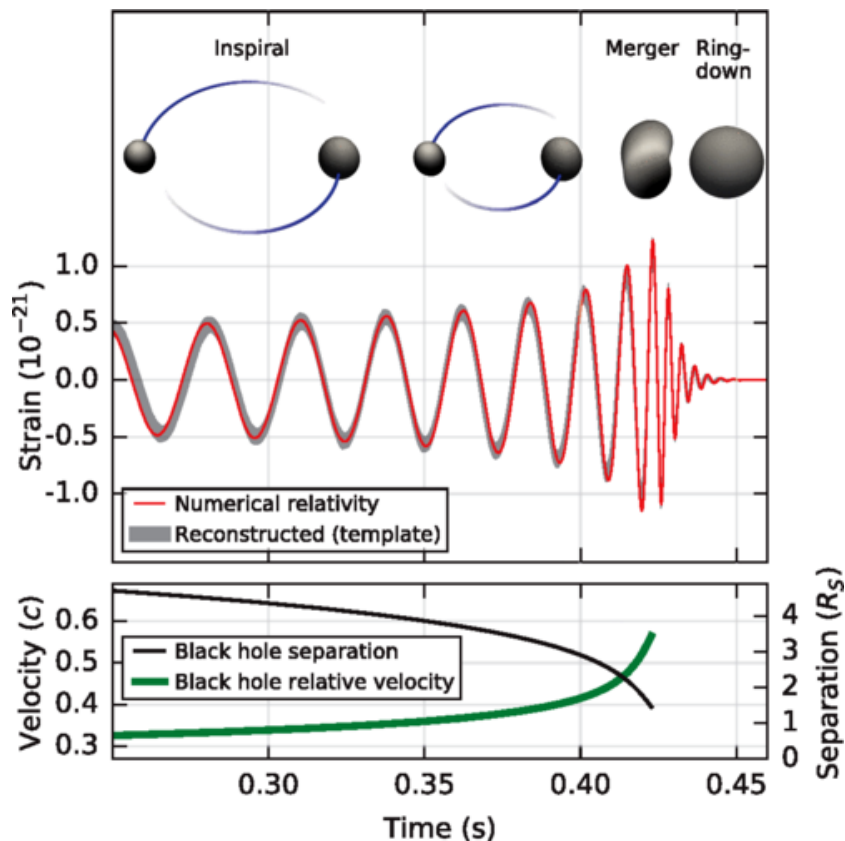
2.3.2 GW151226

O segundo sinal de ondas gravitacionais detectado durante a primeira corrida científica dos detectores LIGO ocorreu em 26 de Dezembro de 2015, às 03:38:53.647 UTC (ABBOTT et al., 2016a). Com duração de 1 s, o sinal foi detectado no observatório de Livingston e, 1,1 ms depois, no observatório de Hanford. Foram detectados um total de 55 ciclos de 35 Hz até o pico de amplitude em 450 Hz.

A análise dos dados indicou que tratava-se de outro sistema binário formado por buracos negros, assim como a fonte GW150914. Deste vez com massas de

¹De maneira simplificada o raio de Schwarzschild é o raio de uma esfera no qual, se toda a massa do objeto estivesse concentrada em seu interior, a velocidade de escape seria igual à velocidade da luz, c .

Figura 2.2 - Sinal de ondas gravitacional detectado .



Fonte: Adaptado de Abbott et al. (2016b).

$14, 2_{-3,7}^{+8,3} M_{\odot}$ e $7, 5_{-2,3}^{+2,3} M_{\odot}$ e massa total de $21, 8_{-1,7}^{+5,9} M_{\odot}$. As massas individuais do sistema GW151226 possui erros maiores do que as da fonte GW150914 pois este parâmetro deriva das fases finais de espiralação e da fusão e a maioria dos ciclos detectados são da fase inicial de espiralação. Por outro lado, a massa de chirp ($8, 9_{-0,3}^{+0,3} M_{\odot}$), que controla a evolução da binária na fase de espiralação é determinada com bastante precisão. A massa do buraco negro remanescente foi de $20, 8_{-1,7}^{+6,1} M_{\odot}$, o que indica que foi irradiado o equivalente a $1, 0 M_{\odot} c^2$ na forma de ondas gravitacionais.

2.4 Métodos de detecção

Nesta seção discutiremos um pouco quais as técnicas atualmente utilizadas para detecção de ondas gravitacionais. Dentre elas, estão os detectores interferométricos, detectores de massa ressonante, detecção via modo B de polarização da radiação

cósmica de fundo e *Pulsar Timing Arrays*. Por fim, mostraremos como tais técnicas são complementares entre si na consolidação da astronomia de ondas gravitacionais.

2.4.1 *Pulsar Timing Arrays*

A técnica de *Pulsar Timing Arrays* consiste em monitorar o tempo de chegada de pulsos provenientes de pulsares de milissegundo localizados em diferentes partes do céu. O uso de pulsares se dá devido a precisão com a qual os pulsos podem ser medidos pois, mesmo após correções Doppler, a mudança no tempo de chegada dos pulsos é bastante estável (JU et al., 2012).

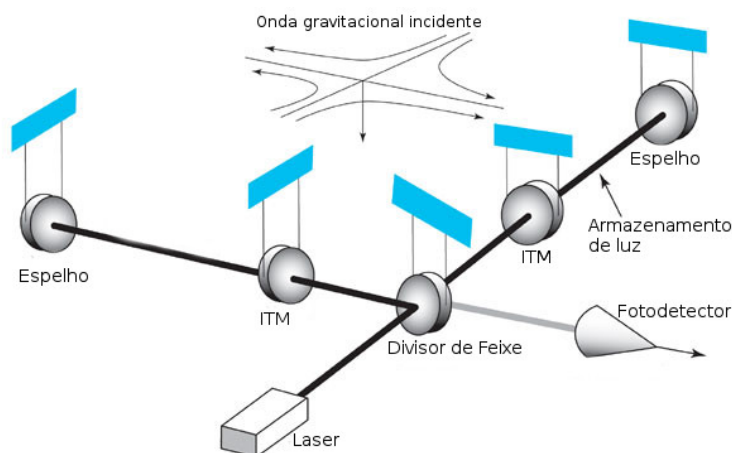
Os pulsares são considerados massas de teste deste método, uma vez que flutuações no tempo de chegada dos pulsos podem ser atribuídas à passagem de uma onda gravitacional pelo pulsar. Este tipo de detector é sensível na banda de frequências em nHertz e tem como alvo principal de detecção de sinais gravitacionais proveniente da fusão de buracos negros supermassivos (HOBBS et al., 2010; SESANA et al., 2008).

2.4.2 Detectores interferométricos

O uso de interferometria na detecção de ondas gravitacionais foi proposto nas décadas de 1960 e 1970 (GERTSENSHTEIN; PUSTOVOIT, 1963; MOSS et al., 1971) O princípio de funcionamento desta técnica baseia-se em um interferômetro de Michelson. Um interferômetro deste tipo, com algumas alterações é mostrado na figura 2.3.

Neste tipo de detector, um feixe de laser incide sobre um divisor de feixes e os separa em dois novos feixes que seguem caminhos perpendiculares. No fim de cada caminho, espelhos suspensos por sistemas pendulares refletem o feixe, de modo que recombinem-se novamente no divisor. Uma vez recombinados, os feixes seguem para um fotodetector. As distâncias entre os espelhos é ajustada para que os feixes se recombinem com uma defasagem de 180° entre si, de forma que o fotodetector registre a menor intensidade de luz possível. Nesta condição tem-se interferência destrutiva máxima entre os feixes e o interferômetro se encontra na situação de sensibilidade máxima. Uma onda gravitacional que chegue agora vai alterar esta condição de interferência destrutiva máxima, fazendo com que alguns fótons (ou mais fótons) cheguem ao fotodetector e produza um sinal que relaciona a amplitude da onda gravitacional e sua fase à intensidade de luz no fotodetector. Isso ocorre porque, segundo a RG, a passagem de uma onda gravitacional viajando perpendicularmente ao plano do detector causa uma variação no comprimento nas direções do braço do

Figura 2.3 - Interferômetro de Michelson.



Fonte: Adaptado de <http://web.mit.edu/klmitch/classes/8.224/project/ligoindepth.html>.

detector, alongando (encurtando) um lado enquanto o outro é encurtado (alongado).

Algumas implementações são feitas ao interferômetro de Michelson visando aumentar a sensibilidade para a passagem de uma onda gravitacional. Como os sinais de ondas gravitacionais são muito fracos, a mudança do comprimento dos braços de um Michelson simples se torna muito pequena, resultando em uma variação de fase muito pequena, a qual não produz um sinal muito forte no fotodetector. A intensidade do sinal no fotodetector depende do tempo de interação da luz nos braços do detector com a deformação causada por uma onda gravitacional incidente, por isso um espelho adicional semi-reflexivo (ITM, do inglês *input test mass*) é adicionado em cada braço do detector. O ITM e os espelhos formam uma cavidade de Fabry-Perot, responsável por confinar a luz nos braços do detector, aumentando o tempo de interação da luz com a deformação causada pela onda gravitacional incidente e a potência nos braços do detector. Como as ondas gravitacionais para as quais detectores interferométricos são sensíveis possuem períodos da ordem de milésimos de segundos, este tempo é longo comparado ao movimento da luz nos braços, fazendo com que esta interaja por mais tempo com a passagem da onda gravitacional, aumentando a intensidade do sinal no fotodetector. Outra alteração feita é o uso de um espelho entre o laser e o divisor de feixes (não mostrado na figura 2.3). Este espelho reflete a luz que é enviada de volta ao laser, fazendo com que ela volte ao detector.

Interferômetros terrestres são limitados em tamanho por alguns fatores tais como curvatura da Terra, dificuldade de se fazer envelopes de vácuo muito longos. Por isso, os detectores atuais estão na ordem de alguns quilômetros de extensão de braços. Contudo, no espaço, estes problemas não são agravantes, logo atualmente também existem projetos de interferômetros no espaço, cujos braços podem chegar a 1 milhão de quilômetros. Isso, somado à inexistência de ruído sísmico no espaço, faz com que este tipo de interferômetro seja uma opção para frequências da ordem de 0,1 mHz a 100 mHz, sendo um ótimo complemento para detectores terrestres (INSTITUTE/AEI, 2017).

Esta seção foi apenas uma introdução ao princípio de funcionamento de detectores interferométricos. Uma revisão mais detalhada pode ser encontrada em Bond et al. (2016).

2.4.3 Detectores de massa ressonante

O primeiro detector de ondas gravitacionais na história a ser construído baseava-se no princípio de detectores de massa ressonante. A ideia do método estava em medir sinais acústicos induzidos sobre uma grande massa devido à passagem de uma onda gravitacional. O pioneiro nesta área foi Joseph Weber, que já no início dos anos 60 elaborou e começou a montar o primeiro experimento.

O experimento de Weber tratava-se de uma barra cilíndrica de aproximadamente 2000 Kg, feita em alumínio. A antena, como pode ser chamada, ficava suspensa no interior de uma câmara de vácuo, isolada de quaisquer vibrações (WEBER, 1966; WEBER, 1966; WEBER, 1967).

Segundo a teoria, a passagem de uma onda gravitacional realizaria trabalho sobre a massa ressonante excitando seus modos acústicos fundamentais (BLAIR, 1991; JU et al., 2012). Contudo, uma das principais dificuldades do método foi justamente a quantidade de energia depositada sobre o detector. Segundo Maggiore (2008) a seção de choque integrada para um detector de massa ressonante é dada pela expressão:

$$\Sigma_0 \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \sigma_{abs}(\omega) \propto \frac{8}{\pi} \frac{GM}{c} \left(\frac{v_s}{c}\right)^2 \quad (2.6)$$

Onde ω é frequência de oscilação da barra, σ_{abs} é a seção de choque de absorção em função da frequência, G é a constante gravitacional, M é a massa da barra, c é a velocidade da luz e v_s é a velocidade do som no material. Para o caso da barra

desenvolvida por Weber, $\Sigma_0 \approx 10^{-21} \text{ cm}^2\text{Hz}$.

O principal limitador de sensibilidade deste método são as grandes amplitudes provenientes do ruído térmico às quais, excedem as esperadas por fontes astrofísicas. É aí que entra a grande contribuição de Weber: usar um material de alto fator de qualidade mecânico (Q_{mec}). Este tipo de material possui um tempo de relaxamento muito maior que o período de interação da onda gravitacional com o detector ($\tau_r \gg \tau_{og}$). Dessa forma um material com Q_{mec} alto garante que o ruído térmico tenha uma forma de onda previsível enquanto o sinal de onda gravitacional apareceria como uma pequena variação na amplitude e fase desta forma de onda.

Vários detectores de massa ressonante foram construídos ao redor do mundo desde o experimento de Weber, dentre os mais recentes, em fase de operação, recém-desligados ou em desenvolvimento, estão os detectores NAUTILUS e EXPLORER (ASTONE et al., 2006; ASTONE et al., 2008), AURIGA (VINANTE et al., 2006), MiniGRAIL (WAARD et al., 2006; ACKERMANN et al., 2006) e MARIO SCHENBERG (AGUIAR et al., 2006; OLIVEIRA; AGUIAR, 2016).

A faixa de operação é relativamente estreita, da ordem de poucas centenas de Hz em torno do modo ressonante do detector, em geral na faixa de kHz. Dessa forma, as potenciais fontes de para este detector acabam sendo *bursts* curtos ou pulsares que possam estar nesta faixa de frequência.

2.4.4 Faixa de frequência de cada tipo de detector

Após um resumo sobre fontes de ondas gravitacionais e os diferentes tipos de detectores dado nas seções e subseções anteriores, apresentamos um espectro de ondas gravitacionais na tabela 2.1 colocando cada fonte em sua devida faixa de frequência, assim como qual o detector mais adequado para cada tipo de fonte.

A figura 2.4 complementa a tabela 2.1. Nela é possível ver algumas prováveis fontes de ondas gravitacionais com suas respectivas frequências e deformações que podem ser geradas nos diferentes tipos de detectores. Os dados do LIGO Voyager não estavam disponíveis para serem plotados, Ao invés disso, foi colocado a curva do *Cosmic Explorer*. A curva do LIGO Voyager deve estar entre a curva do LIGO avançado e do *Cosmic Explorer*.

O primeiro sinal de onda gravitacional detectado, GW150914, também foi inserido no gráfico. Note que o sinal poderia ter sido detectado até mesmo pelo LIGO inicial.

Tabela 2.1 - Fontes esperadas de ondas gravitacionais organizadas por banda de frequência e tipos de detector.

Banda	Fontes típicas	Detectores
Frequência extremamente baixas ($10^{-18}\text{Hz} - 10^{-15}\text{Hz}$)	Fundo estocástico de ondas primordiais	Assinatura de ondas gravitacionais na radiação cósmica de fundo
Frequências bem baixas (1 nHz - 1 mHz)	Binárias de buracos Negros supermassivos ($M \approx 10^9 M_\odot$)	<i>Pulsar Timing arrays</i>
Baixas frequências (1mHz - 1 Hz)	Binárias de buracos negros supermassivos ($M \approx 10^3 M_\odot - 10^9 M_\odot$)	Interferômetros espaciais
Altas frequências (1 Hz - 10 kHz)	Binarias de buracos negros/estrelas de nêutrons ($M \approx 1M_\odot - 10^3 M_\odot$); Supernovas; Pulsares; Fundo estocástico (Cordas cósmicas, fusão de binarias)	Interferômetros terrestres; Detectores de massa ressonante

Fonte: Adaptado de Creighton e Anderson (2011).

2.5 LIGO e LIGO Avançado

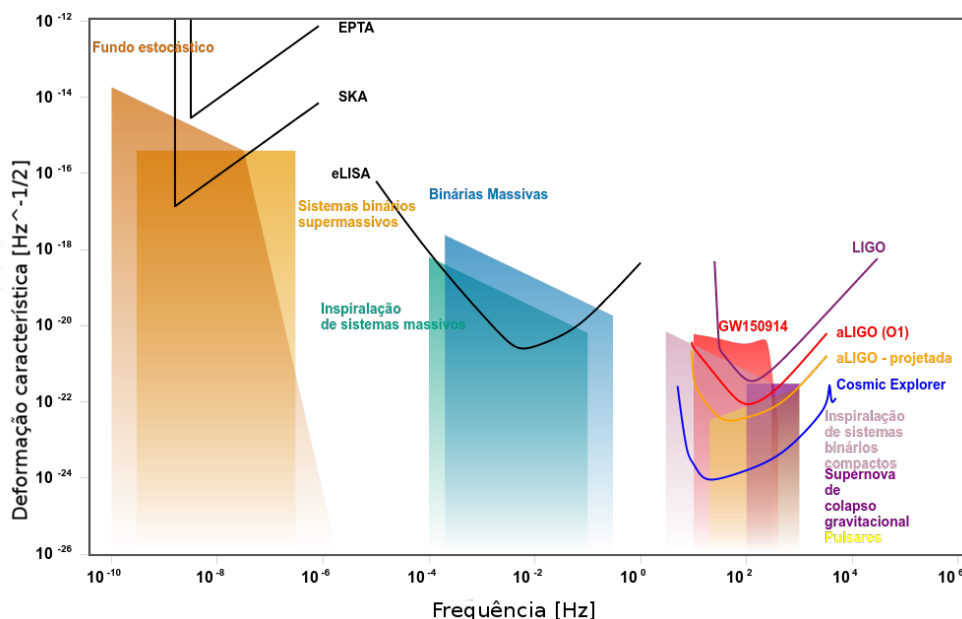
Como foi visto acima, detectores interferométricos usam laser de alta potência para monitorar massas de teste suspensas por pêndulos, tornando-as massas de testes livres que podem ser usadas para a detecção de ondas gravitacionais. A seguir, faremos uma introdução ao LIGO e o LIGO avançado. Na próxima seção, faremos uma introdução às atualizações do LIGO que estão sendo planejadas, o A+ e o LIGO Voyager, e seus principais desafios.

2.5.1 LIGO

O detector de ondas gravitacionais interferométrico LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) começou a ser desenvolvido no início da década de 1990 com o objetivo de operar em uma larga faixa de frequências (40 - 7000 Hz) sendo capaz de detectar amplitudes relativas (*strain amplitudes*) tão baixas quanto 10^{-21} (ABRAMOVICI et al., 1992).

A construção em si só terminou no final da década e, após cinco anos em fase

Figura 2.4 - Prováveis fontes de ondas gravitacionais e os detectores que podem detectá-las.



Fonte: Adaptado de <http://rhcole.com/apps/GWplotter/>.

de comissionamento, durante as quais foram realizadas quatro corridas científicas curtas, o LIGO passou a operar em sua sensibilidade projetada durante a corrida denominada S5 realizada entre Novembro de 2005 e Setembro de 2007 (ABBOTT et al., 2009a). Nos anos seguintes, o detector passou por algumas alterações no sistema de leitura óptica (FRICKE et al., 2012), o que deixou-o aproximadamente 30% mais sensível em relação a versão inicial. Esta versão melhorada ficou conhecida como *enhanced* LIGO e operou entre Julho de 2009 e Outubro de 2010.

Apesar de nenhuma destas versões do LIGO terem detectado sinais de ondas gravitacionais, elas produziram vários resultados astrofísicos interessantes, os quais podem ser encontrados em Abbott et al. (2009b) e Aasi et al. (2014).

O detector LIGO está situado em dois locais distintos nos EUA, distantes 3000 km entre si: um em Hanford, WA e outro em Livingston, LA. A configuração do detector inicial assemelha-se a um interferômetro de Michelson com braços de 4 km de extensão. Basicamente, o detector difere de um Michelson comum por dois fatores: espelhos adicionais colocados em cada braço (altamente transmissivo de um lado e altamente reflexivo do outro) formando cavidades de Fabry-Perot e um espelho

parcialmente transmissivo colocado entre o laser e o divisor de feixes, formando a reciclagem de potência (MEERS, 1988). Um esquema do detector pode ser visto na parte superior da figura 2.5.

As cavidades de Fabry-Perot fazem com que a luz incidente fique confinada entre os espelhos batendo várias vezes entre eles, aumentando significativamente a potência do laser nos braços do interferômetro e o caminho óptico do detector. Isso implica em maior tempo de interação da luz com a deformação no comprimento dos braços induzida pela passagem da onda gravitacional. Por outro lado, a cavidade de reciclagem de potência reflete a luz que retorna do divisor, fazendo com que ela seja reciclada e reutilizada no interferômetro.

2.5.2 LIGO Avançado

O LIGO avançado (ou simplesmente, aLIGO) é a segunda geração do detector LIGO nas mesmas instalações do LIGO inicial. Em relação ao seu antecessor, o aLIGO foi projetado para baixar o limite de frequência inferior da banda de detecção de 40 Hz para 10 Hz e para ter um aumento na sensibilidade relativa de um fator 10 em toda a banda de detecção. Para isso, parte da tecnologia foi substituída e/ou melhorada. Este aumento representa um aumento de volume de alcance no espaço por um fator 1000^2 .

Com o aumento do volume observado, aumenta também o número de potenciais fontes astrofísicas detectáveis. Para ter um comparativo, define-se uma figura de mérito muito utilizada para indicar a sensibilidade dos detectores, a “*BNS range*”. A “*BNS range*” é definida como a distância na qual a coalescência de um par de estrelas de nêutrons de massa de $1,4 M_{\odot}$ coincide com um “matched filter” com razão sinal ruído igual a 8 em um único detector (FINN; CHERNOFF, 1993; AASI et al., 2015).

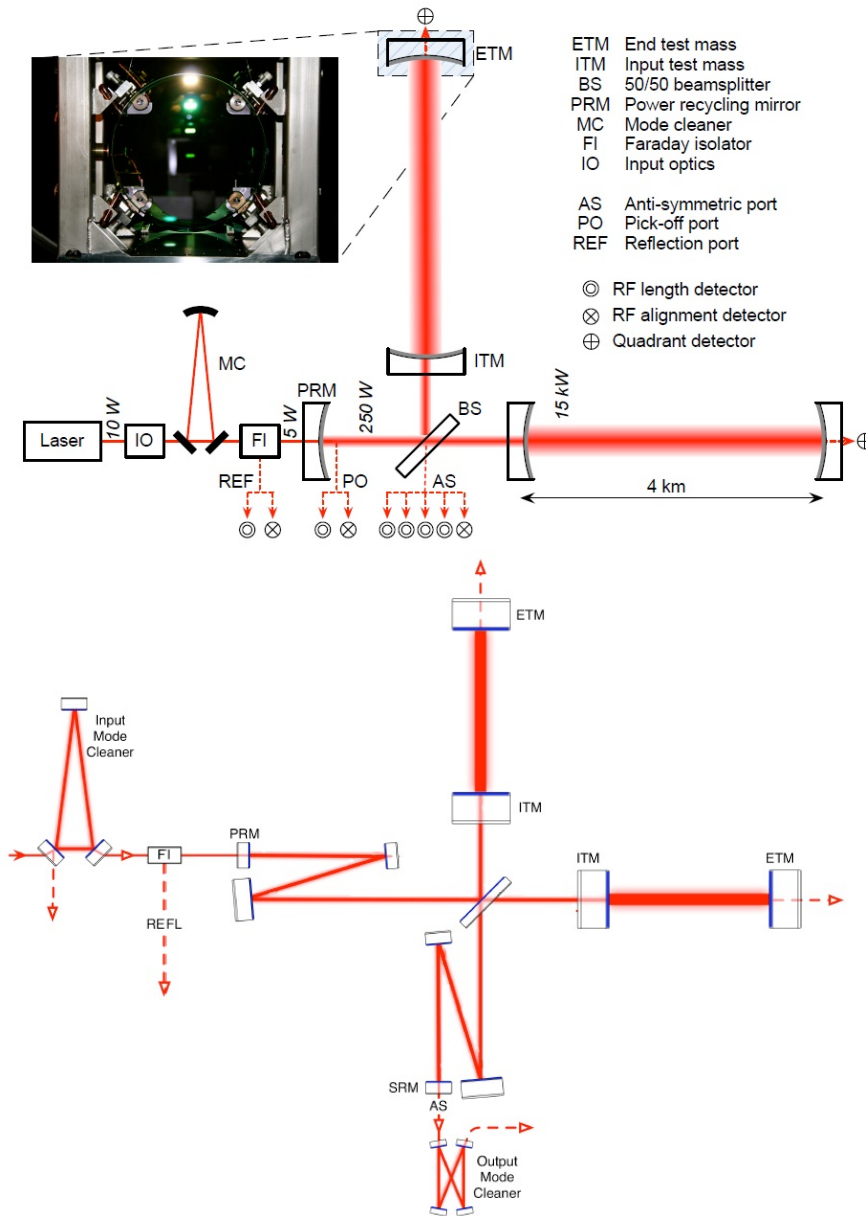
O aLIGO iniciou sua primeira corrida científica (O1) em 12 de Setembro de 2015 e já possuía, naquela data, uma “*BNS range*” de 70 Mpc contra os 20 Mpc obtido pelo LIGO inicial em sua última corrida em 2010³. O objetivo é que, até o fim desta década, o aLIGO atinja uma “*BNS range*” de 200 Mpc.

Para chegar a tal sensibilidade, algumas fontes de ruídos tiveram que ser mitigadas da primeira para a segunda geração. Em baixas frequências, o ruído sísmico foi re-

²O volume do Universo pesquisado é proporcional ao o cubo da sensibilidade relativa, h

³<https://ligo.caltech.edu/news/ligo20150918>

Figura 2.5 - Visão geral do interferômetro *initial* LIGO (superior) e *Advanced* LIGO (inferior).



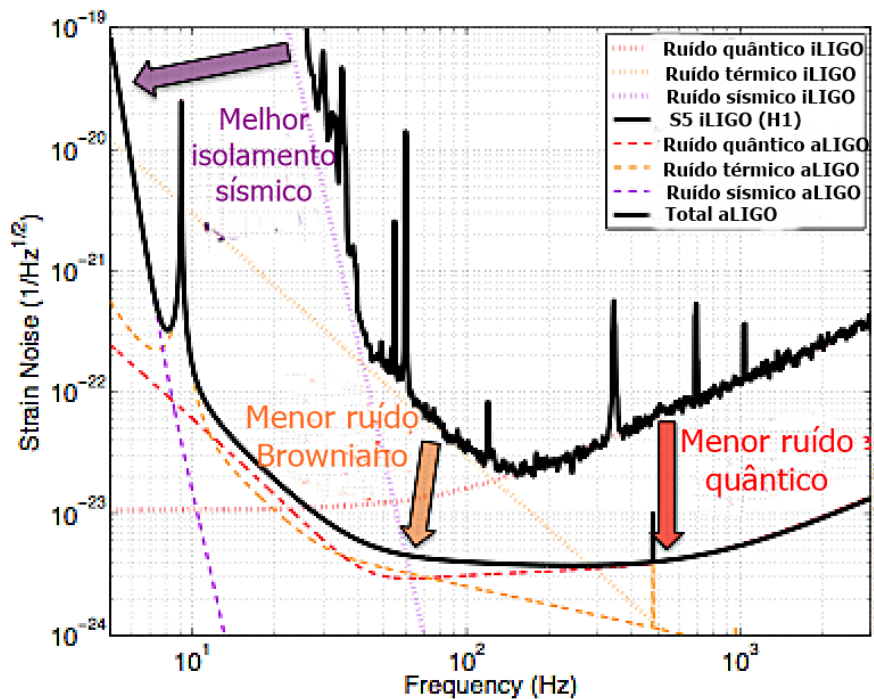
Ambos os detectores são interferômetros de Michelson com cavidade de Fabry-Perot e cavidades de reciclagem de potência, contudo, a segunda geração tem a adição da cavidades de reciclagem de sinal.

Fonte: Adaptadas de Abbott et al. (2009a) e Waldman (2011)

duzido inserindo sete estágios pendulares entre sistemas ativos e passivos (ASTON et al., 2012; MATICHARD et al., 2015b). Em frequências intermediárias, o ruído browniano foi reduzido substituindo-se os fios de aço que suspendiam as massas de teste por fibras de sílica em uma configuração monolítica (CUMMING et al., 2012). Em altas frequências, o ruído quântico (ruído de Poisson) foi reduzido aumentando-se a potência do laser do interferômetro, por outro lado, devido ao aumento da potência foi necessário aumentar a massa de teste de 10 Kg para 40 kg visando minimizar os efeitos da pressão de radiação em baixas frequências.

A imagem inferior da figura 2.5 mostra o *layout* óptico do aLIGO. Sua diferença para o LIGO inicial é a presença de uma cavidade de reciclagem de sinal. Uma curva da sensibilidade projetada para o aLIGO é apresentada e comparada com a quinta corrida do LIGO inicial na figura 2.6. As melhorias para cada faixa de frequência também são mostradas.

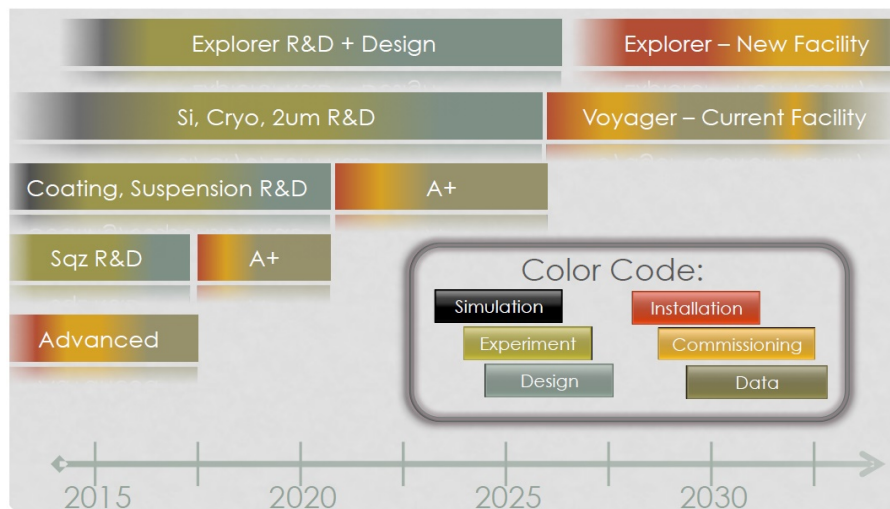
Figura 2.6 - Comparação das curvas de sensibilidade da quinta corrida científica do LIGO inicial (S5) e da curva projetada para o aLIGO.



Fonte: Adaptado de Staley (2015).

A equipe que constitui a LSC (*LIGO Scientific Collaboration*) definiu um roteiro para os próximos anos do LIGO, o qual pode ser visto em detalhes em [LASER INTERFEROMETER GRAVITATIONAL WAVE OBSERVATORY \(LIGO\) \(2016\)](#). A figura 2.7 mostra a este roteiro com as fases previstas para cada estágio.

Figura 2.7 - Roteiro com as fases previstas para o A+, LIGO *Voyager* e LIGO Cosmic Explorer.



Fonte: Adaptada de [LASER INTERFEROMETER GRAVITATIONAL WAVE OBSERVATORY \(LIGO\) \(2015\)](#).

Dentre as versões previstas no roteiro, estão uma versão chamada *A+* que trata-se de um aprimoramento de baixo custo do aLIGO, principalmente relacionadas à luz *squeezed* e melhores revestimentos das massas de teste e outra versão chamada de LIGO *Voyager* (LV), que trata de uma atualização mais robusta (e custosa!) dentro das já existentes instalações do LIGO.

Há ainda uma nova proposta de observatório para a década de 2030, em novo sítio e que poderia funcionar simultaneamente ao LV.

Na próxima seção, veremos com um pouco mais de detalhes os planos para o LV pois, dentre todos os detectores previstos, será o último a operar nas instalações atuais do LIGO e tem seu funcionamento baseado em criogenia que é a principal motivação para este trabalho.

2.6 LIGO Voyager

O LIGO *Voyager* (LV) seria a última versão, e com alterações mais robustas, dentro das atuais instalações do LIGO. Para entrar em operação em meados da próxima década (2027-28), simulações e experimentos já começaram a ser feitos (2015) para que os projetos estejam completos e prontos para instalação a partir de 2025.

É grande a lista de tópicos de pesquisa e desenvolvimento (R&D) necessárias para atingir tais requisitos ([LASER INTERFEROMETER GRAVITATIONAL WAVE OBSERVATORY \(LIGO\), 2015](#)), dentre as quais está a necessidade de novas tecnologias para resfriar as massas de teste e os espelhos. É neste tópico que está inserida a pesquisa proposta para este trabalho.

Alguns tópicos já vem sendo considerados para o projeto do Voyager. Estes encontram-se resumidos nos itens a seguir:

- Grandes espelhos de silício: Espelhos de silício de até 160 kg operando a 124 K reduz os efeitos de pressão de radiação nos espelhos e diminui o ruído térmico do revestimento dos espelhos por um fator proporcional a \sqrt{T} . A 124 K, a curva do coeficiente de expansão térmica do Silício em função da temperatura cruza o zero ([KARLMANN et al., 2006](#)) eliminando o componente termoelástico do ruído térmico da massa de teste. Além disso, sob criogenia, o Silício possui alta condutividade térmica e melhor fator de perda mecânica comparada à sílica fundida;
- Suspensão criogênica de silício: Assim como o LIGO atual, o qual emprega uma estágio final monolítico de sílica, pretende-se usar fibras de silício no Voyager para formar um estágio monolítico de silício a 124 K;
- Suspensão: O Voyager necessitará de um sistema de suspensão novo para suportar massas de teste mais pesadas;
- Ruído Newtoniano: Com um arranjo adequado de sismômetros, calcula-se obter uma supressão de um fator 30 no ruído Newtoniano;
- Laser de 1550 nm de alta potência: Pretende-se operar com laser de comprimento de onda de 1550 nm com uma entrada de 300-700W. Isso resulta em uma potência acumulada nos braços de 2-5 MW;
- Ruído térmico do revestimento: o tamanho do feixe que atinge os espelhos será mantido o mesmo do aLIGO, contudo, revestimentos de AlGaAs de-

vem ser utilizados para obter uma redução no ruído por um fator de 3 a 10;

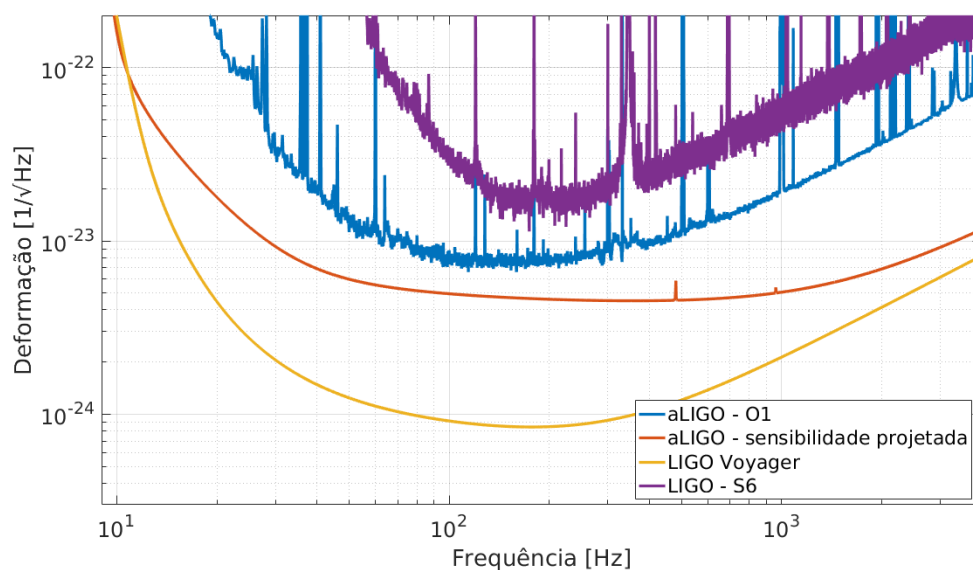
- Ruído quântico: Luz *squeezed* será injetada no detector (10 dB).

Dentre as principais alterações, a mais marcante é o uso de ópticas de Silício sob temperaturas criogênicas. Nestas temperaturas, o Silício é mais vantajoso que a Sílica fundida pois possui um fator de perda mecânica que decresce com a temperatura. Além disso, em 124 K a curva do coeficiente de expansão térmica do Silício cruza o valor zero (KARLMANN et al., 2006). Com o coeficiente de expansão térmica nulo, a componente termoelástica do ruído térmico é eliminada. Outra contribuição do coeficiente de expansão nulo é a minimização do raio de curvatura do espelho proveniente de altos gradientes de temperatura.

Outra propriedade importante do Silício em relação à Sílica é a sua alta condutividade térmica. Esta propriedade permite o uso de laser com potências maiores, uma vez que o calor depositado na massa de teste se distribui mais rapidamente pelo corpo, diminuindo efeito de lente térmica.

A curva de sensibilidade teórica prevista para o LIGO Voyager é mostrada na figura 2.8. Como comparativo, as curvas do LIGO inicial durante sua última corrida científica (S6) e do LIGO avançado (corrida científica O1 e curva projetada) também foram plotadas. O “*BNS range*” esperado para esta curva é de 1,3 Gpc.

Figura 2.8 - Curva de sensibilidade teórica prevista para o LIGO Voyager.



A curva prevista para o LIGO Voyager é uma combinação de vários fatores: ópticas de Silício operando sob temperatura criogênica (124 K), revestimentos dos espelhos de AlGaAs, laser com comprimento de onda de 1550 nm e 8 dB de *squeezing* dependente da frequência. As curvas de sensibilidade projetada do aLIGO e as curvas das corridas científicas S6 e O1 também são plotadas para referência. O “*BNS range*” para a curva do LV é de 1,3 Gpc.

Fonte: Adaptada de <https://dcc.ligo.org/LIGO-T1500293>.

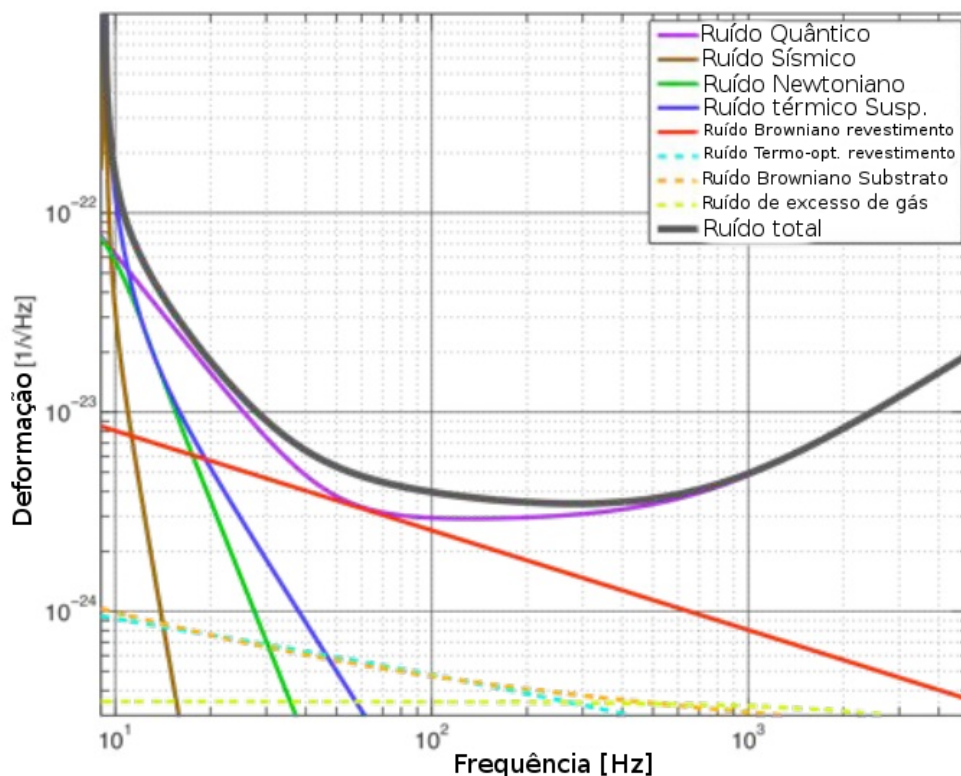
3 LIMITADORES DE SENSIBILIDADE EM DETECTORES INTERFEROMÉTRICOS E COMO RESOLVÊ-LAS

A seguir, faremos uma breve introdução aos tipos de ruído que limitam a larga banda de frequências dos detectores de ondas gravitacionais interferométricos e quais as principais abordagens usada para tentar resolvê-los.

3.1 Fontes de ruidos em detectores interferométricos

Os detectores interferométricos de ondas gravitacionais possuem alguns ruídos que são limitadores de sensibilidade do instrumento. Embora existam vários transientes, os quais podem alterar a sensibilidade momentaneamente (terremoto e vento, por exemplo), o sensor possui um espectro bastante estacionário e conhecido. Uma curva teórica das fontes de ruídos que formam este espectro estacionário para o aLIGO é apresentada na figura 3.1.

Figura 3.1 - Principais fontes de ruído para o aLIGO.



Fonte: Adaptado de Aasi et al. (2015).

A seguir, discutiremos um pouco sobre as principais fontes de ruído capazes de limitar as versões atuais de detectores interferométricos e também algumas abordagens utilizadas para minimizar seus efeitos.

3.2 Ruído Térmico

O ruído térmico é um dos ruídos mais fundamentais envolvendo experimentos mecânicos. Trata-se de uma classe de ruído capaz de gerar movimentos aleatórios prejudicando a precisão do experimento. Em detectores de ondas gravitacionais este ruído pode ser muito intenso dada a baixa amplitude do sinal da onda gravitacional ao passar pelo detector.

Em detectores de ondas gravitacionais interferométricos este ruído é observado principalmente no substrato das massas de teste, no material que as revestem e nas suspensões pendulares que as suspendem. Dissipações mecânicas nestes sistemas, dão origem ao ruído de deslocamento de origem térmica (SAULSON, 1990), $x(f)$, o qual pode ser calculado via teorema da flutuação-dissipação (CALLEN; GREENE, 1952):

$$F_{therm}^2(f) = 4k_B T R(f) \quad (3.1)$$

Onde k_B é a constante de Boltzmann ($= 1.38 \times 10^{-23} JK^{-1}$), T é a temperatura do corpo e $R(f)$ é a resistência mecânica, a parte real da impedância mecânica ($Z(f)$). A impedância mecânica, por sua vez, é um termo que relaciona a força F aplicada a um corpo com sua respectiva velocidade através da relação força-impedância $Z = F/v$ (JU et al., 2012). Em geral, sua parte real relaciona características físicas do corpo, tais como o ângulo de perda mecânica.

A partir desta expressão, pode-se encontrar três expressões para o ruído térmico, denominados ruído térmico da suspensão (SAULSON, 1990), do revestimento dos espelhos (HARRY et al., 2002; HARRY et al., 2006) e do substrato dos espelhos (JU et al., 2012). As equações 3.2, 3.3 e 3.4 mostram suas respectivas densidades espectrais de deslocamento:

$$S_x(f) = \frac{k_B T}{2\pi^3 m f} \left[\frac{f_0^2 \phi_p(f)}{f_0^4 \phi_p^2(f) + (f_0^2 - f^2)^2} \right] \quad (3.2)$$

$$S_x(f) = \frac{2k_B T \phi_{eff}}{\pi^{3/2} f} \frac{1 - \sigma^2}{wY} \quad (3.3)$$

$$S_x(f) = \frac{4k_B T}{\pi f^2 F_0} \int_V \epsilon(\vec{r}) \phi(\vec{r}, f) dV \quad (3.4)$$

Onde T é a temperatura, m é a massa do pêndulo, $\phi_p(f)$ é o ângulo de perda do pêndulo, ϕ_{eff} é o ângulo de perda efetivo do revestimento, σ é a razão de Poisson do revestimento, w é o raio do feixe de laser gaussiano que incide sobre o espelho, Y é o módulo de Young do material, $\epsilon(\vec{r})$ é a densidade de energia da deformação elástica quando a massa de teste tem máxima deformação sob aplicação da pressão do laser, $\phi(\vec{r}, f)$ é o ângulo de perda da massa de teste que pode ser dependente da frequência e da posição, f_0 é a frequência ressonante e f é a frequência de interesse.

Através destas equações, vemos que os efeitos do ruído térmico podem ser minimizados ao diminuir a temperatura (T) e/ou o ângulo de perda do material do qual são feitas as suspensões, os revestimentos do espelho ou o próprio substrato do espelho.

Do LIGO inicial para o aLIGO, a principal abordagem para diminuir o ruído térmico foi melhorar os ângulos de perda mecânica substituindo fios de aço por uma estrutura monolítica de sílica fundida. Já para as versões futuras (LV, em especial), previstas para a próxima década, pretende-se trabalhar em temperaturas criogênicas, além de materiais com perda mecânica melhor que a sílica fundida.

3.3 Ruído Quântico

O ruído quântico leva este nome por tratar-se de um tipo de ruído proveniente da natureza quântica da luz e manifesta-se de duas formas distintas: i) por meio de flutuações estatísticas na taxa de chegada de fótons ao fotodetector (denominado *shot noise*, ou ruído de Poisson) e ii) por meio da pressão de radiação devido à flutuação do número de fótons que tocam a massa e transferem momento.

A figura 3.2 mostra, de uma forma bastante didática, como compreender este fenômeno.

À direita da figura 3.2, vemos o ruído de Poisson (ou *shot noise*). Trata-se de um ruído proveniente do comportamento corpuscular da luz, no qual os fótons que compõe o feixe, por seguirem uma distribuição de Poisson, não chegam ao fotodetector com o mesmo espaçamento temporal. Esta diferença no tempo de chegada ao fotodetector gera flutuações na fotocorrente gerada pelo fotodetector. Para um interferômetro de Michelson simples, este tipo de ruído segue uma densidade espectral de amplitude dada por (SAULSON, 1990):

$$h_{sn}(f) = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{2\pi P}} \quad (3.5)$$

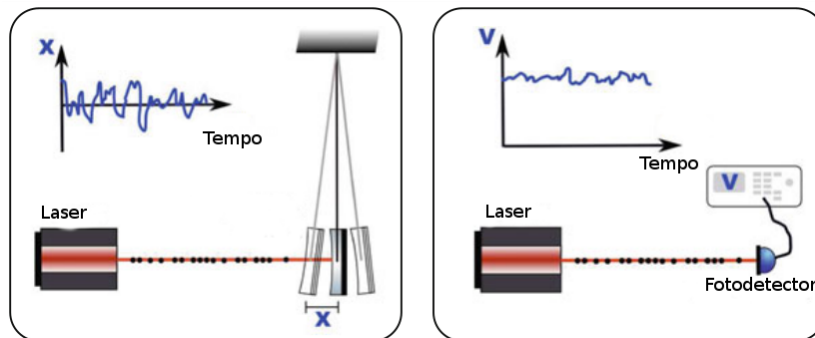
Onde L é o comprimento dos braços no detector, c é a velocidade da luz, λ é o comprimento de onda do laser, P é a potência óptica nos braços do interferômetro e \hbar é a constante de Planck reduzida ($= \frac{h}{2\pi}$).

À esquerda da figura 3.2, vemos o efeito da pressão de radiação sobre a massa de teste. Os fótons que compõem o feixe transferem momento para a massa de teste quando refletidos. Devido a flutuação no tempo de chegada dos fótons no espelho, a transferência de momento cria forças sobre o espelho, as quais fazem sua posição flutuar ao longo do tempo, por isso vemos que o efeito do ruído aparece como um ruído de deslocamento no gráfico apresentado na figura 3.2, à esquerda. A densidade espectral de amplitude da pressão de radiação em um interferômetro de Michelson simples é dada pela expressão (SAULSON, 1990):

$$h_{pr}(f) = \frac{1}{m f^2 L} \sqrt{\frac{\hbar P}{2\pi^3 c \lambda}} \quad (3.6)$$

Onde m é a massa do espelho e f é a frequência. Note que a contribuição deste ruído cai com $1/f^2$, o que torna o efeito dominante em baixas frequências. O efeito quântico efetivo é a soma da pressão de radiação e do ruído de Poisson.

Figura 3.2 - Esquema simplificado para entender ruído quântico.



Através desta figura é possível compreender o ruído quântico em duas manifestações, pressão de radiação (à esquerda) e ruído de Poisson (*shot noise*, à direita).

Fonte: Adaptado de Bassan (2014).

Entre as versões inicial e avançada do LIGO, algumas alterações foram feitas para diminuir o ruído quântico.

Por um lado, para resolver o ruído de Poisson, a potência inicial que entra nos braços do detector, que era de 10 W no LIGO inicial, poderá chegar a até 125 W no LIGO avançado (AASI et al., 2015) no final de sua operação. Por outro lado, com o aumento da potência, o ruído de pressão de radiação passa a ser significativo em baixas frequências. Isso fez com que os espelhos fossem alterados entre a primeira e segunda gerações do LIGO. As massas, inicialmente de 10 kg, passaram a ter 40 Kg (WALDMAN, 2011).

3.4 Ruído Sísmico

O ruído sísmico é um ruído constante devido ao movimento de ventos e ondas que acoplam com o solo e as paredes do observatório. Além disso, a atividade humana e terremotos acoplam intermitentemente, aumentando o nível de ruído. Por isso, os detectores costumam ser construídos em locais pouco populosos, com baixa atividade humana.

Para a detecção de ondas gravitacionais são necessárias amplitudes tão baixas quanto $10^{-19}m/\sqrt{Hz}$ em 10 Hz e $10^{-20}m/\sqrt{Hz}$ em 100 Hz (WALDMAN, 2011). Mas, de uma maneira geral, o ruído do solo nos sítios do LIGO chega a $10^{-9}m/\sqrt{Hz}$ entre 10 e 100 Hz logo, para atingir a sensibilidade desejada, o sistema de isolamento deve chegar a uma atenuação de ≈ 10 ordens de grandeza.

Para atingir o nível de atenuação necessário, três estágios de isolamento fazem parte do conjunto que compõe o LIGO. Dois sistemas ativos de isolamento sísmico e um sistema de suspensão passivo. O primeiro estágio é formado pelo HEPI (do inglês, *Hydraulic External pre-Isolator*), externo ao sistema de vácuo. O próximo estágio é chamado de sistema de isolamento sísmico interno (ISI, do inglês *Internal Seismic Isolation*), o qual fica dentro do sistema de vácuo. Por fim, um sistema de suspensão quádrupla é preso do ISI dando o isolamento final às massas de teste.

O HEPI é um sistema sísmico que emprega atuadores hidráulicos quietos que, ao contrário dos atuadores convencionais, operam em regime de fluxo laminar (não turbulentos) evitando flutuações de pressão e ruído de atuação (HARDHAM et al., 2001). Combinado com sensores tipo geofones e sensores de posição indutivos, além de um sismômetro que dá um sinal de correção tipo *feed-forward* (AASI et al., 2015; WEN et al., 2014), o HEPI é responsável pelo isolamento ativo em seis graus de

liberdade em uma faixa de frequências muito baixas (entre 0,1 e 10 Hz). Embora seu projeto inicial devesse ser empregado apenas no *Advanced LIGO*, problemas com ruído antropogênico nas proximidades do detector em Livingston (DAW et al., 2004) fizeram com que o projeto fosse acelerado e instalado ainda no LIGO inicial.

O ISI (MATICHARD et al., 2015a) consiste em três estágios suspensos e em sequência, no qual o estágio 0 é a estrutura de suporte conectada diretamente ao HEPI, o estágio 1 é suspenso a partir do estágio 0 e o estágio 2 a partir do estágio 1. A ligação entre os estágios 0-1 e 1-2 são feitas por meio de três conjuntos de lâminas. O estágio 1 é equipado com 6 sensores capacitivos de posição relativa, 3 sismômetros tri-axiais (Nanometrics Trillium T240) e 6 geofones (L4C) enquanto o estágio 2 é equipado com 6 sensores capacitivos de posição relativa e 6 geofones (Geotech GS13). A combinação de todos estes sensores a alguns atuadores permite uma boa atuação entre 0,1 e 10 Hz. Para frequências superiores a esta faixa, o ganho do sistema ativo passa a ser limitado.

Por fim, o pêndulo quádruplo é o último estágio de suspensão do LIGO (ASTON et al., 2012). Trata-se de duas cadeias de massas suspensas, chamadas de cadeia principal e de reação. As massas da cadeia principal são de sílica fundida, interligadas por fibras de também de sílica, formando um estágio monolítico. Na cadeia de reação ficam alguns sensores e atuadores responsáveis por manter o controle durante o alinhamento inicial do interferômetro e fazer o amortecimento de modos estruturais (CARBONE et al., 2012).

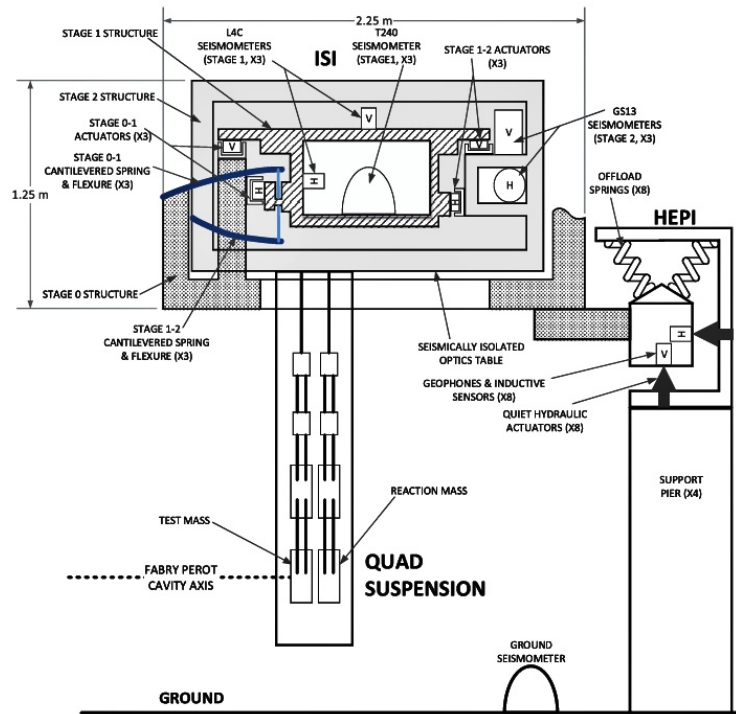
Somados, os três estágios atingem os requisitos citados acima. A figura 3.3 mostra um esquema simplificado de como é formado o sistema de isolamento sísmico e suspensões do LIGO.

A figura 3.4 mostra o desempenho obtido para cada uma dos sistemas descritos.

3.5 Ruído Newtoniano

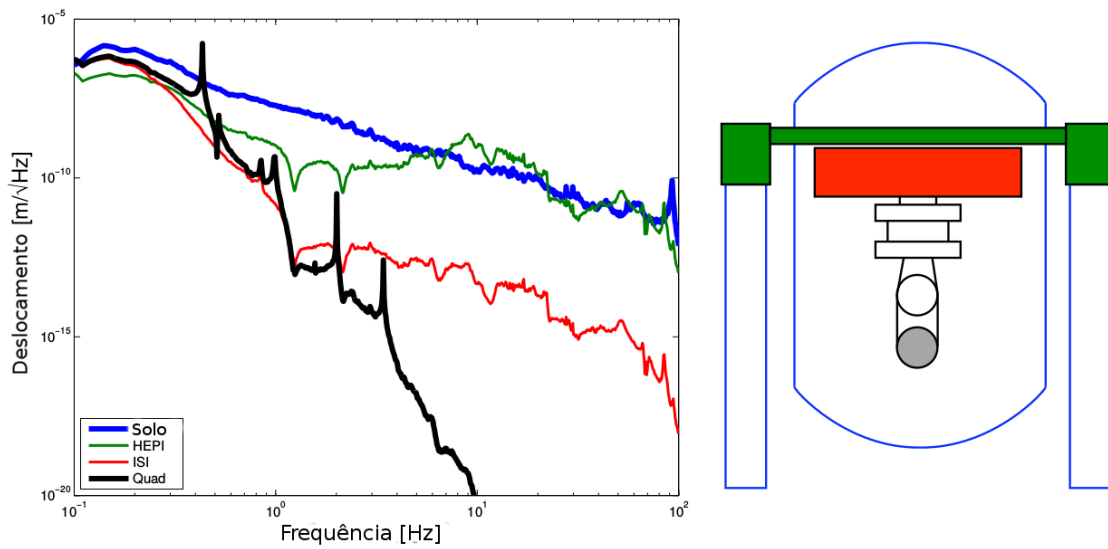
O ruído Newtoniano (NN, do inglês *Newtonian Noise*) é o resultado do acoplamento de forças gravitacionais à distância sobre as massas de teste do interferômetro proveniente de flutuações no campo gravitacional local. Tais flutuações são geradas por ondas sísmicas as quais produzem perturbações de densidades próximas à massa de teste. Uma estimativa deste ruído é feita utilizando-se uma formulação desenvolvida em Hughes e Thorne (1998), a qual leva em conta a propagação de ondas sísmicas em um meio de multicamadas que se aproxima ao estrato geológico da região do de-

Figura 3.3 - Sistema de isolamento sísmico para as massas de teste.



Fonte: Adaptado de Aasi et al. (2015).

Figura 3.4 - Deslocamento obtido para cada estágio sísmico do detector.



Fonte: Adaptado de Waldman (2011).

teor. Além disso, um arranjo de sensores e um modelo do movimento sísmico local são usados para subtrair o ruído de origem Newtoniana (DRIGGERS et al., 2012).

Este ruído também é conhecido na literatura como ruído de gradiente gravitacional.

3.6 Multi-Nested Pendula (MNP)

O motivo do MNP estar nesta seção deve-se ao fato de ter sido originalmente criado para ser usado como sistema de isolamento vibracional adicional para as versões futuras do LIGO avançado. Trata-se de um sistema de isolamento vibracional que consiste em vários estágios cilíndricos concêntricos, aninhados de forma que fiquem ligados uns aos outros por meio de hastes ou fios.

O sistema é composto por cinco cascas cilíndricas, de diâmetros diferentes, dispostas em um arranjo aninhado. Cada estágio é formado por uma casca cilíndrica e dois flanges (um superior e outro inferior) e são conectados uns aos outros por meio de hastes de inox ($\varnothing = 4,76$ mm), no qual a haste que sai do flange superior de um estágio, prende-se ao flange inferior do estágio de diâmetro imediatamente menor. Os estágios (cilindros + flanges) são feitos de uma liga de alumínio (AL5052).

A principal vantagem de um sistema aninhado em relação a um pêndulo em cascata é a economia de espaço vertical. Um pêndulo aninhado de quatro estágios de 1,3 m e um estágio de 1,4 m de altura, por exemplo, tem as mesmas frequências de ressonância que um pêndulo em cascata de $\approx 6,6$ m de comprimento total (CONSTANCIO JR et al., 2014).

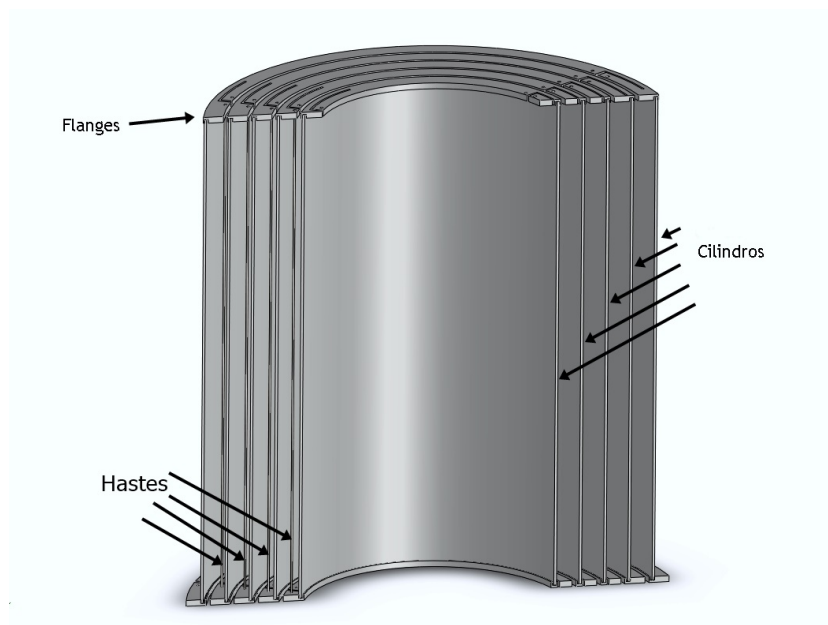
Um corte 3D do protótipo do primeiro MNP desenvolvido pode ser visto na figura 3.5.

As tabelas 3.1 e 3.2 resumem as dimensões do MNP.

Em seu projeto inicial, o MNP foi construído para ser um sistema de isolamento vibracional adicional para detectores interferométricos de ondas gravitacionais, em especial para as versões futuras do aLIGO. Posteriormente, com um novo roteiro visando um detector criogênico nas instalações atuais do aLIGO, veio a ideia de desenvolver uma versão criogênica do MNP.

O problema central para o qual estamos tentando contribuir é encontrar uma maneira/técnica de manter as massas de teste (espelhos) do LIGO Voyager a 124 K, durante a operação do interferômetro e verificar se o MNP poderá contribuir nesta

Figura 3.5 - Corte 3D do MNP.



Nesta figura é mostrado o MNP conforme sua proposta original. Cinco estágios cilíndricos, aninhados, suspensos por hastes. Cada estágio tem seu ponto de suspensão na parte inferior e é suspenso pela parte superior do estágio imediatamente anterior que o envolve.

Fonte: Produção do autor.

questão ou, pelo menos, se poderá atuar como um sistema de isolamento vibrational adicional para o LIGO Voyager ou para detectores interferométricos em geral. Neste trabalho de tese, será mostrado o desenvolvimento realizado visando estes resultados.

Tabela 3.1 - Dimensões dos estágios.

Flanges superiores			
Estágio	Raio interno (m)	Raio externo (m)	Massa (kg)
1	0,560	0,613	8,32
2	0,499	0,552	7,44
3	0,437	0,490	6,58
4	0,376	0,429	5,71
5	0,314	0,368	4,85
Flanges inferiores			
1	0,595	0,648	8,82
2	0,534	0,587	7,94
3	0,472	0,525	7,07
4	0,411	0,464	6,21
5	0,350	0,403	5,34
Casca cilíndrica			
1	0,600	0,606	83,56
2	0,539	0,545	75,00
3	0,477	0,484	66,47
4	0,416	0,423	57,96
5	0,355	0,361	49,43

Tabela 3.2 - Resumo dos parâmetros

Estágio	Comprimento da haste [m]	Raio de furação [m]	Massa total do estágio [kg]
1	1,4	0,626	100,7
2	1,3	0,565	90,4
3	1,3	0,504	80,1
4	1,3	0,443	64,9
5	1,3	0,381	59,6

4 TESTE TÉRMICO COM MNP REALIZADO NO LIT

Um dos primeiros testes realizados durante o doutorado foi utilizar o mesmo MNP desenvolvido durante o mestrado e adaptá-lo para fazer um teste criogênico no Laboratório de Integração e Testes (LIT), no INPE. O objetivo do teste foi avaliar o comportamento de vários estágios concêntricos no processo de retirada de calor de uma fonte colocada no interior do conjunto.

É importante ressaltar o que objetivo deste teste é, exclusivamente, testar o desempenho criogênico do MNP. Como será visto adiante, todos os estágios foram interligados por meios de tubos de aço inox, logo, não existe nenhum isolamento vibracional efetivo.

4.1 Facilidades disponíveis no Laboratório de Integração e Testes

O LIT, no INPE, é uma facilidade comumente usada para integração e testes de satélites brasileiros e estrangeiros e, atualmente, é a única instalação deste porte no hemisfério sul. Dentre as facilidades disponíveis, existe uma câmara de vácuo-térmica de volume cilíndrico de 3 m × 3 m cuja faixa de temperatura varia entre -196°C (77K) e 150°C (423K) e o vácuo final chega a 10^{-7} mbar. Mais detalhes desta câmara podem ser encontrados em [INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS/LABORATÓRIO DE INTEGRAÇÃO E TESTE \(2017\)](#).

Dado as medidas do MNP, as quais não excedem 1,5 m de diâmetro nem de altura, esta facilidade demonstrou ser a mais adequada para o teste. Para uma comparação, a outra câmara disponível tem dimensões de 6 m de diâmetro por 8 m de comprimento.

4.2 Descrição do experimento

Para o teste térmico, foram usadas duas estratégias para melhorar o desempenho térmico do MNP.

- Tubos de alumínio de 3/4" de diâmetro e paredes de 3 mm foram soldados ao redor de cada estágio para acelerar o processo de troca de calor com os estágios via condução. O fluxo de nitrogênio líquido foi feito do estágio interno para o externo, fazendo com que os estágios internos fossem resfriados primeiro. A junção entre os estágios foi feita com tubos de inox de 3 m de comprimento, diâmetro de 16 mm e parede de 0,5 mm para que não houvesse dissipação de calor significativa por estes tubos quando não

houvesse mais fluxo de LN2.

- Aplicação de fita Kapton[®] para aumentar a troca de calor via radiação. Esta fita é qualificada para alto vácuo e possui um fator de emissividade térmico $\epsilon_{kap} \approx 0,85$. A emissividade do alumínio é de $\approx 0,15$.

O experimento foi dividido em duas partes: uma na qual o LN2 passou através dos tubos para que ocorresse troca significativa de calor por condução e outra na qual o MNP, já resfriado a menos de 120 K e sob vácuo estável de 10^{-4} mbar, teve o fornecimento de nitrogênio líquido desligado e somente as paredes da câmara foram mantidas resfriadas com fluxo de LN2. Nestas condições, uma fonte de calor foi ligada no interior do estágio mais interno para que fosse dado início ao teste.

Nesta etapa, a troca de calor foi, predominantemente, via radiação, uma vez que a potência transmitida por gradiente térmico dos tubos que conectavam os estágios era da ordem de $\approx 8,38 \times 10^{-5}$ W/K e das hastes que suspendiam os estágios, ligando-os uns aos outros é da ordem de $4,07 \times 10^{-4}$ W/K (efeito somado das três hastes).

Durante o experimento, foi utilizada uma fonte de calor ajustada para emitir 3W ou 30 W de potência no interior do estágio mais interno e simular as condições de potência dissipada nos espelhos do detector. A figura 4.1 mostra este arranjo e também as camadas de fita kapton que foram utilizadas no estágio.

A figura 4.2 mostra o MNP suspenso nas traves da câmara prestes a ser fechada (à esquerda) e os tubos de inox usados para conectar os estágios (à direita).

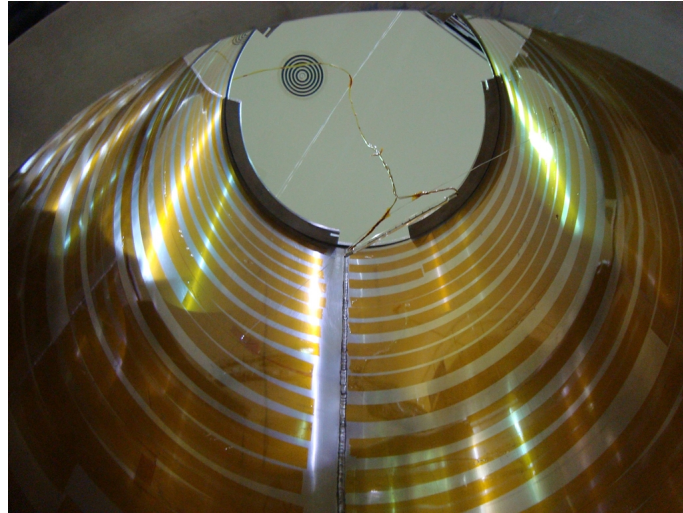
4.3 Resultados

O tempo necessário para resfriar o MNP via condução térmica pelos tubos foi de aproximadamente 20 horas. O estágio mais externo (massa maior) chegou a ≈ 118 K enquanto o estágio mais interno atingiu a temperatura de ≈ 85 K. Estas foram as condições iniciais para o teste com a fonte ligada.

A fonte foi ligada com 3 W de potência, depois com 30 W e, novamente com 3 W. A figura 4.3 mostra a variação da temperatura de cada estágio e da parede da câmara em função do tempo de exposição à fonte. O trecho entre as linhas verticais vermelha e verde delimitam o trecho em que a fonte emitiu 30 W.

Da figura 4.3 vê-se que os estágios internos têm uma pequena variação de temperatura enquanto o estágio 4 (azul) permanece com temperatura praticamente

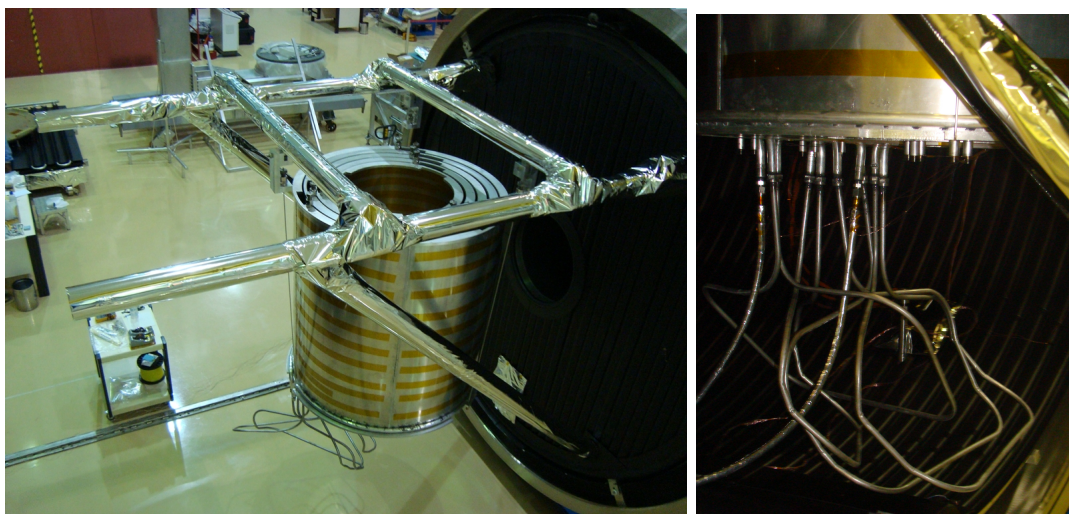
Figura 4.1 - Fonte de calor colocada dentro do sistema.



Uma fonte de calor com potência variável foi utilizada para fazer o papel da potência dissipada nos espelhos. Potências de 3 W e 30 W foram utilizadas. Também é possível ver as fitas kapton aplicada na parte interna do estágio.

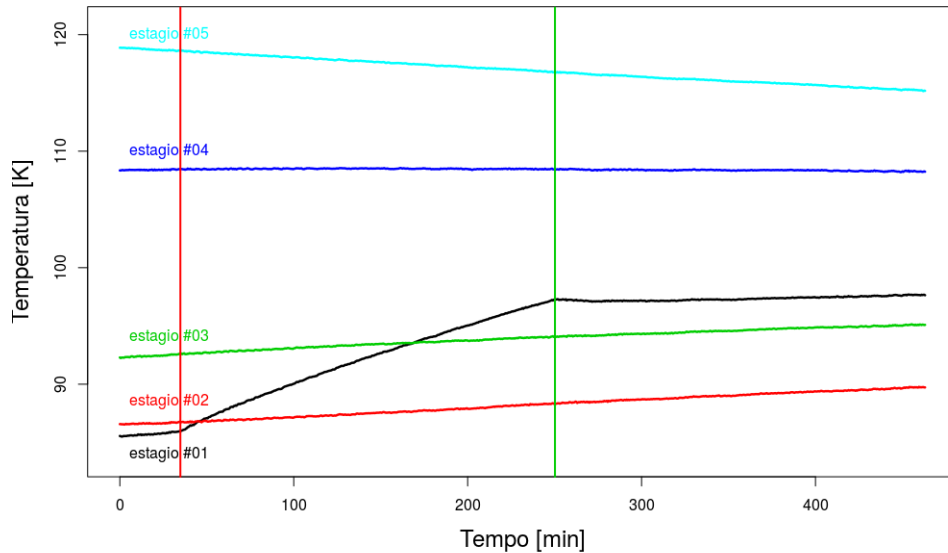
Fonte: Produção do autor.

Figura 4.2 - MNP suspenso nas traves de apoio da câmara e tubos de inox usado para conectar os estágios.



Fonte: Produção do autor.

Figura 4.3 - Variação da temperatura dos estágios do MNP no tempo, em função das potências aplicada no estágio interno.



O intervalo compreendido entre as linhas verticais vermelha e verde delimita o intervalo cuja potência era de 30 W.

Fonte: Produção do autor.

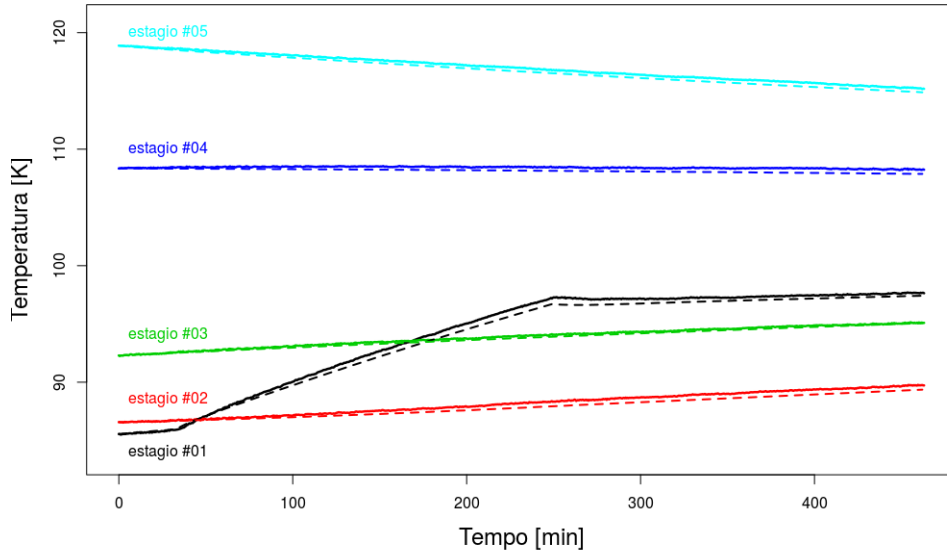
constante durante todo o experimento. O estágio 1 (linha preta) tem um elevado aumento de temperatura com taxa proporcional a potência emitida pela fonte. Por outro lado, a temperatura do estágio 5 (mais externo) continua a diminuir mesmo com a fonte ligada. Isso ocorre pois este estágio não troca calor diretamente com a fonte mas, durante todo o tempo, troca calor com as paredes da câmara que está a uma temperatura mais baixa.

Esses resultados são interessantes pois mostram que estes estágios funcionam como um escudo térmico, de modo que os estágios mais internos retiram o calor da fonte enquanto os outros mantêm o ambiente criogênico.

Este resultado foi corroborado por meio de simulação feita em SolidWorks, como mostrado na figura 4.4.

A boa concordância entre resultados experimentais e simulação é de grande importância, pois nos permite variar parâmetros na simulação e conhecer os resultados

Figura 4.4 - Comparação entre os resultados experimentais e simulações feitas em Solidworks.



Linha sólida representa dados experimentais e linhas tracejadas são dados da simulação.

Fonte: Produção do autor.

sem ter a necessidade de realizar novamente os experimentos.

A tabela 4.1 resume as emissividades térmicas estimadas para cada estágio, fazendo-se uma média ponderada em função da área coberta de kapton e área de alumínio. Estas emissividades serviram como parâmetros de entrada para a simulação térmica.

Tabela 4.1 - Emissividade térmica dos cinco estágios cilíndricos, estimados a partir da quantidade de fita kapton e alumínio na superfície de cada estágio.

Estagio	ϵ_{int}	ϵ_{ext}
1	0,66	0,60
2	0,44	0,49
3	0,50	0,46
4	0,47	0,42
5	0,47	0,42

Para uma análise mais detalhada do experimento, este foi dividido em quatro segmentos que foram enumerados de 1 a 4 e divididos segundo a lista a seguir:

- **Segmento 1:** Troca de calor entre os estágios 1 e 2 (mais internos) enquanto a fonte emitia 3W de potência.
- **Segmento 2:** Troca de calor entre os estágios 1 e 2 enquanto a fonte emitia uma potência de 30 W.
- **Segmento 3:** Troca de calor entre os estágios 1 e 2 enquanto a fonte emitia uma potência de 3W novamente.
- **Segmento 4:** Troca de calor entre os estágio 4 e 5 (mais externos) durante todo o experimento.

Um estudo analítico realizado para compreender os processos de troca de calor envolvidos no balanceamento térmico de cada estágio também foi realizado. A descrição de cada componente encontra-se detalhada no apêndice A. Os resultados obtidos serão apresentados a seguir.

Segmento 1

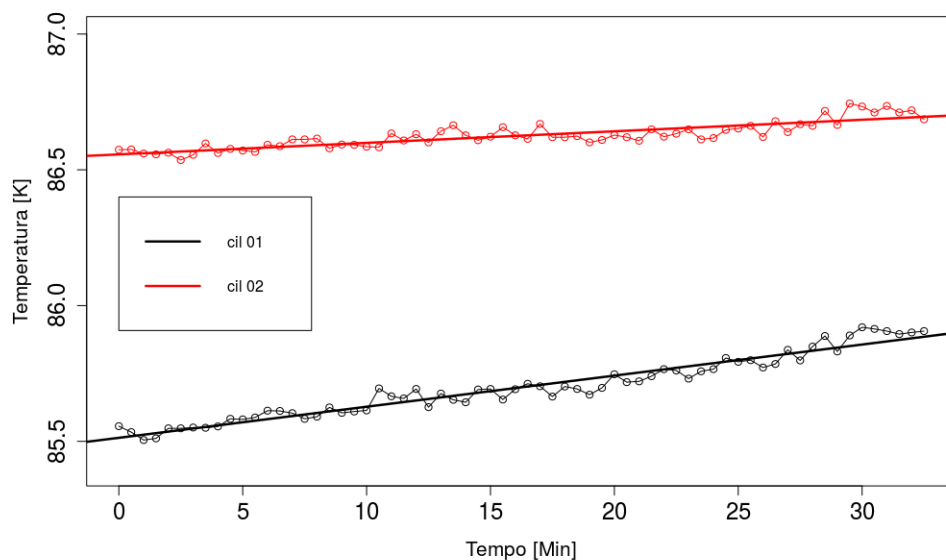
No Segmento 1, são avaliados os estágios cilíndricos 1 e 2 (mais internos) durante o período em que a fonte emitia 3W ($\approx 31,5$ minutos). A figura 4.5 mostra o comportamento destes estágios em função do tempo.

Os pontos em preto indicam a temperatura do estágio 1 (interno). Note que a temperatura varia de 85,65 K à 86,05 K. Com temperatura média de 85,85 K. A linha sólida preta é o resultado da regressão linear dos dados no qual o coeficiente angular (taxa de variação da temperatura) é $1,91 \times 10^{-4}$ K/s.

Os pontos em vermelho indicam a variação da temperatura do estágio 2 em função do tempo. A temperatura inicial é de 86,65 K e a final é de 86,75 K. A linha vermelha sólida é a regressão linear dos dados. A taxa de variação da temperatura para este estágio é de $7,09 \times 10^{-5}$ K/s.

Um estudo analítico mostrando os processos de transferência de calor envolvidos neste segmento encontram-se resumidos na tabela 4.2.

Figura 4.5 - Segmento 1: Evolução temporal da temperatura dos estágios 1 e 2.



O segmento durou 31,5 minutos, com a fonte de calor emitindo 3W de potência.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 4.2 - Segmento 1: Balanço térmico para o estágio 1 com a fonte de calor de 3W ligada

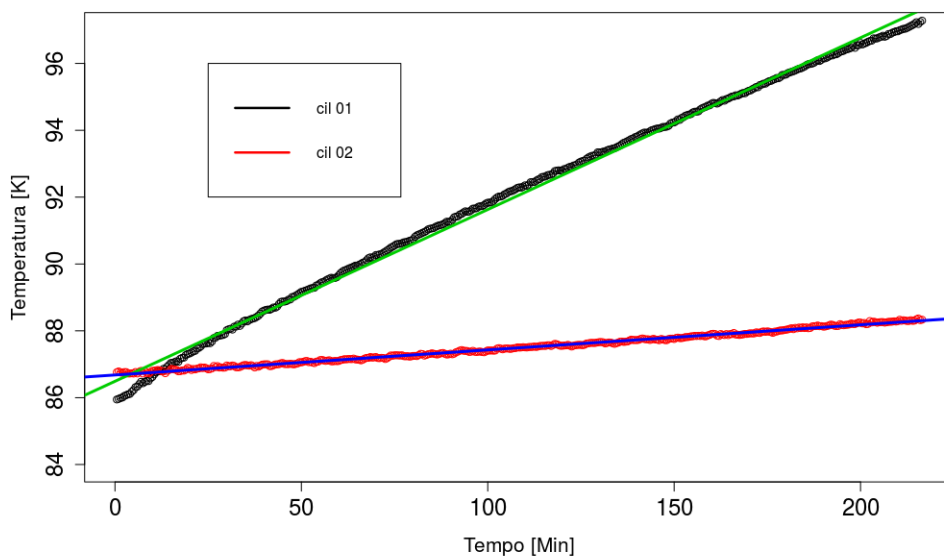
Fontes de calor	Energia [J]
Calor recebido da fonte	$3,74 \times 10^3$
Calor recebido do estágio 2 via radiação	$3,58 \times 10^2$
Calor recebido do estágio 2 via condução do ar	$3,11 \times 10^1$
Calor recebido do estágio 2 via condução pelas hastes e tubos de aço inox	$8,62 \times 10^{-1}$
Calor recebido das paredes da câmara via radiação	$5,57 \times 10^3$
Calor total recebido	$9,70 \times 10^3$
Varição na Entalpia calculada	$9,69 \times 10^3$

Segmento 2

No segmento 2, foram avaliados os estágios 1 e 2 sob potência de 30 W aplicada durante aproximadamente 216 minutos. O gráfico deste segmento é mostrado na figura 4.6.

Os pontos em preto e vermelho indicam as temperaturas em função do tempo dos

Figura 4.6 - Segmento 2: Evolução temporal da temperatura dos estágios 1 e 2.



O segmento durou aproximadamente 216 minutos, com a fonte de calor emitindo 30W de potência.

Fonte: Produção do autor.

estágios 1 e 2, respectivamente. A linha sólida em verde mostra a regressão linear feita para o estágio 1 que variou entre 86,10 K e 97,20 K, indicando uma taxa de variação de temperatura de $8,56 \times 10^{-4}$ K/s. A regressão linear do estágio 2 é mostrada em azul. A temperatura inicial e final deste estágio são de 86,70 K e 88,30 K, respectivamente. A taxa de variação da temperatura deste estágio é de $1,2 \times 10^{-4}$ K/s. Fica evidente neste gráfico o efeito da fonte de calor no estágio 1. A tabela 4.3 mostra o balanço energético deste segmento.

Segmento 3

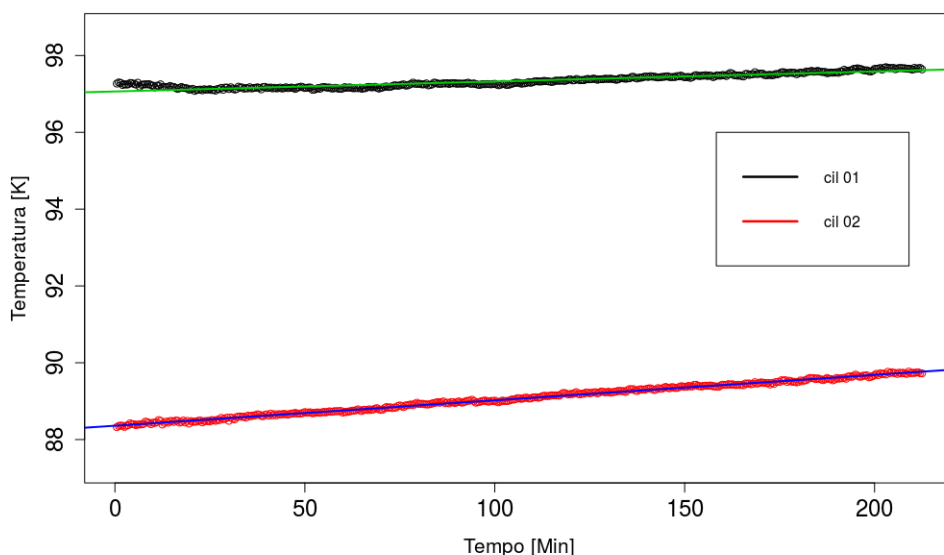
No segmento 3, os estágios 1 e 2 foram novamente avaliados sob potência de 3 W. Contudo, agora a temperatura inicial do estágio 1 é superior à do estágio 2 ($\approx 97,0$ K e $\approx 88,3$ K, respectivamente). A figura 4.7 mostra o gráfico da variação de temperatura de ambos os estágios em função do tempo. Os pontos em preto indicam a temperatura do estágio 1 e a linha verde é a regressão destes pontos. Os pontos em vermelho indicam a temperatura do estágio 2 e a linha azul é a regressão destes pontos.

Tabela 4.3 - Segmento 2: Balanço energético para o estágio 1 com a fonte de 30W ligada.

Fonte de calor	Energia[J]
Calor recebido da fonte	$2,57 \times 10^5$
Calor recebido do estágio 2 via radiação	$-1,17 \times 10^4$
Calor recebido do estágio 2 via condução do ar	$-9,08 \times 10^2$
Calor recebido do estágio 2 via condução pelas hastes e tubos de aço inox	$-2,52 \times 10^1$
Calor recebido das paredes da câmara via radiação	$2,90 \times 10^4$
Calor total recebido	$2,73 \times 10^5$
Variação na entalpia calculada para o estágio 1	$2,70 \times 10^5$

Através das curvas de regressão, chegamos a valores de taxas de variação de temperatura de $4,3 \times 10^{-5}$ K/s para o estágio 1 e $1,1 \times 10^{-4}$ K/s para o estágio 2. Como o estágio 1 tem área de visada direta com a fonte já era esperado que, com a diminuição da potência, também houvesse a diminuição da taxa de variação da temperatura.

Figura 4.7 - Segmento 3: Evolução temporal da temperatura dos estágios 1 e 2.



O segmento durou aproximadamente 212 minutos, com a fonte de calor emitindo 3W de potência. Neste segmento, a temperatura do estágio 1 é maior que a do estágio 2.

Fonte: Produção do autor.

A tabela 4.4 mostra o balanço energético para este segmento.

Tabela 4.4 - Segmento 3: Balanço energético para o estágio 1 com a fonte de 3W ligada novamente.

Fontes de calor	Energia[J]
Calor recebido da fonte	$2,52 \times 10^4$
Calor recebido do estágio 2 via radiação	$-2,76 \times 10^4$
Calor recebido do estágio 2 via condução do ar	$-1,89 \times 10^3$
Calor recebido do estágio 2 via condução pelas hastes e tubos de aço inox	$-5,23 \times 10^1$
Calor recebido das paredes da câmara via radiação	$1,72 \times 10^4$
Calor total recebido	$1,29 \times 10^4$
Varição da entalpia calculada para o estágio 1	$1,32 \times 10^4$

Segmento 4

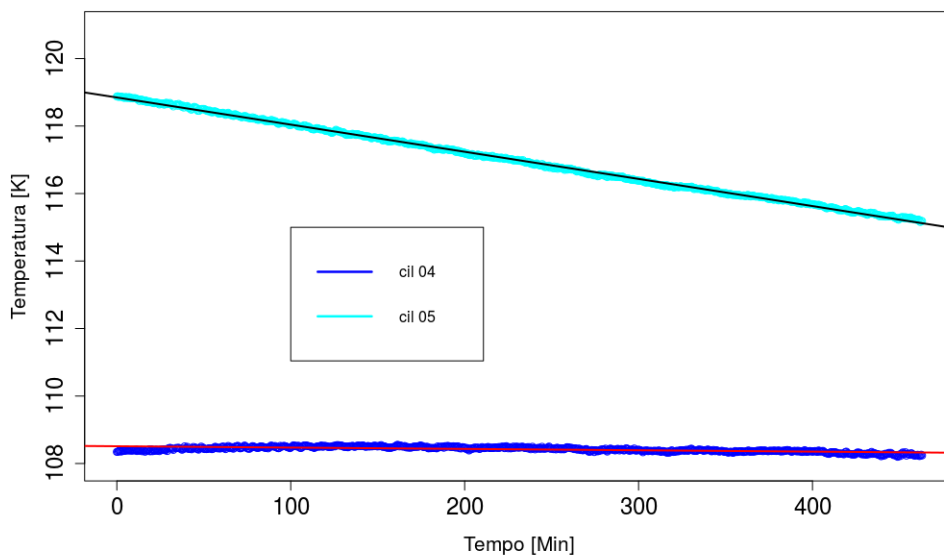
O segmento 4 considera os estágios 4 e 5 (mais externos) ao longo de todo o processo descrito nos outros 3 segmentos. O interesse em especial nesses estágios vem do fato de que ambos apresentam queda de temperatura ao longo do experimento, mesmo com a fonte ligada. A figura 4.8 mostra o comportamento destes dois estágios ao longo do tempo.

Os pontos em azul referem-se ao estágio 4 cuja temperatura cai de 108,5 K para 108,4 K resultando em uma taxa de variação de $-6,6 \times 10^{-6}$ K/s. Os pontos em ciano representam o estágio 5, cuja temperatura cai de 119,9 K para 115,3 K com uma taxa de variação de $-1,34 \times 10^{-4}$ K/s.

É importante notar que o decréscimo de temperatura mesmo com a fonte ligada ocorre devido ao fato de que o estágio 5 tem em sua área de visada somente as paredes da câmara que estão na temperatura de 104 K e a parede do estágio 4 que se encontra a ≈ 108 K. Dessa forma, não há interação com a fonte de calor.

Os resultados apresentados nas figuras 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8 e nas tabelas 4.2, 4.3, 4.4 e 4.5 são de grande interesse devido ao fato de que podemos prever, com cálculos simples, o quanto de energia pode ser transmitida via diferentes maneiras, possibilitando fazermos estimativas confiáveis ao preparar um novo experimento.

Figura 4.8 - Segmento 4: Evolução temporal da temperatura dos estágios 4 e 5.



O experimento durou aproximadamente 462 minutos.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 4.5 - Segmento 4: Balanço energético para o estágio 5 (externo) durante todo o tempo considerado nos segmentos anteriores.

Fontes de Calor	Energia[J]
Calor recebido da fonte	0
Calor recebido do estágio 4 via radiação	$-1,49 \times 10^5$
Calor recebido do estágio 4 via condução do ar	$-4,28 \times 10^3$
calor recebido do estágio 4 via condução pelas hastes e tubos de aço inox	$-1,19 \times 10^2$
Calor recebido das paredes da câmara via radiação	$-6,48 \times 10^4$
Calor total recebido	$-2,18 \times 10^5$
Variação da Entalpia calculada para o estágio 5	$-2,17 \times 10^5$

4.4 Conclusões do capítulo

A conclusão que tiramos deste experimento é que o MNP, com suas cinco cascas cilíndricas, age como um isolante térmico a curto prazo, retardando a transferência do calor para os estágios externos. Além disso, aprendemos a simular um conjunto complexo como o MNP e quantificar, por meio de cálculos, as trocas de calor envolvidas no sistema.

Contudo, é notável que o uso de cinco estágio trocando calor por radiação pode tornar o processo de resfriamento ineficiente para períodos longos. Isso fica claro ao vermos a subida de temperatura dos estágios internos enquanto os estágios mais externos ainda não apresentavam variação de temperatura devido à fonte. Isto é um indicativo de que o sistema ainda não está em estado estacionário, logo, pode acontecer de, em um dado momento, termos uma fonte (ou massa de teste) com temperatura relativamente alta enquanto o estágio mais externo é mantido resfriado devido à troca de calor com as paredes da câmara. Em outras palavras, o gradiente de temperaturas entre os estágios extremos vai ser alto.

Isso nos permite concluir que é necessário um sistema que seja capaz de trocar calor diretamente entre os estágios extremos (mais externo e mais interno), para que o calor da massa de teste seja retirado mais rapidamente, uma vez que o estágio interno teria visada direta para um estágio externo mantido resfriado. Isto implicaria também na obtenção de um estado estacionário com temperaturas mais baixas.

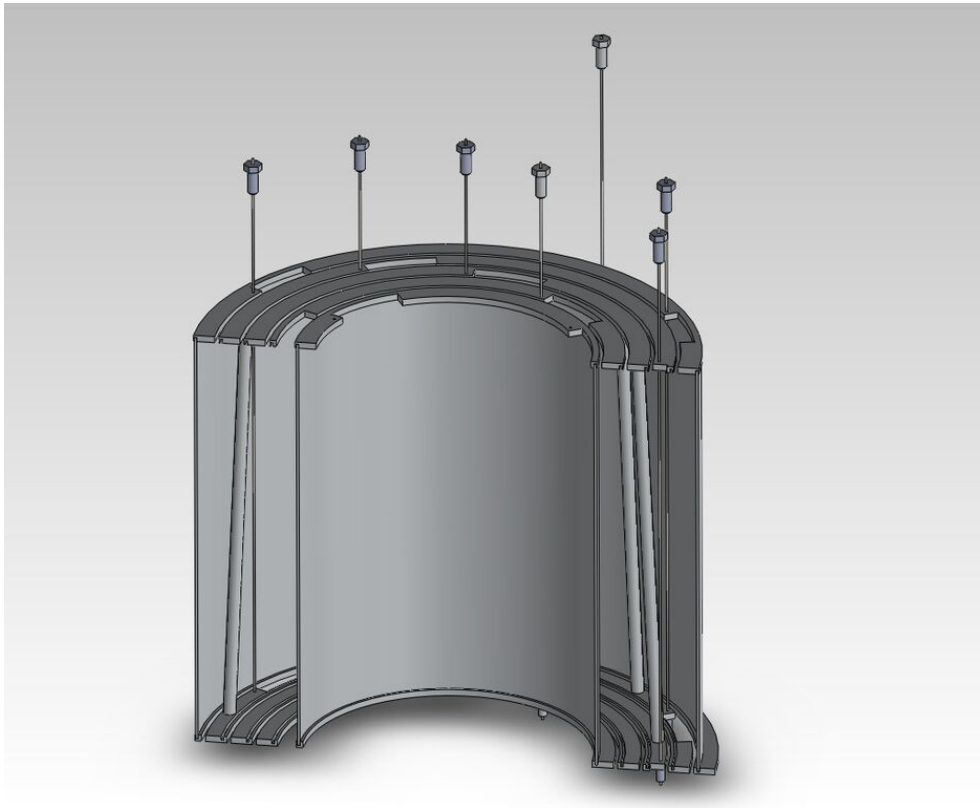
Outra coisa importante a ser ressaltada é a impossibilidade de se usar tubos soldados nos estágios para resfriamento. Apesar de terem sido usados nesta ocasião para acelerar o resfriamento e diminuir o tempo de experimento no LIT¹, esta abordagem não é viável do ponto de vista vibracional, uma vez que causa um “curto-circuito sísmico” em estágios que, em teoria, deveriam estar sísmicamente isolados.

A partir destas conclusões, foi necessário replanejar o MNP e um novo experimento para validá-lo. Por isso, alteramos o projeto inicial do MNP para um sistema com estágios cilíndricos nas extremidades, preenchido com estágios intermediários vazados. Dessa forma, o sistema passaria a ter N estágios sísmicos e dois estágios térmicos ($N = 2$ estágios térmicos + n estágios vazados).

Nesta nova configuração, apenas o estágio externo seria mantido resfriado via contato com líquido, evitando que as paredes da câmara sejam resfriadas. Isso é um processo

¹Uma questão de custos

Figura 4.9 - Esboço de um novo modelo MNP.



MNP com dois estágios cilíndricos nas extremidades, interligados por estruturas vazadas, pelas quais a radiação passa diretamente. As hastes estão para indicar onde seriam usadas molas verticais.

Fonte: Produção do autor.

adequado ao projeto do LIGO Voyager, uma vez que não tem-se a intenção de fazer grandes alterações nas câmaras de vácuo, tornando-as criogênicas. A figura 4.9 mostra um esboço deste sistema.

Para avaliar o desempenho térmico desta nova configuração, um experimento com os dois estágios térmicos (cilíndricos) foi realizado. Este teste será descrito no capítulo 5.

5 EXPERIMENTO TÉRMICO COM DOIS ESTÁGIOS CILÍNDRICOS E MASSA DE TESTE

Após o teste térmico com cinco estágios cilíndricos realizado no LIT notamos que o processo de troca de calor por radiação seria mais rápido e eficaz se utilizássemos apenas dois estágios cilíndricos. Por este motivo, decidimos fazer um novo experimento usando apenas dois estágios cilíndricos no qual o estágio externo foi mantido frio através de uma serpentina pela qual passava nitrogênio líquido (LN₂), enquanto o interno foi resfriado pelo externo via radiação enquanto recebia calor diretamente da massa de teste, mantendo-a resfriada, apesar dela ter, em seu interior, uma fonte de calor de 3W a 5W, que simula o calor depositado pelo feixe laser nos espelhos do LIGO Voyager.

Nas próximas seções discutiremos em detalhes os parâmetros do experimento realizado, as simulações feitas a fim de modelar o sistema e os resultados obtidos.

5.1 Descrição do experimento

O experimento realizado no Laboratório de Ondas Gravitacionais Dr. Sérgio Ricardo Furtado foi preparado visando reproduzir a situação de resfriamento dos espelhos do LIGO Voyager, com e sem a deposição de calor sobre eles.

A fonte de calor no estágio interno do LIT foi substituída por uma massa de teste oca com uma fonte de calor em seu interior. Dessa forma, é possível monitorar a temperatura da massa de teste enquanto a fonte de calor dissipa entre 3W a 5W de potência.

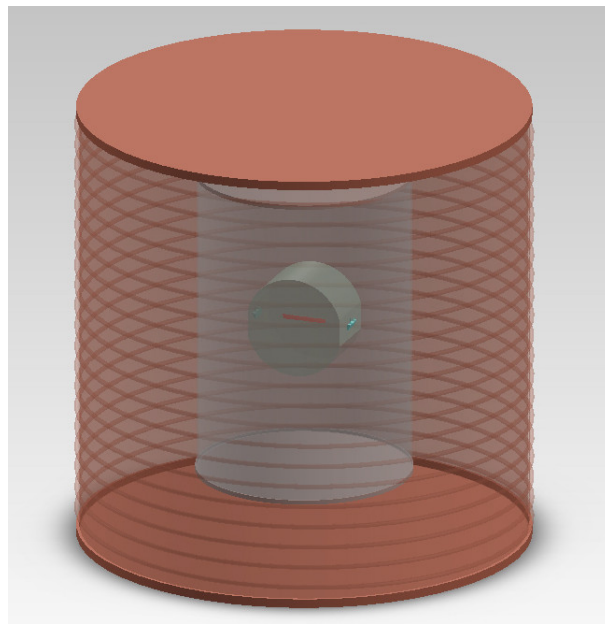
Como fonte de calor foi utilizado um resistor de porcelana de 10 Ω e potência nominal de 15 W, revestido em fita Kapton para garantir uma alta emissividade térmica. Do resistor saiam quatro fios, dois usados para a alimentação com corrente e dois usados para monitorar a tensão entre os pólos do resistor.

A massa de teste é um corpo cilíndrico oco feito em chapa de alumínio de 4 mm de espessura calandrado com 45 cm de diâmetro externo e 40 cm de comprimento. Duas tampas de 46 cm de diâmetro completam o conjunto, totalizando 9,6 kg. Tais dimensões foram elaboradas baseado em documentos internos da colaboração (ADHIKARI et al., 2016) acerca de possíveis massas de teste para o LIGO Voyager. Se tal massa de teste fosse feita em Silício maciço, totalizaria $\approx 148,5$ kg. Dimensões que resultam em massas maiores e menores também já foram propostas (ZHANG et al., 2017; WEISS, 2012).

Assim como no experimento do LIT, o experimento visa avaliar o desempenho térmico do sistema, logo, algumas abordagens foram usadas para melhorar sua performance. Fita kapton foi aplicada no corpo da massa de teste (excetuando-se as faces) para aumentar a emissividade térmica. Por outro lado, os estágios intermediários (2, 3 e 4) foram retirados do sistema.

Nesta nova configuração, o estágio externo, o qual é resfriado via LN2 passa a ser uma estrutura de cobre serpentinado de 1,5 m de diâmetro e 1,5 m de altura, já existente na câmara de vácuo. O estágio interno é uma casca cilíndrica feita de uma liga de alumínio (AL5052) com diâmetro de 0,74 m e altura de 1,04 m, totalizando aproximadamente 46 kg e revestida externa e internamente com fita kapton. Além disso, duas tampas foram preparadas para fechar a parte superior e inferior deste estágio. A figura 5.1 mostra um esboço do experimento feito em Solidworks.

Figura 5.1 - Esboço do experimento com dois estágios térmicos feito em Solidworks.



Neste esboço é possível ver o estágio serpentinado, o estágio interno, a massa de teste e a fonte.

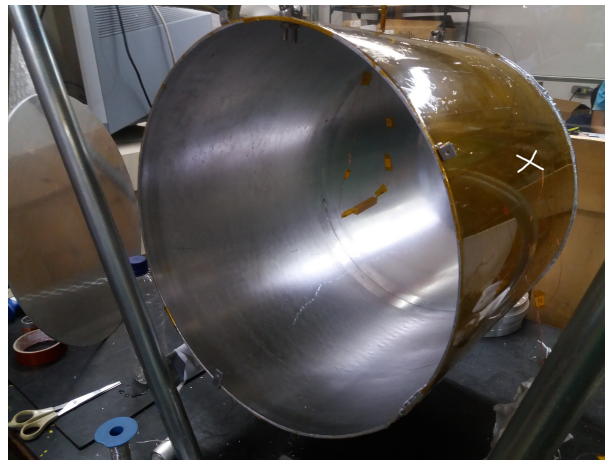
Fonte: Produção do Autor

As temperaturas do experimento foram monitoradas com termopares tipo T, os mesmo usados no LIT, ligados a controladores de temperatura da marca COEL,

modelo HW7000. Os termopares foram colocados à meia altura, na parte interna dos estágios internos e externos. Na massa de teste, o sensor foi colocado na região cilíndrica, também à meia distância das bordas.

A figura 5.2 mostra a massa de teste sobre a bancada, para a instalação da fonte de calor. A figura 5.3 são mostradas as fases de montagem e instalação do experimento dentro da câmara.

Figura 5.2 - Massa de teste feita em alumínio.



Massa de teste usada no teste térmico. Note a resistência de calor instalada dentro da massa de teste e a existência de fita Kapton na parte externa da figura. Um *X* a direita dá uma ideia de onde o sensor de temperatura foi instalado.

Fonte: Produção do autor

A partir das condições descritas acima, dois experimentos foram realizados no laboratório de Ondas Gravitacionais Dr. Sérgio Ricardo Furtado para avaliar o comportamento térmico da massa de teste. Ambos foram realizados na câmara de vácuo criogênica adquirida pelo grupo em 2015. Os resultados dos dois testes encontram-se nas seções a seguir.

5.2 Experimento com tanque de 170 L de LN2

O primeiro experimento realizado foi feito com um tanque contendo 170 L de LN2. Neste experimento, não havia isolamento térmico ao redor da serpentina, nem material de alta emissividade térmica em seu interior e a parte superior não estava idealmente fechada. Apesar de haver uma tampa, ela estava colocada alguns centí-

Figura 5.3 - Processo de montagem do experimento dentro da câmara.



Processo mostrando três etapas do processo de montagem do experimento dentro da câmara. Massa de teste sendo colocada dentro da casca cilíndrica (à esquerda), estágio montado sendo içado pela ponte rolante (meio) e estágio sendo depositado dentro da câmara (à direita).

Fonte: Produção do autor

metros acima da serpentina. Uma imagem que descreve precisamente esta condição está na figura 5.11.

O experimento consistia em passar líquido através da serpentina, de modo a resfriá-la. O vapor/líquido remanescente era esgotado por outra válvula ligada à serpentina¹.

O tanque de 170 L foi esgotado em aproximadamente 150 minutos, o que indica um fluxo de $\approx 1,1$ L/minuto fazendo com que a serpentina chegasse a 97 K. Após o resfriamento, a fonte de calor foi ajustada para emitir 3W de potência no interior da massa de teste e a temperatura monitoradas nas horas seguintes. Infelizmente, a falta de um sistema de aquisição de dados automatizado fez com que as temperaturas fossem tomadas manualmente e, posteriormente, colocadas em uma planilha. As medidas da noite posterior ao experimento não foram coletadas².

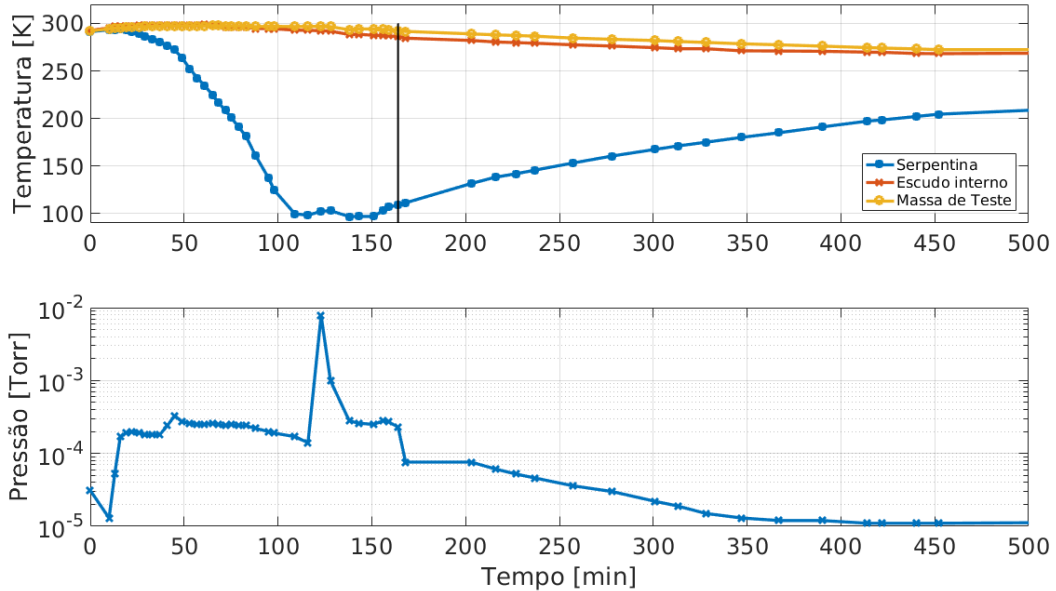
A figura 5.4 mostra a evolução das temperaturas durante o experimento (gráfico superior), da potência da fonte de calor (meio) e da pressão (inferior).

O gráfico superior da figura 5.4 mostra que a temperatura da serpentina chegou a

¹Mais detalhes desta configuração no capítulo 7

²Tentamos usar uma câmera para filmar os sensores de temperatura e pressão, mas devido à uma falha no computador, o vídeo não funcionou e as medidas foram perdidas.

Figura 5.4 - Resultado do experimento criogênico usando tanque de 170 L



Fonte: Produção do autor

97 K, contudo, o estágio interno e a massa de teste não tiveram tempo suficiente de troca de calor com a serpentina fria, o que gerou apenas uma pequena variação de temperatura em ambos os estágios. Da mesma forma, a temperatura da massa de teste teve pouca variação durante o experimento com a fonte de calor ligada em seu interior.

Por outro lado, o gráfico inferior mostra a variação de pressão durante o experimento. Note que, mesmo considerando o efeito criogênico, o qual condensa as partículas e facilita o bombeamento, houve um aumento da pressão devido a vazamentos nas tubulações dentro da câmara³.

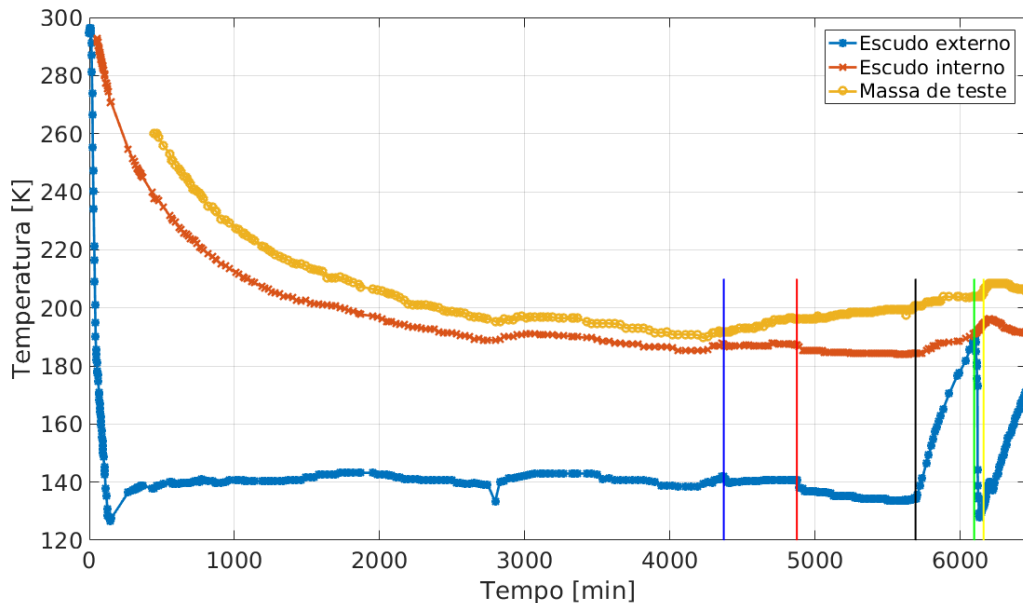
5.3 Experimento com tanque de 6 kL de LN2

Um tanque de 5720 litros de LN2 foi providenciado para ser obtido um experimento completo de resfriamento do estágio interno e massa de teste. A figura 5.5 mostra a evolução das temperaturas e da potência ao longo de todo o experimento. Os dados referentes à massa de teste e ao escudo interno são mais curtos pois houve

³ Este experimento motivou algumas alterações na câmara, discutidos no capítulo 7

um problema técnico com ambos os sensores no início da corrida. As linhas verticais delimitam marcos do experimento, os quais são descritos na legenda da figura 5.5.

Figura 5.5 - Resultado do experimento criogênico usando tanque de 6 kL.



As linhas verticais indicam diferentes marcos no experimento. O trecho anterior à linha azul refere-se ao período de resfriamento inicial. Entre a linha azul e vermelha, a potência de 3W estava ligada. A linha vermelha indica o início da potência de 5W, a qual permaneceu até o fim do experimento. A linha preta indica o fim do abastecimento com nitrogênio líquido e início do bombeamento sobre o tanque interno (neste período a temperatura da serpentina subiu novamente). Por fim, as linhas verde e amarela indicam o trecho no qual o líquido sub-resfriado foi transferido através da serpentina.

Fonte: Produção do autor

Ao longo de todo o experimento criogênico, a pressão manteve-se em torno de $1,5 - 2,0 \times 10^{-6}$ Torr, chegando a 5×10^{-7} durante o uso de líquido sub-resfriado (antes da circulação de LN2 ela era de 3×10^{-5} Torr). Esta pressão, garante que a transferência de calor entre os estágios tenha ocorrido apenas por radiação, sendo desprezíveis efeitos de convecção e condução pelo gás.

O conjunto levou aproximadamente 72,8 horas para entrar em estado estacionário, com temperaturas de 141,0 K para o estágio externo, 187,0 K para o estágio interno

e 191,5 K para a massa de teste. O líquido armazenado no tanque estava pressurizado a $7,5 \text{ kgf/cm}^2$, o que indica que a temperatura do líquido em equilíbrio térmico com esta pressão devia estar em torno de 100 K. De todo modo, este resultado pode ser considerado uma surpresa, pois esperávamos que o estágio externo chegasse à temperatura do líquido (100 K), uma vez que era possível ver líquido saindo no fim da linha da serpentina. De início, houve suspeita de que os leitores de temperatura estivessem descalibrados, contudo, foi feita uma calibração pós-experimento que, apesar de constatar erros nas medidas, não justificam tamanha diferença de temperatura.

A calibração foi feita mergulhando os sensores, envoltos em fita kapton, em um banho de LN2 e em uma solução de água e gelo à 0,0 C. No banho de LN2, os sensores da serpentina, estágio interno e massa de teste marcaram -196°C , -193°C e -190°C , respectivamente. Por outro lado, quando mergulhados em uma mistura de água e gelo à 0°C , as temperaturas obtidas foram de 0°C , 1°C e 3°C para os sensores na mesma ordem citada anteriormente.

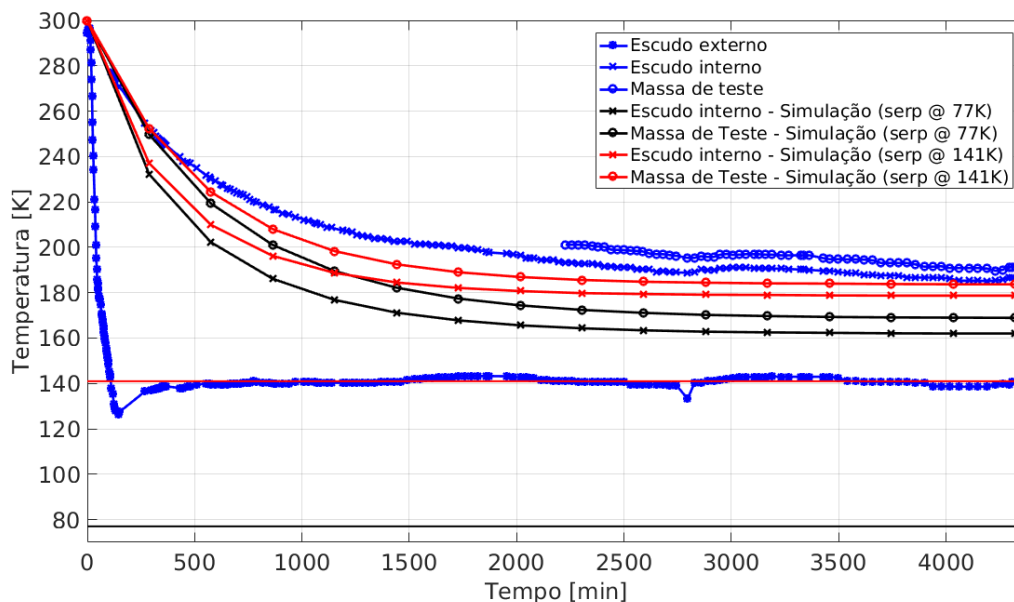
A figura 5.6 mostra a variação de temperatura durante o resfriamento inicial do conjunto. Neste gráfico fica claro que o conjunto já encontra-se em estado estacionário, pois vemos que variações na temperatura da serpentina também refletem no estágio interno. As curvas denominadas simulação serão discutidas na seção 5.5.

Logo após o período de resfriamento inicial, começaram os teste com a fonte de potência, inicialmente com 3W e, após atingir um regime estacionário, 5W que foi mantido até que um novo regime estacionário fosse atingido. As figuras 5.7 e 5.8 mostram o comportamento dos três estágios em função dos 3W e 5W de potência, respectivamente.

Após atingir os estados estacionários com 3W e 5W, o fluxo de LN2 foi interrompido, as válvulas foram fechadas para que fosse feito o bombeamento do líquido armazenado dentro do tanque. A fonte dentro da massa de teste continuava ligada emitindo calor sob potência de 5W. A figura 5.9 mostra o comportamento dos estágios durante este processo.

Infelizmente, não tínhamos um sensor de temperatura instalado dentro do tanque, logo, supomos a temperatura a partir da pressão atingida durante o bombeamento, a qual acreditamos ter chegado em torno de 66 K. Ao término do bombeamento, o tanque foi ventilado com gás Hélio e, em seguida, o mesmo gás Hélio foi usado para pressurizar o líquido e fazê-lo subir pela serpentina, resfriando-a. A figura 5.10

Figura 5.6 - Resfriamento inicial do experimento.



Neste gráfico é mostrado o resfriamento inicial dos estágios. Curvas provenientes de simulações também foram plotadas. Elas referem-se a simulações realizadas visando reproduzir o resultado experimental.

Fonte: Produção do autor

mostra a evolução da temperatura da serpentina e dos estágios internos durante o uso de líquido sub-resfriado. A potência de 5 W esteve ligada durante todo o processo.

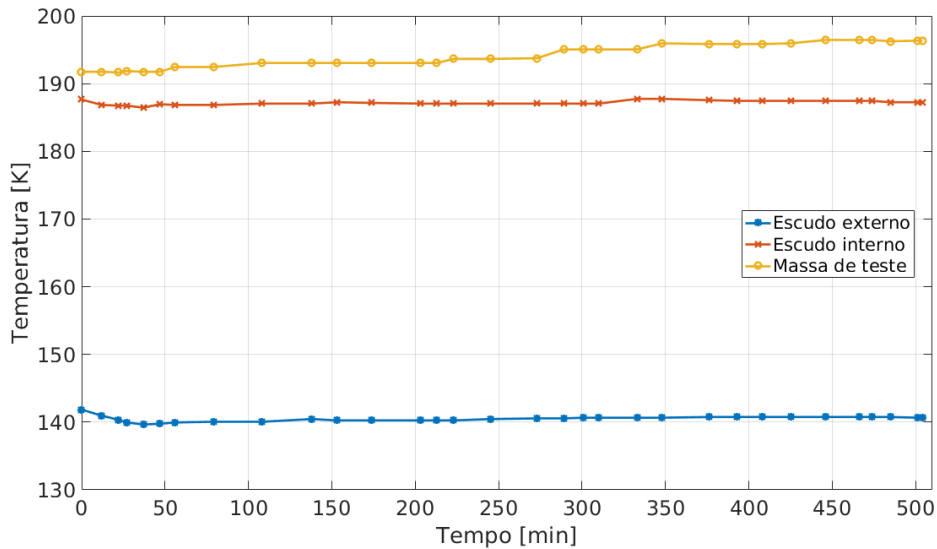
Apesar de ter, inicialmente quase 400 L de líquido sub-resfriado, o experimento de transferência deste líquido foi abortado depois de pouco mais que 1 hora de transferência. Isso foi necessário devido a um problema que tivemos com a exaustão deste líquido, o qual danificou as vetoinhas da bomba turbo-vácuo e o sensor de pressão.

5.4 Simulações

Antes de começar a descrever as simulações feitas neste trabalho é importante salientar o motivo e a importância das simulações para este projeto.

As massas de teste do LIGO Voyager deverão ter, em média, 150 kg feitas em Silício

Figura 5.7 - Variação das temperaturas em função do tempo com potência de 3W ligada.



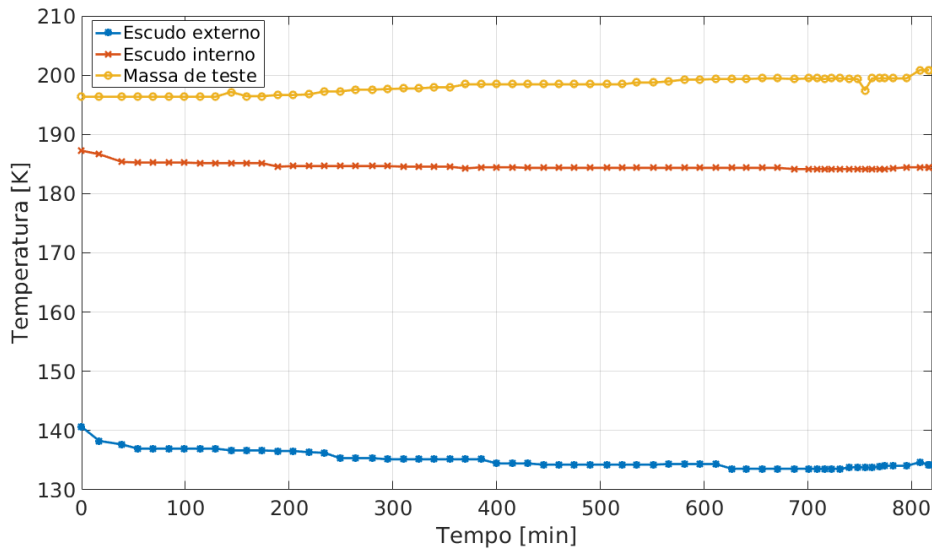
Fonte: Produção do autor

maciço. Infelizmente, não existe condição de construirmos uma massa similar em nosso laboratório, logo, a ideia de usar uma massa de teste de alumínio, com a mesma geometria da possível massa de teste do LV, nos permite fazer experimentos com maior facilidade e comparar os resultados com a simulação. Quando finalmente, o modelo em Solidworks for compatível com os resultados experimentais (validação do modelo), será possível extrapolar os resultados para a massa de teste original do LV. Dessa forma, teremos uma estimativa mais realista do que poderá acontecer com o detector no futuro e quais serão os desafios a serem superados.

Para avaliar o desempenho térmico do sistema, foram feitas simulações para o caso de apenas duas cascas cilíndricas servindo como escudo térmico. Baseado no status da câmara na época em que as simulações foram realizadas, foram consideradas cinco fases diferentes, cada uma equivalente a uma fase de melhoria na câmara. O objetivo deste teste foi tentar prever quais as consequências de realizar testes térmicos sob condições não-ideais da câmara e, de que forma, tais melhorias influenciariam nos resultados obtidos. As cinco fases são mostradas a descritas:

- **FASE 1:** O escudo externo (serpentina) está completamente aberto em

Figura 5.8 - Variação das temperaturas em função do tempo com potência de 5W ligada.

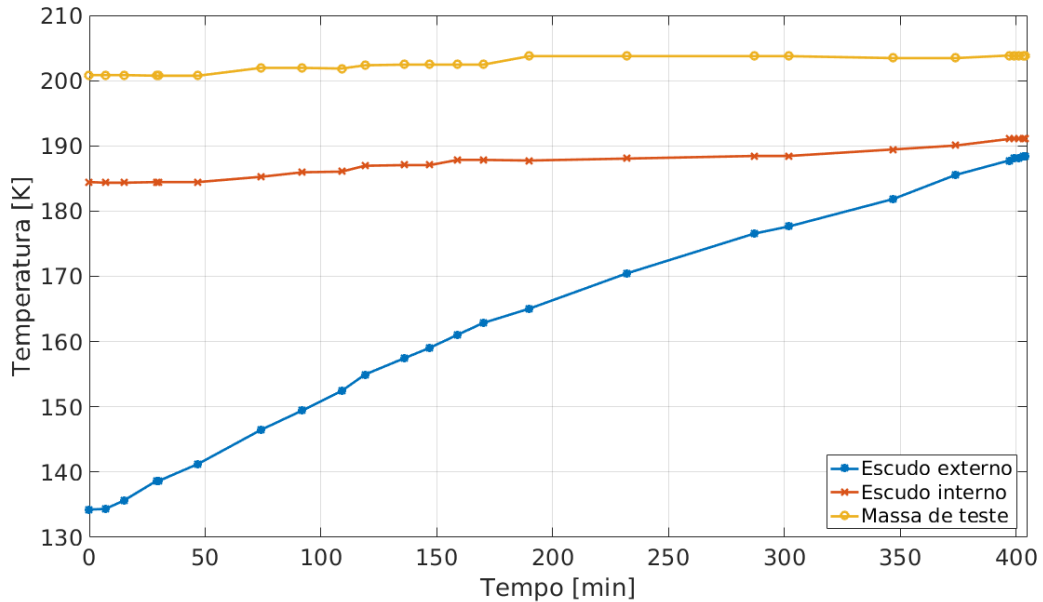


Fonte: Produção do autor

sua base enquanto existe um espaço de alguns centímetros entre o escudo de cobre e uma tampa feita de alumínio, conforme mostrado na figura 5.11A. As emissividades para os estágios externo, interno e massa de teste são, respectivamente, 0,6, 0,6, e 0,85. A temperatura ambiente está definida como 300 K. Esta simulação representa as condições na qual o experimento com tanque de 170 L foi realizado.

- **FASE 2:** Mesma configuração do anterior mas, neste caso, a tampa de alumínio toca o escudo de cobre, fechando a parte superior do estágio externo, conforme mostrado na figura 5.11B.
- **FASE 3:** Mesmos valores de emissividades e temperaturas iniciais dos anteriores, contudo, agora o escudo externo está fechado também na parte inferior, conforme mostrado na figura 5.11C;
- **FASE 4:** Conjunto fechado, com as emissividades da face interna do escudo externo alterado para 0,9 enquanto da face externa foi mantida a 0,6. Experimentalmente, esta situação é atingida aplicando-se tinta de alta emissividade ou fita Kapton na parte interna do escudo.

Figura 5.9 - Evolução das temperaturas enquanto o líquido do tanque era sub-resfriado.



Durante o processo de sub-resfriamento do líquido, não existe circulação de LN2 na serpentina. A fonte emitia 5W.

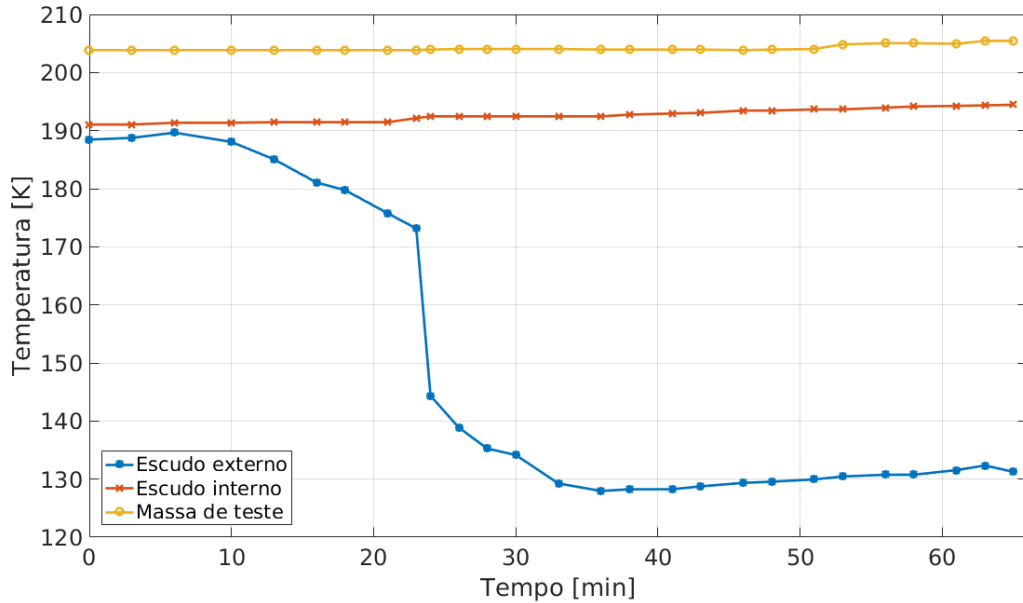
Fonte: Produção do autor

- **FASE 5:** Mesma situação da fase 4, contudo as emissividades da parte externa do escudo de cobre foram reduzidas para 0,01. Esta fase é atingível com o uso de camadas de superisolamento na parte externa da serpentina, fazendo com que o calor do ambiente ao redor não entre no escudo e permita economia no consumo de LN2.

Os resultados das simulações encontram-se resumidos na tabela 5.1. Apenas as fases 1 e 5 serão discutidas por tratarem das fases inicial (e correspondente à configuração sob a qual o experimento com tanque de 170 L foi realizado) e a fase final (melhor cenário possível).

O experimento com tanque de 5720 L não é representado inteiramente por nenhuma das fases descritas acima. Trata-se mais de um caso misto entre as fases 2 e 5, o qual será discutido em detalhes na seção 5.5.

Figura 5.10 - Evolução das temperaturas durante a transferência de líquido sub-resfriado.



Durante a transferência de líquido sub-resfriado, a fonte emitia 5W de calor.

Fonte: Produção do autor

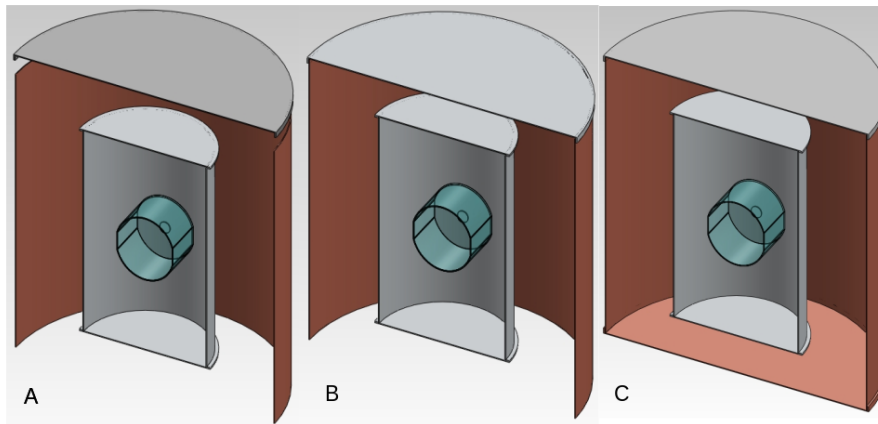
Tabela 5.1 - Resumo dos resultados obtido para cada fase da simulação.

Fases	Temperatura [K]		
	Estágio Externo	Estágio Interno	Massa de teste
1	78,0	211,8	216,4
2	78,0	193,5(201,4 max)	196,0
3	78,0	91,5	118,4
4	78,0	90,1	117,8
5	78,0	88,8	117,0

5.4.1 FASE 1

Na fase 1, o estado estacionário é atingido com temperaturas finais bastante elevadas. Isso é justificado pela alta influência da temperatura ambiente em todo o experimento. Além disso, a tampa superior da serpentina fica a uma temperatura de 270 K, por não estar em contato térmico com o estágio frio, contribuindo ainda mais para a entrada de calor para dentro do experimento. Sob estas condições, a menor temperatura atingida para a massa de teste foi de 216,4 K. O regime estacionário

Figura 5.11 - Configurações usadas nas simulações térmicas.



São mostradas as três diferentes configurações usadas nas simulações térmicas. A) Estágio externo aberto na parte inferior e com lacuna na parte superior, B) Estágio externo aberto na parte inferior e fechado na parte superior e C) Estágio externo totalmente fechado. A imagem mostrada em C serve para as fases de 4 a 5.

Fonte: Produção do autor

para esta configuração é mostrado na figura 5.12.

O experimento realizado com tanque de 170 L é representado por esta simulação, contudo, a quantidade de LN2 não foi suficiente para fazer com que o conjunto atingisse o estado estacionário.

A temperatura mínima atingida pelo estágio interno durante o experimento foi de 268,1 K, mesmo após cinco horas do término da alimentação da serpentina com LN2 e com a fonte de calor dentro da massa de teste ligada em 3W. Neste mesmo momento, a temperatura da massa de teste foi de 272,3 K.

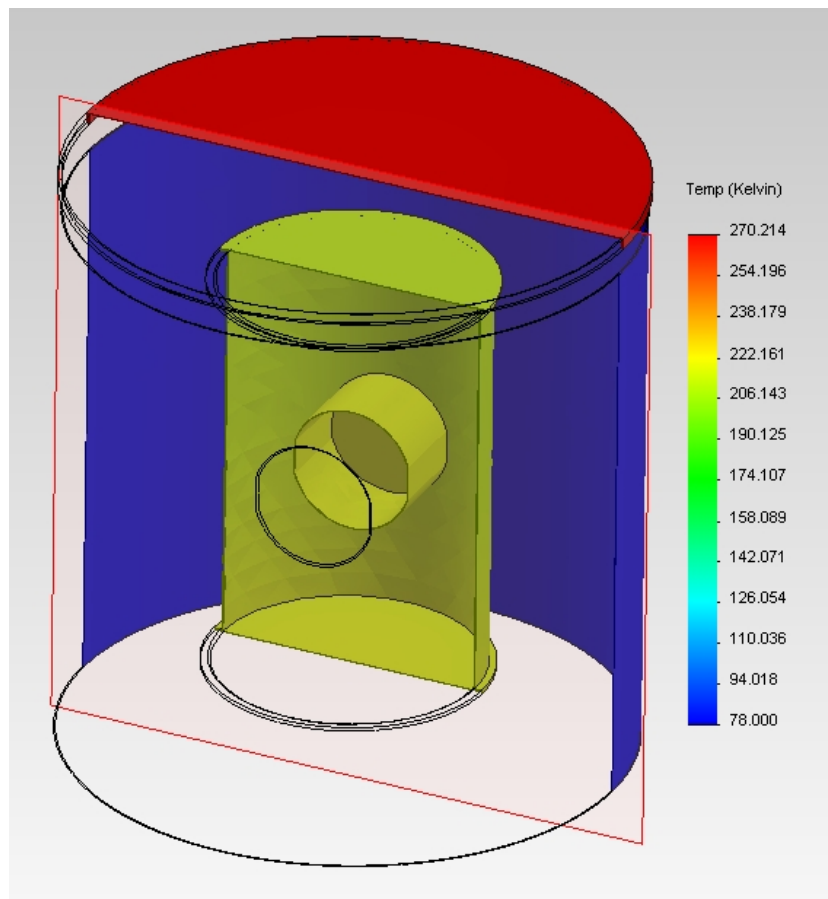
5.4.2 FASE 2

O estado estacionário da fase 2 é mostrado na figura 5.13. Neste caso específico, vemos a formação de gradiente de temperatura no estágio interno, que ocorre devido a parte inferior do estágio interno estar exposta à temperatura ambiente (definido como 300 K). O gradiente varia entre 189 K e 201 K ao longo da extensão do estágio interno, com a temperatura no meio do estágio ficando em torno de 193,5 K.

5.4.3 FASE 5

A fase 5 pode ser considerada o caso ideal para qualquer experimento térmico realizado dentro da câmara de vácuo do laboratório Dr. Sérgio Ricardo Furtado. Nele, camadas de superisolamento e tampas superior e inferior confinam o experimento em um ambiente criogênico adequado. Como pode ser visto na figura 5.14, o estado estacionário é atingido com a temperatura da massa de teste em torno de 117,0 K, menor que a temperatura desejada para a massa de teste. O tempo necessário para atingir este estado estacionário, puramente via radiação, é de cinco dias.

Figura 5.12 - Estado estacionário obtido na fase 1.



Fonte: Produção do autor

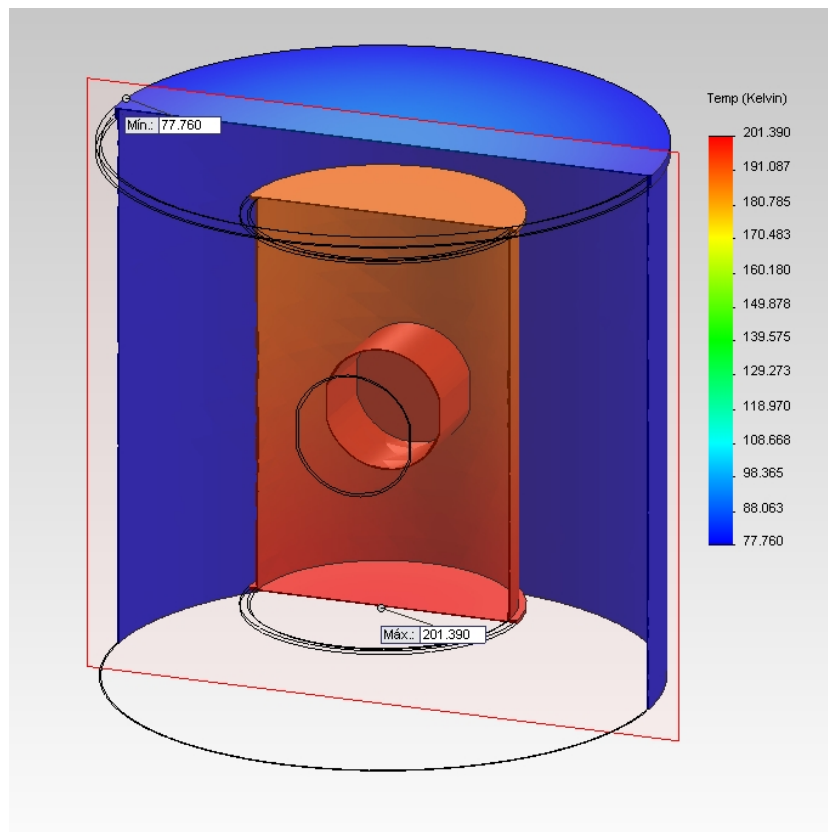
5.5 Simulação do experimento com tanque de 6 KL

Para o caso do experimento com tanque de 6 kL foi realizado uma simulação especial, na qual foi levado em conta, inclusive, a geometria da câmara na tentativa de fazer um modelo que se ajustasse aos resultados experimentais. Duas condições distintas foram simuladas: na primeira, o escudo externo é mantido à 77 K devido ao contato com LN2 passando pela serpentina e, na segunda, o escudo externo foi mantido à temperatura de 141 K, assim como o resultado obtido no experimento.

A figura 5.15 mostra o estado estacionário para a simulação em que o escudo externo é mantido à 77 K, enquanto a figura 5.16 mostra o estado estacionário para a simulação em que o escudo externo é mantido a 141 K, conforme obtido no experimento.

O tanque que reside próximo ao fundo do tanque também foi incluído na simulação,

Figura 5.13 - Estado estacionário obtido na fase 2.



Fonte: Produção do autor

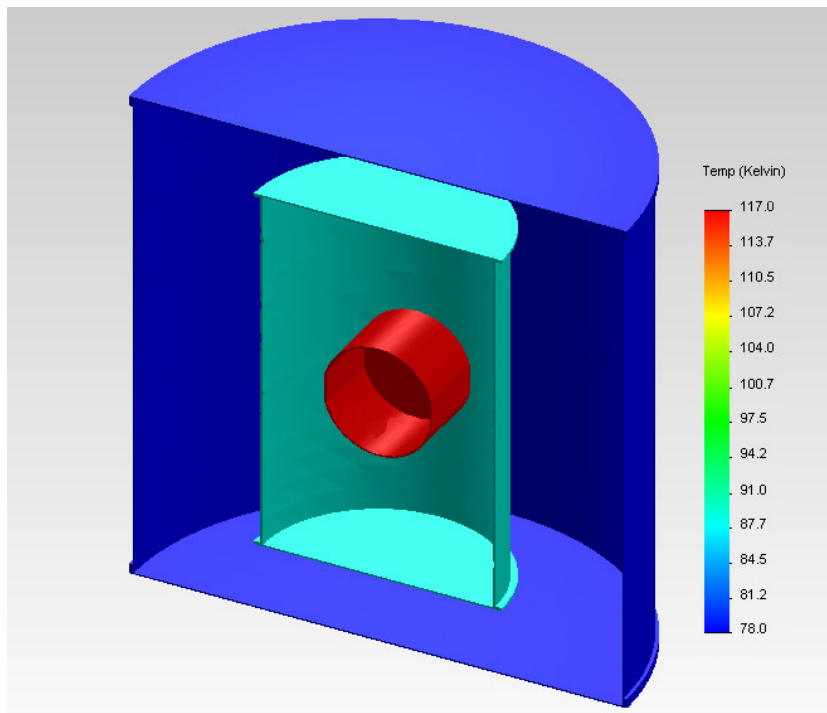
com uma emissividade de 0,85 atribuída à sua face superior, representando a aplicação de kapton nesta face no experimento. Como podemos ver, a entrada de calor na parte inferior não é amenizada pela existência do tanque. Para facilitar a compreensão, as temperaturas finais do experimento e das simulações com a temperatura da serpentina em 77K e 141K são mostradas na tabela 5.2.

Tabela 5.2 - Temperatura do estado estacionário mantendo-se a serpentina a 77 K e a 141 K.

	Temperatura [K]		
	Serpentina	Estágio Interno	Massa de teste
Experimento	141,0	187,9	191,5
Simulação (Serpentina=77K)	77,0	162,1	168,9
Simulação (Serpentina=141K)	141,0	178,8	183,7

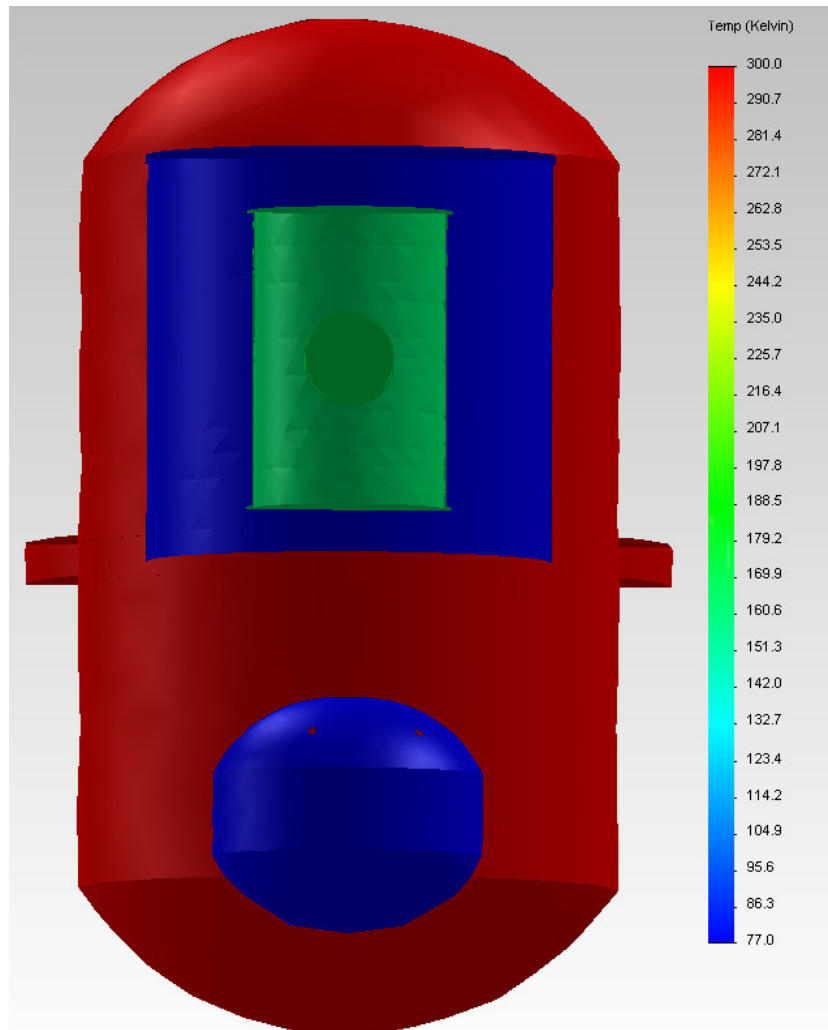
Como vemos, a temperatura final do experimento ficou acima dos valores da simu-

Figura 5.14 - Estado estacionário obtido na fase 5.



Fonte: Produção do autor

Figura 5.15 - Estado estacionário para a simulação do experimento com tanque de 6 kL, mantendo-se o escudo externo à 77 K.

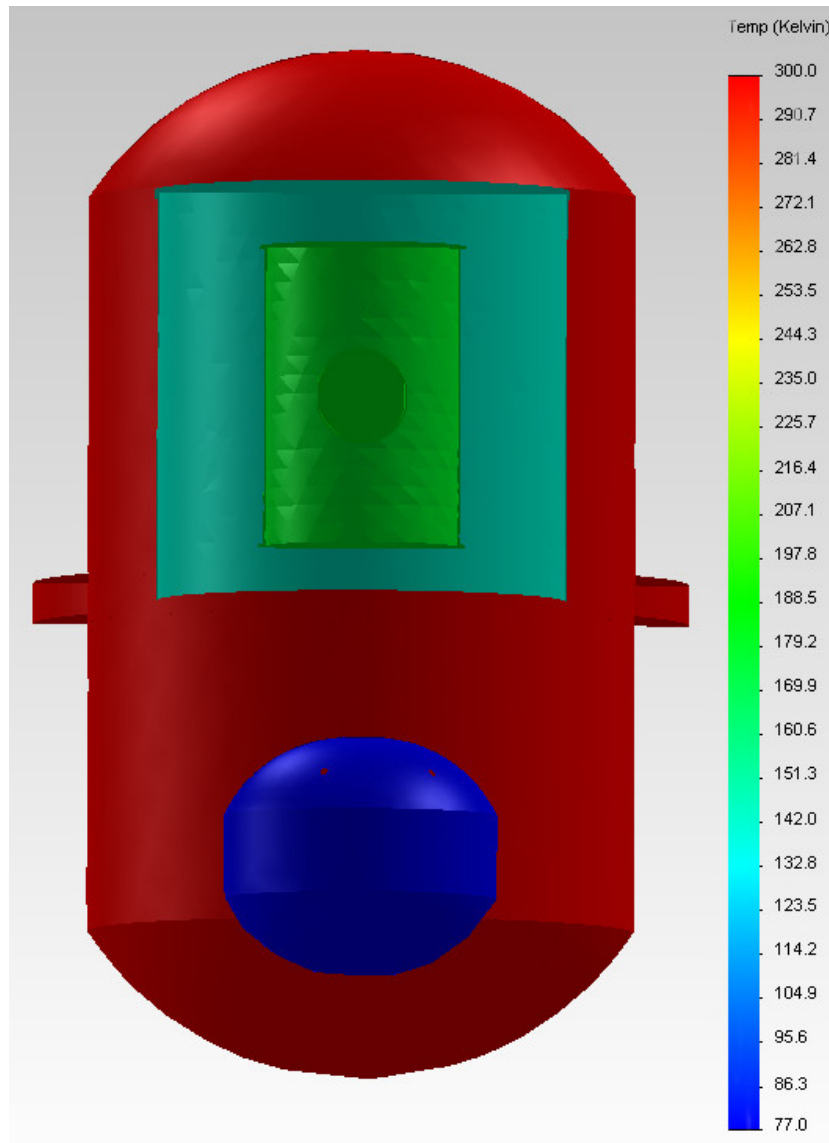


Nesta simulação, o escudo externo foi mantido a 77 K que é a temperatura normal de ebulição do nitrogênio líquido. O escudo interno chega a 162,1 K e a massa de teste atinge 168,9 K.

Fonte: Produção do autor

lação supondo a serpentina a 77 K. Esta diferença ficou em torno de 23 graus para a massa de teste e 26 graus para o estágio interno. Por outro lado, em relação a simulação na qual a temperatura da serpentina estava em 141 K, esta diferença cai para 9 graus para o estágio interno e 8 para a massa de teste.

Figura 5.16 - Estado estacionário para a simulação do experimento com tanque de 6 kL, mantendo-se o escudo externo à 141 K.



Nesta simulação, o escudo externo foi mantido a 141 K, para simular as condições obtidas experimentalmente. O escudo interno chega a 178,8 K e a massa de teste atinge 183,7 K.

Fonte: Produção do autor

5.6 Conclusões do capítulo

A principal conclusão deste capítulo é a maior eficiência na velocidade de troca de calor do sistema com apenas dois estágios cilíndricos em relação àquele inicialmente

proposto, com vários estágios.

As simulações feitas em Solidworks mostram que é possível manter a massa de teste resfriada a 124 K ou até temperaturas menores (118 K) usando dois escudos térmicos. Isso é um indicador de que, a temperatura da massa de teste poderia ser controlada controlando-se a temperatura do banho de LN2 que passa pela serpentina. Contudo, para reproduzir estes resultados experimentalmente otimizações no funcionamento da nossa câmara de vácuo criogênica ainda precisam ser feitas.

A radiação é uma aliada na manutenção da temperatura da massa de teste, contudo, fica evidente através deste experimento que ela precisa de vários dias para baixar a temperatura do conjunto da temperatura ambiente até os 124 K desejados. Para o caso do LIGO Voyager, cuja massa de teste é 16 vezes mais massiva que a empregada em nosso experimento, este tempo seria mais longo. Isso é um problema pois comprometeria o ciclo útil do detector.

Isso implica que outras formas de resfriamento inicial devem ser estudadas a fim de maximizar este tempo. Uma das opções é o uso de gás de troca, o qual tem-se um desafio, pois envolve aumentar a pressão da câmara e tem-se o risco de deixar as paredes da câmara frias, causando possíveis danos a O'rings, equipamentos eletrônicos, etc.

Outra opção é o desenvolvimento de uma chave térmica capaz de resfriar, via contato, a massa de teste. Embora esta hipótese pareça ser mais promissora no quesito tempo, também é a que traz mais desafios, pois uma chave térmica não pode permanecer em contato com a massa de teste durante o experimento. Ela deve ter autonomia para tocar a massa de teste durante um período de resfriamento, mas deixá-la livre durante a corrida científica.

Pelas configurações de nossa câmara, com um tanque de LN2 no interior da câmara de vácuo somos atualmente o grupo com melhor infra-estrutura dentro da colaboração científica LIGO para tal tipo de teste. Este é, aliás, um projeto futuro a ser desenvolvido enquanto o MNP térmico é aperfeiçoado.

6 EXPERIMENTO DE SUB-RESFRIAMENTO REALIZADO EM STANFORD

Uma visita à Universidade de Stanford com duração de seis semanas foi possível devido a uma bolsa da FAPESP na categoria BEPE (Bolsa de Estágio e Pesquisa no Exterior). O principal motivo que nos levaram a optar pelo grupo de Stanford é a colaboração que temos mantido com este grupo que também vem fazendo pesquisas criogênicas visando o LIGO Voyager. Como parte desta colaboração, o pesquisador Brett Shapiro, passou duas semanas no Brasil em Março de 2016 com financiamento APS/SBF e eu fui à Stanford por seis semanas em Outubro/Novembro com financiamento FAPESP.

Tanto o grupo de Stanford quanto o grupo de pesquisa do INPE possuem abordagens diferentes para resolver o problema de manter as massas de teste do detector resfriadas enquanto mantém um baixo nível de ruído sísmico no escudo térmico. Em ambos os casos, o desafio está justamente em fazer o resfriamento enquanto mantém-se o isolamento sísmico necessário.

O laser de alta potência previsto para o LIGO Voyager, depositará cerca de 3 W a 5 W de calor na massa de teste de silício. Contudo, devido a uma propriedade intrínseca do Silício, é desejável que a massa de teste seja mantida a 124 K, enquanto o calor depositado pelo laser é continuamente removido.

Para remover calor da massa de teste, estes devem ser rodeados por um escudo resfriado com nitrogênio líquido (LN2). Contudo, o resfriamento com LN2 causa níveis críticos de vibração no escudo térmico que pode contaminar o laser quando este, porventura, for espalhado pela massa de teste, refletido no escudo com vibração e recombinado no feixe principal.

Para prevenir este nível de contaminação, é desejado que o nível de ruído do escudo seja menor que $10^{-10} m/\sqrt{Hz}$ para frequências acima de 10 Hz e menor que $10^{-6} m/\sqrt{Hz}$ abaixo de 0,5 Hz¹.

A abordagem do grupo de Stanford para combater o problema é através de isolamento ativo (SHAPIRO et al., 2017) enquanto nossa abordagem leva em consideração o uso de um sistema de vários estágios passivos com a adição de algum controle ativo para mitigar ruídos abaixo de 0,5 Hz.

¹Segundo resultado de simulações apresentado em Shapiro et al. (2017) estes valores valem para uma esfera idealizada de 0,4 m de diâmetro.

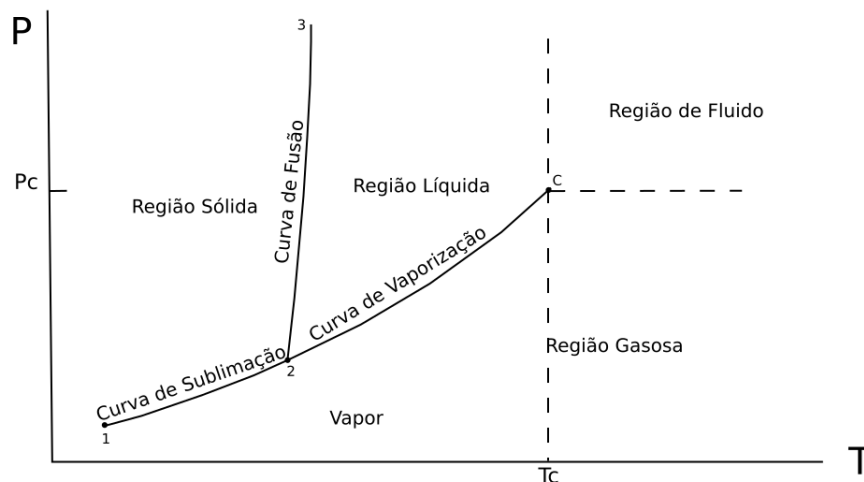
Além disso, outro problema que pode ser crítico são as flutuações de forças Newtonianas, conhecidas como ruído Newtoniano, devido ao borbulhamento do líquido que passa por tubos próximo da massa de teste. Estimativas preliminares indicam que flutuações de densidade nos tubos devido à formação aleatória de bolhas pode causar NN (BONILLA, 2016).

A visita a Stanford foi, certamente, cheia de boas experiências, sendo que o experimento de sub-resfriamento de LN2 foi o mais importante. O LN2 sub-resfriado foi utilizado com o intuito de melhorar a performance térmica do sistema como um todo e diminuir o nível de evaporação do líquido, minimizando o NN.

6.1 Processo de Sub-resfriamento de um líquido criogênico

O processo de sub-resfriamento de um líquido pode ser compreendido analisando o diagrama P-T de uma substância. Um diagrama para uma substância genérica é apresentado na figura 6.1 e mostra como uma substância, à volume constante, comporta-se quando variamos sua pressão e/ou temperatura.

Figura 6.1 - Diagrama P-T genérico para uma substância pura



Fonte: Adaptado de Flynn (2004).

Neste diagrama, o ponto C é o ponto crítico que indica a temperatura T_C e pressão P_C a partir do qual a fronteira entre líquido e gás deixa de existir de forma clara, com o calor de vaporização da substância tendendo a zero. Acima deste ponto, tem-se um fluido supercrítico. O ponto 2 do diagrama é chamado de ponto triplo e, basicamente, é o ponto no qual as três fases da substância podem coexistir em equilíbrio.

As linhas sólidas existentes na figura 6.1 são as fronteiras entre as diferentes fases de uma substância, e são nomeadas segundo os processos que ocorrem durante a mudança de fase. É o caso da curva de sublimação (1-2) que divide as fases vapor e sólida; da curva de vaporização (2-C), dividindo as fases vapor e líquida e a curva de fusão (2-3) que divide as fases sólida e líquida. Além disso, a curva 1-C responsável por dividir a fase vapor das outras duas fases condensadas é denominada curva de pressão de vapor.

Define-se pressão de vapor como aquela exercida por um gás em equilíbrio termodinâmico com seus estados condensados, seja líquido ou sólido. Ao aumentar a temperatura de um líquido, por exemplo, aumenta-se a energia cinética de suas moléculas e, conseqüentemente o número de moléculas capaz de passar do estado líquido para gasoso. Com o aumento da fase gasosa, há aumento da pressão de vapor. Analogamente, o aumento da pressão de vapor pode causar aumento da temperatura do líquido, fazendo com que moléculas de gás se formem dentro do líquido gerando bolhas de vapor.

A temperatura no qual a pressão de vapor é igual à pressão atmosférica é denominada ponto de ebulição à pressão atmosférica, ou simplesmente, ponto normal de ebulição. Para o Nitrogênio, por exemplo, o ponto de ebulição normal é de 77,35 K, enquanto o ponto triplo ocorre em 63,159 K (SCOTT, 1959).

Analisando esta curva nota-se que, para cada valor de pressão no qual as fases condensada e vapor encontram-se em equilíbrio tem-se uma temperatura equivalente. É nisso que se baseia a ideia do sub-resfriamento. Ao bombear sobre um líquido em um reservatório de modo a fazer vácuo parcial no recipiente, estamos diminuindo a pressão de vapor do recipiente. Com a diminuição da pressão de vapor, ocorre uma diminuição da temperatura da fase condensada limitada, às custas da evaporação forçada de uma parte do líquido, pela capacidade da bomba utilizada durante o bombeamento.

6.2 Experimento

Neste experimento o LN2 foi sub-resfriado até aproximadamente 63,5 K, usando-se um reservatório conectado a uma bomba de vácuo mecânica. O motivo da escolha desta temperatura é o fato de que, para o LN2, a temperatura do ponto triplo ocorre em 63,1 K e, abaixo desta temperatura, a fase sólida predomina, o que não é interessante para um experimento no qual pretende-se transferir líquido para ser usado como solução refrigerante.

O objetivo principal do sub-resfriamento do LN2 é minimizar a vaporização do líquido e subsequentes formações de bolhas. Tal procedimento já é bastante usado em estudos com supercondutores de alta temperatura (HTS, do inglês *High Temperature Superconductors*²) (KOO et al., 2011; NAM et al., 2007). Um líquido sem evaporação significa menos bolhas nos tubos usados para o resfriamento, o que leva a uma menor flutuação de densidade e menor NN. Além disso, um benefício adicional para o sistema ativo implementado pelo grupo de Stanford é a necessidade de menos *links* frios³ entre os dois estágios para realizar o resfriamento. Isso minimiza a rigidez do sistema, tornando-o mais fácil de controlar.

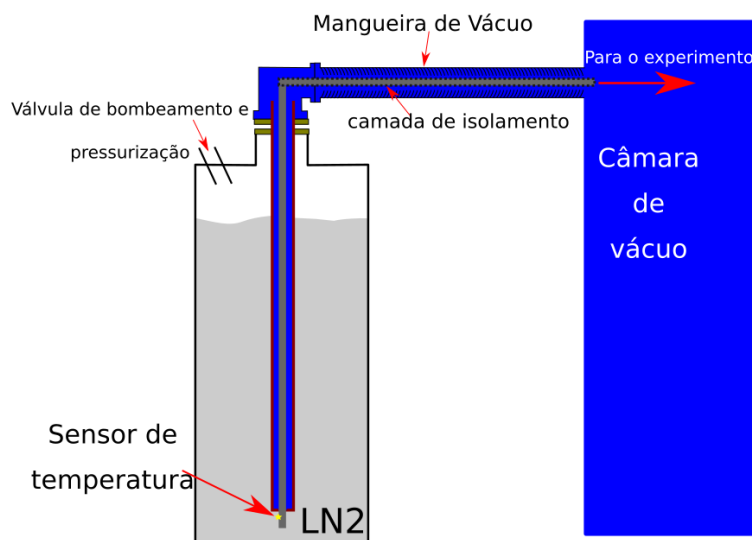
O reservatório com o líquido sub-resfriado residia fora da câmara de vácuo, o que exigiu a criação de uma linha de transferência de líquido termicamente isolada entre o reservatório e a câmara de vácuo, garantindo uma linha livre de entrada de calor. Por isso, foi desenvolvida uma linha de transferência isolada à vácuo. Tal sistema pode ser visto de maneira simplificada no diagrama da figura 6.2.

Um tubo de cobre de $\frac{1}{4}$ " de diâmetro externo foi usado para transferir o LN2 do reservatório para o experimento dentro da câmara. Um tubo de cobre de $\frac{1}{2}$ " de diâmetro externo foi soldado ao redor do tubo mais fino, deixando um espaço entre eles onde fosse possível fazer vácuo. O tubo de $\frac{1}{2}$ " findava-se no topo do reservatório, onde um tubo de conexão para vácuo continuava a ligação entre o reservatório e a câmara. Dessa forma, foi criado um ambiente no qual o vácuo da câmara foi estendido para o volume entre os tubos de cobre. Colocado de uma forma simples, os volumes representados em azul na figura 6.2 estão compartilhando do mesmo

²Materiais com propriedades supercondutoras a temperaturas relativamente altas comparado a materiais metálicos comuns que tornam-se supercondutores a temperaturas abaixo de 4 K e precisam ser resfriados com Hélio líquido (WIKIPEDIA, 2017)

³Como pode ser visto em Shapiro et al. (2017), o sistema ativo em desenvolvimento pelo grupo de Stanford usa *links* de cobre para conectar o estágio externo, resfriado pelo contato com LN2, ao estágio interno, o qual é controlado em relação a uma plataforma 'silenciosa'. A vantagem dos *links* frios é o aumento da taxa de resfriamento, uma vez que passa a existir contato térmico, além da radiação.

Figura 6.2 - Diagrama simplificado da montagem do experimento em Stanford.



Fonte: Produção do Autor.

vácuo. Além disso, camadas de filmes de isolamento foram adicionadas ao redor do tubo de $\frac{1}{4}$ " para garantir que não houvesse entrada de calor por radiação.

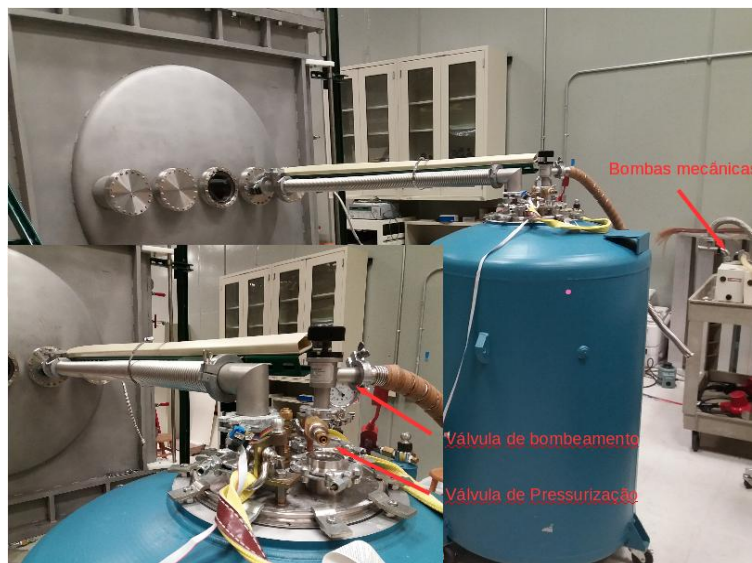
Por fim, após o processo de sub-resfriamento, o reservatório foi ventilado novamente para pressão atmosférica e a transferência teve início por meio de pressurização do líquido usando-se um cilindro de Nitrogênio gasoso acoplado ao reservatório de líquido. A figura 6.3 mostra uma foto do aparato experimental final usado. No canto inferior esquerdo, pode-se ver um *inset* com detalhes do topo do reservatório. Note que duas válvulas diferentes foram utilizadas para bombear e pressurizar o líquido, enquanto elas foram indicadas por uma mesma válvula no diagrama simplificado. Além disso, as bombas mecânicas usadas durante o experimento são mostradas.

A temperatura do líquido dentro do reservatório foi medida por um sensor de diodo de silício preso à extremidade inferior do tubo de $\frac{1}{4}$ " (representado por uma estrela na figura 6.2).

6.3 Resultados

Os resultados do experimento encontram-se resumidos na figura 6.4. Nela, são apresentadas as temperaturas dos escudos externo e interno, tubo de entrada de

Figura 6.3 - Foto a montagem final do experimento no laboratório.



Nesta imagem é possível ver o tanque de LN2 ligado à câmara de vácuo por meio da conexão de vácuo. O inseto no canto inferior esquerdo mostra detalhes do topo do tanque, como a válvula de pressurização e de vácuo. As bombas mecânicas usadas para o bombeamento são mostradas à direita.

Fonte: Produção do Autor.

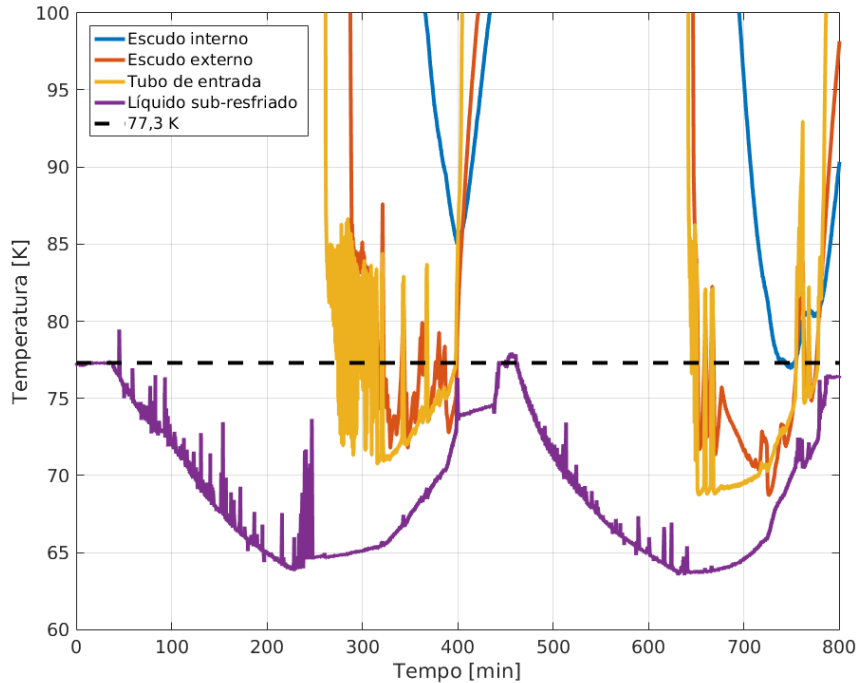
líquido e do líquido sub-resfriado.

O LN2 foi resfriado até 63,7K, ou seja, acima do ponto triplo e o resfriamento aconteceu em dois intervalos de tempo distintos. Na primeira tentativa de sub-resfriamento, o líquido foi transferido pelos tubos para resfriar o escudo externo. As temperaturas do tubo de entrada da câmara de vácuo (que indica a temperatura do líquido que entra na câmara) e do escudo externo chegaram a temperaturas menores que a temperatura de ebulição do LN2 a pressão atmosférica (77,3 K, traçado em linha preta tracejada na figura 6.4).

Os picos na curva do líquido sub-resfriado é proveniente de problemas de aterramento e surgiam toda vez que uma pistola de calor era ligada para descongelar o tubo que ligava as bombas de vácuo ao reservatório de líquido.

Quando a temperatura do líquido sub-resfriado estava em torno de 73 K, foi decidido abortar o experimento, reencher o reservatório e bombear novamente. Com essa nova abordagem, foi possível resfriar o escudo externo à temperatura de 68,7 K

Figura 6.4 - Resultado do experimento de sub-resfriamento realizado na Universidade de Stanford



Neste experimento são mostradas as temperaturas do líquido sub-resfriado, do escudo interno, externo, da massa de teste e do tubo de entrada. O tubo de entrada é o tubo pelo qual é feita a alimentação do líquido sub-resfriado dentro da câmara. A partir dele, é possível ver que o aparato desenvolvido foi suficiente para que o líquido chegasse suficientemente frio na câmara de vácuo.

Fonte: Produção do autor

e o escudo interno chegou a 77 K. Um vídeo do líquido saindo pelo fim da linha de LN₂, logo após resfriar o escudo externo foi feito e pode ser visto em https://www.youtube.com/watch?v=qE_228kk5-A&feature=youtu.be. Note que é possível ver a transição do fluxo de gás, para as fases de gás e líquido até que a fase líquida predomine.

Algumas peculiaridades do experimento valem a pena ser citadas, tais como:

- Foram usados *O'Rings* de Viton para conectar o tubo de vácuo entre o reservatório e a câmara e, mesmo congelados, isso não prejudicou o vácuo de $4 \times 10^{-6} Torr$ do experimento.

- Ao ventilar o reservatório de líquido com Nitrogênio gasoso, percebemos que a pressão do reservatório começava a diminuir novamente. Provavelmente, isso é um efeito da liquefação do gás em contato com o líquido sub-resfriado. Isto pode causar um pequeno aumento de temperatura do líquido sub-resfriado, o qual ainda precisa ser avaliado quantitativamente. Um opção mais adequada seria ventilar e pressurizar o tanque com Hélio gasoso (ponto de ebulição de 4.1 K), uma vez que ele não se liquefaz nesta temperatura.

6.4 Conclusões do capítulo

Deste experimento pode-se concluir que é possível usar um líquido sub-resfriado para manter o escudo externo a uma temperatura abaixo do ponto de ebulição normal do LN2 de modo a diminuir a quantidade de bolhas e flutuações de densidade na tubulação usada para resfriar o escudo externo.

Além disso, existe um benefício adicional de que o escudo interno pode ser mantido a uma temperatura mais baixa e, para o sistema ativo sendo desenvolvido pelo grupo de Stanford, isto significa poder usar menos *links* frios entre os escudos, maximizando o efeito dos controladores.

Para o nosso sistema sendo desenvolvido no Brasil, manter o escudo externo a aproximadamente 68 K traz a vantagem de aumentar a transferência de calor entre os escudos via radiação. Entretanto, ainda é necessário pensar em novas maneiras de fazer o resfriamento inicial das massas de teste (gas de troca e/ou contato térmico com a massa de teste, por exemplo) uma vez que o resfriamento radiativo da temperatura ambiente até a temperatura desejada pode levar várias semanas.

De qualquer forma, a radiação pode ser usada para manter as massas de teste de Silício à temperatura de 124 K. Contudo, o método de resfriamento inicial com algum tipo de contato poderá ser usado somente durante a fase transiente do interferômetro para evitar comprometimento de sua sensibilidade.

6.5 Trabalhos futuros

Baseado no experimento realizado em Stanford, podemos colocar algumas metas para trabalhos futuros. Podemos reproduzir, em nosso laboratório, algo parecido com o que foi feito na Universidade de Stanford. Nosso reservatório que seria sub-resfriado está localizado dentro da câmara de vácuo, o que dispensa a necessidade de

preparar um isolamento especial. Além disso, este tanque possui *links* de cobre que podem ser levados até a parte superior do experimento, permitindo que resfriemos a massa de teste por contato térmico usando, inclusive, líquido sub-resfriado. Isso agilizaria o processo de resfriamento inicial da massa de teste, contudo estamos em fase de elaboração de um dispositivo de troca de calor (*thermal switch*).

Além disso, um estudo para análise da existência de bolhas na linha de LN2 sub-resfriado que sai do escudo externo ainda precisam ser feitas. Vemos pelo vídeo que o líquido que sai da câmara encontra-se bastante cristalino e, aparentemente, livre de bolhas. Contudo, é preciso criar um dispositivo capaz de quantificar este fenômeno.

Por fim, um artigo com todos os resultados provenientes deste experimento, incluindo uma avaliação do quanto ele poderia beneficiar a diminuição do NN está sendo preparado e pretende-se submetê-lo ainda em 2017.

7 DESENVOLVIMENTO DE UMA INSTALAÇÃO NO INPE PARA TESTES RELACIONADOS AO LIGO VOYAGER

Durante o período no qual foi desenvolvido este projeto de Doutorado, o grupo de ondas gravitacionais do INPE adquiriu uma câmara de vácuo criogênica visando fazer testes térmicos para as versões futuras do LIGO, em especial para a versão Voyager. O projeto inicial da câmara foi extensivamente discutido com a empresa que venceu o processo de licitação, contudo, após alguns testes, percebemos que haviam alguns pontos da câmara que não satisfaziam nossa demanda e que poderiam ser melhoradas visando as pesquisas relacionadas ao LIGO Voyager. Nas próximas seções, serão discutidas o projeto inicial da câmara e as alterações realizadas ao longo do tempo a fim de tornar a câmara mais competitiva para as pesquisas que ainda deverão ser realizadas.

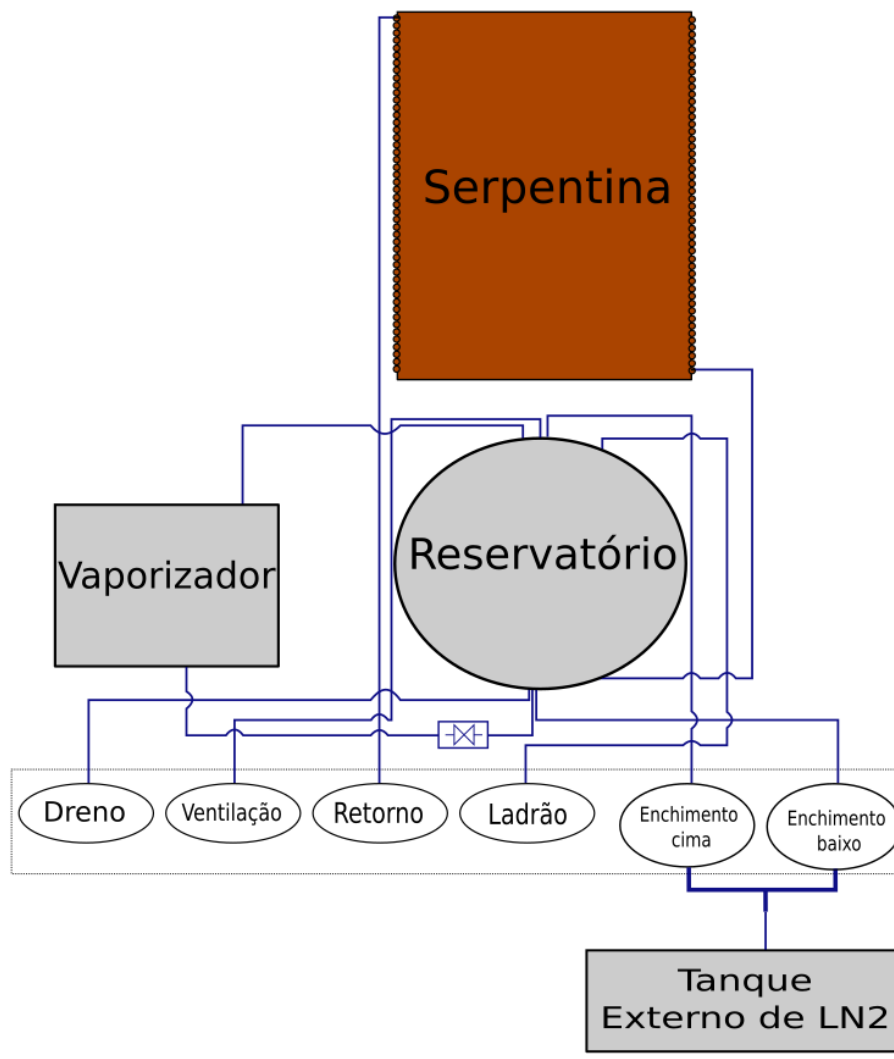
7.1 Projeto inicial da câmara de vácuo criogênica

O projeto inicial da câmara de vácuo criogênica entregue pela fabricante é mostrado no anexo A.

Segundo o projeto original, a câmara conta com um estrutura de cobre de diâmetro de 1,5 m, envolto por uma serpentina. Além disso, um tanque interno capaz de armazenar até 400 L de LN₂ reside próximo ao fundo da câmara. Este tanque está ligado a válvulas e à serpentina. Abaixo, apresentamos uma lista das válvulas existentes e suas respectivas funções. Um esquema de como elas são conectadas à serpentina e ao tanque é mostrado na figura 7.1.

- **Válvula de dreno:** Usada para drenar líquidos remanescente no fundo do tanque, especialmente água;
- **Válvula de ventilação:** Usada para saída de gás durante o enchimento do tanque;
- **Válvula de retorno da Serpentina:** Usada para saída de gás/líquido após passar pela serpentina;
- **Válvula ladrão:** Localizada na parte alta do tanque, é usada como saída de líquido, indicando quando o tanque está cheio;
- **Válvula de enchimento por cima:** Usada para encher o tanque por cima;

Figura 7.1 - Esquema original das tubulações e conexões usadas na câmara



Fonte: Produção do autor e orientador

- **Válvula de enchimento por baixo:** Usada para encher o tanque por baixo;
- **Válvula do vaporizador:** Usada para levar o líquido a um vaporizador localizado embaixo da câmara para aumentar a pressão do tanque e fazer com que o líquido suba até a serpentina;

Analisando este esquema, podemos ver que o tanque pode ser enchido por baixo e por cima, mantendo-se as válvulas de ventilação e ladrão abertas para exaustão e

indicação de nível de líquido, respectivamente. A transferência de LN2 através da serpentina deve ser feita usando-se o vaporizador, ou seja, drena-se um pouco de líquido para ser vaporizado e retorna o vapor na parte superior do tanque, pressurizando o líquido remanescente no tanque fazendo-o subir pela serpentina e sair pela válvula de retorno. O processo de transferência deve ser feito com as válvulas de ventilação e ladrão fechadas.

Um teste com esta configuração foi realizado usando-se um tanque externo de 170 L. O líquido chegou a ser depositado no tanque interno, causando congelamento nas válvulas de dreno e do vaporizador. Como não tínhamos mais LN2 disponível para transferir no mesmo dia, deixamos o líquido no tanque interno de um dia para o outro, mas este período foi suficiente para causar evaporação total do líquido do tanque e a impossibilidade de se realizar o teste com o vaporizador. Como não é possível transferirmos mais de 170 L por dia, foi preciso procurar outra configuração que, ao menos, permitisse resfriar a serpentina.

Com base nisso, encontramos uma nova forma de passar LN2 pela serpentina que parece ser mais conveniente, uma vez que, o LN2 de um tanque externo é transferido para o tanque interno através da válvula de retorno, fazendo com que o líquido esfrie a serpentina antes mesmo de ir ao tanque. O gás proveniente do processo de resfriamento da serpentina é enviado para o tanque e então expelido através da válvula de ventilação. Através deste método, acredita-se que, após o resfriamento da serpentina, o líquido comece a se acumular no tanque. Nesta configuração, a serpentina atingiu a temperatura de 97 K, usando-se um tanque de 170 L, esgotado em um período de 150 minutos, ou seja, foi usado um fluxo de 1,1 L/minuto.

Além dos problemas relacionados com a transferência de líquido, tem-se também um problema que podemos, inclusive, apontar como o mais crítico: vazamentos na tubulação durante a transferência de líquido, o que compromete completamente o vácuo da câmara durante o processo de resfriamento.

Os vazamentos ocorreram devido ao tipo de conexão colocada na câmara pela fabricante. Foram usadas conexões com seção cônica, no qual o atarrachamento da porca contra a conexão forçava o metal do tubo contra o metal da conexão fazendo a vedação. Contudo, um problema neste tipo de conexão é que os tubos são de aço inoxidável enquanto as conexões são de latão. Além da diferença de coeficiente de dilatação térmica dos materiais, que por si só já representaria um problema, também notamos uma relação não-linear entre o aumento do fluxo de líquido e o aumento dos vazamentos, indicando que o aumento da pressão na linha abria vazamentos,

provavelmente nas conexões que envolviam tubos de aço inox cujos flanges são mais flexíveis. Isso tornava impraticável a transferência de líquido com fluxo mais elevado. A figura 7.2 mostra as conexões usadas.

Figura 7.2 - Foto das conexões originais da câmara.



As conexões apresentadas aqui foram responsáveis por vazamentos durante o processo de transferência de líquido.

Fonte: Produção do autor

Com base no que foi descrito nos parágrafos acima, podemos chegar a algumas conclusões a respeito do uso da câmara para experimentos criogênicos: i) o tanque de 170 L não é suficiente para a realização de um experimento completo de resfriamento, ii) nesta nova configuração, o tanque interno seria dispensável e iii) As conexões precisavam ser trocadas com urgência. Contudo, já que temos um tanque interno (em vácuo) capaz de armazenar até 400 L de LN₂, com a demanda atual de pesquisa para o LIGO Voyager e com o experimento realizado no estágio em Stanford (descrito na seção 6) decidimos fazer atualizações na câmara de modo a torná-la operacional com peculiaridades que tornassem esta câmara de interesse especial para a colaboração LIGO. Tais alterações são descritas na seção a seguir.

7.2 Alterações na câmara de vácuo criogênica

A primeira alteração feita na câmara foi a troca das conexões de latão por soldagem. Agora, todas as conexões foram soldadas, diminuindo o risco de vazamentos. O único ponto negativo desta configuração é que a solda das conexões que ligam as duas extremidades da serpentina, torna-a fixa dentro da câmara e impossibilita que ela seja removida em algum momento no futuro.

A segunda alteração envolve a aquisição em comodato de um tanque de LN2 com volume de ≈ 5720 L, o qual será o suficiente para realizar o experimento de resfriamento da serpentina, do *link* térmico direto com a massa de teste e outros testes criogênicos a serem realizados no laboratório.

Por fim, a terceira e grande alteração também envolve as soldas, uma vez que as válvulas não foram simplesmente soldadas na mesma posição em que estavam antes. Parte dos tubos foram trocados e novas ligações foram feitas. A seguir, segue uma lista com as novas conexões da câmara:

- **Válvula de dreno:** Sem alterações¹;
- **Vácuo:** Na válvula de ventilação foi adaptado um flange para conectar mangueira de vácuo, dessa forma, a válvula será usada, de forma dedicada, para fazer vácuo no líquido quando o tanque estiver cheio.
- **Válvula de pressurização:** A válvula inicialmente usada como retorno da serpentina foi conectada diretamente com o topo do tanque e passou a ser usada como válvula de pressurização;
- **Válvula ladrão:** Sem alterações, podendo ser utilizada para ventilação;
- **Válvula de abastecimento da serpentina ou ventilação:** A antiga válvula de enchimento por cima agora está conectado à base inferior da serpentina. Dessa forma, é possível encher o tanque interno passando pela serpentina, cujo benefício está em resfriar a serpentina antes de encher o tanque. Por outro lado, é possível usar o líquido de dentro do tanque para resfriar a serpentina pressurizando-o pela válvula de pressurização. Dessa forma, o líquido do tanque subirá até a serpentina e sairá por esta válvula, ligada a base da serpentina (neste caso esta válvula funciona como ventilação);

¹A função da válvula continua sendo a mesma, contudo, a conexão entre o tanque e a válvula foi elevada, para que, quando o tanque estiver cheio, não haja formação de gelo na válvula

- **Válvula de enchimento por baixo:** A válvula de enchimento por baixo foi mantida;
- **Válvula do vaporizador:** Desativada.

Com as novas alterações descritas acima, o abastecimento pode ser feito diretamente pela serpentina, resfriando-a e realizando uma possível coleta do líquido remanescente no tanque interno. Por outro lado, o abastecimento diretamente ao tanque é possível, de modo que o líquido pode ser pressurizado para subir pela serpentina. Uma grande vantagem destas alterações é o fato de ter o tanque disponível para ser bombeado para experimentos de sub-resfriamento. Este líquido sub-resfriado pode ser usado tanto para resfriar a serpentina quanto para desenvolver um *link* térmico diretamente com a massa de teste, o que torna possível pesquisas de resfriamento inicial da massa de teste.

Um esquema de como ficaram as novas conexões é mostrado na figura 7.3.

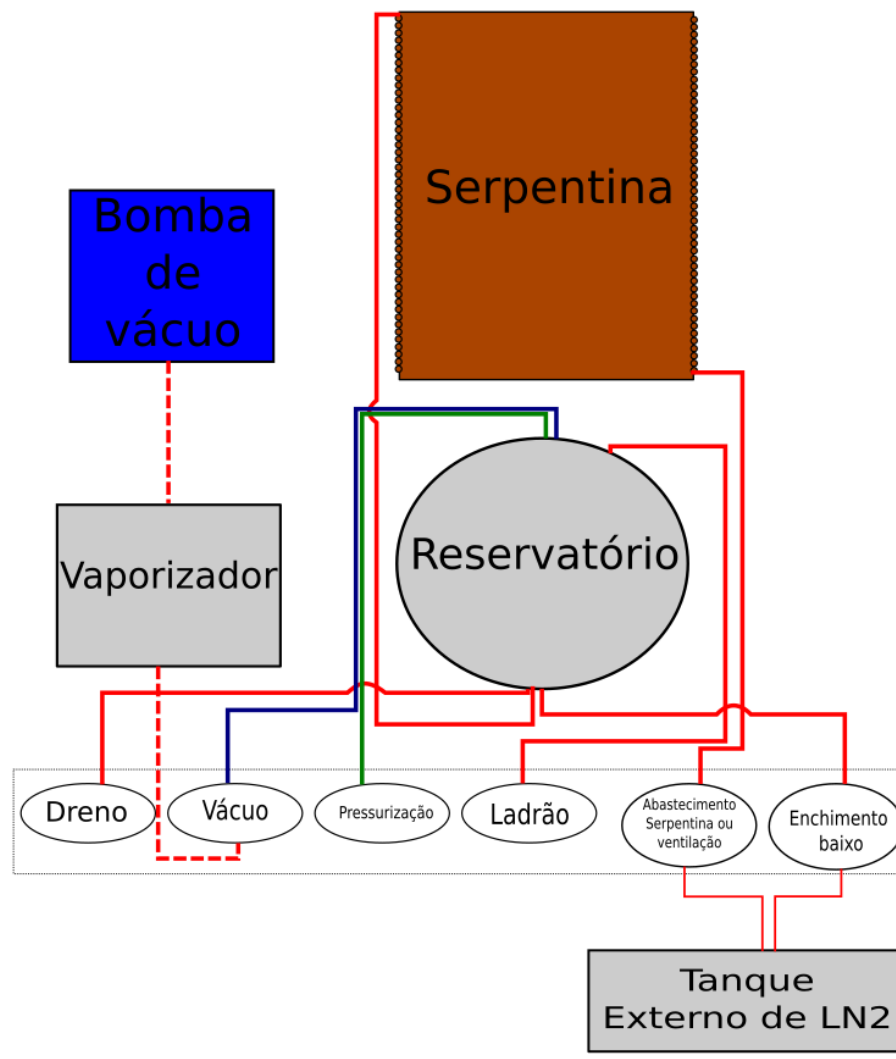
Além disso, aplicamos fita kapton em toda parte interna da serpentina visando aumentar a troca de calor com os estagios internos. A fita kapton possui emissividade térmica em torno de $\approx 0,85$. Tintas disponíveis no mercado possuem emissividade próxima ou pouco melhor que a da fita kapton, contudo, necessitam ser importadas e estão disponíveis a preços menos acessíveis do que a fita kapton.

Outra implementação na câmara foi a aplicação de um isolamento térmico ao redor da serpentina e do tanque. Tal isolamento é obtido anternando-se camadas de *Mylar*^{®2} e uma tela de poliéster (popularmente conhecido como véu de noiva). Este isolamento, denominado isolamento multi-camadas (MLI, do inglês *Multi-Layer Insulation*) funciona por reflexão do calor que entra pelas paredes da câmara, fazendo que com este não entre na serpentina e, conseqüentemente, resulte em economia no consumo de LN2. A tela de poliéster serve para isolar as camadas de filme aluminizado para que não haja transferência de calor entre eles via condução. A figura 7.4 mostra como ficaram as partes interna e externa da serpentina após a aplicação do kapton e isolamento térmico, respectivamente.

Por fim, também teremos uma tampa na parte superior da serpentina, térmicamente isolada com MLI, evitando que o experimento receba calor proveniente do topo da câmara, assim como camadas de isolamento na parte inferior fazendo com que o calor proveniente do fundo da câmara não entre por baixo. A figura 7.5 mostra as

²Filme de poliéster aluminizado nas duas faces

Figura 7.3 - Nova configuração das tubulações usadas na câmara.



Fonte: Produção do autor e orientador

camadas de MLI aplicadas na serpentina e no tanque.

7.3 Conclusões do capítulo

Segundo as atualizações mostradas neste capítulo é possível ver que finalmente o grupo GWINPE conta com uma infra-estrutura adequada para experimentos criogênicos visando pesquisas e desenvolvimentos para o LIGO Voyager. Além de pesquisas visando transferência de calor via radiação, também é possível usar a infra-estrutura existente para experimentos com condução térmica, visando o resfriamento inicial

Figura 7.4 - Serpentina com kapton.



Serpentina recoberta com fita Kapton, visão inferior (à esquerda) e superior (direita).

Fonte: Produção do autor

Figura 7.5 - Isolamento térmico.



Neste isolamento existem camadas alternadas de *Mylar*[®] (filme de poliéster aluminizado) e uma tela de poliéster.

Fonte: Produção do autor

das massas de teste. Além disso, esta é, atualmente, a única câmara criogênica na colaboração científica LIGO capaz de testar protótipos em escala 1:1.

8 DESEMPENHO SÍSMICO DO MNP

Já na ideia da concepção inicial do MNP, o projeto consistia em um sistema de isolamento vibracional passivo que pudesse ser colocado em série antes do pêndulo quadruplo, atualmente usado no aLIGO para as massas de teste e que deverá operar nas versões futuras do detector. Contudo, a necessidade da colaboração LIGO de manter as massas de teste resfriadas na versão LIGO Voyager, fez com que o grupo GWINPE também estudasse a viabilidade do uso de uma estrutura MNP para esta finalidade.

Desta forma, a estrutura MNP poderia ter duas finalidades distintas: compor um sistema vibracional criogênico adicional para as massas de teste, compor um sistema criogênico para o resfriamento das massas de teste com atenuação sísmica. Estas duas funções teriam que ser implementadas por duas estruturas MNP distintas, pois um só MNP não conseguiria executá-las ao mesmo tempo, porque o resfriamento do estágio externo por condução térmica a um reservatório de LN2 provavelmente degradaria toda a atenuação proveniente dos estágios de isolamento vibracional anteriores do interferômetro. Contudo, mesmo nesta nova função, ainda há a demanda de que esta estrutura MNP seja um sistema de isolamento vibracional, devido ao fato de que fótons podem se espalhar ao bater no espelho, refletir no escudo e se recombinar ao interferômetro (voltar ao feixe de fótons), contaminando-o e causando ruído de leitura. Para que isso não aconteça, o ruído do escudo deve ser da ordem de $10^{-6} m/\sqrt{Hz}$ para frequências abaixo de 0,5 Hz e menor que $10^{-10} m/\sqrt{Hz}$ para frequências acima de 10 Hz.

Tendo em mente estas duas funções distintas, apresentaremos o status vibracional desta estrutura MNP, as funções de transferência esperadas e medidas para este tipo de sistema, os desafios encontrados e novas soluções.

8.1 Modos Normais e função de transferência teórica

Durante o trabalho de mestrado, no qual o MNP começou a ser desenvolvido, foi feito uma descrição teórica de estágios em cascata para comparar os modos normais de um sistema aninhado com um sistema em cascata (CONSTÂNCIO JUNIOR, 2013).

Os resultados, animadores à época, nos motivaram a fazer atualizações no modelo, de modo a melhorar a precisão entre os resultados. Isso foi feito no início do doutorado, com a inserção de efeitos de torção na haste (um efeito chamado *bending*) para o movimento horizontal e efeitos de flexão e torção para rotação ao redor do eixo Z

(R_z) .

Os conjuntos de equações atualizados para movimento pendular e rotação a redor do eixo Z ficaram diferentes daquelas publicadas em [CONSTÂNCIO JUNIOR \(2013\)](#) e são apresentados a seguir, respectivamente.

$$\begin{aligned}
\ddot{x}_1 &- \frac{1}{m_1} \left[\left(\frac{M_{15}g}{L_1} + K_{b1} \right) x_0 - \left(\frac{M_{15}g}{L_1} + \frac{M_{25}g}{L_2} + K_{b1} + K_{b2} \right) x_1 + \left(\frac{M_{25}g}{L_2} + K_{b2} \right) x_2 \right] = 0 \\
\ddot{x}_2 &- \frac{1}{m_2} \left[\left(\frac{M_{25}g}{L_2} + K_{b2} \right) x_1 - \left(\frac{M_{25}g}{L_2} + \frac{M_{35}g}{L_3} + K_{b2} + K_{b3} \right) x_2 + \left(\frac{M_{35}g}{L_3} + K_{b3} \right) x_3 \right] = 0 \\
\ddot{x}_3 &- \frac{1}{m_3} \left[\left(\frac{M_{35}g}{L_3} + K_{b3} \right) x_2 - \left(\frac{M_{35}g}{L_3} + \frac{M_{45}g}{L_4} + K_{b3} + K_{b4} \right) x_3 + \left(\frac{M_{45}g}{L_4} + K_{b4} \right) x_4 \right] = 0 \\
\ddot{x}_4 &- \frac{1}{m_4} \left[\left(\frac{M_{45}g}{L_4} + K_{b4} \right) x_3 - \left(\frac{M_{45}g}{L_4} + \frac{m_5g}{L_5} + K_{b4} + K_{b5} \right) x_4 + \left(\frac{m_5g}{L_5} + K_{b5} \right) x_5 \right] = 0 \\
\ddot{x}_5 &- \frac{1}{m_5} \left[\left(\frac{m_5g}{L_5} + K_{b5} \right) x_4 - \left(\frac{m_5g}{L_5} + K_{b5} \right) x_5 \right] = 0
\end{aligned} \tag{8.1}$$

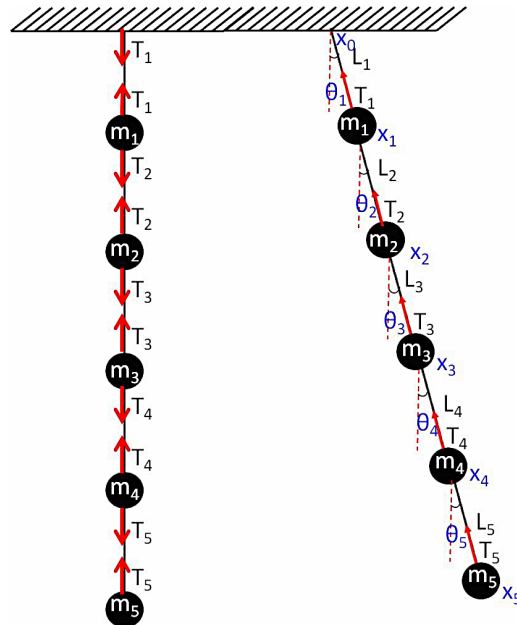
$$\begin{aligned}
\ddot{\varphi}_1 &= \frac{1}{I_1} [K_1\varphi_0 - (K_1 + K_2)\varphi_1 + K_2\varphi_2] \\
\ddot{\varphi}_2 &= \frac{1}{I_2} [K_2\varphi_1 - (K_2 + K_3)\varphi_2 + K_3\varphi_3] \\
\ddot{\varphi}_3 &= \frac{1}{I_3} [K_3\varphi_2 - (K_3 + K_4)\varphi_3 + K_4\varphi_4] \\
\ddot{\varphi}_4 &= \frac{1}{I_4} [K_4\varphi_3 - (K_4 + K_5)\varphi_4 + K_5\varphi_5] \\
\ddot{\varphi}_5 &= \frac{1}{I_5} [K_5\varphi_4 - K_5\varphi_5]
\end{aligned} \tag{8.2}$$

Onde m é a massa do estágio, L_i é o comprimento da haste do estágio i , K_b é a constante de mola devido à flexão da haste, K é uma constante de mola genérica na qual estão contidos os termos de flexão e torção ([CONSTANCIO JR et al., 2014](#)), I é o momento de inércia e M_{ij} é uma notação simplificada dada por:

$$M_{ij} = \sum_{k=i}^j m_k \tag{8.3}$$

O modelo usado para os cálculos de movimento horizontal é mostrado na figura 8.1

Figura 8.1 - Pêndulos em cascata. Posição de equilíbrio (à esquerda) e deslocado (à direita).



Sistema pendular formado por cinco pêndulos em cascata.

Fonte: Adaptado de [CONSTÂNCIO JUNIOR \(2013\)](#).

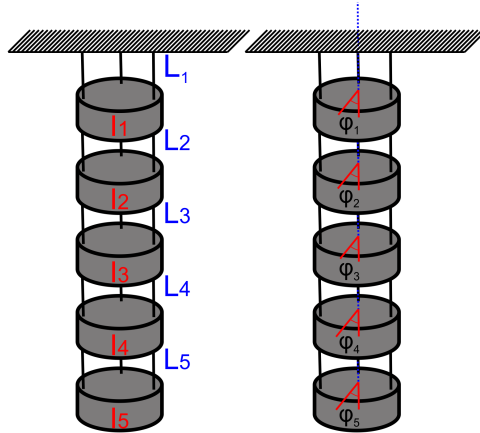
e o modelo em cascata para rotação ao redor do eixo Z é mostrado na figura 8.2.

Os parâmetros derivados do protótipo do MNP que foram usados como entrada para o modelo em cascata teórico referentes aos modos normais é resumido na tabela 8.1.

Tabela 8.1 - Parâmetros derivados do protótipo do MNP e usados no modelo em cascata teórico.

k	$L_k[m]$	$r_k[m]$	$m_k[kg]$	$M_{k5}[kg]$	Momento de Inercia $[kg\ m^2]$
1	1,4	0,626	100,7	395,7	36,67
2	1,3	0,565	90,4	295,0	26,58
3	1,3	0,504	80,1	204,6	18,53
4	1,3	0,443	64,9	124,5	12,31
5	1,3	0,381	59,6	59,6 ($= m_5$)	7,71

Figura 8.2 - Pendulos de torção em cascata. Cada massa liga-se à outra por meio de três hastes.



Fonte: Adaptado de CONSTÂNCIO JUNIOR (2013).

8.1.1 Resultados dos modos normais

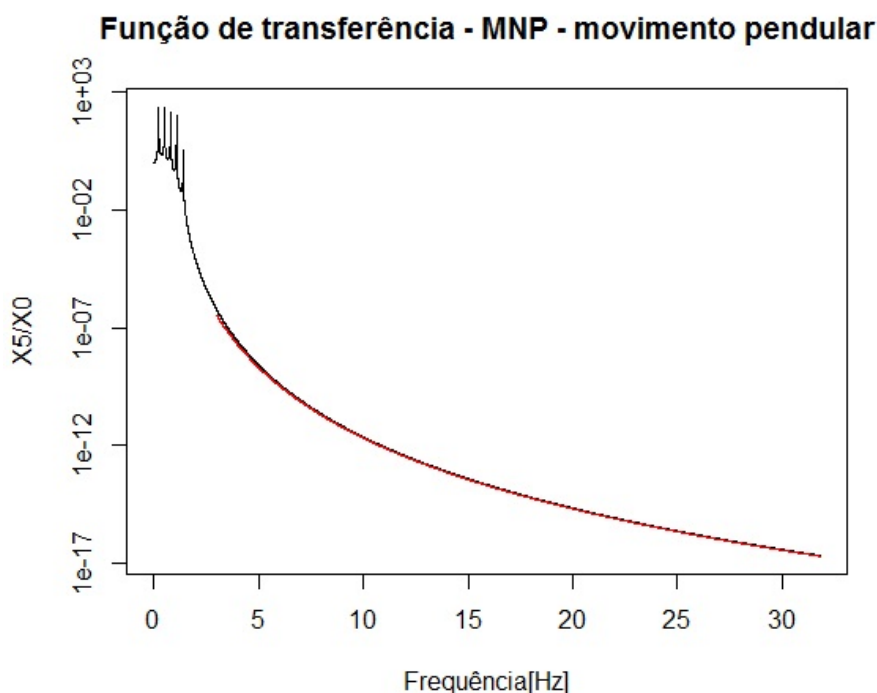
Os modos normais para as equações descritas nos conjuntos 8.1 e 8.2 foram obtidos encontrando a transformada de Fourier do sistema e encontrando os autovalores da função. Os modos pendulares e de rotação calculados para um sistema em cascata e medidos para um sistema aninhado são mostrados na tabela 8.2.

Tabela 8.2 - Resultados dos modos pendulares e de rotação do modelo teórico em cascata e do experimento aninhado.

Modos pendulares (Hz)			Modos de rotação (Hz)		
Teórico (em cascata)	Medido (aninhado)	razão $(\frac{exp.}{teo.})$	Teórico (em cascata)	Medido (aninhado)	razão $(\frac{exp.}{teo.})$
0,235	0,236	1,00	0,294	0,310	1,05
0,515	0,519	1,01	0,551	0,580	1,05
0,798	0,793	0,99	0,823	0,862	1,05
1,084	1,040	0,96	1,095	1,144	1,04
1,400	1,310	0,94	1,399	1,461	1,04

Como podemos ver na tabela 8.2, existe uma boa concordância entre os modos normais de um protótipo aninhado e um sistema teórico em cascata. Para o caso

Figura 8.3 - Função de transferência para o movimento horizontal.



A curva em vermelho equivale ao ajuste à expressão $\left(\frac{f_0}{f}\right)^{10}$.

Fonte: Adaptado de CONSTANCIO JR et al. (2014).

pendular, a concordância está entre 0,94 e 1,01 enquanto que, para a rotação, esta concordância encontra-se, sistematicamente, entre 1,04 e 1,05.

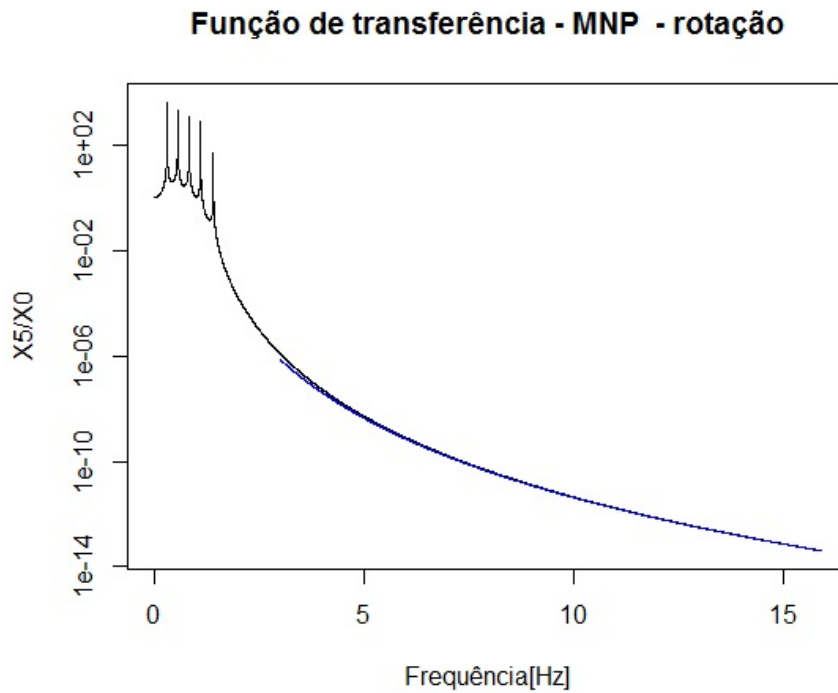
8.1.2 Resultado da função de transferência do movimento horizontal

A partir do conjunto de equações 8.1 é possível obter a função de transferência teórica para o movimento horizontal de um sistema em cascata a partir da transformada de Laplace. O gráfico da função de transferência é mostrado na figura 8.3.

Os picos na função de transferência coincidem com os picos encontrados usando autovalores (como publicado em CONSTANCIO JR et al. (2014)). Isso é um resultado importante que dá coerência à função de transferência obtida.

Uma propriedade que torna interessante o uso de sistemas pendulares em detectores de ondas gravitacionais é o fato de que, para frequências $f \gg f_0$, a função de

Figura 8.4 - Função de transferência para o movimento de rotação.



A curva em azul equivale ao ajuste à expressão $\left(\frac{f_0}{f}\right)^{10}$.

Fonte: Produção do autor.

transferência do sistema pode ser aproximada pela expressão $(f_0/f)^{2N}$, onde f_0 é a média geométrica das frequências dos picos de ressonância ($f_0 = \sqrt[5]{f_1 f_2 f_3 f_4 f_5}$). No caso descrito acima $N = 5$ logo, a curva esperada é proporcional à f^{-10} . Esta curva está plotada em vermelho $\left(\frac{f_0}{f}\right)^{10}$ com $f_0 = 0,68$ Hz e podemos ver a coincidência entre as curvas.

8.1.3 Resultado da função de transferência da rotação em torno do eixo Z

De maneira análoga à seção anterior usamos o conjunto de equações 8.2 para encontrar a função de transferência teórica para o movimento de rotação de um sistema em cascata. A curva obtida é mostrada figura 8.4.

Os picos obtidos para esta expressão são os mesmos apresentados na quinta coluna da tabela 8.2, os quais foram obtidos pelo método de autovalores.

Analogamente à translação, a função de transferência para frequências maiores que a ressonância deve ter um comportamento do tipo $(f_0/f)^{10}$, onde f_0 é a média geométrica das frequências de ressonância. Essa linha pode ser vista em azul, no qual $f_0 = 0,72$ Hz. Novamente, vemos a boa concordância entre as curvas.

8.2 Medidas de transmissão do MNP

Após verificar que os modos normais de um sistema aninhado pode ser modelado a partir de um sistema em cascata, foram realizadas medidas da transmissão entre os estágios do MNP com o objetivo de comparar os resultados experimentais com modelo teórico descrito na seção 8.1.

As medidas foram realizadas com um sismômetro triaxial modelo Trillium Compact¹ ligado a um sismógrafo modelo Taurus², ambos da empresa Nanometrics e empregados do laboratório do prof. Dr. Marcelo Assumpção do IAG/USP. Os técnicos Luiz Galhardo e Felipe dos Anjos Neves, ambos do IAG/USP, estiveram em São José dos Campos em oportunidades distintas para nos auxiliar nas medidas.

Para fazer as medidas, bobinas foram presas ao estágio externo do MNP em três pontos equidistantes. Da mesma forma, ímãs foram presos à estrutura de suporte de tal modo que a outra extremidade ficasse dentro da bobina, sem contato físico. Essa montagem foi realizada de modo que a excitação fosse unicamente vertical. O principal motivo para que a excitação fosse unicamente vertical é o fato de que molas pneumáticas foram adaptadas no MNP para melhorar a atenuação vertical, uma vez que o projeto inicial não considerou este tipo de abordagem. A importância de atenuar vibrações verticais se dá principalmente pelo fato de que estas podem acoplar com o movimento horizontal, o qual é crítico para a sensibilidade do detector LIGO.

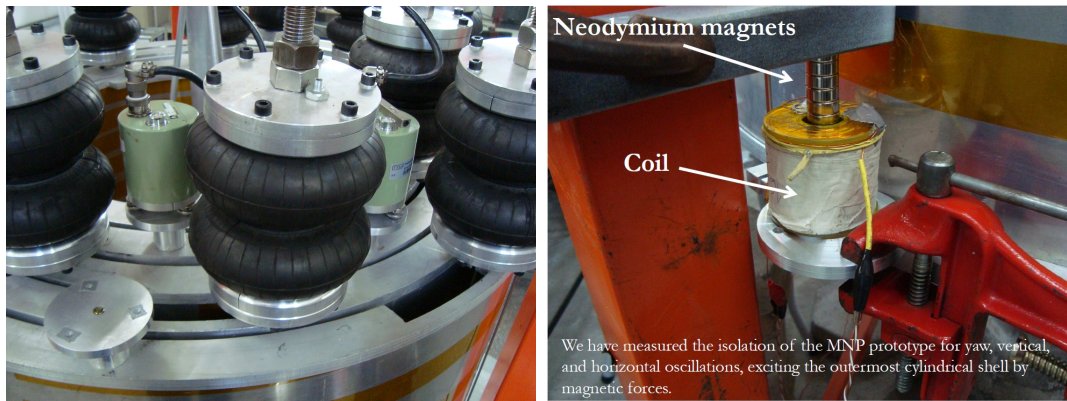
Ao passar corrente alternada através da bobina (fornecida por um gerador de sinal), forças magnéticas surgiam entre o campo fixo do ímã e variável da bobina. Essa força variável, ora puxando, ora empurrando, transmitia-se ao estágio mais externo do MNP e propagava-se aos estágios internos.

O gerador de sinal foi ajustado para excitar a bobina por períodos de 180 s com frequências variando entre 1 e 20 Hz, com intervalos de 1 Hz. Para cada frequência, media-se a amplitude do movimento com os sismômetros colocados em estágios

¹<http://www.nanometrics.ca/seismology/products/trillium-compact>

²<http://www.nanometrics.ca/seismology/products/taurus>

Figura 8.5 - Figuras do aparato experimental utilizado para medir função de transferência.



Fonte: Produção do autor.

distintos, alinhados de modo que o eixo Norte-Sul do sensor ficasse alinhado radialmente enquanto o outro (Leste-Oeste) ficava orientado tangencialmente aos estágios. As medidas obtidas na direção radial foram avaliadas puramente como translação horizontal, enquanto as medidas do eixo tangencial foram tomadas como rotação ao redor do eixo Z (R_z). A componente vertical do sismômetro equivale ao eixo vertical do sistema de coordenadas do experimento.

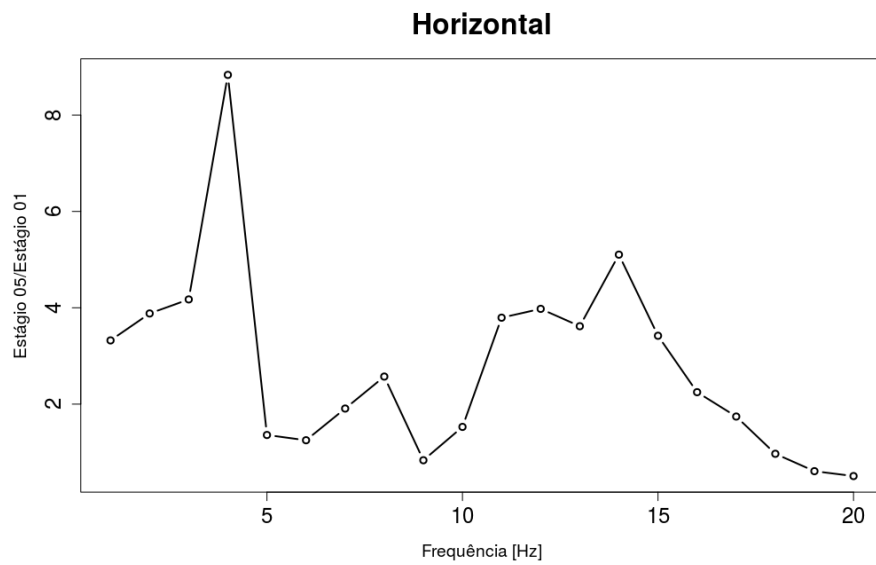
A figura 8.5 mostra uma das configurações dos sismômetros usada para medir os estágios 3 e 4 e a posição em que foram colocadas o ímã e a bobina.

8.3 Resultado da função de transferência experimental

Apesar da função de transferência teórica ser bastante promissora quanto ao desempenho esperado para um sistema de atenuação passivo, as medidas experimentais não foram capazes de reproduzir tais resultados. Os resultados obtidos para os eixos horizontal, R_z e vertical estão plotados nas figuras 8.6, 8.7 e 8.8, respectivamente.

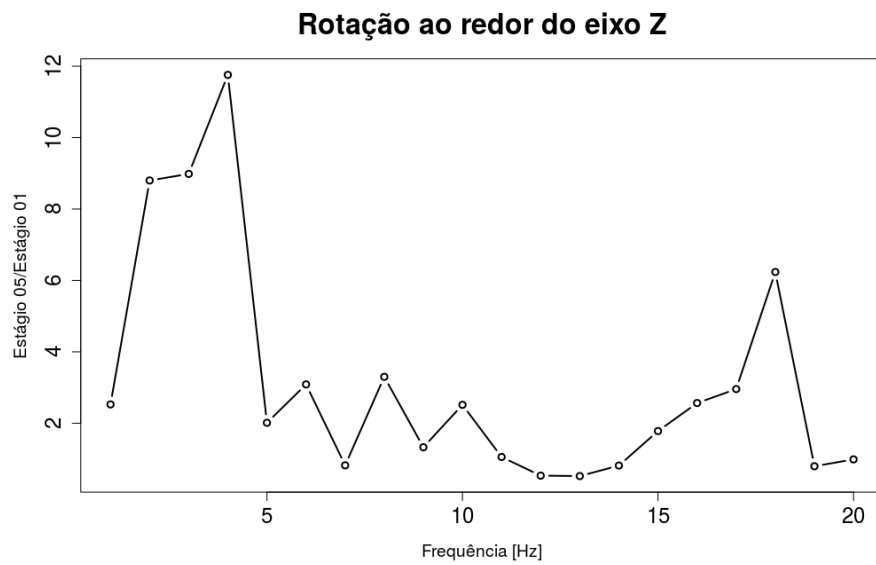
Como fica claro pelos três gráficos, o método de excitar em diversas frequências não surtiu o efeito desejado ao MNP. Isso é um indicador de que alguma coisa está errada com o sistema. A partir destes resultados, elaboramos um conjunto de hipóteses que podem ter sido responsáveis por este comportamento. Elas serão discutidas na subseção 8.3.1.

Figura 8.6 - Medidas de função de transferência horizontal.



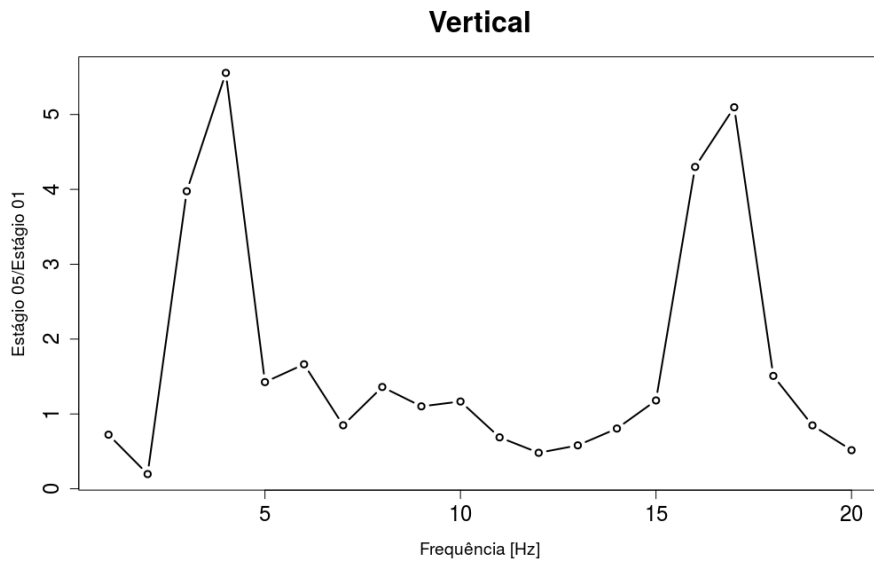
Fonte: Produção do autor.

Figura 8.7 - Medidas de função de transferência ao redor do eixo Z.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.8 - Medidas de função de transferência vertical.



Fonte: Produção do autor.

8.3.1 Algumas hipóteses para explicar os valores da função de transferência

Alguns pontos importantes para os resultados da função de transferência serão discutidas nesta seção. Existem quatro hipóteses (não excludentes) capazes de explicar tal desempenho. Elas estão listadas a seguir:

- Devido a uma passagem estreita através da base que suporta o MNP, havia contato direto entre a estrutura e a haste (vide figura 8.9, à esquerda). Logo, mesmo com os pneumáticos, este contato entre haste e estrutura abria um caminho direto para a transmissão de ruído até os estágios mais internos;
- As hastes utilizadas no MNP são espessas, acarretando em modos indesejados (modos de viga), os quais podem prejudicar a curva de transferência do sistema;
- Através da equação 8.4 foi calculado que as hastes do estágio mais interno possui um modo violino próximo à 20 Hz;

Figura 8.9 - Detalhe do furo por onde passa a haste que suspende o MNP.



À esquerda, detalhe da haste tocando a estrutura de suporte. À direita, o furo da estrutura foi aumentado e não ocorre mais o toque entre a haste e a estrutura.

Fonte: Produção do autor.

- As molas pneumáticas usadas como molas verticais tem baixo Q mecânico, não sendo capaz de atenuar adequadamente;
- Há a possibilidade de que o próprio modo vertical esteja próxima de 4 Hz. Isso não fica claro devido à dificuldade em caracterizar as frequências das molas pneumáticas;

A primeira hipótese é causada por um efeito ilustrado na figura 8.9 à esquerda. Nela, é possível ver o contato entre a haste e a estrutura de suporte do MNP. Este contato dá um curto-circuito sísmico, abrindo um caminho de transmissão de ruído para os estágios mais internos, anulando qualquer efeito das molas pneumáticas. Este efeito é mostrado para o estágio de apoio, mas acontece em todos os estágios. Para corrigir este problema, foi feito um buraco maior na estrutura de suporte como é mostrado na figura 8.9 à direita.

Este efeito também pode ser observado analisando-se os modos violinos das hastes através de uma expressão dada em Fletcher e Rossing (1998).

$$f_n = \frac{n}{2L \left(1 - \frac{2a}{L} - \frac{n^2 \pi^2 a^2}{2L^2}\right)} \sqrt{\frac{T}{\rho l}} \quad (8.4)$$

e

$$a = \sqrt{\frac{YI}{T}} \quad (8.5)$$

Onde n ($n = 1, 2, 3$) é a harmônica desejada, L é o comprimento dos fios, T é a tensão no fio, ρ_l é a densidade linear de massa do fio, Y é o módulo de Young, e I é o segundo momento de área no sentido da flexão.

O contato entre a estrutura e a haste cria um nó, causando um encurtamento no comprimento efetivo da haste. Isso resulta em modos violinos com frequências mais altas. Por outro lado, ao aumentar a seção o contato deixa de existir, logo há ganho do comprimento dentro da mola pneumática. Esse comprimento adicional altera o modo violino fazendo-o ficar em frequências mais baixas. A tabela 8.3 apresenta os modos da haste externa para um único estágio (≈ 82 kg) antes e depois de alterarmos o diâmetro do furo da estrutura. Como pode ser visto, a frequência medida após a correção diminui, conforme esperado teoricamente.

Tabela 8.3 - Modos violinos das hastes externas antes e depois das alterações no sistema

Modos Violinos		
	Teórico [Hz]	Experimental [Hz]
Com contato	32,5	32,7
Sem contato	26,5	27,3

A segunda hipótese é obtida calculando-se analiticamente os modos de viga (*beam modes*) através da expressão 8.6 apresentados em Blevins (1979). Estes modos ocorrem devido à espessura da haste e à massa que ela suporta. Através de estimativas, calcula-se que os modos de viga das hastes internas estejam em torno de 5 Hz, o que poderia ser uma explicação para o pico encontrado nesta faixa.

$$f = \frac{\pi}{2} \sqrt{\left\{ \frac{YI}{L^3 M_b} \left[1 + \frac{5.45}{1 - 77.4(M/M_b)^2} \right] \right\}} \quad (8.6)$$

Onde Y é o módulo de Young do material, I é o momento de inércia da haste ($I = \frac{\pi R^4}{4}$), M é a massa do estágio suspensa pela haste e M_b é a massa da haste.

A terceira hipótese diz respeito aos modos violinos de todos os estágios. Usando-se a equação 8.4 foram calculados os modos violinos para as hastes de todos os estágios.

Os resultados obtidos são:

- Para a haste que suspende o estágio #5 (≈ 48 kg): 20,0 Hz
- Para a haste que suspende os estágios #4 e #5 (≈ 110 kg): 24,7 Hz
- Para a haste que suspende os estágios #3, #4 e #5 (≈ 180 kg): 29,6 Hz
- Para a haste que suspende os estágios #2, #3, #4 e #5 (≈ 255 kg): 34,0 Hz
- Para a haste externa que suspende todos os estágios (≈ 337 kg): 26,6 Hz

Note que a haste mais interna tem um modo em 20 Hz, bem próximo do segundo pico dos gráficos apresentados acima. Infelizmente estes modos não puderam ser obtidos experimentalmente para comparação devido a impossibilidade de acessar os estágios internos quando o experimento está montado.

A quarta hipótese diz respeito ao baixo Q mecânico das molas pneumáticas. Apesar de não terem sido medidas diretamente, pode-se observar durante os experimentos que o tempo de amortecimento dos modos era menor do que o tempo de integração necessário para o analisador de espectro. Além disso, pequenas variações de pressão nos pneumáticos era suficiente para “tombar” as molas, comprometendo a atenuação vertical.

Baseado nesta experiência, decidimos fazer algumas alterações para novos testes com o MNP. A finalidade destes testes é aprender o máximo possível sobre o sistema antes de substituir, oficialmente, os estágios intermediários por estruturas vazadas.

8.4 Atualizações do MNP

Dentre as atualizações do MNP, foram feitas alterações nas hastes as quais deixaram de ser de aço inox 304 de 4,76 mm de diâmetro e passaram a ser fios de aço ASTM A228 de 1,00 mm de diâmetro (também conhecida como Music wire). As hastes iniciais estavam superdimensionadas para cargas úteis maiores. Com estas alterações, os modos de viga já deixariam de ser um problema, uma vez que, segundo cálculos estariam na faixa de poucos mHz.

As molas pneumáticas foram substituídas por molas anti-geométricas as quais foram especialmente adaptadas para o MNP³. Um estudo mais detalhado das molas anti-

³produto do trabalho de tese de outro doutorando do grupo GWINPE, Elvis Ferreira

geométricas pode ser visto em [Ferreira et al. \(2017\)](#). O objetivo destas molas é gerar atenuação vertical para o MNP. Isso é importante pois acredita-se que vibrações verticais possam acoplar com modos horizontais. Além disso, as molas anti-geométricas permitem variar a constante de mola do sistema através de diferentes graus de compressão das lâminas.

Outra alteração foi o corte de regiões dos estágios intermediários, propiciando acesso aos estágios internos a qualquer momento. Além disso, todos os flanges foram soldados e o ponto de suporte dos estágios foram deslocados para cima, para os centros de percussão do sistema⁴.

A figura 8.10 mostra uma figura da versão final destas alterações.

Outra mudança em relação às medidas anteriores, não exatamente no MNP, é a adoção de outra forma de medir atenuação. Ao invés de excitar em frequências variadas e medir a resposta do sistema, as medidas foram feitas com um sismômetro, em vácuo, durante um longo período de tempo. Após isso, os dados foram tratados para serem convertidos em Densidade Espectral de Amplitude (ASD, do inglês *Amplitude Spectral Density*). Com esta estratégia evita-se excitar o sistema com grandes amplitudes, as quais podem gerar comportamentos não-lineares.

8.5 Medidas sísmicas após alterações no MNP

Com as alterações citadas na seção anterior foram feitas medidas, dentro da câmara de vácuo, com a finalidade de medir a atenuação do sistema. As medidas foram feitas com sismômetro triaxial, modelo MBB1⁵ da Metrozet ligado a uma digitalizadora Quanterra, modelo QS300⁶ da Kinometrics. Os sensores foram emprestados pelo Dr. Sergio Luiz Fontes do Observatório Nacional, no Rio de Janeiro, o qual enviou ao INPE dois técnicos para ajudar na instalação e manuseio do equipamento. Os sensores são diferenciados por códigos, 6037 e 6041.

Para testar o equipamento foram feitas medidas do solo em duas configurações distintas. Uma na qual os sensores mediram o nível de ruído do chão do laboratório, com sua cablagem original ligando o sismômetro à digitalizadora e outra na qual a

⁴Centro de percussão é o ponto no qual uma excitação não resulta em uma força no ponto de apoio. Um exemplo clássico é um bastão de beisebol. Se o jogador acertar a bola com o ponto de percussão do taco, não sentirá recochete no apoio do bastão. Dessa forma, o jogador se desgasta menos durante a partida. No caso do MNP, a transmissão de vibrações no ponto de apoio é bastante minimizada

⁵<http://www.metrozet.com/products.html>

⁶https://kinometrics.com/post_products/quanterra-q330/

Figura 8.10 - Versão atualizada do MNP com a qual foram feitas medidas sísmicas em vácuo.



Na imagem superior desta figura é mostrado a versão atualizada do MNP, com as molas anti-geométricas substituindo as molas de gás, fios de aço (Music Wire) de 1 mm de diâmetro, cortes na seção para acesso aos estágios internos e suspensão pelo centro de percussão. Na imagem inferior, são vistos os sismômetros montados nos flanges superiores dos estágios mais externo e mais interno.

Fonte: Produção do autor (imagem superior) e produção de Elvis Ferreira (imagem inferior).

cablagem ia até o *feedthrough* para, em seguida, seguir até a digitalizadora.

O objetivo de comparar os experimentos com e sem *feedthrough* era avaliar se havia algum efeito ao passar os cabos através do *feedthrough*, uma vez que o experimento deveria ser medido através dele. As medidas de solo com cablagem direta entre o sensor e a digitalizadora foram coletados durante a noite de 22 de Setembro de 2016 enquanto os dados de solo via *feedthrough* foram coletados na noite de 30 de Setembro de 2016. As direções ortogonais N (Norte-Sul) e E (Leste-Oeste) foram alinhadas nos experimentos de solo com e sem *feedthrough*, mas não necessariamente estão alinhadas com as direções X e Y do experimento. O período da noite foi escolhido devido a baixa atividade antropogênica e ao menor fluxo de carros na avenida dos Astronautas⁷.

Para as medidas do experimento o sensor 6037 foi colocado sobre o estágio externo enquanto o sensor 6041 foi colocado sobre o estágio interno. Em ambos os sensores, o eixo N foi alinhado à direção X do sistema de coordenadas do MNP. Assim, o eixo E passa a ser a direção Y enquanto o eixo vertical será o eixo Z do MNP. Neste trabalho, abstenho-me das medidas do eixo Z, por tratar-se de um estudo que leva em conta as molas anti-geométricas desenvolvidas pelo doutorando Elvis Ferreira. Discussões sobre este eixo serão feitas em artigos ao longo do corrente ano e em sua tese de doutorado. Os dados do MNP foram coletados na noite de 18 de Novembro de 2016. A taxa de amostragem para todas as medidas foi de 200 Hz.

8.5.1 Resultados das novas medidas de atenuação do MNP

Como mencionado acima, as medidas de solo feitas com e sem *feedthrough* não são necessariamente alinhadas com as direções X e Y do MNP, embora estejam alinhadas entre si. O objetivo desta medida foi fazer um levantamento do ruído de solo no laboratório e verificar se o uso de *feedthrough*, traz algum prejuízo nas medidas. Os resultados destes experimentos são mostrados na figura 8.11.

Como podemos ver, quando ligados diretamente à digitalizadora, as medidas de solo dos sensores 6037 e 6041 são similares nas direções E e N. Isto nos permite dizer com segurança que o ruído de solo no laboratório é similar nas duas direções e em qualquer combinação destas direções.

As medidas via *feedthrough* diferem das medidas direto no solo no intervalo entre

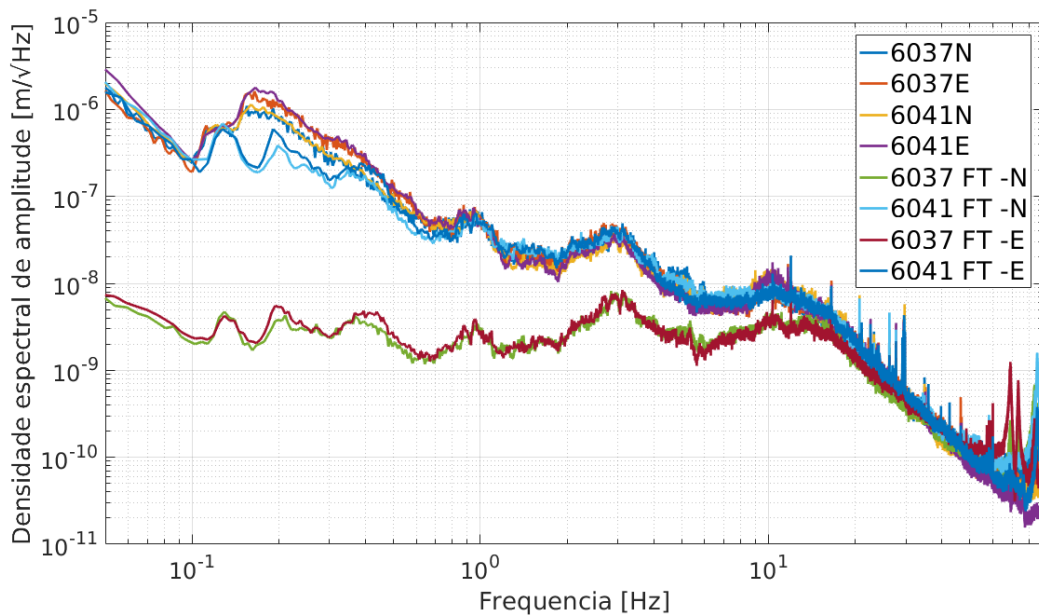
⁷O laboratório está a pouco mais que 50 m da Avenida do Astronautas, uma avenida bastante movimentada de São José dos Campos

100 mHz e 300 mHz, como pode ser visto nas curvas 6041 E-FT e 6041 N-FT, ambas plotadas em tons de azul, contudo, no restante do espectro elas são bastante parecidas. O que preocupa nesta medidas são os resultados do sensor 6037, cujas curvas em N e E apresentam um comportamento diferente das outras curvas abaixo de 10 Hz.

Como os dados foram analisados algum tempo depois do teste, isso impossibilitou que os problemas fossem resolvidos imediatamente, o que pode indicar que as medidas do experimento feita com este sensor (6037) tenha um viés.

Para as medidas com o MNP, optamos por usar apenas os dados obtidos para a direção X (como mencionado acima, são provenientes da direção N do sensor). Isso foi feito para amenizar um efeito mostrado na figura 8.12.

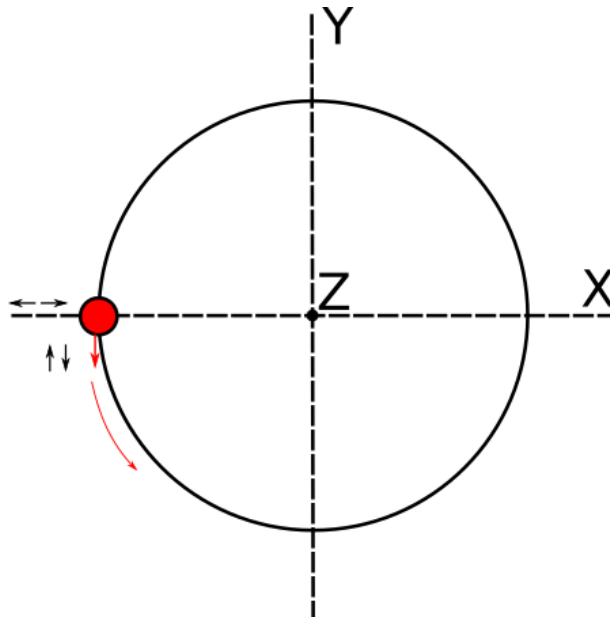
Figura 8.11 - Densidade Espectral de Amplitude do solo do laboratório.



O gráfico mostra os valores de ASDs para o solo do laboratório nos eixos N (Norte-Sul) e E (Leste-Oeste) de cada sensor. Para os sensores ligados diretamente no digitalizador, vemos que os dados na direção E e N tanto para o sensor 6037 quanto para o sensor 6041 são condizentes, tanto que as curvas do sensor 6037 ficam escondidas atrás das curvas do sensor 6041. Contudo, ao passar pelo feedthrough, vemos que surge um problema com o sensor 6037, pois tanto sua direção N quanto E fica abaixo dos outros gráfico.

Fonte: Produção do autor.

Figura 8.12 - Esboço de um sistema medido com apenas um sensor.



Vista superior de uma casca cilíndrica de um estágio do MNP. Neste esquema, um sensor fixado no flange superior do estágio, alinhado com as direções X e Y, mas colocado na posição $-r$ sobre o eixo X é capaz de medir movimentos tanto na direção X quanto em Y. Contudo, rotações ao redor do eixo Z podem contaminar somente a direção Y. Ambas as componentes estão contaminadas por componentes de rotação (*tilting*) ao redor dos eixos Y e X, respectivamente, que passam pelo centro de massa do estágio do MNP.

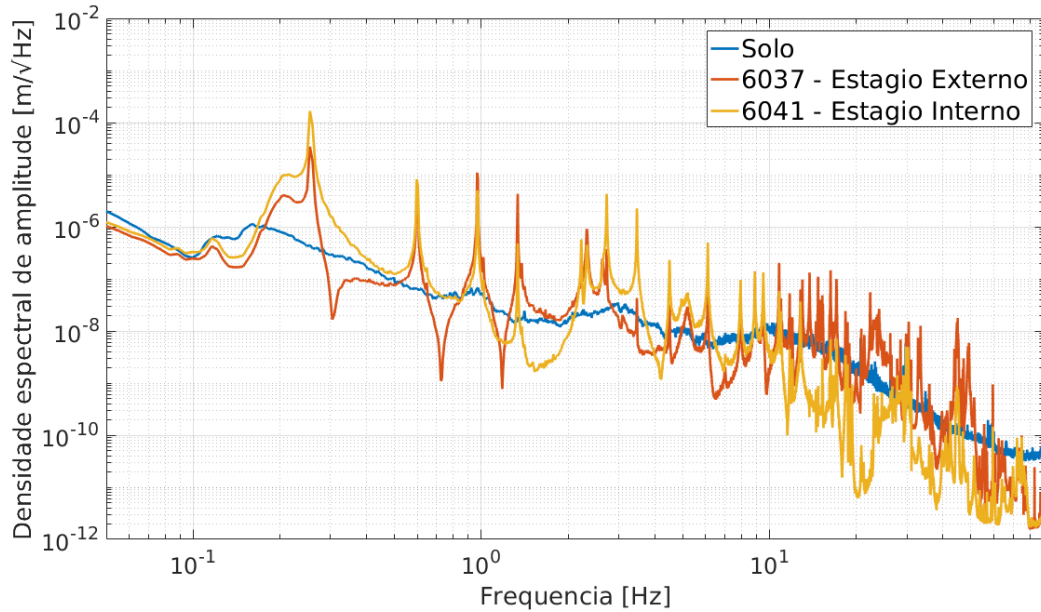
Fonte: Produção do autor.

Como pode ser visto, um sensor alinhado com as direções X e Y, mas colocado sobre o eixo X a uma distância r da origem (como foi feito neste experimento) é capaz de medir movimentos tanto na direção X quanto em Y. Contudo, rotações ao redor do eixo Z terão componentes em Y, as quais não podem ser distinguidas de translação em Y com o uso de apenas um sensor. Isso faz com que a direção Y seja superestimado (translação em Y mais componentes de rotação), Este motivo nos levou a optar pela análise apenas da direção X neste trabalho.

Sabendo disso, as medidas feitas com o MNP, na direção X são mostrados na figura 8.13.

Analisando este gráfico fica evidente que a atenuação do MNP não segue o esperado para um sistema pendular em cascata. Diferente dos modos normais, a curva de transferência do sistema aninhado não se assemelha em nada com a curva de um

Figura 8.13 - Densidade Espectral de Amplitude do solo, estágio interno e externo.



O espectro de solo foi obtido das medidas sem *feedthrough*. Como mostrado, a escolha da direção N ou E para o solo não é relevante. Apenas dados na direção X do MNP foram analisadas.

Fonte: Produção do autor.

sistema em cascata. Nota-se uma quantidade enorme de picos existentes neste gráfico os quais, apesar de ainda não terem sido identificados, acredita-se tratar-se de picos de ressonância das molas, da estrutura que suspende o experimento dentro da câmara e modos normais dos próprios estágios.

Contudo, apesar do resultado insatisfatório, acreditamos que estas medidas possam conter viés. Foi constatado posteriormente que o cabo que liga o sensor ao *feedthrough* estava tensionado ao final do experimento. Isso nos leva a crer que, além das vibrações provenientes do estágio, o sensor poderia estar recebendo vibrações através do próprio cabo. este cabo estava preso à uma estrutura da câmara, logo, qualquer vibração do solo seria facilmente transmitida para o sensor através de um cabo tensionado. Em ambos os casos foi constatado este problema, contudo, ele pareceu ser mais grave no sensor localizado sobre o estágio interno que, justamente, foi o que teve nenhuma atenuação.

Apesar das medidas de solo feitas através do *feedthrough* apresentarem um problema abaixo de 10 Hz para o sensor 6037 (posteriormente usado para medir o estágio externo), este efeito não foi detectável nas medidas realizadas com o MNP (curva vermelha).

Os resultados do estágio interno e externo foram comparados com medidas de solo feita na direção N (curva em azul). Não existiu muito critério na escolha desta direção, uma vez que foi mostrado anteriormente que as direções N e E possuem um espectro bastante parecido.

Apesar dos resultados com o MNP ainda não serem satisfatórios, suspeitamos que o viés que pode ter contaminado os dados devido à cablagem tensionada possa ter sido suficiente para mitigar qualquer atenuação proveniente do MNP. Isso é provável, pois, apesar dos picos, a vibração do estágio externo está próxima à do solo, o que já era esperado⁸, contudo a vibração do estágio interno mostra-se bastante comprometida. Estas medidas precisam ser refeitas com o uso de fios flexíveis para que possamos descartar este viés.

Além disso, as medidas em X (e Y) de ambos os sensores ainda podem apresentar resquícios de acoplamentos entre direções. Rotações do plano XZ em torno do eixo Y podem resultar em componentes no eixo X, dada a posição em que encontra-se o sensor (vide figura 8.12, à direita). O ideal para este tipo de configuração seria o uso de três sensores para cada estágio, pois dessa forma, seríamos capazes de separar todas as componentes em X, Y, Z, R_x , R_y e R_z fazendo uma combinação entre estes sensores. Contudo, como o grupo adquiriu recentemente dois conjuntos de sensores e digitalizadora, acreditamos que seja possível fazer uma combinação entre estes dois sensores sobre um mesmo estágio afim de minimizar medidas com acoplamentos.

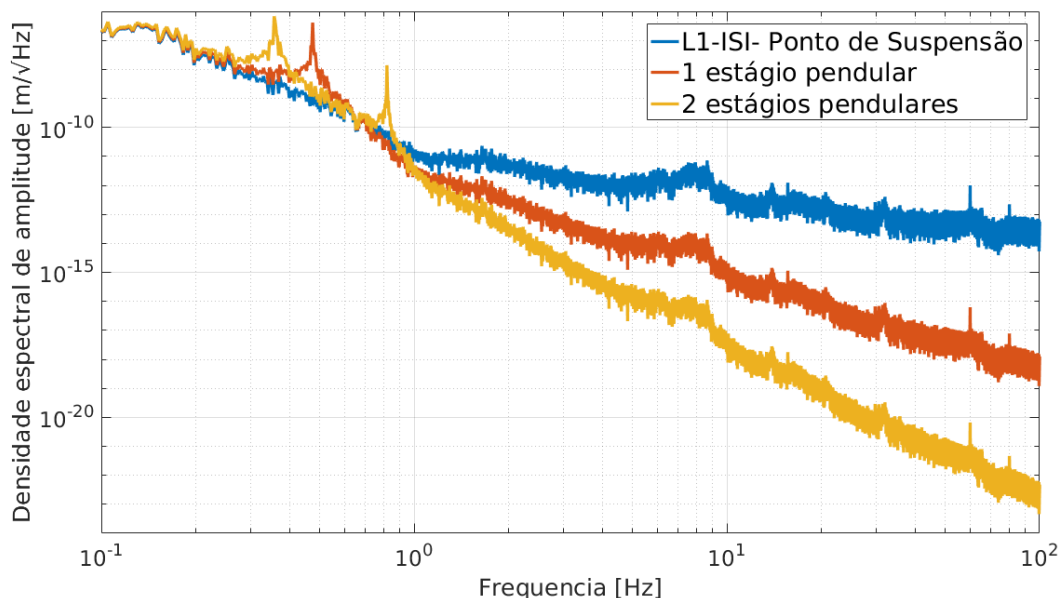
8.6 Uma versão mais simples do MNP, um estudo de caso

Sabendo que a demanda de movimento não pode exceder $10^{-6} m/\sqrt{Hz}$ em frequências abaixo de 0,5 Hz nem $10^{-10} m/\sqrt{Hz}$ para frequências superiores a 10 Hz devido ao retroespalhamento de fótons do feixe, vamos fazer uma análise do movimento no ponto de suspensão, estágio 2 do ISI, pelo qual o pêndulo quádruplo (QUAD) é pendurado. esta curva é mostrada pela curva azul da figura 8.14.

Por este gráfico, vemos que o isolamento no ponto de suspensão satisfaz os requisitos

⁸Não existe atenuação de fato no primeiro estágio do MNP por este encontrar ligado diretamente ao solo.

Figura 8.14 - Densidade espectral de amplitude do ponto de suspensão.



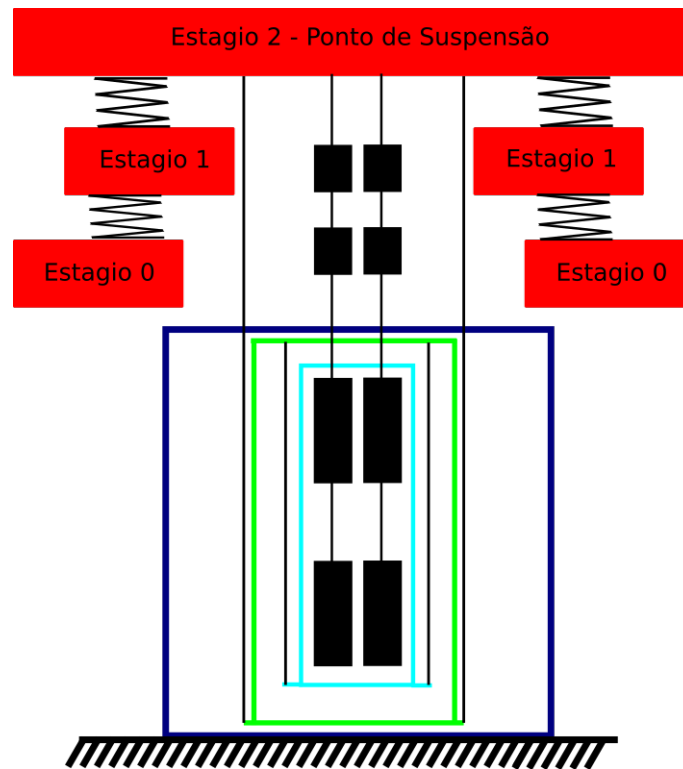
Os dados do ponto de suspensão são cortesia do Dr. Brett Shapiro. Os dados para um e dois estágios são baseados na curva de transferência de um sistema em cascata.

Fonte: Produção do autor.

mínimos necessários para resolver o problema do retroespalhamento dos fótons. O ponto é que, se pendurarmos ali um conjunto no qual o estágio externo esteja envolto em uma serpentina e ligado a um tanque de LN₂, mesmo que em paralelo às massas de teste, provavelmente teríamos um “curto-circuito sísmico” que degradaria esta atenuação.

Outra opção, seria colocarmos o estágio externo, curto-circuitado pela serpentina ligado diretamente ao chão e, a partir do ponto de suspensão (estágio 2 do ISI), pendurar um ou dois estágios passivos em paralelo às massas de teste. Esta situação, considerando a função de transferência de um sistema pendular em cascata, é mostrada pelas curvas vermelha e amarela da figura 8.14. A vantagem deste sistema é o desacoplamento entre o estágio externo, ruidoso devido à serpentina com LN₂, e os estágios internos, pendurados por plataformas sísmicamente silenciosas. Esta seria uma forma de aninhar estágios passivos dentro de um estágio criogênico, minimizando qualquer efeito de “curto-circuito sísmico” proveniente pelo processo

Figura 8.15 - Esboço de um MNP simplificado, desconectado no estágio mantido resfriado.



Neste esboço são mostrados, de maneira simplificada, os três estágios da plataforma ativa ISI (0,1 e 2), dos quais o 2 é também conhecido como ponto de suspensão, pois é o ponto de onde o sistema pendular quádruplo é pendurado. Em azul, apoiado no chão, está o estágio mantido resfriado por meio de serpentina. Em verde, pendurado a partir do ponto de suspensão, em paralelo à massa de teste, está um estágio adicional (provavelmente vazado) pois, nele é pendurado o estágio cilíndrico interno (ciano), responsável por manter a massa de teste resfriada, que deve estar isolado sismicamente.

Fonte: Produção do autor.

de resfriamento do escudo externo. Um esboço deste esquema é representado pela figura 8.15.

8.7 Conclusões do capítulo

O sistema MNP ainda não apresenta, na prática, o desempenho descrito por um sistema teórico em cascata. Apesar da boa concordância dos modos normais do sistema, a função de transferência de um conjunto aninhado não atinge o patamar de um conjunto em cascata.

Contudo, estes resultados ainda não são suficientes para descartamos o uso do MNP como um sistema de isolamento vibracional passivo. Como mencionado na seção anterior, novas medidas com fios finos e flexíveis terão que ser feitas para reduzir o possível viés inserido pelos cabos tensionados nos resultados apresentados aqui. Além disso, o uso de mais sensores em cada estágio nos permitirá estudar os efeitos de acoplamentos existentes (R_z em Y ou R_y em X , por exemplo). Essas novas medidas, somadas ao reconhecimento dos modos normais dos estágios, nos permitirá uma clareza maior de qual o efeito real do MNP como um sistema de atenuação passiva.

Dependendo dos resultados dessas medidas, uma estrutura MNP ainda pode ser estudada como estágio de isolamento vibracional adicional em futuros detectores de ondas gravitacionais tanto criogênicos como não criogênicos.

Uma estrutura MNP para uso na manutenção do resfriamento das massas de teste seria possível se fosse envolvido com controle ativo, principalmente nos estágios mais externos, pois estes encontram-se “curto-circuitados” com serpentina. Os estágios internos continuariam com atenuação passiva para frequências acima da ressonância. Contudo, o grande desafio desta abordagem é desacoplar os sensores e atuadores do controle ativo, da parte criogênica, uma vez que estes não podem ser resfriados.

Por fim, o sistema desacoplado apresentado na seção 8.6 seria a solução mais trivial e imediata a ser utilizada no LIGO Voyager. Sendo possível manter o ambiente criogênico das massas de testes enquanto se mantém um isolamento vibracional adequado. Uma destas opções seria um MNP de apenas dois estágios passivos aninhados, suspensos por uma plataforma silenciosa (estagio 2 da ISI) envolto, mas não conectado, por um estágio externo mantido frio via contato com serpentina e LN2. Nesta configuração a vibração proveniente da serpentina com LN2 não seria transferida para os estágios internos.

9 CONCLUSÕES

As conclusões que podemos tirar do trabalho desenvolvido nesta tese é a de que o MNP é um sistema capaz de apresentar um bom desempenho térmico, suficiente para manter as massas de teste do LIGO Voyager resfriadas, apesar dos testes apresentados aqui ainda não mostrarem estes resultados.

O experimento realizado no LIT nos permitiu aprender bastante sobre processos de troca de calor e como simular um sistema complexo como este. Por outro lado, os experimentos feitos no laboratório Dr. Sérgio Ricardo Furtado, apesar de não terem apresentado os resultados esperados, também são animadores dado que foram realizados em uma condição a qual ainda não pode ser considerada ideal. Espera-se nos próximos meses, com situações em que a câmara esteja ideal, sem entrada de calor no espaço experimental, que estes experimentos possam ser refeitos para provar a eficiência de dois estágios cilíndricos na manutenção da temperatura da massa de teste.

Quanto ao experimento realizado em Stanford, pode-se concluir que é possível usar um líquido sub-resfriado para manter o escudo externo a uma temperatura abaixo do ponto de ebulição normal do LN2 de modo a diminuir a quantidade de bolhas e flutuações de densidade na tubulação usada para resfriar o escudo externo. Contudo, desse experimento e dos experimentos realizados no laboratório Dr. Sérgio Ricardo Furtado, é notável a necessidade de se desenvolver algum método mais eficiente para o resfriamento inicial das massas de teste, algo que reduza o tempo de resfriamento, preferencialmente, a poucos dias, para o caso do LIGO Voyager.

Quanto ao desempenho sísmico do MNP, vemos que o conjunto com cinco estágios cilíndricos ainda não apresenta uma atenuação prevista para um modelo teórico em cascata. Em parte, isso se deve aos vários modos normais do sistema somados ao fato de que, com apenas um sismômetro por estágio, haverá componentes medidas nas direções X, Y e Z provenientes de acoplamentos com R_x , R_y e R_z . Na tentativa de minimizar este efeito, escolhemos analisar a direção X, por estar menos contaminada do que a direção Y. Contudo, o fator que poderia ser o maior responsável pelas curvas de atenuação insatisfatórias seria a cablagem inadequada (espessa e tensionada) que ligava o sensor ao *feedthrough*. Esta ligação foi, provavelmente, responsável por transferir vibrações diretamente para o sensor, principalmente para aquele localizado no estágio interno logo, medidas com uma nova cablagem, mais fina e livre de tensões serão feitas em breve para que possamos finalmente, mensurar a real atenuação do sistema.

Uma coisa importante a ser salientada é o fato de que, dada a atenuação proveniente das plataformas do LIGO ao ponto de suspensão (estágio 2 da ISI), um sistema mais simples com um ou dois estágios ao redor da massa de teste deve satisfazer as necessidades de atenuação para os escudos térmicos. Dessa forma, o estágio cilíndrico externo poderia ser apoiado a plataforma conectada diretamente ao chão enquanto o estágio cilíndrico interno é pendurado a partir do ponto de suspensão, em paralelo às massas de teste. Outra opção, caso a atenuação não se mostre suficiente com apenas um estágio cilíndrico ao redor da massa de teste, é o uso de um estágio adicional vazado. Dessa forma, o estágio vazado seria pendurado no estágio 2 da ISI e o estágio cilíndrico interno seria pendurado a partir deste estágio. A tabela 9 resume as conclusões do desempenho sísmico do MNP.

Por fim, apresentamos aqui os trabalhos futuros provenientes deste trabalho.

- O desenvolvimento de um sistema de chaveamento térmico para acelerar o processo de resfriamento inicial das massas de teste;
- Novas medidas criogênicas, dessa vez com o sistema completamente fechado, para atingir a temperatura desejada;
- Novas medidas sísmicas com o MNP de cinco estágios para medir as diversas componentes individualmente (X , Y e Z , R_x , R_y e R_z);
- Realizar medidas com um sistema mais simples, de apenas dois estágios sísmicos não curto-circuitados sísmicamente pela serpentina;
- Desenvolver controle ativo para transformar o MNP em um sistema de atenuação ativo.

Tabela 9.1 - Resumo das conclusões sobre o MNP acerca de seu desempenho sísmico.

	Estágio adicional ao sistema de isolamento da suspensão das massas de teste		Manutenção do resfriamento das massas de teste do LIGO
	Interferômetro não criogênico	Interferômetro criogênico	
MNP passivo (Caso seja obtido com um comportamento próximo do teórico)	SIM (Em série com as massas de teste)	SIM (Em série com as massas de teste)	Voyager (criogênico) NÃO
(Passivo, suspenso em plataforma ativa)	Não se aplica	Não se aplica	(Mas talvez um MNP ativo resolva) SIM

Como conclusão final, tivemos sucesso em encontrar soluções para a manutenção das massas teste (espelhos) do LIGO Voyager a 124 K, utilizando basicamente dois escudos, um externo resfriado no banho do LN₂, com sua temperatura controlada pela pressão do banho, e um interno, com isolamento vibracional suficiente para não causar a introdução de ruído no feixe laser do interferômetro. A suspensão deste escudo interno diretamente do segundo estágio do ISI seria suficiente para este propósito.

O MNP pode vir a contribuir nesta questão, caso seja implementado controle ativo. Sem controle ativo, ainda não foi possível tornar o MNP um elemento atrativo para utilizá-lo como um sistema de isolamento vibracional adicional para o LIGO Voyager ou para detectores interferométricos em geral.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AASI, J.; COLLABORATION, T. L. S.; COLLABORATION, T. V. Gravitational waves from known pulsars: Results from the initial detector era. **The Astrophysical Journal**, v. 785, n. 2, p. 119, 2014. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0004-637X/785/i=2/a=119>>. 17

AASI, J. et al. Advanced LIGO. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 7, p. 074001, 2015. The LIGO scientific collaboration. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/32/i=7/a=074001>>. 2, 18, 25, 29, 31

ABBOTT, B. P. et al. LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. **Reports on Progress in Physics**, v. 72, n. 7, p. 076901, 2009. 1, 17, 19

_____. An upper limit on the stochastic gravitational-wave background of cosmological origin. **Nature**, v. 460, n. 7258, p. 990–994, 2009. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature08278>>. 17

_____. Gw151226: Observation of gravitational waves from a 22-solar-mass binary black hole coalescence. **Phys. Rev. Lett.**, v. 116, p. 241103, 2016. 1, 10

_____. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 116, p. 061102, 2016. 1, 10, 11

ABRAMOVICI, A. et al. LIGO - The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. **Science**, v. 256, p. 325–333, abr. 1992. 16

ACKERMANN, R. et al. Present status of minigrail. In: _____. **The tenth Marcel Grossmann meeting**. New Jersey: World Scientific Publishing Company, 2006. p. 1149. 15

ADHIKARI, R. et al. **LIGO Voyager Upgrade Conceptual Design**. [S.l.: s.n.], 2016. (LIGO-T1400226-v7) technical note. 49

AGUIAR, O. D. Past, present and future of the resonant-mass gravitational wave detectors. **Research in Astronomy and Astrophysics**, v. 11, n. 1, p. 1–42, 2011. ISSN 1674-4527. 6

AGUIAR, O. D. .; CONSTANCIO JR, M. Multi-nested pendula: a new concept for vibration isolation and its application to gravitational wave detectors. **ArXiv e-prints**, 2013. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1304.1393>>. 3

AGUIAR, O. D. et al. The brazilian gravitational wave detector mario schenberg: status report. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, p. S239–S244, 2006. 15

ALLEN, B. The stochastic gravity-wave background: sources and detection. **ArXiv:gr-qc/9604033v3**, 1997. 9

ANDERSSON, N.; FERRARI, V.; D.I.JONES; KOKKOTAS, K.; KRISHNAN, B.; READ, J.; REZZOLLA, L.; ZINK, B. Gravitational waves from neutron stars: promises and challenges. **General Relativity and Gravitation**, v. 43, p. 409–436, 2011. 9

ASO, Y. et al. Interferometer design of the KAGRA gravitational wave detector. **physical Review D**, v. 88, n. 4, p. 043007, ago. 2013. 2

ASTON, S. M. et al. Update on quadruple suspension design for Advanced LIGO. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 23, p. 235004, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/29/i=23/a=235004>>. 20, 30

ASTONE, P. et al. Status report on the explorer and nautilus detectors and the present science run. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, p. S57–S62, 2006. 15

_____. Explorer and nautilus gravitational wave detectors: a status report. **Classical and Quantum Gravity**, v. 25, n. 11, p. 114048, 2008. 15

BASSAN, M. (Ed.). **Advanced Interferometers and the Search for Gravitational Waves**: Lectures from the first vesf school on advanced detectors for gravitational waves. Switzerland: Springer International Publishing, 2014. (Astrophysics and Space Science Library, v. 404). 28

BLAIR, D. G. **The detection of gravitational waves**. Cambridge: Cambridge University Press, 1991. ISBN 9780521021029. 5, 6, 14

BLEVINS, R. D. **Formulas for natural frequency and mode shapes**. New York, NY: Krieger Publishing Company, 1979. ISBN 9781575241845. 100

BOND, C. et al. Interferometer techniques for gravitational-wave detection. **Living Reviews in Relativity**, v. 19, n. 1, p. 3, 2016. ISSN 1433-8351. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s41114-016-0002-8>>. 14

BONILLA, E. **Density Newtonian Noise**. [S.l.: s.n.], 2016. (LIGO-T1600475) technical note. 70

CALLEN, H. B.; GREENE, R. F. On a Theorem of Irreversible Thermodynamics. **Physical Review**, v. 86, p. 702–710, jun. 1952. 26

CARBONE, L. et al. Sensors and actuators for the advanced ligo mirror suspensions. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 11, p. 115005, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/29/i=11/a=115005>>. 30

CONSTANCIO JR, M. et al. Do coupled nested pendula have the same eigenfrequencies as pendula in cascade? **Journal of Instrumentation**, v. 9, n. 08, p. T08006, 2014. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=08/a=T08006>>. 3, 32, 90, 93

CONSTÂNCIO JUNIOR, M. **Multi-Nested Pendula: Um novo conceito em isolamento vibracional para a terceira e quarta geração do LIGO**. 109 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2013-02-26 2013. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.16.17.32>>. 3, 89, 90, 91, 92

CREIGHTON, J. D. E.; ANDERSON, W. G. **Gravitational-Wave Physics and Astronomy: An introduction to theory, experiment and data analysis**. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2011. (Wiley Series in Cosmology). ISBN 352740886X,9783527408863. 9, 16

CUMMING, A. V. et al. Design and development of the advanced LIGO monolithic fused silica suspension. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 3, p. 035003, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/29/i=3/a=035003>>. 20

DAW, E. J. et al. Long-term study of the seismic environment at ligo. **Classical and Quantum Gravity**, v. 21, n. 9, p. 2255, 2004. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/21/i=9/a=003>>. 30

DRIGGERS, J. C.; HARMS, J.; ADHIKARI, R. X. Subtraction of newtonian noise using optimized sensor arrays. **Phys. Rev. D**, v. 86, p. 102001, Nov 2012. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.102001>>. 32

EINSTEIN, A. Näherungsweise integration der Feldgleichungen der gravitation. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)**, p. 688–696, 1916. 1, 5

_____. Über Gravitationswellen. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)**, p. 154–167, 1918. 1, 5

FERREIRA, E. C. et al. A geometric anti-spring prototype for vibration isolation systems of laser interferometers. **Journal of Instrumentation**, p. em preparação, 2017. 102

FINN, L. S.; CHERNOFF, D. F. Observing binary inspiral in gravitational radiation: One interferometer. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 47, p. 2198–2219, Mar 1993. Disponível em:
<<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.47.2198>>. 18

FLETCHER, N. H.; ROSSING, T. **The physics of Musical Instruments**. New York: Springer-Verlag, 1998. ISBN 978-0-387-21603-4. 99

FLYNN, T. **Cryogenic Engineering**. Second edition. [S.l.]: Taylor & Francis, 2004. Revised and Expanded. ISBN 9780824753672. 70

FRICKE, T. et al. Dc readout experiment in enhanced ligo. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 6, p. 065005, 2012. Disponível em:
<<http://stacks.iop.org/0264-9381/29/i=6/a=065005>>. 17

GERTSENSHTEIN, M. E.; PUSTOVOIT, V. I. On the detection of low-frequency gravitational waves. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics**, v. 16, p. 433, 1963. 12

HARDHAM, C. et al. Quiet Hydraulic Actuators for the Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory (LIGO). In: **Proceedings of ASPE conference on Control of Precision Systems**. [S.l.: s.n.], 2001. 29

HARRY, G. M. et al. Thermal noise in interferometric gravitational wave detectors due to dielectric optical coatings. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, n. 5, p. 897, 2002. Disponível em:
<<http://stacks.iop.org/0264-9381/19/i=5/a=305>>. 26

_____. Thermal noise from optical coatings in gravitational wave detectors. **Applied Optics IP**, v. 45, p. 1569–1574, 2006. 26

HASKELL, B.; JONES, D. I.; ANDERSSON, N. Mountains on neutron stars: accreted versus non-accreted crusts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 373, p. 1423–1439, 2006. 9

HOBBS, G. et al. The international pulsar timing array project: using pulsars as a gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 8, p. 084013, 2010. 12

HOROWITZ, C. J.; KADAU, K. Breaking strain of neutron star crust and gravitational waves. **Physical Review Letter**, v. 102, n. 19, p. 191102, 2009. 9

HUGHES, S. A.; THORNE, K. S. Seismic gravity-gradient noise in interferometric gravitational-wave detectors. **Phys. Rev. D**, v. 58, p. 122002, 1998. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.58.122002>>. 30

HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 195, p. L51–L53, 1975. 1

INSTITUTE/AEI), M. P. I. for G. P. A. E. **LISA: Laser interferometer Space Antenna**. 2017. Disponível em: <<https://www.elisascience.org/>>. 14

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS/LABORATÓRIO DE INTEGRAÇÃO E TESTE. **Laboratório Vácuo-Térmico**. São José dos Campos: [s.n.], 2017. Disponível em:

<http://www.lit.inpe.br/pt-br/laboratorio_vacu_termico>. 35

JU, L.; G.HARRY; LEE, B. Advanced Gravitational Wave Detectors. In: _____. **Advanced Gravitational Wave Detectors**. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2012. p. 186–201. 12, 14, 26

KARLMANN, P. B. et al. Linear thermal expansion measurements of single crystal silicon for validation of interferometer based cryogenic dilatometer. **AIP Conference Proceedings**, v. 824, n. 1, p. 35–42, 2006. 22, 23

KOO, J.; LEE, S.; SHIN, W.; KHAN, U. A.; OH, S.; SEONG, J.; LEE, B. Measurement of partial discharge inception characteristics in sub-cooled liquid nitrogen. **Physica C: Superconductivity and its Applications**, v. 471, n. 21?22, p. 1565 – 1569, 2011. 72

LASER INTERFEROMETER GRAVITATIONAL WAVE OBSERVATORY (LIGO). **Instrument science white paper**. Livingston,LA: LIGO Scientific Collaboration, 2015. (LIGO T15TBI-v1) Technical note. Disponível em: <<https://dcc.ligo.org/public/0120/T1500290/002/T1500290.pdf>>. 21, 22

_____. **The LSC-Virgo White Paper on Instrument Science (2016-2017 edition)**. Livingston,LA: LIGO Scientific Collaboration, 2016.

- (LIGO-T1600119-v4) Technical Note. Disponível em:
 <<https://dcc.ligo.org/public/0125/T1600119/004/wp2016.pdf>>. 2, 21
- MAGGIORE, M. **Gravitational waves, volume I: Theory and experiments**. New York, NY: Oxford University Press, 2008. ISBN 9780198570745. 6, 14
- MATICHARD, F. et al. Advanced ligo two-stage twelve-axis vibration isolation and positioning platform. part 1: Design and production overview. "**Precision Engineering**", "40", p. "273 – 286", 2015. ISSN "0141-6359". Disponível em:
 <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0141635914001561>>. 30
- _____. Seismic isolation of Advanced LIGO: Review of strategy, instrumentation and performance. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 18, p. 185003, 2015. 2, 20
- MEERS, B. J. Recycling in laser-interferometric gravitational-wave detectors. **Physical Review D**, v. 38, p. 2317–2326, 1988. 18
- MOSS, G. E.; MILLER, L. R.; FORWARD, R. L. Photon-noise-limited laser transducer for gravitational antenna. **Applied Optics**, v. 10, n. 11, p. 2495–2498, Nov 1971. 12
- NAM, K.; SEOK, B.; BYUN, J. J.; CHANG, H. Suppression of bubbles in subcooled liquid nitrogen under heat impulse. **Cryogenics**, v. 47, n. 7?8, p. 442 – 449, 2007. 72
- National Institute of Standards and Technology (NIST) - Material Measurement Laboratory. **Cryogenics Technologies Group**. 2014. Disponível em:
 <<http://cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/materialproperties.htm>>. 125
- OLIVEIRA, N. F.; AGUIAR, O. D. The mario schenberg gravitational wave antenna. **Brazilian Journal of Physics**, v. 46, p. 596–603, 2016. 15
- PRICE, H. General relativity primer. **American Journal of Physics**, v. 50, p. 300–329, 1982. 6
- PUNTURO, M. et al. The einstein telescope: a third-generation gravitational wave observatory. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 19, p. 194002, 2010. 2
- RILES, K. Gravitational waves: Sources, detectors and searches. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 68, p. 1–54, 2013. 8, 9

SAULSON, P. R. Thermal noise in mechanical experiments. **Physical Review D**, v. 42, p. 2437–2445, out. 1990. 26, 27, 28

SCOTT, R. B. **Cryogenic Engineering**. Princeton, New Jersey: Van Nostrand, 1959. 71

SESANA, A.; VECCHIO, A.; COLACINO, C. N. The stochastic gravitational-wave background from massive black hole binary systems: implications for observations with pulsar timing arrays. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 390, p. 192–209, 2008. 12

SHAPIRO, B. et al. Cryogenically cooled ultra low vibration silicon mirrors for gravitational wave observatories. **Cryogenics**, v. 81, p. 83 – 92, 2017. 3, 69, 72

SOMIYA, K. Detector configuration of KAGRA-the Japanese cryogenic gravitational-wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 12, p. 124007, 2012. 2

STALEY, A. The status of the Advanced LIGO gravitational-wave detectors. In: **RENCONTRES DE MORIOND - 2015 GRAVITATION : 100 YEARS AFTER GR**. La Thuile, Aosta Valley, Italy: Lausanne:ARISF, 2015. (50), p. 8. Disponível em: http://moriond.in2p3.fr/Proceedings/2015/Moriond_Grav_2015.pdf. 20

TAYLOR, J. H.; FOWLER, L. A.; MCCULLOCH, P. M. Measurements of general relativistic effects in the binary pulsar psr 1913+16. **Nature**, v. 277, p. 437–440, feb 1979. 1

TAYLOR, J. H.; WEISBERG, J. M. A new test of general relativity - gravitational radiation and the binary pulsar psr 1913+16. **Astrophysical Journal**, v. 253, p. 908–920, feb 1982. 1

VILENKIN, A. Cosmic strings and domain walls. **Physical Reports**, v. 121, p. 263–315, 1985. 9

VILENKIN, A.; SHELLARD, E. **Cosmic strings and other topological defects**. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. ISSN ISBN 0521391539. 9

VINANTE, A. et al. Present performance and future upgrades of the auriga capacitive readout. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, p. S103–S110, 2006. 15

- WAARD, A. de et al. Preparing for science run 1 of minigrail. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, p. S79–S84, 2006. 15
- WALDMAN, S. The Advanced LIGO gravitational wave detector. **ArXiv:1103.2728v1 [gr-qc]**, 2011. 19, 29, 31
- WEBER, J. Gravitational shielding and absorption. **Physical Review**, v. 146, p. 935–937, 1966. 14
- _____. Observation of the thermal fluctuation of a gravitational-wave detector. **Physical Review Letters**, v. 27, p. 1228, 1966. 1, 14
- _____. Gravitational radiation. **Physical Review Letters**, v. 28, p. 498, 1967. 1, 14
- WEISS, R. **Silicon mirror cooled to 120K**. [S.l.: s.n.], 2012. Document Control Center (DCC), T1200093-v1. 3, 49
- WEN, S. et al. Hydraulic external pre-isolator system for ligo. **Classical and Quantum Gravity**, v. 31, n. 23, p. 235001, 2014. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/31/i=23/a=235001>>. 29
- WIKIPEDIA, t. f. e. **High-temperature superconductivity**. 2017. Disponível em: <https://en.wikipedia.org/wiki/High-temperature_superconductivity>. 72
- ZHANG, J.; ZHAO, C.; JU, L.; BLAIR, D. Study of parametric instability in gravitational wave detectors with silicon test masses. **Classical and Quantum Gravity**, v. 34, n. 5, p. 055006, 2017. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0264-9381/34/i=5/a=055006>>. 49

APÊNDICE A - Cálculos usados para o balanço energético do experimento térmico realizado no LIT

O objetivo deste apêndice é apresentar as equações e os valores utilizados para os cálculos do balanço energético apresentado no capítulo 4:

A.1 Entalpia do cilindro 1(5)

Para o cálculo da entalpia do cilindro 1, usa-se a expressão:

$$\Delta E = M_{cil1(cil5)} C(T) (T_{final} - T_{inicial}) \quad (\text{A.1})$$

Onde $M_{cil1(cil5)}$ é a massa do cilindro 1(5) 59,5 kg(100,5 kg), $T_{inicial}$ e T_{final} são as temperaturas inicial e final do cilindro durante o experimento e $C(T)$ é o calor específico do alumínio dado pela expressão (National Institute of Standards and Technology (NIST) - Material Measurement Laboratory, 2014):

$$C(T) = 10^{(a+b\log_{10}(T)+c\log_{10}(T)^2+d\log_{10}(T)^3+e\log_{10}(T)^4+f\log_{10}(T)^5+g\log_{10}(T)^6+h\log_{10}(T)^7+i\log_{10}(T)^8)} \quad (\text{A.2})$$

A equação A.2 é válida para o intervalo de 4 a 300 K. Os valores das constantes **a** a **i** são dados na tabela A.1¹.

Tabela A.1 - Parâmetros usados no cálculo do calor específico do alumínio.

Parâmetro	Valor
a	46,6467
b	-314,292
c	866,662
d	-1298,3
e	1162,27
f	-637,795
g	210,351
h	-38,3094
i	2,96344

Fonte: Produção do autor.

¹Os mesmos valores são válidos para as ligas de alumínio 3003-F, 5083-O e 6061-T6, isso nos permitiu usá-los para a liga de alumínio 5052.

O calor específico foi estimado para uma temperatura média do cilindro 1(5), T_M , dada por $T_M = \frac{T_{final} + T_{inicial}}{2}$. O valor de T_M e C_{T_M} para cada segmento são apresentados nas tabelas A.2 e A.3.

A.2 Troca de calor entre o cilindro 1(5) e a fonte de calor

Considerando que a fonte emite calor isotropicamente, a quantidade de calor que sai da fonte e atinge o cilindro 1 é dada pela relação:

$$Q_{Fonte} = P t \left(\frac{4\pi - \Omega_1}{4\pi} \right) \quad (\text{A.3})$$

Onde P é a potência da fonte, t é o tempo do experimento e Ω_1 é o ângulo sólido referente quantidade de calor proveniente da fonte que vai para a parede da câmara:

$$\Omega_1 = 2 \times \frac{\pi R_{Cil1}^2}{r^2} = 1,927 \quad (\text{A.4})$$

Onde $R_{Cil1} = 0,36$ m é o raio interno do estágio interno e $r = 0,65$ m é a distância média da fonte à área formada pela face superior/inferior do cilindro. O ângulo sólido surge do fato do estágio interno estar aberto em suas extremidades superior e inferior, de modo que a fonte também tenha visada para a câmara. O fator 2 refere-se as duas extremidades.

Com estes valores, o termo entre parênteses na equação A.3 tem o valor de 0,88. Contudo, simulações feitas no Solidworks resultam em um fator de 0,66 (75% do valor calculado). Este foi o valor final usado na equação.

O estágio 5 não recebe calor da fonte.

A.3 Troca de calor com o estágio adjacente via radiação

A troca de calor via radiação do estágio 1(5) com o estágio 2(4) é descrita pela expressão:

$$Q_{Rad2(4)} = A_{cil1(cil5)} \sigma F_{Cil1(cil5) \rightarrow Cil2(cil4)} (T_{MCil2(cil4)}^4 - T_{MCil1(cil5)}^4) t \quad (\text{A.5})$$

Onde $F_{Cil1(cil5) \rightarrow Cil2(cil4)}$ é fator de configuração² válido para dois cilindros concên-

²Fator que leva em conta a visada de duas (ou mais) superfícies e suas respectivas emissividades

tricos longos, dado pela expressão:

$$F_{Cil1(cil5) \rightarrow Cil2(cil4)} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_{Cil1(cil5)}} + \frac{A_{Cil1(cil5)}}{A_{Cil2(cil4)}} \left(\frac{1}{\epsilon_{Cil2(cil4)}} - 1 \right)} \quad (\text{A.6})$$

Onde $\epsilon_{Cil1(cil5)}$ e $\epsilon_{Cil2(cil4)}$ são as emissividades da face externa(interna) do cilindro 1(5) e interna(externa) do cilindro 2(4), respectivamente. Seus valores numéricos são dados na tabela ???. Dado que ambos os cilindros possuem a mesma altura, a razão $A_{Cil1(cil5)}/A_{Cil2(cil4)}$ é dada pela razão do quadrado dos raios ($R_{Cil1(cil5)}^2/R_{Cil2(cil4)}^2$). Onde $R_{Cil1} = 0,36$ m, $R_{Cil2} = 0,42$ m, $R_{Cil4} = 0,54$ m e $R_{Cil5} = 0,60$ m.

A.4 Troca de calor com o estágio adjacente via condução pelo ar

O calor trocado entre os estágios 1(5) e 2(4) via condução pelo ar é dada por:

$$Q_{condAr} = k(P) \frac{A_{m12(m45)}}{L} (T_{MCil2(cil4)} - T_{MCil1(cil5)}) t \quad (\text{A.7})$$

onde $k(P)$ é a condutividade térmica do ar em função da pressão. O valor calculado para a pressão de 10^{-4} mbar é de 3×10^{-4} W/m.K, L é a distância entre os cilindros ($L = R_{Cil2(cil5)} - R_{Cil1(cil4)}$) e $A_{m12(m45)}$ é uma área média calculada entre os cilindros 1(5) e 2(4), dada por:

$$A_{m12(m45)} = 2 \pi R_m h \quad (\text{A.8})$$

$R_m = \frac{R_{Cil2(cil4)} + R_{Cil1(cil5)}}{2}$ é o raio médio entre os dois cilindros e h é a altura do cilindro (1,3 m para todos os estágios).

A.5 Troca de calor com o estágio adjacente via condução por inox (haste + tubos)

O calor trocado entre os estágios 1(5) e 2(4) via condução por inox é dado pela soma do calor trocado via tubos de inox e pelas hastes que suspendem um estágio a partir do outro.

$$Q_{condInox} = k_{inox} (T_{MCil2(cil4)} - T_{MCil1(cil5)}) \left[3 \left(\frac{A_{hastes}}{L_{hastes}} \right) + \left(\frac{A_{tubos}}{L_{tubos}} \right) \right] t \quad (\text{A.9})$$

térmicas durante os processo de troca de calor por radiação.

k_{inox} é a condutividade térmica do inox cujo valor calculado é de ≈ 10 W/m.k para a faixa de temperatura do experimento. A_{hastes} e L_{hastes} são a área e comprimento das hastes que ligam um estágio ao outro, respectivamente. A_{tubos} e L_{tubos} são, respectivamente, a área e comprimento dos tubos que ligam os estágios para transferência de LN2. Todas as hastes possuem diâmetro de 4,76 mm e comprimento de 1,3 m. Os tubos possuem diâmetro de 16 mm, parede de 0,5 mm de espessura e comprimento de 3 m. Os valores de $T_{MCil1(cil5)}$ e $T_{MCil2(cil4)}$ encontram-se resumidos nas tabelas A.2 e A.3.

A.6 Troca de calor com as paredes da câmara

A troca de calor entre o estágio 1(5) com a parede da câmara é dada pela expressão:

$$Q_{RadCam} = A_{1(5)} \epsilon_{1(5)} \sigma (T_{CAM}^4 - T_{MCil1(cil5)}^4) F_{1(5) \rightarrow CAM} t \quad (A.10)$$

Onde $\epsilon_{1(5)}$ e $A_{1(5)}$ são, respectivamente, a emissividade e a área da superfície que troca calor com a câmara. $F_{1(5) \rightarrow CAM}$ é o fator de vista entre a parte interna(externa) do cilindro 1(5) e as paredes da câmara. Estes valores foram estimados a partir de simulações do Solidworks, resultando em $\epsilon_1 = 0,40$ para o cilindro 1 nos segmentos 1 a 3 e $\epsilon_5 = 0,30$ para o cilindro 5 no segmento 4. T_{CAM} é a temperatura da câmara (105 K) e σ é a constante de Stefan-Boltzmann ($= 5,7 \times 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$).

As tabelas A.2 e A.3 resumem alguns parâmetros que variam de acordo com os segmentos analisados, tais como temperaturas iniciais, finais e médias, e o valor de $C(T)$ médio calculado para cada segmento.

Tabela A.2 - Parâmetros usados para cálculo do balanço energético para os segmentos 1 a 3.

	Cilindro 1				Cilindro 2	Duração [s]
	T_i [K]	T_f [K]	T_m [K]	C_{Tm} [J/kg-K]	T_m [K]	
Segmento 1	85,65	86,05	85,85	407,21	86,78	1890
Segmento 2	86,10	97,19	91,65	443,41	87,50	12960
Segmento 3	97,32	97,82	97,57	478,41	89,18	12720

Tabela A.3 - Parâmetros usados para cálculo do balanço energético para o segmento 4.

	Cilindro 5				Cilindro 4	Duração [s]
	T_i [K]	T_f [K]	T_m [K]	C_{Tm} [J/kg-K]	T_m [K]	
Segmento 4	119,01	115,30	117,16	580,8	108,44	27720

ANEXO A - Diagrama da câmara de vácuo

A seguir segue o projeto da câmara conforme foi entregue ao grupo e instalada no laboratório de Ondas Gravitacionais Dr. Sérgio Ricardo Furtado

FICHA DE CONJUNTO

As informações deste desenho são de propriedade da METAL CRYO, não podendo ser reproduzidas, copiadas ou emprestadas, sem a sua autorização, nem utilizadas para outros finalidades sendo aquelas para as quais foram especificamente fornecidas.

RG7.3-10rev0

46	01	Fl. Válvula Reguladora de Pressão	Latão	1/4"	MCOV 8000-164
45	01	Arbúvula de Aumento de Pressão	Latão	1/2"	MCOV 8000-165
44	01	Linha Válvula e Segurança	Latão	1/2"	MCOV 8000-163
43	01	Linha Válvula H.L. Sob o de Líquido	Latão	1/2"	MCOV 8000-163
42	01	Enfiteiêl Bolo Pressão Vácuo, Água	Latão	1/4"	MCOV 8000-162
41	01	Enfiteiêl Alta Pressão Vácuo, Água	Latão	1/4"	MCOV 8000-161
40	01	Condição Válvula de Entrada	AS-304	3/8"	MCOV 8000-160
39	01	Enchimento Enchimento por Cima H.L.	Latão	1/2"	MCOV 8000-159
38	01	Condição Enchimento por Bolo H.L.	Latão	1/2"	MCOV 8000-158
37	01	Vaporizador de Aumento de Pressão	Alumínio	3000/500/100mm	MCOV 8000-157
36	03	Condição de Insc. AS-304	AS-304	1/2"x1/2"x1/2"	MCOV 8000-156
35	08	Boro Revestido de Cobre Eletrolítico	Cobre	1/2"x1/2"x100mm compr.	MCOV 8000-155
34	01	Tempo Sub. Interno ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-154
33	01	Cilindro Int. de Insc. ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-153
32	01	Tempo sub. Interno ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-152
31	01	Morro de Lâ. de Vácuo de Tempo	Lâ. Vácuo	1/2"x1/2"x15mm	MCOV 8000-151
30	01	Tempo de Câmara de Cobre Eletrolítico	Cobre	300#x150#mm outside	MCOV 8000-150
29	01	Seguente(Cubo de Cobre Eletrolítico)	Cobre	1/2"x1/2"x100/100mm	MCOV 8000-149
28	01	Cilindro Interno de Cobre Eletrolítico	Cobre	1/2"x1/2"x150#x150#mm	MCOV 8000-148
27	12	Arreio Lâq. de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-147
26	12	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-146
25	12	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-145
24	01	Anal. de Inscção Cilindro	Insc	1/2"x1/2"x150#mm	MCOV 8000-144
23	02	Anal. de Inscção(Cubo de Cobre Eletrolítico)	AS-304	1/2"x1/2"x150#mm	MCOV 8000-143
22	03	Condição de Insc. AS-304	AS-304	1/2"x1/2"x1/2"	MCOV 8000-142
21	01	Subote de Inscção ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-141
20	01	Tempo Sub. Externo ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-140
19	01	Cilindro Sub. Externo ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-139
18	01	Flange de Aç. Carbono ASTM A-36	A-36	1/2"x1/2"x118mm	MCOV 8000-138
17	01	Anal. de Boro Cobre AS-304	AS-304	1/2"x1/2"x118mm	MCOV 8000-137
16	06	Arreio Lâq. de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-136
15	08	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-135
14	08	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-134
13	01	Flange Carg. ASTM A240 TP304(100#)	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-133
12	01	Flange Carg. ASTM A240 TP304(250#)	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-132
11	01	Flange Carg. ASTM A240 TP304(100#)	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-131
10	12	Arreio Lâq. de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-130
9	12	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-129
8	12	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-128
7	12	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-127
6	01	Flange Carg. ASTM A240 TP304(250#)	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-126
5	01	Flange Carg. ASTM A240 TP304(100#)	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-125
4	01	Anal. Centristador ISO 10009	Alumínio	138#x82#x147#mm	MCOV 8000-124
3	01	Flange Carg. ASTM A240 TP304(250#)	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-123
2	01	Flange Carg. ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-122
1	24	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-121
	24	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-120
	20	Flange Carg. ASTM A240 TP304(250#)	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-119
	18	Anal. Centristador ISO 10009	Alumínio	5,6"x14"x118#x118mm	MCOV 8000-118
	17	Flange Carg. ASTM A240 TP304(250#)	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-117
	16	Flange Carg. ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-116
	15	Flange Carg. ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-115
	14	Flange Carg. ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-114
	13	Anal. de Boro Cobre AS-304	AS-304	1/2"x1/2"x118mm	MCOV 8000-113
	12	Condição de Insc. AS-304	AS-304	1/2"x1/2"x1/2"	MCOV 8000-112
	11	Flange Seloado de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-111
	10	Anal. G'ing. de Inscção	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-110
	09	Anal. G'ing. de Inscção	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-109
	08	Flange de Aç. Carbono ASTM A-36	A-36	1/2"x1/2"x118mm	MCOV 8000-108
	07	Anal. G'ing. de Inscção	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-107
	06	Anal. G'ing. de Inscção	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-106
	05	Flange de Pressão de Insc-304	AS-304	1/2"	MCOV 8000-105
	04	Flange Carg. ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-104
	03	Flange Carg. ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-103
	02	Anal. de Carga ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-102
	01	Cilindro Int. Externo ASTM A240 TP304	Insc	300#x150#x100mm	MCOV 8000-101
		MCOV D.T. (Inscção) ASTM A240 TP304	Latão	1/2"x1/2"x100#mm	MCOV 8000-100

Características Técnicas da Câmara de Vácuo

Modelo: HITE

Projeto: Metal Cryo Baseado no memorial descritivo e Croqui do Equipamento

Fornecido pelo Cliente

Volume Geométrico: 10827 Litros

Pressão de Projeto: vácuo Total (10⁻⁴ Torr)

Material do Corpo: ASTM A240 TP304/304L (Inoxidável)

Teste com Líquido Penetrante em Todas as Soldas de Revestimento e Dissimilares

Norma de Projeto: ASME VIII Divisão 1

Eficiência de Junta: 0,7

Temperatura Máxima: 85°C

Teste Hidrostático: Não

Acabamento Interno Costado: Livramento Grano 120 + Eletropolimento

Características Técnicas do Reservatório Criogênico

Projeto: Metal Cryo Baseado no memorial descritivo e Croqui do Equipamento

Capacidade: 391,5 Litros

Capacidade Geométrica: 435 Litros

Pressão de Projeto: 10kgf/cm²

Material do Corpo: ASTM A240 TP304/304L (Inoxidável)

Diâmetro Interno: 400mm

Norma de Projeto: ASME VIII Divisão 1

Eficiência de Junta: 0,7

Pressão de Teste Hidrostático: 14kgf/cm²

Teste de Microvazamento: Sim com Spectrometro de massa e Gas Hélio em todas as soldas e Vedações com precisão de 1x10⁻⁵ Torr

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.