

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Mesmo após 40 anos de pesquisa e só tendo, até hoje, evidências indiretas de sua existência, a busca por Ondas Gravitacionais (OG's) é totalmente justificada, pois sua detecção seria mais uma comprovação direta da validade da Teoria da Relatividade Geral.

Em razão da sua altíssima penetrabilidade, a primeira detecção de radiação gravitacional abrirá uma nova janela para observação do Universo, a *astronomia de ondas gravitacionais*, fornecendo informações sobre fenômenos do universo que hoje não podem ser estudados a partir das ondas eletromagnéticas (rádio, infravermelho, óptico, ultravioleta, raios-X e raios-gama).

O detector de ondas gravitacionais *Mario Schenberg* está sendo desenvolvido no Laboratório de Física do Estado Sólido e Baixas Temperaturas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LESBT/IFUSP), cujo projeto vem sendo inteiramente apoiado pela FAPESP, processos 1998/13468-9 (encerrado) e 2006/56041-3 (em andamento).

O detector *Schenberg* é composto por uma massa ressonante de CuAl (6%) com 65 cm de diâmetro, pesando aproximadamente 1150 kgf, que deverá atingir a sensibilidade $h \sim 10^{-23} \text{ Hz}^{-1/2}$ em uma banda passante de 400 Hz, em torno de 3200 Hz (frequência de ressonância da esfera), quando estiver funcionando em temperaturas da ordem de 0,02 K. As vibrações da antena serão monitoradas por seis transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante acoplados à sua superfície [1;2].

O projeto desenvolvido em São Paulo contempla a instalação de transdutores paramétricos, que requerem uma fonte externa de potência e possuem ganho de potência intrínseco. Eles são “bombeados” com sinal AC (oscilando numa frequência f_p , injetado no circuito para ativá-lo), e utilizam a variação de um parâmetro do circuito que relaciona uma variável mecânica com uma variável elétrica de forma não linear [3;4]. O ganho de potência é obtido pela conversão do sinal da antena para frequências mais altas, geralmente frequências na faixa de microondas. O desenvolvimento e utilização deste tipo de transdutor poderão representar um passo importante na consecução dos objetivos do projeto Gráviton.

Além da aplicação imediata na astrofísica de OG's, o domínio da tecnologia para construção de transdutores com potencial para ultrapassar o limite quântico de medição terá grande aplicação nas pesquisas rádio-astronômicas. A eletrônica utilizada nesses transdutores, para amplificar o sinal de rádio, é similar àquela dos estágios de alta frequência dos receptores criogênicos normalmente utilizados em radioastronomia [5]. Nos radiômetros para radioastronomia, o estágio de amplificação de alta frequência opera em ambientes com temperaturas da ordem de 20 K [6;7], enquanto nos transdutores para detecção de OG's opera-se próximo de 4 K. Como o ruído dos receptores depende diretamente da figura de ruído e temperatura do primeiro estágio de amplificação do sinal de alta frequência, o domínio desta técnica terá grande importância para melhorias no desempenho dos radiômetros utilizados atualmente. Como consequência, várias atividades de pesquisas em radioastronomia poderão beneficiar-se deste conhecimento.

O plano de trabalho proposto para este projeto de iniciação científica (PIBIC/CNPq/INPE) está associado ao projeto Gráviton e baseia-se na simulação numérica (utilizando o software CST Microwave Studio) do sistema de transdução do detector Schenberg, com vistas ao aumento de sensibilidade e redução das fontes de ruídos. O bolsista (autor deste relatório) iniciou suas atividades junto ao grupo GRAVITON em meados de março de 2011, tendo participado de diversas atividades as quais serão descritas no Capítulo 5.

CAPÍTULO 2

ONDAS GRAVITACIONAIS: CONCEITOS BÁSICOS E TÉCNICAS DE DETECÇÃO

2.1 ONDAS GRAVITACIONAIS

A existência de Ondas Gravitacionais (OG's) foi demonstrada matematicamente por Einstein, em 1916, a partir da solução das equações de campo da Teoria da Relatividade Geral (TRG). Uma expressão matemática para as OG's pode ser obtida, resolvendo-se as equações de Einstein para o vácuo e utilizando-se a aproximação de campo fraco, sendo encontrados dois modos de polarização (+ e x) independentes e transversais à direção de propagação, se propagando no espaço com a velocidade da luz [8].

A OG cria forças de maré, variando com o tempo, estritamente transversas, realizando trabalho na direção perpendicular ao seu deslocamento. Estas forças podem deformar um corpo elástico, sendo a amplitude Δl deste deslocamento dada por [9]:

$$h = \frac{\Delta l}{l_0}, \quad (2.1)$$

onde l_0 é uma dimensão característica da massa ressonante e, em geral, h é a amplitude para duas polarizações dada por $h^2 = h_+^2 + h_x^2$ (Figura 2.1).

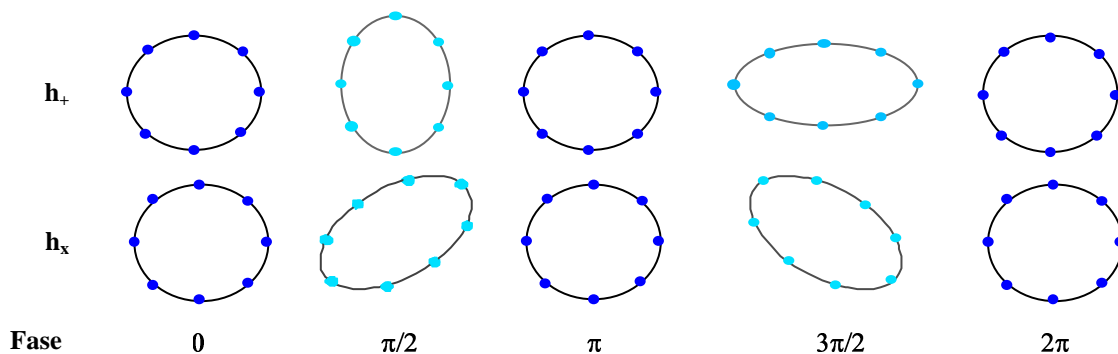


Figura 2.1 - A deformação de um anel de massas-teste durante um ciclo de uma OG, propagando-se na direção z . O Princípio da Equivalência não permite que as acelerações produzidas por estas forças sejam sentidas localmente, mas sim entre dois pontos distintos. Portanto, somente a aceleração relativa pode ser medida [8].

Na Figura 2.1 são mostrados os efeitos do plano de OG's polarizadas, propagando-se na direção z (escolhida arbitrariamente), sobre um conjunto de partículas-teste arranjadas

num anel colocado perpendicularmente à direção de propagação da onda. A onda comprimirá o anel em uma direção, enquanto o expandirá numa direção perpendicular a anterior. As duas polarizações são equivalentes, exceto por uma rotação espacial de 45^0 em relação ao eixo de propagação da onda.

Em contraste com as ondas eletromagnéticas, que são facilmente absorvidas e espalhadas, o acoplamento da radiação gravitacional com a matéria é extremamente fraco (a força de acoplamento gravitacional entre dois prótons é cerca de 36 ordens de magnitude menor que a interação elétrica entre eles), o que torna sua detecção extremamente difícil, mas, por outro lado, permite a observação de fenômenos no interior de corpos massivos compactos. Isto porque as OG's possuem alta penetrabilidade, ou seja, atravessam quilômetros de matéria compacta sem grande interação com a mesma.

A energia, a forma e a polarização das OG's poderão nos fornecer um grande número de informações sobre os processos astrofísicos pelos quais estas ondas foram geradas. Observando o universo no espectro das OG's poderemos obter informações importantes sobre: o momento do “Big-bang” [10]; o estágio final de coalescência de sistemas binários [11]; os detalhes dos movimentos dos núcleos colapsantes em explosões de supernovas [12]; a determinação das equações de estado de estrelas de nêutrons [13]; entre outros.

2.2 DETECTORES DO TIPO MASSA RESSONANTE

Devido às limitações tecnológicas, a busca por OG's somente foi iniciada cerca de meio século após sua previsão teórica, quando Weber construiu o primeiro detector do tipo massa ressonante [14]. Este detector consistia de uma barra metálica massiva, cujo modo fundamental de vibração (~ 1 kHz) seria excitado na incidência de um pulso de radiação gravitacional com frequência característica próxima da frequência de oscilação da antena. Sensores piezelétricos eram utilizados para converter a vibração da barra em sinal elétrico (ver Figura 2.2). Desde então, vários grupos ao redor do mundo vêm trabalhando no desenvolvimento de novos detectores sensíveis a estas ondas [2;8;15;16;17;18].



Figura 2.2 - Joseph Weber e o Detector de Massa Ressonante de Primeira Geração.
FONTE: Weber, 1960.

2.2.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO

Qualquer modo vibracional de um corpo que possua momento quadripolar de massa não nulo, como o modo longitudinal de uma antena cilíndrica ou esférica, pode ser excitado por uma OG com densidade espectral de energia diferente de zero.

Transdutores eletromecânicos conectados mecanicamente à antena são utilizados para aumentar a amplitude de vibração. Estes transdutores convertem as oscilações produzidas no sólido em sinais elétricos que são, posteriormente, enviadas para um sistema de aquisição de dados [1].

O sinal captado pela antena dependerá da sua eficiência em converter a fração de energia absorvida da OG em energia acústica. A qualidade de um ressonador (corpo rígido) é definida pelo fator-Q, que é proporcional à razão entre a energia mecânica armazenada num modo de vibração e a energia que é dissipada por esse meio em cada ciclo. Este fator pode ser escrito da seguinte forma [19]:

$$Q = \omega_n \tau_n, \quad (2.2)$$

onde τ_n é o tempo de relaxação em energia do modo n de oscilação. Portanto, um alto Q corresponde a um modo de vibração de maior amplitude e duração [20].

Devido ao fato do detector absorver mais energia numa banda de frequência em torno da sua frequência de ressonância, a seção de choque é uma função da frequência [21]. Portanto, para obter uma alta sensibilidade é necessário construir detectores com as maiores massas possíveis e com materiais com a maior velocidade do som possível.

Os atuais detectores do tipo massa ressonante (Tabela 2.1) ainda consistem de barras cilíndricas. Entretanto, os sensores piezelétricos foram substituídos por dispositivos eletromecânicos conectados mecanicamente à antena, denominados transdutores, os quais convertem vibrações mecânicas em sinais elétricos que, posteriormente, são amplificados [4;22]. Ressonadores mecânicos secundários são utilizados para aumentar a amplitude de vibração.

TABELA 2.1 - Características dos detectores do tipo massas ressonantes cilíndricas [15]

Nome (Localização)	Materia l	M (kg.)	T (K)	T_R (mK)	$f \pm \Delta f$ (Hz)	h (10^{-19})
ALLEGRO (EUA)	Al 5056	2300	4,2	6,0	900 ± 60	2,1
Explorer (Suíça)	Al 5056	2300	2,6	6,0	900 ± 50	4,0
NAUTILUS (Itália)	Al 5056	2300	0,1	4,0	900 ± 50	2,5
AURIGA (Itália)	Al 5056	2300	0,2	1,0	900 ± 50	2,3

Onde T e T_R são, respectivamente, as temperaturas de operação e de ruído; h é a sensibilidade para pulsos de 1ms; f é a frequência característica de ressonância; e, Δf é a largura de banda do detector.

Os detectores citados na Tabela 2.1 possuem sensibilidade suficiente para detectar sinais impulsivos intensos de OG's originados de eventos de supernovas na Via Láctea, cujas amplitudes esperadas são da ordem de $h \approx 10^{-18}$ caso a energia convertida em OG's seja em torno de 1% da massa solar [23]. Entretanto, tais eventos são raros e podem ocorrer, com otimismo, uma vez a cada 20 anos, tornando quase improvável a detecção de radiação gravitacional com estas antenas [12].

Pode-se aumentar a taxa de prováveis eventos detectáveis (vários eventos por ano) considerando-se fontes impulsivas de OG's num raio da ordem de 10 Mpc, ou seja, até o aglomerado de Virgo, cujas amplitudes esperadas seriam da ordem de $h \approx 10^{-21}$ [24]. Para

isto, torna-se necessária à construção de antenas com sensibilidade três ordem de magnitude superior (em amplitude) às dos detectores atuais.

2.2.2 RUÍDOS E SENSIBILIDADE EM DETECTORES RESSONANTES

As oscilações mecânicas induzidas na antena pela interação com a OG são transformadas em sinais elétricos por transdutores e, então, amplificados eletronicamente. Inevitavelmente, ruídos brownianos associados à antena e aos transdutores, e ruídos eletrônicos dos amplificadores, limitarão a sensibilidade do detector [8]. Além disto, vibrações externas, tais como ruídos sísmicos ou ambientais, na faixa de frequência de 1Hz até alguns kHz , também podem excitar o detector, degradando sua sensibilidade.

As vibrações externas podem ser eliminadas utilizando-se um sistema de isolamento vibracional capaz de isolar (ou manter) estes ruídos abaixo do nível do sinal na frequência de ressonância da antena [25].

O ruído browniano, causado pela agitação térmica (definida pela temperatura termodinâmica) da estrutura cristalina da massa ressonante, excita os modos normais da antena, fazendo-os oscilar. Desta forma, a minimização do ruído térmico pode ser obtida com a diminuição da temperatura termodinâmica (da ordem de mK) da antena ou com o aumento da massa do sólido que, por sua vez, deverá possuir o maior fator-Q possível ($Q \geq 10^6$).

O ruído de série (eletrônico) pode ser minimizado, reduzindo-se o ruído do amplificador (principal contribuição) ou utilizando-se amplificadores, disponíveis comercialmente, com níveis de ruído suficientemente baixo para minimizá-lo a níveis aceitáveis.

Além do ruído Browniano e de série, outra fonte de ruído surge devido ao ruído elétrico na entrada dos amplificadores atuando reversamente (através dos transdutores) na antena. Este tipo de ruído é conhecido como ruído de *back-action*. Assim como o transdutor “enxerga” o que a massa ressonante faz, a recíproca também é verdadeira. Desta forma, o aumento do acoplamento entre o transdutor e a antena aumentará a contribuição deste ruído [3].

Outra fonte de ruído que pode degradar o Q acústico em detectores ressonantes é o ruído sísmico levado ao transdutor pelas conexões eletrônicas, feitas por longos cabos, através de todo o sistema de isolamento vibracional até o transdutor. Uma forma prática de minimizar este tipo de ruído consiste na utilização de um par de antenas *microstrips* anteriormente ao transdutor eletromecânico, evitando, assim, o contato físico entre os cabos e o detector [26].

2.3 DETECTORES ESFÉRICOS

Com o objetivo de produzir detectores mais sensíveis e omnidirecionais¹, iniciaram-se as construções de detectores esféricos resfriados a temperaturas da ordem de 20 mK, sendo o grupo GRÁVITON, do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), o pioneiro deste estudo no Brasil [2]. Outros dois detectores similares estão sendo desenvolvidos pela Itália e Holanda [27;28].

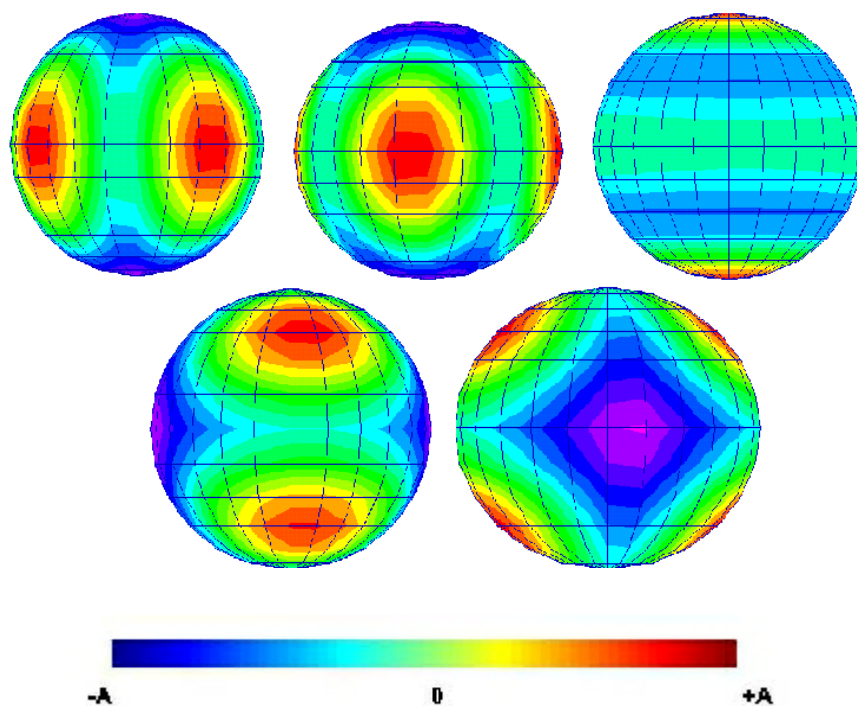


Figura 2.3 - Os cinco modos quadripolares degenerados de uma esfera. O movimento radial de cada modo está representado de acordo com a escala de cores.
FONTE: Melo (2002).

¹ Estes detectores apresentam como vantagem principal, a capacidade de detectar ondas emitidas por fontes em várias direções, não tendo a necessidade de estarem orientados especificamente para direção da fonte. Os detectores tipo barra, por sua vez, somente possuem sensibilidade para ondas provenientes de certas direções, não sendo capazes de detectar a polarização e direção da OG.

Uma antena ressonante esférica possui cinco modos quadripolares degenerados (mesma frequência de ressonância) que irão interagir com a OG (Figura 2.3). Estes modos de oscilações podem atuar como antenas independentes, orientadas em diferentes direções. Desta forma, uma única esfera é igualmente sensível à radiação gravitacional em todas as direções, sendo capaz de medir suas direções e polarizações, bastando cinco transdutores conectados a antena [17;29;30].

2.4 O DETECTOR MARIO SCHENBERG

Localizado na Universidade de São Paulo, o detector *Mario Schenberg* é composto por uma esfera de $\text{CuAl}(6\%)^2$, com 65cm de diâmetro, cerca de 1150kg . Este detector foi planejado para apresentar uma alta figura de mérito ($Q_m > 10^7$) a 20 mK e obter uma sensibilidade superior a $h \approx 10^{-21} \text{Hz}^{-1/2}$ para pulsos de milissegundos, numa faixa de frequência de $3200 \pm 200\text{Hz}$.

As vibrações da antena serão monitoradas por seis transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante acoplados à sua superfície. Outro detector esférico, com características semelhantes, está sendo construído na Universidade de Leiden (Holanda) [2;28].

Espera-se observar, entre outros eventos, os sinais impulsivos provenientes de: colapsos de núcleos estelares que gerem um evento do tipo supernova; instabilidades hidrodinâmicas de estrelas de nêutrons; “quakes” e oscilações de estrelas de nêutrons (*modo f*) induzidos pela queda de matéria em sistemas binários; excitação dos primeiros modos quasi-normais de buracos negros de aproximadamente $3,8M_s$ até $9M_s$; e, coalescência de buracos negros e/ou estrelas de nêutrons de cerca de $1,9M_s$ [31;32;33].

A Figura 2.4 mostra os diversos componentes do detector *Mario Schenberg*. A massa ressonante é mantida em vácuo e isolada vibracionalmente dos ruídos mecânicos. O sistema de isolamento vibracional consiste de um filtro mecânico composto por massas e molas que suportarão a antena esférica [25]. As vibrações da antena são monitoradas por (até nove) transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante acoplados à sua superfície [34].

² Material escolhido devido à sua alta densidade, condutividade térmica a baixas temperaturas e fator-Q (baixas perdas acústicas).

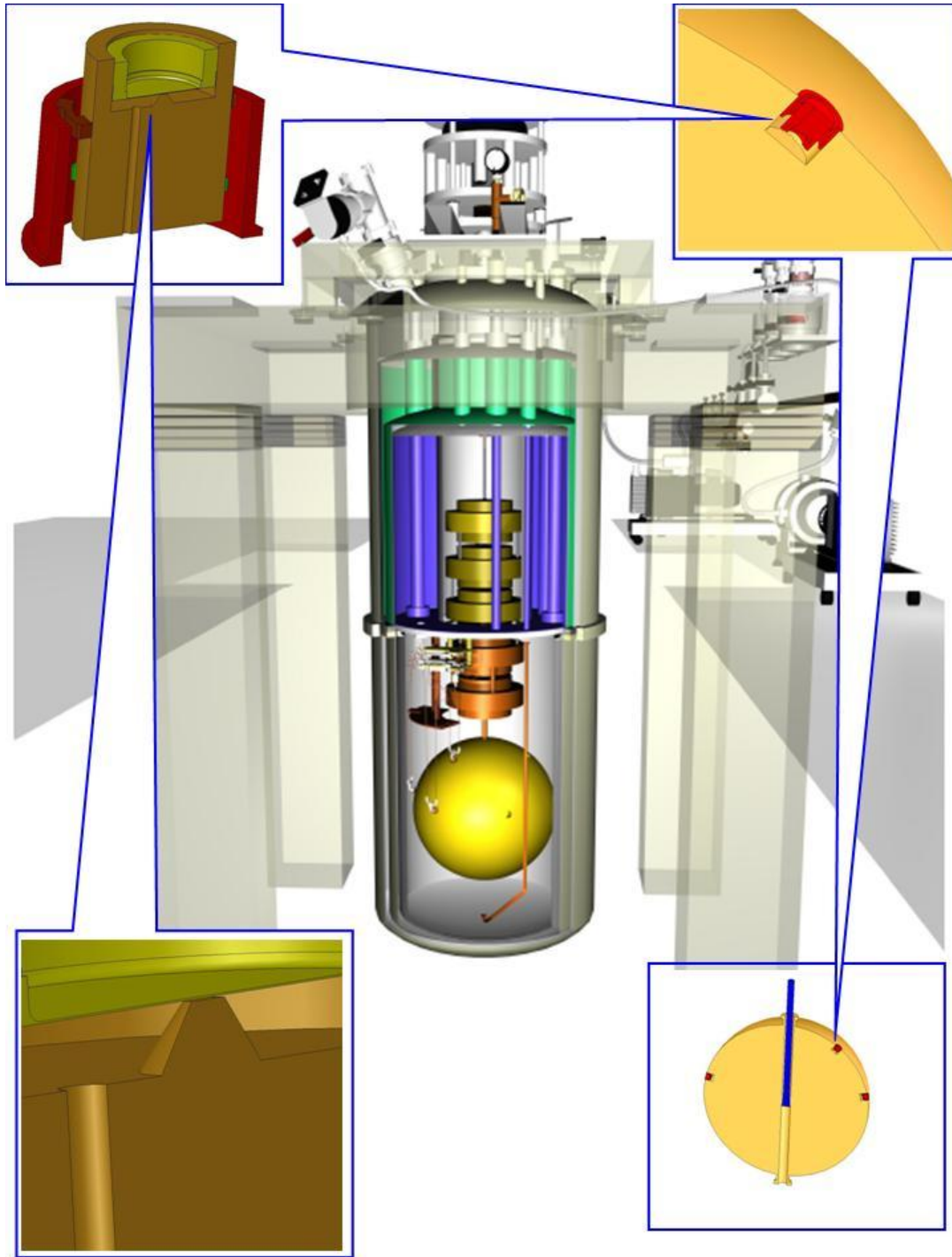


Figura 2.4 – Detector *Mario Schenberg*. A massa ressonante (esfera) é mantida em vácuo, isolada vibracionalmente dos ruídos mecânicos, podendo ser utilizados até nove transdutores paramétricos (do tipo cavidade reentrante) para monitorar seus modos fundamentais de vibração. Fonte: Furtado (2009).

Quando acoplado à antena, o sistema transdutor-esfera funcionará como um sistema massa-mola com três modos, onde o primeiro modo será constituído pela antena, com massa efetiva da ordem de $287,5\text{kg}$; o segundo modo será constituído pela própria

estrutura mecânica do transdutor, com massa de 30 - 53g ; e, o terceiro modo será constituído por uma membrana que fechará a cavidade reentrante do transdutor, possuindo massa de 7 - 10mg e oscilando em 3,2kHz [35].

2.5 O SISTEMA ELETRÔNICO DO DETECTOR MARIO SCHENBERG

Um diagrama esquemático do transdutor acoplado a antena esférica do detector *Mario Schenberg* é mostrado na Figura 2.5. Um sinal eletromagnético em frequência de microondas (banda-X) é produzido por um oscilador de baixo ruído de fase ($\sim -130\text{dBc/Hz}$ @ 3,2kHz) [36], sendo ajuste fino em frequência feito utilizando-se uma fonte comercial de microondas, também com baixo ruído de fase. Após ser filtrado, o sinal resultante (portadora) é dividido em três partes com potências iguais (*power splitter*), definidos como P_1 , P_2 e P_3 .

Uma das partes do sinal dividido (componente P_1) é enviada diretamente (através de antenas *microstrips* localizadas próximas ao transdutor) para a cavidade klystron, que é utilizada como parte do sistema de transdução eletromecânica. A cavidade ressonante funciona como um ressonador acoplado ao detector (ver Figura 2.4) e, em decorrência da frequência de oscilação mecânica do detector, modula a portadora produzindo bandas laterais deslocadas de $\pm 3,2\text{kHz}$ em relação à frequência de ressonância elétrica da cavidade $\approx 10,2\text{GHz}$.

De acordo com a Figura 2.5, o sinal modulado pela cavidade ressonante (bandas laterais e portadoras) segue para um *circulador*, de onde é direcionado para o amplificador criogênico.

Os amplificadores de baixos ruídos disponíveis no mercado na faixa de microondas (amplificadores HEMT's – *High Electron Mobility Transistors*) apresentam baixos níveis de ruído somente com potências muito baixas para o sinal de entrada ($< -80\text{ dBm}$ ou $< 10^{-11}\text{W}$). Deste modo, para manter o amplificador funcionando com seu nível de ruído mínimo, é feita a supressão da portadora, por interferometria destrutiva, utilizando-se a segunda parte do sinal inicialmente dividido (componente P_2) [34;37;38;39]. Para reduzir (de 300K para 3K) a temperatura efetiva de ruído da componente P_2 na

supressão da portadora, utiliza-se um atenuador de 20dB na região criogênica do detector, de modo que a análise do sinal possa ser feita em temperatura ambiente.

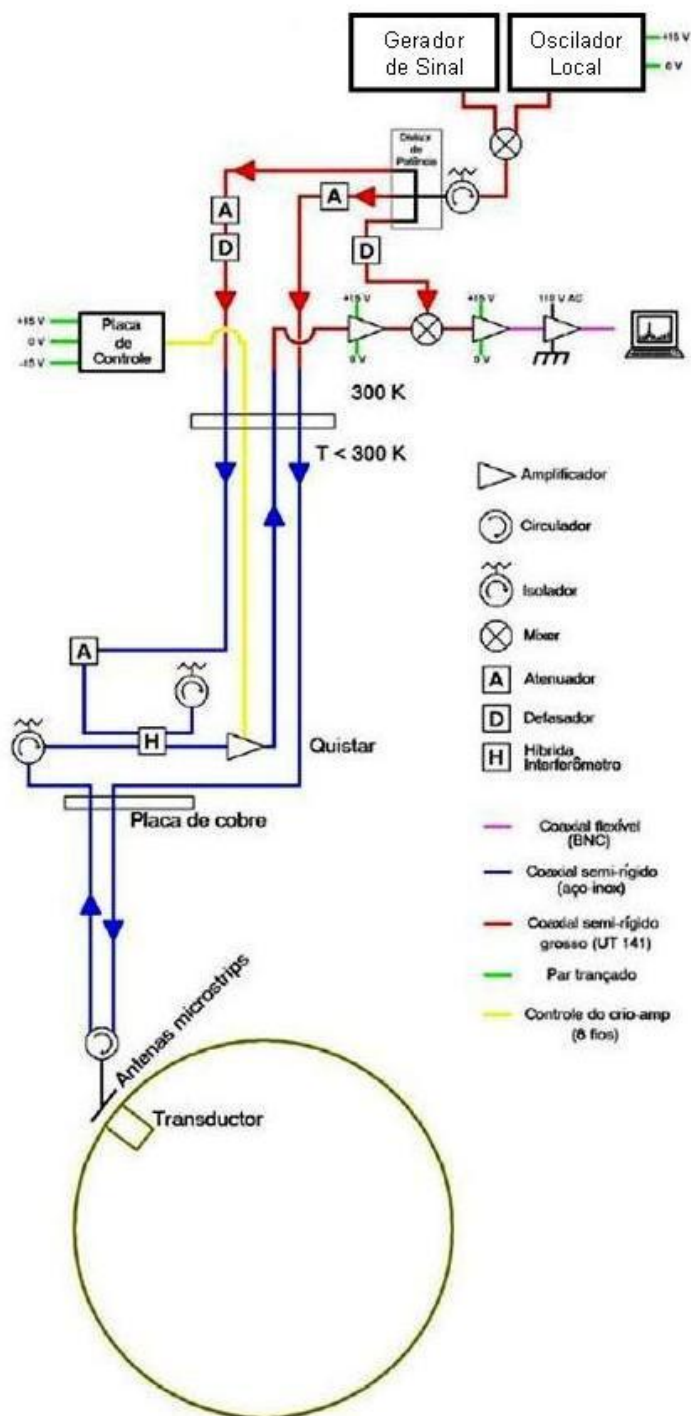


Figura 2.5 – Vista esquemática do sistema antena-transdutor utilizado no detector *Mario Schenberg*.
 FONTE: Aguiar *et al.* (2008).

O sinal proveniente do amplificador criogênico passa por um estágio de amplificação de microondas a $300K$ (temperatura ambiente), cuja saída é direcionada para um *mixer* no qual é feita a demodulação do sinal utilizando-se a componente P_3 . Desta forma, o sinal resultante carregará somente a informação modulada pela cavidade ressonante (acoplada mecanicamente à esfera), e deve, em princípio, ser composto por ruído e excitação da radiação gravitacional. Este sinal é analisado em busca da presença de OG's [40].

CAPÍTULO 3

O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO UTILIZADO NO DETECTOR SCHENBERG

Os transdutores paramétricos empregados em detectores de OG's convertem vibrações mecânicas em sinais elétricos, onde o sinal é amplificado pelo ganho paramétrico intrínseco. Tais transdutores são *bombeados* com sinal AC e utilizam a variação de um parâmetro do circuito que relaciona, de forma não linear, uma variável mecânica com uma variável elétrica [3;4]. Deseja-se que a maior quantidade possível da energia de uma OG incidente na massa ressonante seja transferida para o transdutor, que por isso, deverá ser sintonizado próximo (dentro da banda de 400Hz) das frequências de ressonâncias da esfera, cujos valores obtidos experimentalmente são mostrados na Tabela 3.1 [41].

TABELA 3.1 Valores experimentais dos modos quadripolares da antena esférica do detector Mario Schenberg

<i>Modo</i>	$f_0(300K)$ (Hz)	$f_0(4K)$ (Hz)	$\frac{f_0(4K)}{f_0(300K)}$ (%)
1	3045	3172	4,2
2	3056	3183	4,2
3	3086	3214	4,2
4	3095	3223	4,1
5	3102	3240	4,5

3.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DOS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS

A operação básica de um transdutor paramétrico é mostrada na Figura 3.1. As vibrações da antena (ω_a) modulam a frequência de um circuito ressonante, o qual, por sua vez, modula o sinal da *bomba* (oscilador) ω_p produzindo bandas laterais deslocadas pela frequência de oscilação da antena, $\omega_+ = \omega_p + \omega_a$ e $\omega_- = \omega_p - \omega_a$. A modulação da *bomba* é amplificada utilizando, como referência, parte do seu sinal original [42].

Todos os transdutores paramétricos em desenvolvimento operam modulando a capacitância de um circuito ressonante com alto Q_e e, geralmente, utilizam cavidades (reentrantes ou capacitivamente carregada) ressonantes em alta frequência, combinadas com amplificadores de alta frequência com baixo ruído. No circuito representado na Figura

3.1, M_a representa a massa efetiva da antena; $k_a = M_a \omega_a^2$ e $H_a = M_a \omega_a^2 / Q_a$ representam, respectivamente, a constante de mola e o fator de amortecimento da massa efetiva da antena; e, C , L e R são determinados pela geometria, frequência de ressonância e Q_e do transdutor.

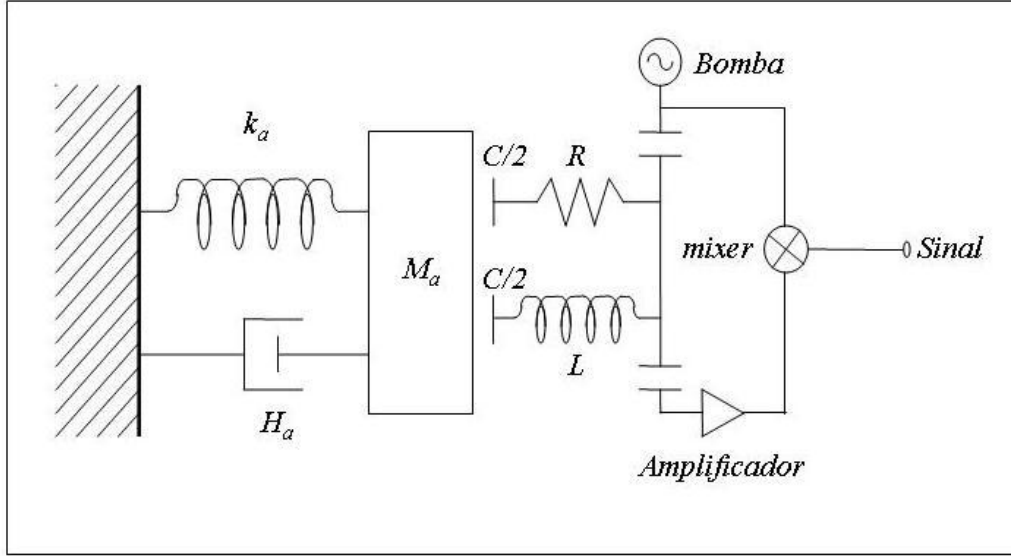


Figura 3.1 - Modelo simplificado de uma antena do tipo massa ressonante com um transdutor paramétrico.
 FONTE: Ribeiro (2003).

De acordo com as equações de Manley-Rowe [3], as potências produzidas em diferentes frequências no circuito ressonante mostrado na Figura 3.1 (reatância não-linear sem perdas) podem ser relacionadas por:

$$\begin{cases} \frac{P_a}{\omega_a} + \frac{P_+}{\omega_+} - \frac{P_-}{\omega_-} = 0 \\ \frac{P_p}{\omega_p} + \frac{P_+}{\omega_+} + \frac{P_-}{\omega_-} = 0 \end{cases}, \quad (3.1)$$

onde P_a , P_p , P_+ e P_- são as potências produzidas, respectivamente, nas frequências ω_a , ω_p , $\omega_+ = \omega_p + \omega_a$ e $\omega_- = \omega_p - \omega_a$.

A partir das Equações (3.1), observa-se que:

- (i) Se $P_+ / \omega_+ < P_- / \omega_- \Rightarrow P_a / \omega_a > 0$, ou seja, se mais potência é extraída pela banda lateral mais baixa (com frequência $\omega_- = \omega_p - \omega_a$) do que pela mais alta (com frequência

$\omega_+ = \omega_p + \omega_a$), então será introduzida potência na antena. Desta forma, se a potência injetada exceder as perdas acústicas do sistema ressonante, instabilidades paramétricas serão produzidas fazendo com que o transdutor provoque oscilações na antena (ruído de *back-action*);

- (ii) Se $P_+ / \omega_+ > P_- / \omega_- \Rightarrow P_a / \omega_a < 0$, ou seja, se a frequência da *bomba* estiver abaixo da frequência de ressonância mecânica da antena, esta perderá potência. Nesta configuração, com a antena resfriada (baixa temperatura termodinâmica) e acoplada parametricamente ao sinal elétrico do transdutor, haverá uma redução do ruído elétrico em torno da frequência de ressonância mecânica.

O ganho de potência do transdutor, em ambos os casos citados acima, será dado por:

$$G_{par} = \frac{\omega_p}{\omega_a} \quad (3.2)$$

3.2 CAVIDADES RESSONANTES E FATOR DE QUALIDADE

As cavidades reentrantes (klystron) utilizadas nos transdutores paramétricos do detector *Mario Schenberg* possuem formato cilíndrico, com um poste cônico central, sendo fechadas por uma membrana. Desta forma, mantêm-se um espaçamento (*gap*) entre o cone central e a parede superior da cavidade (membrana), que será um dos parâmetros principais para determinação da frequência de ressonância da cavidade.

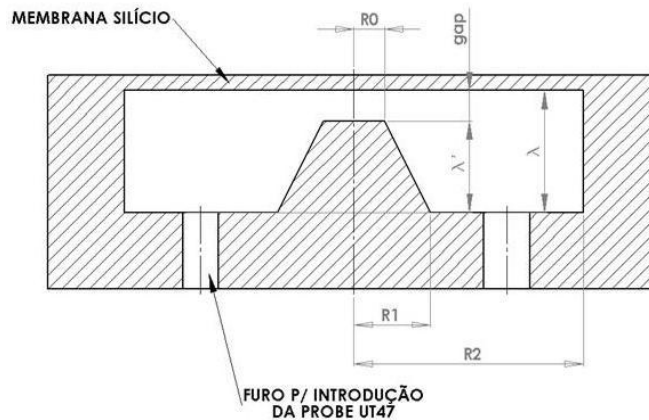


Figura 3.2 – Representação esquemática da cavidade klystron utilizada no sistema de transdução paramétrica. Fonte: Furtado (2009).

A Figura 3.2 mostra uma representação esquemática da cavidade klystron utilizada no sistema de transdução paramétrica do detector *Mario Schenberg*, onde R_0 é o raio do topo do poste cônico central, R_1 é o raio da base do poste cônico central, R_2 é o raio externo da cavidade, λ é a profundidade da cavidade e λ' é a altura do poste cônico central.

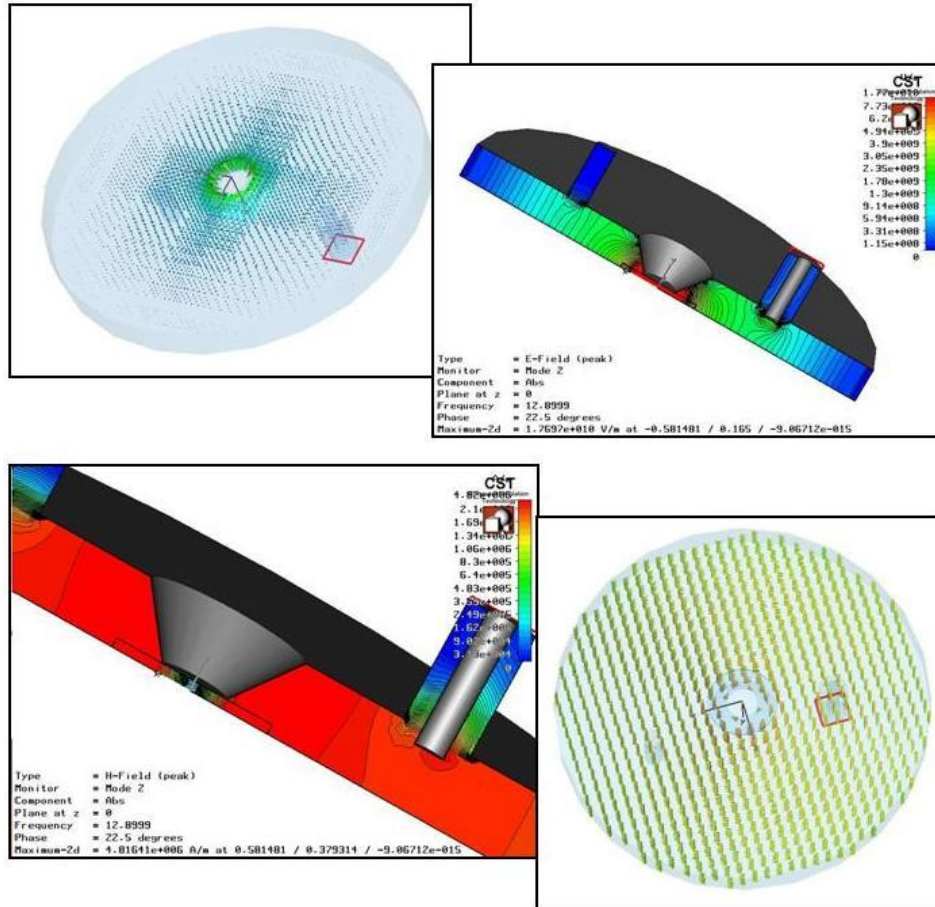


Figura 3.3 – Acoplamento elétrico da sonda com o modo TEM₀₁ da Cavidade klystron do sistema de transdução do Detector *Mario Schenberg* (imagens feitas utilizando-se o software CST Microwave Studio). FONTE: Furtado (2009).

As dimensões da cavidade foram obtidas a partir do modelamento de um circuito *RLC*, de forma que somente o modo ressonante híbrido do tipo klystron (modo *TEM₀₁*) pudesse existir. Para isto, dimensionou-se a profundidade da cavidade em $h_{cav} \ll \lambda_0 / 4$ (sendo h_{cav} a profundidade da cavidade e λ_0 o comprimento de onda correspondente à frequência do modo klystron), de forma que os modos *TE* e *TM* não fossem excitados. O raio externo da cavidade foi definido de forma a ser menor do que $\lambda_0 / 3,41$ [43;44]. Desta forma, na ressonância, as configurações de campo consistem, predominantemente, de um

campo magnético ao redor do poste central e de um campo elétrico entre o topo do poste e a tampa superior. A Figura 3.3 mostra a configuração de campo para o modo TEM_{01} de uma cavidade klystron [36].

Para aperfeiçoar o sistema de transdução é necessário que a cavidade klystron apresente o maior Q elétrico possível. Desta forma, a cavidade foi feita de material supercondutor (Nióbio), de modo a obter o efeito da supercondutividade em baixas temperaturas $< 9,2K$, diminuindo significativamente as perdas internas e possibilitando atingir Q 's elétricos similares aos das cavidades reentrantes de Nióbio.

Os ruídos de *back-action* e de série eletrônico total do sistema de transdução estão relacionados com o fator df_0/dx que, para pequenas variações do *gap* durante a operação do detector, pode ser considerado constante [45;46;47;48;49]. Furtado (2009) mostra resultados obtidos por simulação numérica da variação da frequência do modo dominante em função do *gap* para diversas alturas λ da cavidade klystron, onde os transdutores deverão possuir $df_0/dx \approx 6 \times 10^{13} Hz/m$ para cavidades feitas de Nióbio, com profundidade de $1,40mm$.

O fator-Q é um parâmetro importante na caracterização das cavidades ressonantes, designando a seletividade e o desempenho de um circuito ressonante, e sendo proporcional a razão entre a energia armazenada e a energia perdida, por ciclo:

$$Q = 2\pi \left(\frac{\text{Energia Armazenada}}{\text{Energia Dissipada por ciclo}} \right) = 2\pi f_0 \left(\frac{\text{Energia Armazenada}}{\text{Potencia Dissipada}} \right) = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (3.3)$$

Os resultados apresentados na Figura 3.3 foram obtidos por simulação numérica, utilizando-se o software CST Microwave Studio. Nestas simulações, a condutividade elétrica adotada para o Nióbio foi de $\sigma = 1 \times 10^{12} S/m$ [50;51;52]. Para os cálculos dos elementos finitos, foi gerada uma malha com cerca de 110 mil células, sendo que na região do *gap* (onde o campo elétrico deverá estar concentrado) foi feito um refinamento da mesma de forma a obter resultados mais precisos. A Figura 3.4 mostra a malha utilizada nas simulações das cavidades reentrantes.

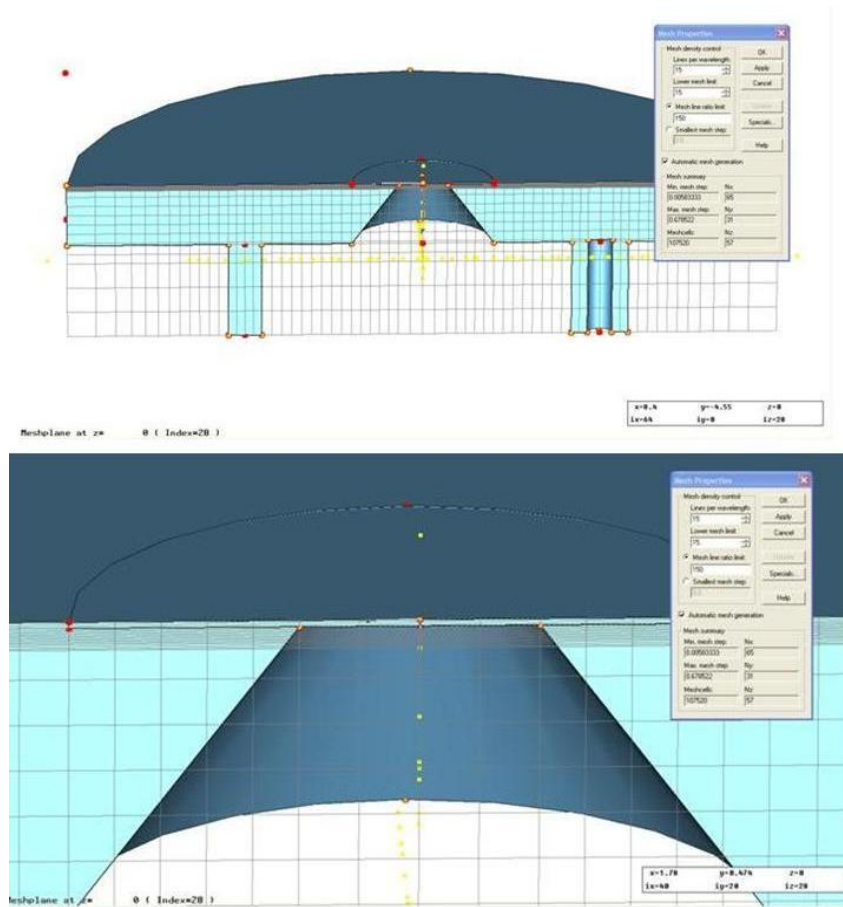


Figura 3.4 – A malha utilizada nas simulações numéricas das cavidades reentrantes de Nióbio, utilizando o software CST Microwave Studio. FONTE: Furtado (2009).

CAPÍTULO 4

ANTENAS MICROSTRIPS

O projeto desenvolvido em S. Paulo contempla a instalação de transdutores paramétricos, que requerem uma fonte externa de potência e possuem ganho de potência intrínseco. Cavidades ressonantes supercondutoras de Nióbio (acopladas ao detector e funcionando como ressonadores secundários) são utilizadas como parte do sistema de transdução eletromecânica [36;53]. No interior da cavidade ressonante é mantido um sinal, em frequências de microondas, que é modulado pela oscilação do detector. Esta modulação produz bandas laterais à portadora, que estão deslocadas em relação à frequência de ressonância da cavidade, em decorrência da frequência de oscilação mecânica do detector.

De modo a maximizar o desempenho dos transdutores é necessário que as cavidades de microondas tenham o maior Q elétrico possível. Para evitar que ruídos sísmicos cheguem à esfera através do cabeamento dos transdutores, a conexão entre os transdutores e as suas respectivas eletrônicas (do sinal portador e amplificação do sinal modulado) é feita através de pares de antenas microstrips, um para cada transdutor, que devem ter a melhor transmissão possível e menor perda na região da frequência de ressonância da cavidade [41;54].

4.1 CONCEITOS BÁSICOS

Antenas microstrips são cada vez mais comuns no cenário tecnológico atual, sendo aplicadas principalmente em:

- Aplicações aeroespaciais;
- Sistemas de GPS;
- Telefonia Móvel;
- Radares.

As antenas microstrip são basicamente constituídas por duas placas condutoras paralelas separadas por um dielétrico. Um dos condutores é conhecido como elemento irradiador e o outro é o seu plano terra (Figura 4.1).

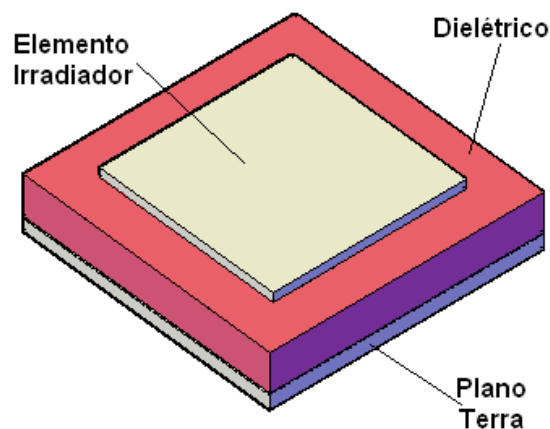


Figura 4.1 – Estrutura de uma antena microstrip.

O elemento irradiador normalmente é produzido em formas geométricas básicas como a retangular, circular, triangular, elíptica, trapezoidal ou outras formas conhecidas.

Existem muitas maneiras de se aplicar um sinal neste tipo de antena, sendo a por cabo coaxial a mais comum, possuindo a vantagem de que o conector coaxial pode ser inserido em qualquer parte do elemento irradiador de forma que possa fazer o devido casamento de impedâncias. Com a aplicação do sinal a antena, este irradia principalmente por causa dos campos de franja entre a borda do elemento irradiador e do Plano-Terra.

Para se extrair um bom desempenho da antena, é aconselhável o uso de um dielétrico com permissividade elétrica relativa (ϵ_{rel}) baixa, pois isso proporciona uma melhor eficiência, maior largura de banda e melhor a radiação do sinal. Mas, esta configuração leva a um tamanho maior da antena.

No projeto de uma antena mais compacta, deve-se utilizar um dielétrico com ϵ_{rel} mais elevado, entretanto isto causa uma perda de eficiência da antena e uma largura de banda mais estreita. Portanto, o maior desafio é consiliar as dimensões da antena com seu desempenho.

Assim pode-se destacar algumas vantagens e desvantagens da antena microstrip. Suas principais vantagens são:

- Leve e de baixo volume;
- Fácil montagem no terminal móvel;
- Baixo custo de fabricação;
- Compatíveis com projetos modulares;
- Suporta tanto, polarização linear, bem como a circular.
- Pode ser facilmente integrado com circuitos integrados de microondas (MICs);
- Capaz de operações de dupla frequência e triplos;
- Mecanicamente robusto quando montados em superfícies rígidas.

E suas desvantagens:

- Largura de banda estreita;
- Baixa eficiência;
- Baixo Ganho;
- Irradiação em apenas um dos hemiférios;
- Baixa capacidade de potência;
- Pouca isolamento entre a fonte e os elementos de irradiação
- Microstrips possuem um fator de qualidade elétrico Q muito alto, conseqüentemente uma largura de banda estreita e também baixa eficiência.

4.2 CASAMENTO DE IMPEDÂNCIAS

Há uma descontinuidade de corrente elétrica (campo magnético) e a tensão (campo elétrico) ao longo do elemento irradiador. A corrente é máxima no centro e mínima próximo da extremidade da esquerda e da direita, entretanto o campo elétrico é zero no centro e máximo próximo da lateral esquerda e mínima próxima a lateral direita (Figuras 4.2 e 4.3).

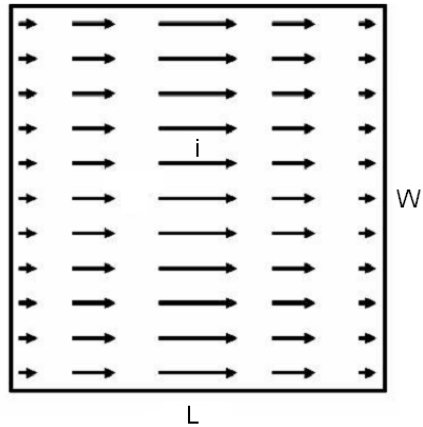


Figura 4.2 – Intensidade da corrente elétrica no dispositivo irradiador ao longo de sua superfície

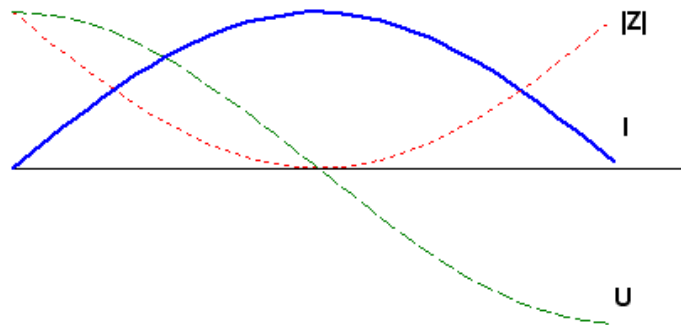


Figura 4.3 - Intensidade da corrente (I), da tensão(U) e do módulo da impedância ($|Z|$) ao longo da superfície do elemento irradiador da microstrip

Portanto a impedância é máxima nas extremidades e zero no centro. Na prática é comum acoplar o sinal em alguma região com 50Ω de impedância.

4.3 POLARIZAÇÃO

Um parâmetro importante no momento de se utilizar uma antena é saber o tipo de polarização utilizada. A maior parte dos sistemas de comunicação utilizam a polarização vertical, horizontal ou ainda a circular.

O plano em que o campo elétrico varia é também conhecido com plano de polarização. A polarização linear é a mais simples, sendo que neste tipo de polarização o campo elétrico apenas varia em uma direção. A polarização linear pode ser vertical ou horizontal dependendo da orientação do elemento irradiador. Uma antena receptora de sinal

precisa ser polarizada da mesma maneira que sua transmissora para o devido recebimento do sinal.

4.4 EFEITOS INDESEJÁVEIS NA CONFECÇÃO DE ANTENAS MICROSTRIPS

Ondas de superfície: usam uma parte da energia do sinal que deveria ser transmitida. A amplitude do sinal é reduzida, contribuindo para uma atenuação aparente ou uma diminuição na eficiência da antena. Além disso, ondas de superfície também causam um mau acoplamento entre diferentes circuitos ou elementos da antena. Este efeito degrada severamente o desempenho da microstrip.

4.5 PROJETO DE DESENVOLVIMENTO DE UMA ANTENA MICROSTRIP RETANGULAR LINEARMENTE POLARIZADA

No calculo das dimensões da microstrip é comumente utilizado o método das linhas de transmissão, onde são considerados três parâmetros essenciais para se iniciar o projeto:

- Frequência de operação (f_0) (frequência de ressonância da antena);
- Constante dielétrica do substrato (ϵ_r);
- Altura do substrato dielétrico (h).

A frequência de ressonância de uma antena microstrip retangular pode ser determinada pelas dimensões do filme depositado, ou seja, por sua largura (W) e por seu comprimento (L) para um substrato com determinada espessura e permissividade elétrica (Figura 4.4).

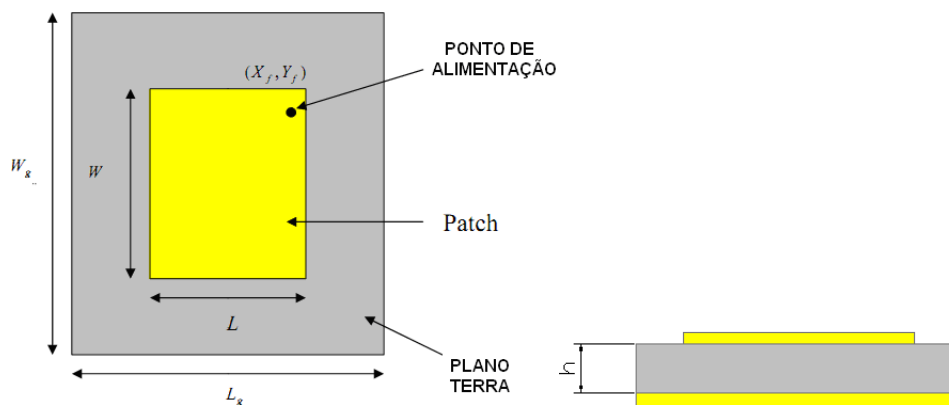


Figura 4.4 – Representação geométrica de uma antena microstrip retangular.

Pelo método da linha de transmissão temos as equações:

- **Calculo da largura (W):**

$$W = \frac{c}{2f_0 \sqrt{\frac{(\epsilon_r + 1)}{2}}} \quad (4.1)$$

- **Calculo da constante do dielétrico efetivo (ϵ_{reff}):**

$$\epsilon_{reff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left[1 + 12 \frac{h}{W} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

- **Calculo do comprimento real (L):**

$$L = \frac{c}{2f_0 \sqrt{\epsilon_{reff}}} - 0,824h \frac{(\epsilon_{reff} + 0,3) \left(\frac{W}{h} + 0,264\right)}{(\epsilon_{reff} - 0,258) \left(\frac{W}{h} + 0,8\right)} \quad (4.3)$$

- **Calculo das dimensões do Plano-Terra (W_g e L_g)**

O modelo de linha de transmissão é aplicável apenas para planos-terra infinitos. Mas, para considerações de ordem prática, é essencial ter um plano de terra-finito. Uma boa aproximação de resultados entre o plano-terra finito e o infinito pode ser obtida se:

$$L_g = 6h + L \quad (4.4a)$$

$$W_g = 6h + W \quad (4.4b)$$

Um projeto integrando as antenas *microstrips* com a cavidade supercondutora ressonante em 10 GHz, de forma a aumentar o acoplamento do circuito eletrônico e evitar perdas desnecessárias em linha de transmissão também faz parte do plano de trabalho proposto para este PBIC, sendo descrito no próximo capítulo.

CAPÍTULO 5

METODOLOGIA E PLANO DE TRABALHO

O projeto desenvolvido pelo INPE contempla a instalação de transdutores paramétricos, que requerem uma fonte externa de potência e possuem ganho de potência intrínseco. Cavidades ressonantes supercondutoras de Nióbio (acopladas ao detector e funcionando como ressonadores secundários) são utilizadas como parte do sistema de transdução eletromecânica [36;53]. No interior da cavidade ressonante é mantido um sinal, em frequências de microondas, que é modulado pela oscilação do detector. Esta modulação produz bandas laterais à portadora, que estão deslocadas em relação à frequência de ressonância da cavidade, em decorrência da frequência de oscilação mecânica do detector.

De modo a maximizar o desempenho dos transdutores utilizados no detector *Mario Schenberg*, de modo a obter a sensibilidade desejada, é necessário que as cavidades de microondas tenham o maior Q elétrico possível.

Para evitar que ruídos sísmicos cheguem à esfera através do cabeamento dos transdutores, a conexão entre os transdutores e as suas respectivas eletrônicas (do sinal portador e amplificação do sinal modulado) é feita através de pares de antenas microstrips, um para cada transdutor, que devem ter a melhor transmissão possível e menor perda na região da frequência de ressonância da cavidade [41;54].

O plano de trabalho ora proposto baseia-se na simulação numérica (utilizando o software CST Microwave Studio) do sistema de transdução do detector Schenberg, com vistas ao aumento de sensibilidade e redução das fontes de ruídos. O bolsista tem participado deste estudo, assim como tem acompanhado a construção e montagem dos setups de testes de um conjunto completo de transdutores paramétricos para o detector Mario Schenberg.

Um projeto integrando as antenas *microstrips* com as cavidades supercondutoras ressonantes em 10 GHz, de forma a aumentar o acoplamento do circuito eletrônico e evitar perdas desnecessárias em linha de transmissão, também faz parte do plano de trabalho proposto para este PBIC e já se encontra em andamento.

5.1 METODOLOGIA

Para as atividades propostas neste projeto de pesquisa, o bolsista contou com a orientação do Dr. Sérgio Ricardo Furtado do INPE (especialista no desenvolvimento de transdutores paramétricos).

O projeto está sendo desenvolvido no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) que dispõe da seguinte infra-estrutura para o desenvolvimento do trabalho:

- Um laboratório para medidas criogênicas;
- Uma oficina mecânica bem equipada com máquinas para usinagem convencional e por eletro-erosão, assim como soldagem;
- Laboratório de micro-usinagem de silício;
- Laboratório de circuito impresso, permitindo metalizações e procedimentos químicos;
- Equipamentos necessários para as medidas em microondas;
- Entre outras facilidades.

Durante o projeto, serão realizadas simulações computacionais utilizando softwares como SolidWorks (para o estudo das oscilações mecânicas do ressonador), MatLab (para o cálculo de modelos de ruído total do sistema), CST Microwave Studio (para análise eletromagnética da cavidade ressonante e das antenas microstrips), entre outros.

5.2 PLANO DE TRABALHO

O plano de trabalho proposto, e supervisionado pelo Dr. Sergio Ricardo Furtado (INPE), baseou-se no aperfeiçoamento do projeto do sistema de transdução. Durante a execução deste projeto, o bolsista acompanhou o desenvolvimento das atividades listadas na Tabela 5.1, de acordo com o cronograma mostrado na Tabela 5.2.

TABELA 5.1 - Atividades Propostas para execução do Plano de Trabalho (AT)

AT	Descrição da Atividade (AT)
01	Estudo dos conceitos básicos sobre cavidades klystrons, antenas microstrips e sistemas de transdução;
02	Projeto do sistema das cavidades klystrons utilizando método de elementos finitos;

TABELA 5.1 – CONT.

AT	Descrição da Atividade (AT)
03	Projeto das antenas microstrips utilizando método de elementos finitos;
04	Integração dos projetos sistema de transdução – antenas microstrips.

TABELA 5.2 - Cronograma de Atividades Propostas x Atividades Realizadas

Ativ.	2011 - 2012											
	MAR	ABR	MAI	JUN	JUL	AGO	SET	OUT	NOV	DEZ	JAN	FEV
1	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX							
2												
3				XXX	XXX							
4												
5			XXX									
6		XXX	XXX	XXX								

Onde  representa as atividades propostas e **XXX** representa as atividades realizadas.

5.3 ATIVIDADES EXECUTADAS

De acordo com a Tabela 5.2, o bolsista realizou as seguintes atividades:

- **Atividade 01 - Estudo dos conceitos básicos sobre cavidades klystrons, antenas microstrips e sistemas de transdução**

Entre os meses de março/11 a maio/11, o bolsista foi orientado de forma a adquirir conhecimento básico sobre o projeto. Neste período, o bolsista também foi conduzido a participar de experimentos no laboratório.

A Partir de junho/11, o bolsista começou a se dedicar aos problemas propostos neste plano de trabalho, estudando soluções para aperfeiçoar o desempenho dos transdutores. Durante seus estudos, concluiu-se que seria necessário aperfeiçoar o sistema de transmissão de microondas por antenas microstrips, visto que o dimensionamento das mesmas determinaria os pontos de alimentação das cavidades klystrons.

Desta forma, o bolsista passou a buscar soluções alternativas para resolver os problemas críticos das antenas (conforme Capítulo 4), tais como: crosstalk, largura de banda e ganho.

- **Atividade 02 - Projeto do sistema das cavidades klystrons utilizando método de elementos finitos**

Diante do exposto anteriormente, esta etapa só deverá ser realizada após o dimensionamento das antenas microstrips.

- **Atividade 03 - Projeto das antenas microstrips utilizando método de elementos finitos**

Esta etapa do plano de trabalho passou a ser realizada a partir de julho/11, após terem sido definidos as possíveis soluções para as antenas. Atualmente, o bolsista está aprendendo a manipular o software CST Microwave Studio, tendo realizado algumas simulações numéricas, descritas a seguir.

Desenvolvimento de antenas microstrip no CST

O desenvolvimento da antena foi realizado utilizando o software CST no módulo Microwave Studio, que é uma ferramenta especializada para a simulação em 3D de componentes de alta frequência. Esta ferramenta possibilitou desde modelar a antena com suas dimensões até a simulação em altas frequências para a determinação do gráfico do parâmetro $|S_{11}|$ dB (perda de retorno).

A intenção foi desenvolver um antena microstrip com frequência de operação de 10GHz (banda X).

Sendo a frequência de operação da antena em função das dimensões do patch, projetou-se uma antena com as seguintes dimensões:

- $\epsilon_{rel} = 9,9$ pF/m (Alumina)
- $h = 0,5\text{mm}$
- $h_f = 0,05\text{mm}$ (Altura do Filme)
- $h_T = 0,05\text{mm}$ (Altura do plano terra)
- $L = 4,28\text{mm}$
- $W = 5,93\text{mm}$
- $L_g = 7,28\text{mm}$

- $W_g = 8,93\text{mm}$

Após a modelagem da antena, foi preciso colocar a alimentação e para isto modelou-se um cabo coaxial UT – 047 com os recursos do software seguindo as especificações do fabricante (Micro – Coax®). As características do cabo segundo o fabricante são:

- Diâmetro do condutor externo: 1,194mm (Cobre)
- Diâmetro do dielétrico: 0,94mm (Teflon)
- Diâmetro do condutor interno: 0,287mm (SPCW)
- Impedância: 50Ω

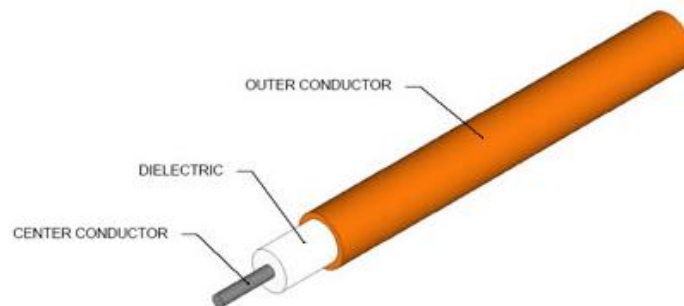


Figura 5.1 – Partes que compõem o cabo coaxial UT-047

A única modificação nas especificações do cabo fornecidas pelo fabricante foi que se usou o PEC (condutor elétrico perfeito) para o condutor interno e para o externo.

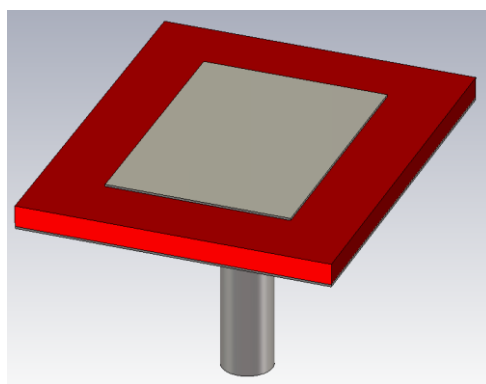


Figura 5.2 – Antena Microstrip modelada no CST

O local de inserção do cabo foi definido como sendo o centro do filme. Após isto definiu-se a Porta (wave guide) com uma impedância de 50Ω que representa o local em que

é inserido o sinal durante a simulação. A extremidade do cabo que ficou para fora da antena foi definida como porta.

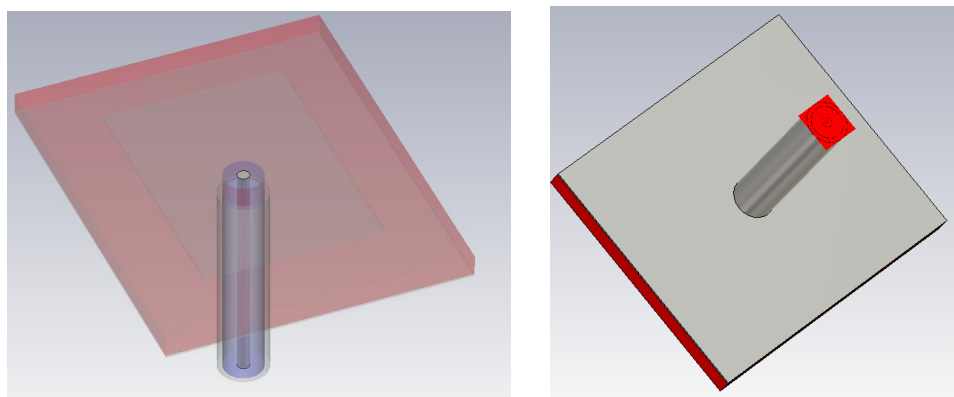


Figura 5.3 – Cabo coaxial com inserção no centro do elemento irradiador e a porta definida na extremidade do cabo coaxial

Em relação a simulação da antena utilizou-se o solver Frequency Domain Solver em que também é possível se definir a malha do sistema para Adaptive Mesh, o que garante confiabilidade nos resultados pois o programa procura as regiões críticas na geometria da antena e refina a malha de cálculos neste setores.

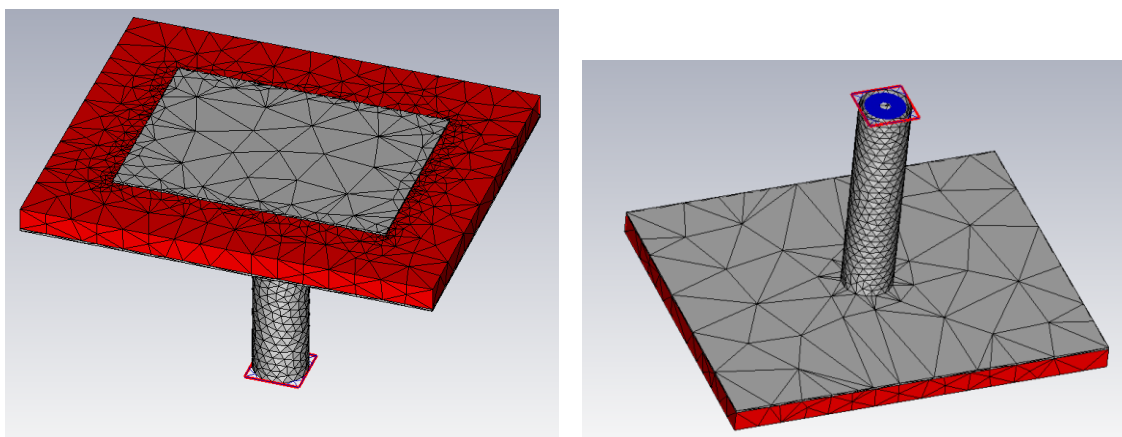


Figura 5.4 – Detalhes do refinamento da malha de calculo realizada pelo CST

O programa também possui um recurso chamado Parameter Sweep que permite que a simulação ocorra mudando algum parâmetro da antena gerando vários resultados em função da mudança deste parâmetro. Neste caso mudou-se a posição de inserção do cabo em relação ao lado L do filme. Definiu-se uma variável no programa chamada de Xa que representa o deslocamento entre o centro do filme e o centro do cabo coaxial na direção do

lado L do filme mantendo centrado em relação ao lado W. X_a inicia seu valor em 0, ou seja, o cabo no centro do filme e termina até as proximidades da borda do filme em um determinado número de passos.

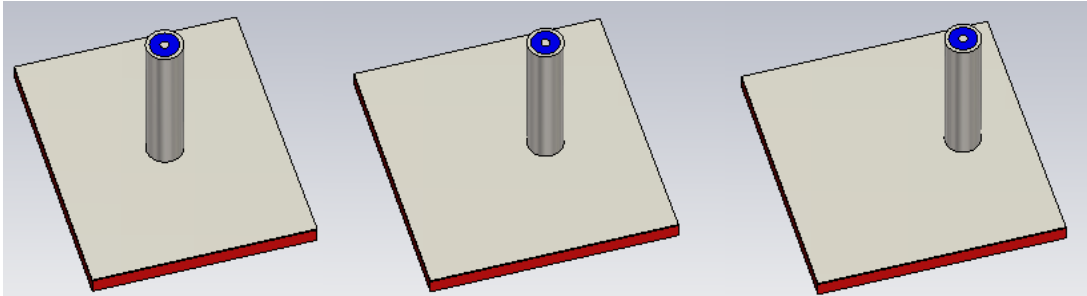


Figura 5.5 – Posição de Análise pelo solver com a utilização do recurso Parameter Sweep

Em seguida realizou-se a simulação, gerando o gráfico de parâmetro $S_{1,1}$ que para esta aplicação indica em quais frequências a antena transmite o sinal para uma faixa de frequência predefinida.

A Figura 5.6 representa o resultado do parâmetro $S_{1,1}$. Como pôde ser percebido a maior transmissão não ocorreu na frequência desejada, um dos motivos que justificaria isto é a imprecisão no cálculo da malha, necessitado talvez a aplicação de uma malha de calculo mais fina. Outra consideração importante é que as frequências de transmissão não variaram em função da posição de inserção do cabo, ou seja, a frequência de trabalho da antena só depende das dimensões do elemento irradiante, mas a potência transmitida varia consideravelmente.

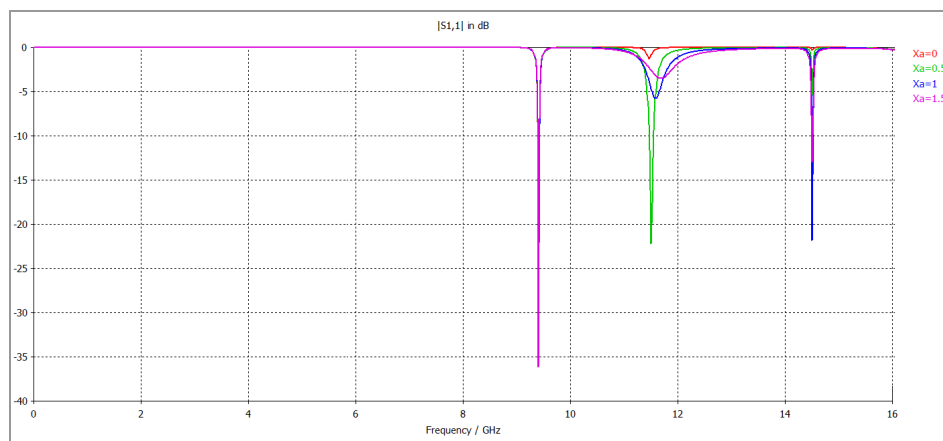


Figura 5.6 - Parâmetro $S_{1,1}$ da antena

- **Atividade 04 - Integração dos projetos sistema de transdução – antenas microstrips**

Embora o projeto mecânico dos transdutores já esteja concluído, os testes experimentais que confirmarão (ou não) a frequência de oscilação mecânica ainda estão sendo realizados. Atualmente, aguarda-se a realização de tratamentos térmicos nos transdutores de forma a se aumentar o fator-Q mecânico dos mesmos.

Portanto, a integração dos projetos só será possível após a conclusão da atividade 03.

- **Atividade 05 - Determinação do coeficiente de Atrito**

De forma a estimular sua participação em experimentos no laboratório, o bolsista realizou diversos experimentos para se determinar o coeficiente de atrito estático entre as interfaces metálicas do sistema de transdução, ou seja, entre o Nióbio e outros metais como o alumínio, o inox e o latão, utilizados na montagem da antena esférica.

Estas medidas tiveram por objetivo determinar a força necessária para que o transdutor permaneça fixo a esfera, através de forças normais aplicadas pelas molas (FMolas), assim:

$$F_{Molas} \geq \mu_s F_{A-T} \quad (5.1)$$

Onde FMolas é a Força submetida ao conjunto de molas; μ_s é o Coeficiente de atrito estático entre a parede do furo da antena e a superfície de contato das molas; $F_{A-T} = (\omega^2 A_{OSC})m_t$ é a força exercida pela antena ressonante em cada transdutor e é escrita em função da frequência de ressonância do primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica ($2\pi f_0$) e da estrutura máxima de oscilação (Aosc) da massa do transdutor (m_t).

Para a execução deste experimento foi montado um sistema simples composto por dois conjuntos de massas interligadas por um fio de nylon (Figura 5.7).

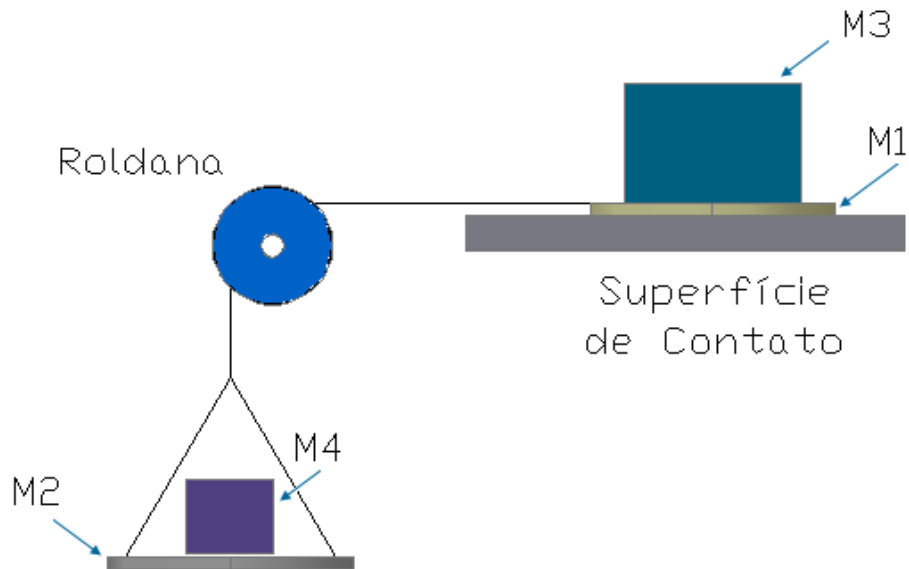


Figura 5.7 – Sistema para a medição do coeficiente de atrito estático (μ_e)

Na Figura 5.1, o primeiro conjunto é dado pela massa do disco de nióbio (M1) e por uma massa adicional (M3) depositada sobre a massa M1. O segundo conjunto é composto pela massa do suporte (M2) e pela massa (M4) depositado sobre M2.

O disco de nióbio (Nb) possui uma de suas faces em contato com uma superfície metálica (Al, Latão ou inox), sendo o coeficiente de atrito entre estes dois metais o alvo deste experimento.

Foram realizadas de cinco a seis medidas para a mesma superfície metálica em contato com o disco de nióbio, variando-se apenas a massa de cada conjunto.

As massas M1 e M2 foram previamente medidas com a ajuda de uma balança de precisão e seus valores visualizados foram de forma respectiva:

- M1 = 231,14g (massa do disco de Nb mais o barbante ligado ao mesmo)
- M2 = 94,10g (massa do suporte de alumínio mais o barbante ligado ao mesmo)

As massa M3 e M4 não tiveram valor constante, mudando de acordo com os critérios abaixo.

- M3: Para a primeira medida estipulou-se um valor inicial então o seu valor foi incrementado até a ultima medida que representou o maior valor.

- M4: Definida pela quantidade de massa necessária agregada à massa do suporte para formar o segundo conjunto de massas (M2-M4) necessária para se gerar um movimento perceptível do primeiro conjunto de massas (M1-M3), assim superando a força de atrito entre os dois metais.

Após a definição dos conjuntos de massas M1-M3 e M2-M4, o coeficiente de atrito foi determinado por uma relação matemática simplificada (equação).

$$\mu_e = \frac{M2 + M4}{M1 + M3} \quad (5.2)$$

Todo o procedimento anterior foi repetido, mas ao invés de usar o contato entre os dois metais a seco foi utilizada uma graxa de silicone espalhada uniformemente por toda a superfície de contato entre os metais. Os resultados obtidos são mostrados nas tabelas abaixo.

TABELA 5.3 – Medidas do coeficiente de atrito entre o nióbio e o alumínio a seco

μ_e (Nb/Al)					
	MEDIDA 01	MEDIDA 02	MEDIDA 03	MEDIDA 04	MEDIDA 05
M1	231,14	231,14	231,14	231,14	231,14
M2	94,10	94,10	94,10	94,10	94,10
M3	129,67	313,54	507,50	1175,38	2316,94
M4	0,00	52,48	92,89	280,85	551,23
μ_e	0,26	0,27	0,25	0,27	0,25
				μ_e -med	0,26

TABELA 5.4 – Medidas do coeficiente de atrito entre o nióbio e o latão a seco

μ_e (Nb/Latão)					
	MEDIDA 01	MEDIDA 02	MEDIDA 03	MEDIDA 04	MEDIDA 05
M1	230,50	230,50	230,50	230,50	230,50
M2	94,58	94,58	94,58	94,58	94,58
M3	246,29	302,71	507,44	697,79	1175,32
M4	77,73	89,90	155,73	186,75	255,54
μ_e	0,36	0,35	0,34	0,30	0,25
				μ_e -med	0,32

TABELA 5.5 – Medidas do coeficiente de atrito entre o nióbio e o inox a seco

μ_e (Nb/Inox)					
	MEDIDA 01	MEDIDA 02	MEDIDA 03	MEDIDA 04	MEDIDA 05
M1	230,50	230,50	230,50	230,50	230,50
M2	94,58	94,58	94,58	94,58	94,58
M3	182,69	452,67	467,37	715,16	1186,47
M4	29,65	81,88	149,09	202,78	445,52
μ_e	0,30	0,26	0,35	0,31	0,38
				μ_e -med	0,32

E com aplicação da graxa de silicone obtemos os resultados a seguir.

TABELA 5.6 – Medidas do coeficiente de atrito entre o nióbio e o alumínio com uma camada de graxa de silicone na interface das superfícies

μ_e (Nb/Al) c/ Graxa de Silicone					
	MEDIDA 01	MEDIDA 02	MEDIDA 03	MEDIDA 04	MEDIDA 05
M1	230,94	230,94	230,94	94,54	230,94
M2	94,54	94,54	94,54	94,54	94,54
M3	225,16	313,53	379,26	478,35	578,66
M4	313,53	42,58	115,60	70,07	73,47
μ_e	0,89	0,25	0,34	0,29	0,21
				μ_e -med	0,27

TABELA 5.7 – Medidas do coeficiente de atrito entre o nióbio e o latão com uma camada de graxa de silicone na interface das superfícies

μ_e (Nb/Latão) c/ Graxa de Silicone						
	MEDIDA 01	MEDIDA 02	MEDIDA 03	MEDIDA 04	MEDIDA 05	MEDIDA 06
M1	230,94	230,94	230,94	230,94	230,94	230,94
M2	94,54	94,54	94,54	94,54	94,54	94,54
M3	130,89	231,70	313,50	433,58	507,46	601,75
M4	0,00	18,10	28,07	42,59	64,30	68,87
μ_e	0,26	0,24	0,23	0,21	0,22	0,20
					μ_e -med	0,22

TABELA 5.8 – Medidas do coeficiente de atrito entre o nióbio e o inox com uma camada de graxa de silicone na interface das superfícies.

μ_e (Nb/Inox) c/ Graxa de Silicone						
	MEDIDA 01	MEDIDA 02	MEDIDA 03	MEDIDA 04	MEDIDA 05	MEDIDA 06
M1	230,94	230,94	230,94	230,94	230,94	230,94
M2	94,54	94,54	94,54	94,54	94,54	94,54
M3	130,90	221,96	313,50	444,41	507,45	638,35
M4	65,72	34,38	83,06	97,02	83,15	101,88
μ_e	0,44	0,28	0,33	0,28	0,24	0,23
					μ_e -med	0,27

- **Atividade 06 - Montagem do Painel de Acionamento Elétrico do Sistema de Vácuo**

O laboratório do grupo gráviton possui uma câmara de vácuo (Figura 5.2) em que as medidas do Q-mecânico dos transdutores podem ser efetuadas.

O sistema de vácuo foi montado em cima de uma bancada experimental, constituída basicamente por uma câmara de vácuo, uma bomba mecânica, uma bomba difusora, uma armadilha de calor que funciona com nitrogênio líquido e válvulas eletromecânicas. Apesar da estrutura da bancada e de seu sistema estarem devidamente montados, não havia uma automatização do processo. Por esta razão realizou-se um projeto para a montagem de um painel elétrico que pudesse comandar todo o sistema de vácuo. Nas Figuras 5.8 e 5.9 pode-se visualizar a montagem do sistema de vácuo.



Figura 5.8 - Bancada experimental com o sistema de vácuo.



Figura 5.9 - Principais Dispositivos que compõem a bancada.

O posicionamento do painel na bancada e seu respectivo esquema elétrico estão representados nas Figuras 5.10 e 5.11.

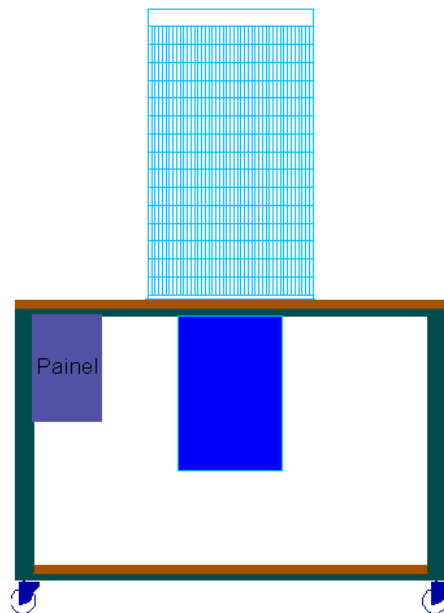


Figura 5.10 - Ilustração da bancada indicando o posicionamento do painel no mesmo.

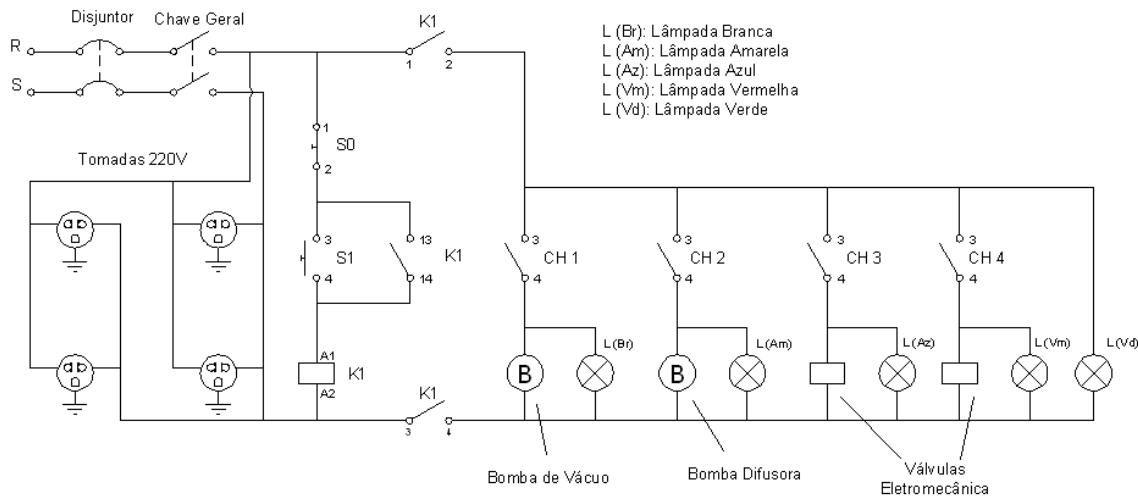


Figura 5.11 - Comando elétrico do painel utilizado no controle do sistema de vácuo.

Funcionamento do painel:

- 1) Deve-se verificar se o disjuntor bipolar no interior do painel esta na posição de funcionamento, senão não será possível colocar o painel em funcionamento.
- 2) Girando-se a chave geral (Figura 5.12) do painel, todas as tomadas estarão energizadas, não sendo possível o acionamento de nenhum dos dispositivos da bancada, pois as chaves estão desabilitadas.



Figura 5.12 – Chave geral para energização do painel

- 3) Qualquer uma das chaves CH_n (n = 1, 2, 3, 4) só será habilitada quando a botoeira verde localizada parte frontal do painel for pressionada; A habilitação das chaves pode ser

visualizada por um indicador luminoso no topo da tampa do painel. Assim pode-se acionar cada uma das chaves CHn independentemente, ligando a sua respectiva carga e seu indicador luminoso relacionado. Para desabilitar as chaves (juntamente com os dispositivos) basta pulsar a botoeira vermelha que fica próxima à botoeira verde já mencionada.

4) Quando o sistema estiver em operação os seguintes dispositivos podem ser acionados pelo painel:

- CH 1: Bomba de Vácuo;
- CH 2: Bomba difusora;
- CH 3: CH4: Válvulas eletromecânicas.

As chaves CH n são chaves rotativas que acionam independentemente cada um dos dispositivos da bancada e seu respectivo indicador luminoso.

Na Figura 5.13 pode-se ter uma visão geral do painel em duas perspectivas sendo evidenciado de um dos lados a chave geral (lado esquerdo do painel) e no outro as tomadas (lado direito do painel)



Figura 5.13 – Painel após a montagem, foto da esquerda mostrando a chave geral em uma das laterais, foto da direita mostrando o posicionamento das tomadas.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS ESPERADOS E PERSPECTIVAS FUTURAS

Até o presente momento, o bolsista dedicou-se ao estudo dos problemas a serem resolvidos. Simulações numéricas com as soluções propostas estão sendo realizadas, juntamente com o aprendizado no manuseio do software apropriado.

Após a fase de projeto, espera-se iniciar a construção das antenas microstrips para posterior integração ao sistema de transdução. Portanto, torna-se necessário que o projeto PBIC proposto seja continuado / prorrogado.

Após o término do projeto das diversas partes do transdutor, estas serão construídas e montadas, sendo os testes (mecânicos, elétricos e criogênicos) realizados nos laboratórios do INPE.

De posse de resultados satisfatórios, o transdutor será montado na antena esférica do detector Mario Schenberg para funcionar, inicialmente em testes elétricos à temperatura ambiente e, posteriormente, a temperaturas da ordem de 4K, no Laboratório de Estado Sólido e Baixas Temperaturas do IFUSP (LESBT/IFSP), sob a supervisão dos Drs. Odylio D. de Aguiar e Sérgio R. Furtado.

Ao final deste trabalho, espera-se obter os seguintes resultados:

- Definição da melhor geometria (considerando os efeitos de perdas elétricas) do sistema de transdução transdutor - antena;
- Projeto definitivo do sistema de transdução transdutor – antena.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 AGUIAR, O. D. *et al.* Prováveis fontes candidatas à observação pelo detector de ondas gravitacionais MARIO SCHENBERG. In: REUNIÃO ANUAL DA SOCIEDADE ASTRONÔMICA BRASILEIRA, n. XXV, 1999, Caxambú. Anais... Boletim da Sociedade Astronômica Brasileira, v. 19, n.1, p. 35, 1999;
- 2 AGUIAR, O. D.; FURTADO, S. R.; STELLATI, C. *et al.* The status of brazilian spherical detector Mario Schenberg. *Classical and Quantum Gravity*, v. 19, p. 1949-1953, 2002;
- 3 BLAIR D. G. The detection of gravitational waves. First edition. Cambridge: Cambridge University Press, 1991. 481p. ISBN-13: 9780521352789 - ISBN-10: 0521352789;
- 4 AGUIAR O. D., Parametric Motion Transducer For Gravitational Wave Detectors. Louisiana State. Tese de Doutorado – Louisiana State University, 1990;
- 5 VILAS BOAS, J. W. S; BAKOR, Y.; SCHAAL, R. E.; HADANO, R. Um radiômetro criogênico para observações radio-astronômicas na banda K. *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, v. 10, n. 2, p. 62-69, 1995;
- 6 TELLO C. *et al.* A radio continuum survey of the Sky at 1465 MHz from 53 degrees South to 78 degrees North, IX Latin American Regional IAU Meeting, “Focal Points in Latin American Astronomy”, held in Tonantzintla, Mexico, Nov 9-13, 1998, Eds. Aguilar A., Carraminana A., to be printed in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica Serie Conferencias*;
- 7 CHILDERS J. *et al.* The Background Emission Anisotropy Scanning Telescope (BEAST) Instrument Description and Performances. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 158, n. 1, p. 124-138, 2005;
- 8 JU, L.; BLAIR, D. G.; ZHAO, C. Detection of gravitational waves. **Reports on Progress in Physics**, v. 63, n. 1, p. 1317-1427, 2000;
- 9 D’Inverno R. **Introduction Einstein’s relativity**. Claredon Press-Oxford MTW, 1973;
- 10 Zel’dovich, Ya. B; Novikov, I. D. Gravitation radiation from the initial singularity. **Relativistic Astrophysics Vol. 2: The Structure and Evolution of the Universe**, University of Chicago Press: Chicago, 1983;
- 11 Shapiro, S.L. Gravitation radiation from colliding, compact stars - hydrodynamic calculations in one dimension. **Astrophysical Journal**, v. 240, p. 246-248, Aug. 1980;
- 12 Thorne, K. S. In: Hawking S., Israel W. ed. **300 years of gravitation**. Cambridge: Cambridge University Press: 1987, p.330-447;
- 13 Schutz, B. F. Sources of gravitational radiation for detectors of the 21st century. In: Proceedings of First Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments, Frascati, Roma, 1994, p. 3 (Singapore: World Scientific, 1995);
- 14 Weber, J. Detection and generation of gravitational waves. **Physical Review**, v. 117, n.1, p. 306-313, Jul 1960;
- 15 Pizzella, G. Resonant detectors for the search for gravitational waves. **Classical Quantum Gravity**, v.14, p. 1481-1485, 1997;
- 16 Astone, P. Resonant mass detectors: present status. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, n. p. 1227-1235, 2002;
- 17 COCCIA, E. *et al.* SFERA: Research and development for a spherical gravitational wave detector. In: SECOND EDOARDO AMALDI CONFERENCE, 1997, CERN, Switzerland. **Proceedings**...Singapore: World Scientific, 1998. v. 1, p. 551;
- 18 FROSSATI, G. A 100 ton 10 mK spherical gravitational wave detector. In: Proceedings of Omnidirectional Gravitational Radiation Observatory, São José dos Campos, 1996 (World Scientific, Singapore, 1997), p. 163-168;

-
- 19 CALLEN, H. B.; GREENE, R. F. On a theorem of irreversibility thermodynamics. **Physical Review**, v. 1, p. 34, 1952;
- 20 FEYNMAN, R. P.; LEIGHTON, R. B.; SANDS, M. **The Feynman Lectures on Physics**. Sexta edição. Massachusetts: Addison Wesley-Publishing Company, 2005. 1552 p. ISBN 0201500647;
- 21 PAIK, H. J.; WAGONER, R.V. Calculation of the absorption cross section for a cylindrical gravitational-wave antenna. **Physical Review D**, v.13, p. 2694, 1976;
- 22 TOBAR M. E. and BLAIR D. G., Sensitivity of a resonant-mass gravitational wave antenna with a parametric transducer, *Rev. Sci. Instrum.* 66(4), april 1995;
- 23 Hamilton, W. O.; Geng, Z. K.; Johnson, W. W.; Mauceli, E.; Merkowitz, S. M.; Morse, A.; Solomonson, N. Performance of the Allegro Detector – and what our experience tell us about spherical detectors. In: *Proceedings of Omnidirectional Gravitational Radiation Observatory, São José dos Campos, 1996 (World Scientific, Singapore, 1997)*, p. 19-26;
- 24 Braginsky, V. B.; Grischuk, I. P. Kinematic resonance and memory effect in free-mass gravitational antennas. **Soviet Physics - JETP Letters**, v.62, p. 427-433, Mar. 1985;
- 25 MELO, J. L. **Sistemas de isolamento vibracional e de acoplamento antena-transdutores para o protótipo de um detector de ondas gravitacionais**. 2002. 200p. (INPE-9693-TDI/854). Tese (Doutorado em Astrofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 2002;
- 26 IVANOV E. N., TOBAR M. E., TURNER P. J.; BLAIR D. G. Noncontacting microwave coupling to a cryogenic gravitational radiation antenna, **Review of Scientific Instruments**, v. 64, n. 7, p. 1905-1909, 1993;
- 27 COCCIA, E.; FAFONE, V.; FROSSATI, G.; TER, E. H.; MEISEL, M. W. Experimental study of spherical resonators at very low temperatures. In: *OMNIDIRECTIONAL GRAVITATIONAL RADIATION OBSERVATORY, 1996, São José dos Campos, SP. Proceedings...*Singapore: World Scientific, 1997. p. 169-172;
- 28 DE WAARD, A; FROSSATI, G. **MiniGRAIL - Gravitational Radiation Antenna in Leiden**. Leiden, Holanda. Disponível em: <www.minigrail.nl>. Acesso em: 9 dez. 2002;
- 29 ZHOU, C. Z.; MICHELSON, P. F. Spherical resonant-mass gravitational wave detectors. **Physical Review D**, v. 51, n. 6, p. 2517-2545, 1995;
- 30 MERKOWITZ, S. M.; JOHNSON, W. W. Spherical gravitational wave antenna and the truncated icosahedral arrangement. **Physical Review D**, v.51, p. 2546-2561, 1995;
- 31 ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; AGUIAR, O. D. Detectability of f-mode unstable neutron stars by the Schenberg spherical antenna. **Classical and Quantum Gravity**, v. 22, p. S471-S477, 2005;
- 32 ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; CASTRO, C. S. ; PALEO, B. W.; AGUIAR, O. D. Can Black-Hole MACHO Binaries be detected by the Brazilian Spherical Antenna? **Classical and Quantum Gravity**, v. 21, n. 5, p. S521-S527, 2004;
- 33 ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; AGUIAR, O. D. Gravitational Wave Background from Black Holes of the Springel & Hernquist Star Formation Epoch. **Monthly Notices of The Royal Astronomical Society**, v. 348, p. 1373-1378, 2004;
- 34 RIBEIRO, K. L.; AGUIAR, O. D.; FURTADO, S. R.; FRAJUÇA, C.; CASTRO, P. J.; BARROSO, J. J.; REMY, M. A. Tests with Superconducting Re-entrant Cavities for Transducer Applications in Gravitational Wave Detectors. **Classical and Quantum Gravity**, v. 21, n. 5, p. 1225-1229, 2004;
- 35 AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L. A. ; BARROSO, J. J. ; BORTOLI, F. ; CARNEIRO, L. A.; CASTRO, P. J.; COSTA, C. A.; COSTA, K. M. F; ARAUJO, J. C. N.; LUCENA, A. U.; PAULA, W.; REY NETO, E. C.; SOUZA, S. T.; FAUTH, A. C; FRAJUÇA, C.; FROSSATI, G.; FURTADO, S. R.; MAGALHÃES, N. S.; MARINHO JR, R. M.; MELO, J. L.; MIRANDA, O. D.; OLIVEIRA JR, N. F.; RIBEIRO, K. L.; STELLATI, C.; VELLOSO JR, W. F.; WEBER, J. The Brazilian gravitational wave detector Mario Schenberg: status report. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, p. S239-S244, 2006;

-
- 36 Furtado R. C. Desenvolvimento de transdutores paramétricos de alta sensibilidade para o detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg. INPE, São José dos Campos, 2009;
- 37 IVANOV, E.N.; TOBAR, M.E. Low phase-noise microwave oscillators with interferometric signal processing. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 54, n. 8, p. 3284-3294, 2006;
- 38 IVANOV, E. N.; TOBAR, M. E. Low-Noise Microwave Resonator-Oscillators: Current Status and Future Developments. **Frequency Measurement and Control, Topics in Applied Physics**, vol. 79, p. 7-36, 2001;
- 39 TOBAR M. E., IVANOV E. N.; BLAIR D. G. Parametric Transducer for the Advanced Cryogenic Resonant-Mass Gravitational Wave Detectors. **General Relativity and Gravitation**, v. 32, n. 9, p. 1799-1821, 2000;
- 40 BLAIR, D. G.; IVANOV, E. N.; TOBAR, M. E.; TURNER, P. J.; VAN KANN, F.; HENG, I. S. High Sensitivity Gravitational Wave Antenna With Parametric Transducer Readout. **Physical Review Letters**, v. 74, n. 11, p. 1908 - 1911, 1995;
- 41 AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L.A; BARROSO, J.J.; CAMARGO FILHO, L.; CARNEIRO, L.A.; CASTRO, C.S.; CASTRO, P.J.; COSTA, C. A.; COSTA, K.M.F.; DE ARAUJO, J. C. N; DE LUCENA, A.U.; DE PAULA, W.; DE REY NETO, E. C.; DE SOUZA, S. T.; FAUTH, A. C.; FRAJUCA, C.; FROSSATI, G.; FURTADO, S. R.; LIMA, L.C.; MAGALHÃES, N. S.; MARINHO JR.; MATOS, E.S.; MELO, J. L.; MIRANDA, O. D.; OLIVEIRA JR., N. F.; PALEO, B.W.; REMY, M.; RIBEIRO, K. L.; STELLATI, C.; VELLOSO JR., W. F.; E WEBER, J. The brazilian spherical detector: progress and plans. **Classical and Quantum Gravity**, v. 21, p. 457-463, 2004;
- 42 TOBAR, M. E. Applications of low-temperature microwave techniques to the measurement of gravity waves and quantum measurement of macroscopic system. **Physica B**, v. 280, p. 520-524, 2000;
- 43 HAYS, T. **Cavity analysis by reflection**. Ithaca, NY: Cornell University, 1994. Internal Notes - SRF 940525-4 - Laboratory of Nuclear Studies, 1994;
- 44 TURNER, P. J. **Operation of the Southern Hemisphere Resonant Bar Gravitational Radiation Detector**. 1995. 292f. Tese (Doutorado em Física) - University of Western Australia (UWA), Austrália, 1995;
- 45 FUJISAWA, K. General Treatment of Klystron Resonant Cavities. **IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v.6, p.344-358, 1958;
- 46 LINTHORNE, N. P.; VEITCH, P. J.; BLAIR, D. G. Interaction of parametric transducer with a resonant bar gravitational radiation detector. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 23, n. 1, p. 1-6, 1990;
- 47 LINTHORNE, N. P. **A Cryogenic Resonant Bar Gravitational Radiation Antenna with a Superconducting Re-entrant Cavity Parametric Transducer**. 1991. 200f. Tese (Doutorado em Física) - University of Western Australia (UWA), Austrália, 1991;
- 48 BLAIR, D. G.; IVANOV, E. N.; TOBAR, M. E.; TURNER, P. J.; VAN KANN, F.; HENG, I. S. High Sensitivity Gravitational Wave Antenna With Parametric Transducer Readout. **Physical Review Letters**, v. 74, n. 11, p. 1908 - 1911, 1995;
- 49 TOBAR M. E., IVANOV E. N.; BLAIR D. G. Parametric Transducer for the Advanced Cryogenic Resonant-Mass Gravitational Wave Detectors. **General Relativity and Gravitation**, v. 32, n. 9, p. 1799-1821, 2000;
- 50 WEBB, G. W. Low-Temperature Electrical Resistivity of Pure Niobium. **Physical Review**, v. 181, p. 1127-1135, 1969;
- 51 PQKALA, M.; BUGRINE, H.; SARGANKOVA, I.; AUSLOOS, M. **Transport Study of Hg - Based High Temperature Superconductors**, 1997 IEEE 16th International Conference on Thermoelectrics. p. 507-510;
- 52 HEUSSNER, R. W.; NUNES, C. B.; COOLEY, L. D.; LARBALESTIER, D. C. Artificial Pinning Center Nb-Ti Superconductors with Alloyed Nb Pins. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 7, p. 1142-1145, 1997;

53 RIBEIRO, K. L. **Estudo do sistema de transdução paramétrica para detectores de ondas gravitacionais**. 2003. 116p. Tese (Doutorado em Astrofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2003;

54 AGUIAR, O. D.; ANDRADE L. A.; BARROSO, J. J.; CASTRO, P. J.; COSTA, C. A.; DE SOUZA, S. T.; DE WAARD, A.; FAUTH, A. C.; FRAJUCA, C.; FROSSATI, G.; FURTADO, S. R.; GRATENS, X.; MAFFEI, T. M. A.; MAGALHÃES, N. S.; MARINHO JR, R. M.; OLIVEIRA JR, N. F.; PIMENTEL, G. L.; REMY, M. A.; TOBAR, M. E.; ABDALLA, E.; ALVES, M. E. S.; BESSADA, D. F. A.; BORTOLI, F. S.; BRANDÃO, C. S. S.; COSTA, K. M. F.; DE ARAÚJO, H. A. B.; ARAUJO, J. C. N. DE; GOUVEIA DAL PINO E. M.; DE PAULA, W.; DE REY NETO, E. C.; EVANGELISTA E. F. D; LENZI C. H.; MARRANGHELLO G. F.; MIRANDA O. D.; OLIVEIRA S. R; OPPER, R.; PEREIRA, E. S.; STELLATI, C.; WEBER, J. The Schenberg spherical gravitational wave detector: the first commissioning runs. **Classical and Quantum Gravity**, v. 25, p. 114042-114051, 2008.