



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

sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/03.28.21.04-TDI

## **LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO LINEARES PARA A GERAÇÃO DE RF APLICÁVEIS EM SISTEMAS DE VHF**

Lauro Paulo da Silva Neto

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Gerenciamento de Sistemas Espaciais, orientada pelo Dr. José Osvaldo Rossi, aprovada em 29 de março de 2016.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3LDP78S>

INPE  
São José dos Campos  
2016

## **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

Fax: (012) 3208-6919

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) **BIBLIO-**

### **TECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon

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

### **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Simone Angélica Del Ducca 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 E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/03.28.21.04-TDI

## **LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO LINEARES PARA A GERAÇÃO DE RF APLICÁVEIS EM SISTEMAS DE VHF**

Lauro Paulo da Silva Neto

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Gerenciamento de Sistemas Espaciais, orientada pelo Dr. José Osvaldo Rossi, aprovada em 29 de março de 2016.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3LDP78S>

INPE  
São José dos Campos  
2016

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Silva Neto, Lauro Paulo da.  
Si381 Linhas de transmissão não lineares para a geração de RF aplicáveis em sistemas de VHF / Lauro Paulo da Silva Neto. – São José dos Campos : INPE, 2016.  
xxx + 193 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2016/03.28.21.04-TDI)

Tese (Doutorado em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Gerenciamento de Sistemas Espaciais) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2016.

Orientador : Dr. José Osvaldo Rossi.

1. Geração de RF. 2. Não linearidade. 3. Capacitores cerâmicos. 4. PZT. I.Título.

CDU 621.3.052:621.319.4

---



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): **Lauro Paulo da Silva Neto**

Título: "LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO LINEARES PARA A GERAÇÃO DE RF APLICÁVEIS EM SISTEMAS DE VHF".

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

**Engenharia e Tecnologia  
Espaciais/Gerenciamento de Sistemas  
Espaciais**

Dr. Joaquim José Barroso de Castro



Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. José Osvaldo Rossi



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Elizete Gonçalves Lopes Rangel



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

Dr. Olympio Lucchini Coutinho



Convidado(a) / ITA / São José dos Campos - SP

Dr. Carlos Marcelo Gurjão de Godoy



Convidado(a) / UNIFESP / São José dos Campos - SP

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 29 de Março de 2016



*“Tudo posso naquele que me fortalece.”*

*Filipenses 4:13*



A meus pais José Paulo da Silva e Abigail Silvana de Oliveira Silva.



## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente a Deus, por me orientar e proteger em todos os momentos.

A meus pais, pelo incentivo e apoio nos momentos mais difíceis, e por sempre acreditarem no meu potencial.

A meu orientador e amigo José Osvaldo Rossi. Ao professor Joaquim José Barroso, por sempre nos auxiliar e orientar em todas as fases desta tese, e também por revisões de trabalhos científicos que culminaram em publicações.

Ao Ataíde e amigos do Laboratório Associado de Plasma (LAP) pelos resultados de caracterização EDX utilizando o MEV.

Ao Sergio Villela e Ivan Tosseto da Divisão de Eletrônica Aeroespacial (DEA) pela permissão do uso do VNA e apoio na caracterização em função da frequência.

Ao Alexandre Vilarino e Henrique Castro do Laboratório de Integração e Testes (LIT) pelo apoio e realização das medidas nas LTNLs de alta e baixa potência utilizando os geradores de pulso rápido.

Ao técnico em eletrônica do Plasma, Francisco por nos auxiliar no desenvolvimento do circuito de chaveamento de alta potência.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), pela oportunidade de realizar o curso de doutorado e pela utilização de suas instalações.



## RESUMO

Nesta tese de doutorado o objetivo é a construção de uma LTNL – linha de transmissão não linear de alta potência para aplicações aeroespaciais e militares. A contribuição científica consiste no emprego da cerâmica à base de chumbo, zircônia e titânio – PZT, como meio dielétrico não linear em uma LTNL para a produção de RF em alta potência. Na introdução são apresentados os conceitos básicos destas LTNLs e suas aplicações no ambiente aeroespacial e militar. No segundo capítulo, são apresentados os fundamentos dos componentes não lineares utilizados para construção das linhas de baixa e alta potência. O terceiro capítulo aborda a caracterização dos componentes de alta potência em função da tensão DC, corrente DC e em frequência. A caracterização é utilizada para determinar o comportamento dos componentes da linha (capacitores, indutores e contatos de ferrita) monitorando parâmetros importantes tais como: permissividade, permeabilidade e perdas em função da tensão, corrente e frequência, respectivamente. No quarto capítulo são apresentados os resultados, obtidos nas caracterizações, construções e simulações das LTNLs bem como a discussão. Como estudo preliminar, LTNLs de baixa potência foram projetadas, construídas e simuladas utilizando-se os diodos varactores como elementos não lineares. Estas LTNLs de baixa potência produziram oscilações na faixa de 300-400 MHz, o que é maior que o valor de estado da arte de 250 MHz já reportado usando linhas com diodos de capacitância variável conhecida pelo autor. Para as LTNLs de alta potência, construídas em placas de circuito impresso foram utilizados capacitores cerâmicos à base de titanato de bário (BT) ou titanato zirconato de chumbo (PZT) como meio dielétrico não linear. Os resultados experimentais e de simulações mostraram que para a geração de sólitons em alta frequência (> 50 MHz) são necessários na construção da LTNL, dielétricos com alto fator de não linearidade (> 60 %) e geradores de pulso com rápido tempo de subida de pulso (< 10 ns). O resultado inédito foi a produção de RF em uma LTNL com dielétricos a base de PZT, alcançando oscilações da ordem de 2 MHz.



# **NONLINEAR TRANSMISSION LINES FOR RF GENERATION APPLIED IN VHF SYSTEMS**

## **ABSTRACT**

In this D. Phil. Thesis, the objective is the construction of a high power NLTL – Nonlinear Transmission Lines for aerospace and military applications. The scientific contributions consist of using the ceramic based on lead-zirconate-titanate (PZT) as nonlinear dielectric in the NLTL for high power RF generation. The basic concepts about NLTLs and their applications in aerospace and military environment are presented in the introduction. The nonlinear components used to build lines of low and high power are described in the second chapter. The third chapter deals with the high power components characterization as a function of the DC voltage, DC current and frequency. The characterizations are performed to determine the behavior of the line components (capacitors, inductors and ferrites) monitoring key parameters such as: permittivity, permeability and losses as a function of the applied voltage, current and frequency, respectively. In the fourth chapter the results obtained in the characterizations, constructions, simulations of the NLTLs are presented as well the discussion. As preliminary study, low power NLTLs were projected, build and simulated using varactor diodes as nonlinear elements. These low power NLTLs have generated oscillations in the range of 300-400 MHz, which is higher than the state of art 250 MHz value already reported using varying capacitance diode lines to the knowledge of the author. For high power NLTLs built on printed circuit boards ceramic capacitors based on barium titanate (BT) and lead zirconate titanate (PZT) were used as nonlinear dielectric. The experimental and simulation results confirm that for high frequency soliton generation ( $> 50$  MHz) a dielectric with strong nonlinearity factor ( $> 60$  %) and an input pulse generator with fast rise time ( $< 10$  ns) are needed for the NLTL construction. The new result obtained was the RF generation using a PZT based dielectric NLTL, achieving oscillations of the order of 2 MHz.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pag.</u>
Figura 1.1- Disposição de uma LTNL usando capacitor variável. ....	3
Figura 1.2- Processo de geração de onda de sóliton em uma LTNL .....	5
Figura 1.3- Colisão de duas ondas solitárias .....	7
Figura 1.4- Resultados da geração de sóliton em uma LTNL para diferentes níveis de tensões de entrada .....	9
Figura 1.5- Resposta da LTNL para diferentes números de seções .....	9
Figura 1.6- Resposta da LTNL para diferentes tempos de subida do pulso aplicado na entrada da linha .....	10
Figura 1.7- Satélites desenvolvidos no INPE (a) SCD 2 e (b) CBERS 4. ....	11
Figura 1.8- Figura de um CubeSat.....	12
Figura 1.9- Número de satélites lançados x categoria de massa .....	13
Figura 1.10- Sistema de comunicação entre estações terrenas e o satélite .....	14
Figura 2.1- Curva característica para um diodo varactor .....	18
Figura 2.2- Estrutura Perovskita do Titanato de Bário: (a) célula unitária; (b) rede cristalina .....	20
Figura 2.3- Comportamento da permissividade do BaTiO <sub>3</sub> em temperatura e suas respectivas transições .....	20
Figura 2.4- Estrutura do PZT em função da temperatura.....	22
Figura 2.5- Célula unitária (a) centrossimétrica (b) não centrossimétrica.....	23
Figura 2.6- Curva típica de um capacitor cerâmico da classe II (a) capacitor de 1nF e (b) curvas CxV para diferentes classes de capacitores cerâmico.....	24
Figura 2.7- Disposição física de um capacitor cerâmico (a) radial e (b) SMC. ....	24
Figura 2.8- Polarização (a) eletrônica (b) iônica e (c) orientação com e sem campo elétrico . ....	26
Figura 2.9- Resposta da polarização e permissividade relativa com a frequência.....	27
Figura 2.10- Polarização dos dipolos em um meio dielétrico.....	28
Figura 2.11- Curva PxE (a) dielétrico não linear ideal, (b) dielétrico com perdas, (c) dielétrico linear e (d) dielétrico não linear com pobre contato elétrico dos eletrodos .....	29
Figura 2.12- Disposição física do indutor.....	31
Figura 2.13- Comportamento não linear entre B e H para um indutor com núcleo ferromagnético . ...	32
Figura 2.14- Resposta em frequência da permeabilidade real e imaginária para os materiais ferromagnético à base de MnZn da Ferroxcube modelo (a) 3C11 e (b) 3E65 .....	33
Figura 2.15- Resposta em frequência da permeabilidade real e imaginária para os materiais ferromagnético à base de NiZn da Ferroxcube modelo (a) 4B3 e (b) 4E2 .....	34
Figura 2.16- Curva característica BxH de um material ferromagnético à base de NiZn.....	35
Figura 2.17- Configuração da conta de ferrita e seu modelo em frequência.....	37
Figura 2.18- Comportamento de Z, RS e XL de uma conta de ferrite em função da frequência. ....	37

Figura 2.19- Curva característica BxH de uma conta de ferrite .....	38
Figura 3.1 – Circuito para medida CxV.....	40
Figura 3.2- Variação da (a) capacitância e (b) permissividade calculada em função da tensão DC aplicada. ....	41
Figura 3.3- Medida de Lxl (a) circuito elétrico (b) arranjo experimental. ....	42
Figura 3.4- Enrolamento em um toróide à base de ferrita.....	43
Figura 3.5- Comportamento em função da corrente DC para (a) a indutância e (b) permeabilidade real. ....	44
Figura 3.6- Estrutura Micro-strip (a) dimensões (b) trilhas. ....	45
Figura 3.7- Circuito equivalente de um indutor toroidal com núcleo de ferrita .....	49
Figura 3.8- Arranjo experimental utilizado para caracterização de Cxf e Lxf. ....	51
Figura 3.9- Medida do coeficiente de reflexão S11 para os capacitores C#2 e C#3 (a) parte real e (b) parte imaginária. ....	52
Figura 3.10- Medida da permissividade do dielétrico em função da frequência para os capacitores (a) 470 pF e (b) 100 pF.....	53
Figura 3.11- Medida do fator de perdas no dielétrico em função da frequência para os capacitores de 100 pF e 470 pF. ....	54
Figura 3.12- Medida da (a) permissividade do dielétrico e (b) impedância em função da frequência para os capacitores C#2 e C#3. ....	55
Figura 3.13- Medida do coeficiente de reflexão S11 (a) parte real e (b) parte imaginária para os capacitores SMD apresentado na Tabela IV. ....	56
Figura 3.14 Permissividade em função da frequência para os capacitores do tipo SMD (a) parte real e (b) parte imaginária. ....	56
Figura 3.15 Medida das perdas no dielétrico em função da frequência para os capacitores do tipo SMD.....	57
Figura 3.16- Medida da (a) permissividade e (b) impedância em função da frequência para os capacitores SMDs. ....	58
Figura 3.17- Medida do coeficiente de reflexão S11 (a) parte real e (b) parte imaginária para o PZT. ..	59
Figura 3.18- Comportamento do PZT-D em função da frequência com as medidas de (a) permissividade e (b) perdas.....	59
Figura 3.19- Medida da (a) permissividade e (b) impedância para o PZT.....	60
Figura 3.20- Medida do coeficiente de reflexão S11 para o indutor SMI#1 (a) parte real e (b) parte imaginária.....	62
Figura 3.21- Medida do coeficiente de reflexão S11 para as contas de ferrita SMF#1 e SMF#2 (a) parte real e (b) parte imaginária. ....	62
Figura 3.22- Medida da resistência série em função da frequência para (a) SMI#2 e (b) SMF#1 e SMF#2. ....	63
Figura 3.23- Medida da reatância indutiva em função da frequência para (a) SMI#2 e (b) SMF#1 e SMF#2.....	64

Figura 3.24- Resposta dos parâmetros elétricos Z, Rs e XL em função da frequência para SMF#1 (a) medido (b) fornecido pelo fabricante. ....	64
Figura 3.25- Fotografia do (a) enrolamento do indutor e (b) arranjo experimental da LTNL de 10 seções. ....	65
Figura 3.26- Esquema elétrico que simula a LTNL usada como PFN. ....	66
Figura 3.27- Imagem do <i>spark gap</i> utilizado para chaveamento na LTNL usado como PFN. ....	66
Figura 3.28- Pulso na saída da LTNL capacitiva de 10 seções no ar e correspondente Spice simulação sem atraso. ....	67
Figura 3.29- Construção da LTNL utilizando PZT-D-C1 (a) arranjo experimental submerso no óleo e (b) porta amostra para conexão elétrica. ....	69
Figura 3.30- Pulsos obtidos na saída da LTNL-PZT de 10 seções no óleo sem atraso e com atraso mais simulação Spice sem atraso. ....	69
Figura 4.1- Configuração da LTNL usando diodo varactor como meio não linear.....	74
Figura 4.2- Curva típica da capacitância de um diodo varactor modelo BB809 em função da tensão reversa [83]. ....	74
Figura 4.3- Modelo da LTNL com perdas utilizando o LT-SPICE.....	76
Figura 4.4- LTNL-BP1com 30 seções (a) montada em uma placa de circuito impresso e (b) arranjo experimental. ....	76
Figura 4.5- Pulso de entrada e oscilação obtida na seção 29 para a LTNL-BP#1 (a) experimental e (b) simulado. ....	77
Figura 4.6- Potência de pico e média obtida na seção 29 para a LTNL-BP#1 (a) experimental e (b) simulado. ....	77
Figura 4.7- Tensão obtida em diferentes seções da LTNL-BP#1 para o caso (a) experimental e (b) simulado. ....	78
Figura 4.8- Tensão obtida na seção 29 para diferentes níveis de tensões aplicadas na entrada da LTNL-BP#1 para o caso (a) experimental e (b) simulado. ....	79
Figura 4.9- Efeito da variação do número de seções obtido na carga da LTNL-BP#1 para o caso (a) experimental e (b) simulado. ....	80
Figura 4.10- Efeito da variação da carga resistiva na LTNL-BP#1 para o caso (a) experimental e (b) simulado obtido na seção 29. ....	81
Figura 4.11- Espectro da FFT para o pulso de saída na LTNL-BP#1 experimental com cargas de (a) 47 e 100 $\Omega$ e (b) 390 e 1 k $\Omega$ .....	82
Figura 4.12- Espectro da FFT para o pulso de saída na LTNL-BP#1 simulada para todas as cargas. ....	82
Figura 4.13- Efeito da largura do pulso de entrada na geração do sóltion obtida na saída da LTNL-BP#1 para uma linha de baixa potência. ....	83
Figura 4.14- Resultado experimental obtido na saída da LTNL-BP#1 usando carga R e RLC.....	84
Figura 4.15- Resultados de simulação comparada com o experimental obtido na saída da LTNL-BP#1 usando carga RLC.....	84
Figura 4.16- LTNL de baixa potência com 30 seções, usando indutores com núcleo de ar e diodos varactores (a) montada em uma placa de circuito impresso e (b) arranjo experimental. ....	85

Figura 4.17- LTNL-BP#2 usando o núcleo de ar com 56 nH (a) pulso de entrada e oscilações na carga de 33 $\Omega$ e (b) espectro da FFT para sinal da carga. ....	86
Figura 4.18- Potência de pico e média obtida na carga de 33 $\Omega$ para a LTNL-BP#2. ....	87
Figura 4.19- Construção de uma LTNL-BP#3 utilizando diodo varactor em serie e indutores de 1,8 $\mu$ H (a) montado em PCB e (b) arranjo experimental.....	88
Figura 4.20- Pulso de entrada e saída da LTNL-BP#3 usando associação de diodo varactores em baixa tensão.....	88
Figura 4.21- Potência de pico e potência média obtida na carga de 330 $\Omega$ de entrada e saída da LTNL-BP#3 usando associação de diodos varactores.....	89
Figura 4.22- Espectro da FFT do pulso de saída obtido para LTNL-BP#3 com associação de diodos varactores em baixa tensão. ....	89
Figura 4.23- Curva típica de um diodo varactor modelo BB640 em função da tensão reversa.....	90
Figura 4.24- LTNL-BP#4 de montagem superficial (a) soldada em uma placa de circuito impresso e seu (b) arranjo experimental.....	91
Figura 4.25- Pulso aplicado na entrada da LTNL-BP#4 (a) com escala de tempo expandida e (b) reduzida.....	91
Figura 4.26- Resultados obtidos na carga de 33 $\Omega$ (a) geração de soliton e (b) espectro da FFT para a LTNL-BP#4.....	92
Figura 4.27- Potência de pico e potência média medida na carga de 33 $\Omega$ para a LTNL-BP#4. ....	93
Figura 4.28- Geração de sóliton ao longo da LTNL-BP#4 de montagem superficial. ....	94
Figura 4.29- Circuito elétrico com driver e chave IGBT. ....	94
Figura 4.30- Pulso de saída do circuito de chaveamento obtido em uma carga resistiva de 330 $\Omega$ . ....	95
Figura 4.31- Configuração da LTNL de baixa tensão para operar com pulsos negativos. ....	95
Figura 4.32- Circuito de chaveamento utilizando o driver e o IGBT apresentando (a) pulso na entrada da LTNL-BP#2 e (b) geração de Sóliton na carga de 33 $\Omega$ . ....	96
Figura 4.33- Comparação dos resultados obtidos na seção 29 e na carga de 33 $\Omega$ (a) para pulso de saída e (b) do espectro da FFT para a LTNL-BP#2.....	97
Figura 4.34- Pulso obtido (a) na entrada da LTNL e (b) na saída da carga de 100 $\Omega$ para a LTNL-BP#2. .	97
Figura 4.35- Espectro da FFT obtido na carga de 100 $\Omega$ para a LTNL-BP#2. ....	98
Figura 4.36- Geração de ondas de sólitons obtida na saída da LTNL-BP#2 (a) para diferentes cargas e (b) suas respectivas FFTs. ....	99
Figura 4.37- LTNL-MP#5 construída com varactores em série para geração de sóliton em média potência.....	99
Figura 4.38- Geração de ondas de sólitons obtida na LTNL-MP#5 com varactores em série (a) pulso de entrada e (b) pulso de saída.....	100
Figura 4.39- Espectro da FFT obtido na seção 15 para a LTNL-MP#5 com diodo varactor em série.....	101
Figura 4.40- Potência máxima e média na seção 15 para a LTNL-MP#5.....	101
Figura 4.41- Emprego de um pulso com taxa de repetição igual a 4 Hz na LTNL-MP#5 com pulso obtido na seção 15 para (a) taxa de repetição e (b) correspondente pulso único.....	102
Figura 4.42- Configuração da LTNL usando capacitores cerâmicos como elemento não linear.....	105

Figura 4.43- Curvas CxV modelado e medido. ....	107
Figura 4.44- Tensão de saída obtida na simulação da LTNL utilizando C#1 como elemento não linear. ....	108
Figura 4.45- Impedância característica da LTNL em função da tensão para C#1. ....	108
Figura 4.46- Pulso de saída da LTNL de alta potência para diferentes valores de RC. ....	109
Figura 4.47- Pulso de saída da LTNL de alta potência para diferentes valores de RL. ....	110
Figura 4.48- Pulso de saída da LTNL de alta potência para diferentes valores de carga. ....	111
Figura 4.49- Comportamento da LTNL de alta potência para (a) diferentes valores de tensão e (b) com atraso entre os pulsos. ....	112
Figura 4.50- Comportamento da LTNL de alta potência para diferentes valores da indutância parasita da chave, pulso de (a) entrada e (b) saída da linha. ....	113
Figura 4.51- Pulso de saída da LTNL de alta potência para diferentes números de seções. ....	114
Figura 4.52- Curva CxV modelada e medidas experimentais (pontos sólidos) para o capacitor C#4. ..	115
Figura 4.53- Simulação da LTNL utilizando o modelo de C#4 como elemento não linear. ....	115
Figura 4.54- Espectro da simulação de uma LTNL usando o modelo de C#4. ....	116
Figura 4.55- Impedância característica da LTNL em função da tensão para C#4. ....	117
Figura 4.56- Curva CxV para o PZT-D-Q1. ....	117
Figura 4.57- Impedância característica da LTNL em função da tensão utilizando o PZT-D-Q1. ....	118
Figura 4.58- Comportamento da LTNL de alta potência utilizando o PZT-D-Q com 10 seções e com o sinal de saída. ....	119
Figura 4.59- Comportamento da LTNL de alta potência utilizando o PZT-D-Q com 30 seções e com o sinal de saída. ....	119
Figura 4.60- Circuito elétrico usando a chave IGBT para alimentar a LTNL. ....	121
Figura 4.61- Arranjo experimental para produção de sólitons usando (a) montagem experimental e (b) LTNL capacitiva montada em placa de circuito impresso. ....	122
Figura 4.62- Pulso de saída usando a chave IGBT em alta tensão (a) largura e (b) tempo de subida do pulso. ....	123
Figura 4.63- Arranjo experimental da LTNL usando a chave IGBT e capacitores não lineares de 10 nF. ....	123
Figura 4.64- Pulso de entrada e saída da LTNL usando a chave IGBT com tensão de carga 1 kV e largura de pulso da ordem de 5 $\mu$ s. ....	124
Figura 4.65- Produção de Soliton em alta potência para diferentes níveis de tensão de entrada medidos na carga. ....	125
Figura 4.66- Produção de Soliton de alta potência ao longo da linha. ....	126
Figura 4.67- Pulso de saída com geração de sólitons em alta tensão para diferentes valores de carga com escala reduzida (a) e expandida (b). ....	127
Figura 4.68- Espectro da FFT para o pulso de saída na LTNL com cargas de 1 k $\Omega$ e 62 $\Omega$ . ....	127
Figura 4.69- Formas de ondas mostrando as compressões de pulso obtido na saída da LTNL usando C#1 (a) na simulação e (b) experimental. ....	128

Figura 4.70- Segunda configuração para o circuito de chaveamento usando a chave IGBT para injetar pulso de entrada na LTNL.....	129
Figura 4.71- Pulso (a) obtido na porta do IGBT e (b) na carga resistiva de 1 k $\Omega$ . ....	129
Figura 4.72- Pulso aplicado (a) no gate do IGBT e (b) na saída do IGBT para uma carga de 33 $\Omega$ . ....	130
Figura 4.73- Pulso na entrada com polaridade negativa e na seção 29 da LTNL capacitiva com IGBT sem o uso do driver.....	131
Figura 4.74- Circuito elétrico utilizado para o chaveamento em alta tensão. ....	132
Figura 4.75- Formas de onda para (a) pulso no gate do IGBT e (b) tempo de descida do pulso sobre a carga de 1 k $\Omega$ . ....	132
Figura 4.76- LTNL usando o capacitor de 10 nF e a nova configuração do driver com sinais obtido na entrada e seção 15 para (a) tensão de 400 V e (b) 600 V. ....	133
Figura 4.77- Espectro de FFT para seção 15 com amplitude do pulso de entrada igual (a) 400 V e (b) 600 V. ....	134
Figura 4.78- Desempenho da LTNL usando C#4 e o sistema de chaveamento com pulso negativo com (a) pulso de entrada e seção 15 e (b) pulso para diferentes tensões na seção 15. ....	135
Figura 4.79- LTNL de alta potência utilizando o PZT despolarizado com 10 seções imerso no óleo. ....	136
Figura 4.80- Pulso de saída na LTNL PZT despolarizada com cargas de (a) 82 $\Omega$ e (b) 1 k $\Omega$ . ....	137
Figura 4.81- Formas de onda obtidas na entrada e carga da LTNL PZT despolarizada. ....	138
Figura 4.82- Formas de onda obtidas na LTNL com PZT polarizado na (a) entrada com escala reduzida e (b) entrada e carga.....	139
Figura 4.83- Formas de onda obtidas na LTNL com PZT polarizado para diferentes tensões aplicado na entrada. ....	140
Figura 4.84- Arranjo experimental montado na bancada utilizando o gerador NSG5500 e a LTNL-AP#1. ....	141
Figura 4.85- Forma de onda obtida usando o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 na (a) entrada e (b) saída da LTNL capacitiva. ....	142
Figura 4.86- Fotografia do arranjo experimental montado na bancada utilizando o gerador NSG5500 e a LTNL-AP#3.....	143
Figura 4.87- Forma de onda obtida usando o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 na entrada da LTNL PZT-D-Q com escala (a) ampliada e (b) reduzida. ....	144
Figura 4.88- Forma de onda obtida na saída da LTNL usando o PZT-D-Q. ....	144
Figura 4.89- Potência média e de pico obtida na saída da linha PZT-D-Q. ....	145
Figura 4.90- Geração de RF na LTNL-AP#3 utilizando o gerador de pulso rápido (a) experimental e simulado (b) FFT simulado. ....	145
Figura 4.91- Formas de ondas obtida usando a fonte NSG5500 para gerar um trem de pulsos na (a) entrada e (b) saída da LTNL usando o PZT-D-Q. ....	146
Figura 4.92- Espectro da FFT obtida na saída da linha PZT-D-Q utilizando o gerador NSG5500. ....	147
Figura 4.93- Forma de onda obtida usando o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 na (a) entrada e (b) saída da LTNL usando o PZT-P-Q. ....	148
Figura 4.94- Potência de pico obtida na saída da linha PZT-P-Q. ....	148

Figura 4.95- Formas de ondas obtida usando a fonte NSG5500 para gerar um trem de pulsos na (a) entrada e (b) saída da LTNL usando o PZT-P-Q. ....	149
Figura 4.96- Espectro da FFT obtida na saída da linha PZT-P-Q utilizando o gerador NSG5500. ....	149
Figura 4.97- Forma de onda obtida usando o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 e uma LTNL com capacitores lineares (a) RF produzido na saída e (b) FFT. ....	150
Figura 4.98- LTNL Híbrida#1 montada em uma placa de circuito impresso. ....	152
Figura 4.99- Variação da capacitância em função da tensão DC aplicada para o capacitor de 2,2 nF. .	152
Figura 4.100- Indutor de 10 uH com (a) sua disposição física e (b) resposta em corrente DC. ....	153
Figura 4.101- Geração de sóliton na LTNL híbrida obtida na (a) seção 15 e (b) na carga para um pulso de entrada de 200 V. ....	154
Figura 4.102- Espectro da FFT obtido (a) na seção 15 e (b) carga para um pulso de entrada igual à 200 V. ....	154
Figura 4.103- Potência de pico obtido na carga para um pulso de entrada igual a 200 V. ....	155
Figura 4.104- Geração de sóliton utilizando uma taxa de repetição igual a 5 Hz (a) escala ampliada e (b) para um pulso. ....	155
Figura 4.105- Geração de sóliton na LTNL híbrida utilizando capacitor 2,2 nF e indutor de 10 uH. ....	156
Figura 4.106- Espectro da FFT obtido na sec.15 para um pulso de entrada igual a 1 kV. ....	157
Figura 4.107- LTNL Híbrida#2 montada em uma placa de circuito impresso. ....	157
Figura 4.108- Variação da capacitância em função da tensão DC aplicada para o capacitor de 10 nF. .	158
Figura 4.109- Geração de sóliton na LTNL híbrida utilizando capacitor 10 nF e indutor de 10 uH. ....	159
Figura 4.110- Espectro da FFT obtido (a) na seção 15e (b) carga para a LTNL Híbrida#2. ....	159
Figura 4.111- Potência de pico medida na carga para a LTNL Híbrida#2. ....	160



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pag.</u>
Tabela I- Frequência na faixa de micro-ondas para diferentes bandas.	15
Tabela II- Especificação elétrica dos capacitores de alta tensão.	29
Tabela III- Características elétricas e físicas do PZT.	30
Tabela IV- Especificações elétricas e geométricas dos capacitores do tipo SMC.	30
Tabela V- Especificação elétrica dos indutores lineares e não lineares no formato radial e toroidal.	35
Tabela VI- Especificações elétricas e geométricas dos indutores do tipo SMI.	36
Tabela VII- Especificações elétricas e geométricas das ferritas do tipo SMF.	38
Tabela VIII- Comparação dos parâmetros medidos em frequências para diferentes amostras desconsiderando a indutância parasita.	61
Tabela IX- LTNL construídas em baixa, média e alta potência apresentando o elemento não linear e o sistema de chaveamento.	71
Tabela X- LTNLs de baixa e média potência construídas utilizando indutores lineares e diodos varactores.	73
Tabela XI- Comparação dos parâmetros elétricos calculados e dos resultados obtidos na saída de cada LTNLs de BP e MP.	103
Tabela XII- LTNLs de alta potência construídas utilizando indutores lineares e capacitores cerâmicos.	104
Tabela XIII- Resumo dos principais parâmetros elétricos da LTNL para os diferentes capacitores.	120
Tabela XIV- LTNLs híbridas construídas utilizando capacitores e indutores não lineares.	151
Tabela XV- Resumo dos parâmetros elétricos medidos e calculados para as LTNLs Híbrida#1 e #2.	161



## LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

INPE- Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais  
LIT- Laboratório de Integração e Testes  
LTNL- Linha de Transmissão Não Linear  
RF- Radio Frequência  
FFT- *Fast Fourier Transform* (Transformada rápida de Fourier)  
SAR- *Synthetic Aperture Radar* (Radar de abertura sintética)  
PZT-D- Titanato Zirconato de Chumbo Despolarizado  
PZT-P- Titanato Zirconato de Chumbo Polarizado  
VNA- *Vector Network Analyzer* (Analisador de rede vetorial)  
SMC- *Surface Mount Capacitor* (Capacitor de montagem superficial)  
SMI- *Surface Mount Inductor* (Indutor de montagem superficial)  
SMF- *Surface Mount Ferrite* (Ferrita de montagem superficial)  
EMI- *Electromagnetic Interference* (Interferência eletromagnética)  
VGA- *Video Graphics Array*  
EDX- *Energy Dispersive Spectroscopy of X-Rays* (Espectroscopia de energia dispersiva de raios X)  
DC- *Direct Current* (Corrente contínua)  
MS- *Micro-Strip*  
CPW- *Coplanar Waveguide* (Guia de onda coplanar)  
BST- *Barium Strontium and Titanate* (Titanato de bário e estrôncio)  
SMA- *SubMiniature version A*  
AF- Alta Frequência  
BF- Baixa Frequência  
VMD- *Voltage Modulation Depth* (Profundidade de modulação)  
AT- Alta tensão  
IGBT- *Insulation Gate Bipolar Transistor* (Transistor de porta isolada)  
RLC- Resistor Indutor Capacitor  
NASA – *National Aeronautic and Space Administration*  
NL- Não Linear

PFN – *Pulse Forming Network* (Rede formadora de Pulso)

IAE/DCTA- Instituto de Aeronáutica e Espaço/ Departamento de Ciência e Tecnologia  
Aeroespacial

VHF- *Very High Frequency* (Frequência muito alta)

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\Delta T$	Tempo de atraso da linha
$\varepsilon^*$	Permissividade complexa
$\varepsilon_r$	Permissividade elétrica relativa
$\varepsilon_0$	Permissividade elétrica do vácuo
$\mu_r$	Permeabilidade magnética relativa
$\mu_0$	Permeabilidade magnética do ar
V	Tensão Elétrica
C	Capacitância
R	Resistência
L	Indutância
Z	Impedância
$\pi$	Constante PI



# SUMÁRIO

	<u>Pag.</u>
<b>1. INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
1.1. Linhas de Transmissões Não Lineares .....	1
1.2. Objetivos .....	2
1.3. Conceitos básicos de Linhas de Transmissões Não Lineares (LTNLs) .....	2
1.4. Ondas de Sóliton .....	6
1.5. Principais aplicações de LTNLs em sistemas de telecomunicações no espaço .....	10
1.5.1 Satélites .....	11
1.5.2 CubeSats .....	12
1.5.3 Satélite Radar – SAR ( <i>Synthetic Aperture Radar</i> ) .....	14
<b>2. MATERIAIS E COMPONENTES .....</b>	<b>17</b>
2.1 Diodo varactor .....	17
2.2 Capacitores não lineares.....	18
2.3 Indutores não lineares.....	31
2.4 Contas de Ferrita (Ferrite Beads).....	36
<b>3. CARACTERIZAÇÃO DE ALGUNS MATERIAIS EM FUNÇÃO DAS PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS .....</b>	<b>39</b>
3.1. Medição da variação da capacitância e cálculo da permissividade em função da tensão DC 39	
3.1.1 Resultados e discussões.....	40
3.2. Medida da variação da indutância e cálculo da permeabilidade em função da corrente .....	42
3.2.1. Resultados e discussões.....	43
3.3. Caracterização da variação da permissividade elétrica e permeabilidade magnética em função da frequência .....	44
3.3.1 Medições da permissividade do dielétrico e perdas em função da frequência para capacitores cerâmicos à base de PZT e BST no formato radial e SMC.....	50
3.3.2 Medições da permeabilidade complexa e perdas em função da frequência para os indutores e contas de ferrita.....	61
3.3.3 LTNL de alta potência usada como LFP (Linha Formadora de Pulso) para caracterização da NL do dielétrico.....	65
<b>4. CONSIDERAÇÕES DE PROJETO E CONSTRUÇÕES DE LTNLs .....</b>	<b>71</b>
4.1. LTNL de baixa potência usando diodo varactor e indutores lineares .....	72
4.1.1 Resultados e discussões.....	75
4.1.1.1 Resultados com pulso positivo .....	75
4.1.1.2 Resultados com pulso negativo .....	94
4.2. Construção da LTNL de alta potência .....	104
4.2.1 Modelagem e simulação das LTNLs de alta potência .....	106
4.2.2 Resultados da LTNL utilizando chave IGBT e capacitor cerâmico como elemento não linear 120	
4.2.3 Resultados da LTNL utilizando chave IGBT e a cerâmica PZT como elemento não linear ....	135
4.2.4 Resultado das linhas utilizando gerador de pulso rápido .....	140
4.2.5 Construção da LTNL Híbrida.....	151
<b>5 CONCLUSÕES .....</b>	<b>163</b>
<b>6 TRABALHOS FUTUROS .....</b>	<b>168</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>170</b>

APÊNDICE A.....	180
ANEXO A.....	185

## **1. INTRODUÇÃO**

Neste capítulo serão apresentadas as pesquisas de LTNL, partindo de seus precursores até os recentes estudos. Também será introduzida toda a fundamentação teórica, desde a formação da onda até os conceitos básicos, e por fim são apresentados os principais objetivos desta tese de doutorado com sua contribuição científica.

### **1.1. Linhas de transmissões não lineares**

As linhas de transmissões não lineares vêm sendo estudadas para geração de sinais de alta potência com aplicações em radares, plataformas móveis de defesa e satélites. Seu funcionamento baseia-se no comportamento não linear de seus componentes eletrônicos capacitores e ou indutores em função da tensão ou corrente elétrica aplicada [1], [2], [3]. Em aplicações para geração de rádio frequência, as vantagens das linhas de transmissões não lineares são que estas não necessitam de filamento aquecedor nem de fontes auxiliares de alta tensão ou oscilador local de alimentação, permitindo a construção de sistemas de RF de alta potência mais compactas [1], [4], [5]. Atualmente os sistemas de rádio vêm sendo largamente utilizados para comunicação no mundo todo, pelas forças armadas (aeronáutica, exército e marinha), no meio civil para difusão de informação e também no ambiente espacial, com a construção de satélites radar SAR (Synthetic Aperture Radar). No âmbito militar, algumas das atribuições dos radares são as determinações de vários parâmetros como altitude, direção, velocidade, movimentação de tropas, localização de aeronaves entre outras [6]. Em aplicações espaciais (satélites) além das telecomunicações, destacam-se as atividades de pesquisa que envolve estimativa da velocidade de asteroides, distâncias interplanetárias, sensoriamento remoto, etc. [7], [8]. Os radares utilizam-se do princípio da reflexão, no qual uma antena transmissora de sinais irradia um sinal de RF e recebe o sinal que é refletido, sendo processado por uma eletrônica interna e quantificando o parâmetro a ser determinado [9]. Outra aplicação de LTNLs

consiste na amplificação da tensão de saída (ver Ibuka [10]) usando uma configuração circular da linha.

## **1.2. Objetivos**

O foco deste trabalho é a geração das ondas de sólitons para serem utilizadas como sinal de RF (Rádio Frequência) em sistemas de comunicação de alta potência, tendo como principal contribuição científica o uso da cerâmica à base de PZT, composta por chumbo (Pb), zircônia (Zr) e titânio (Ti)) como meio dielétrico não linear na construção da LTNL para produção de RF em alta potência. Além da construção da LTNL, neste trabalho, são desenvolvidas as seguintes atividades: (i) caracterização dos componentes eletrônicos (capacitores, indutores e contatos de ferrita) que serão utilizados para a construção das LTNLs em altas frequências ( $> 100$  MHz), utilizando um analisador de rede vetorial (VNA- Vector Network Analyzer), (ii) projeto e simulação das LTNLs de baixa e alta potência utilizando o simulador de circuitos LT-Spice e (iii) construção e caracterização das LTNLs de baixa e alta potência.

## **1.3. Conceitos básicos de Linhas de Transmissões Não Lineares (LTNLs)**

Atualmente linhas de transmissões não lineares (LTNLs) vêm sendo estudadas para a geração de sinais de alta potência na faixa de micro-ondas para aplicações em radares, sensoriamento remoto, interrupção da comunicação em campos de batalhas e veículos espaciais [10].

Uma LTNL é composta por várias seções, e cada seção constituída por um capacitor e um indutor conforme apresentado na Figura 1.1. As linhas podem ser capacitivas as quais empregam os capacitores como elemento não linear, indutivas onde utilizam o efeito não linear dos indutores e híbridas composta por capacitores e indutores não lineares. Seu princípio de operação é baseado nas propriedades não lineares do meio no qual a onda se propaga,

representadas pela capacitância  $C(V)$ . A aplicação de um pulso com determinado tempo de subida ( $t_r$ ) na entrada desta linha, composta por elementos não lineares, produzirá na saída da mesma um sinal com distorção. Esta distorção pode ser a redução do tempo de subida do pulso, sendo uma técnica muito utilizada para compressão do pulso na saída [11].

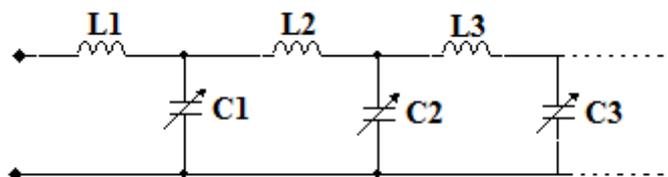


Figura 1.1- Disposição de uma LTNL usando capacitor variável.

Ao se aplicar um pulso na entrada da linha, este se propaga ao longo de seu comprimento com uma velocidade dada por [12]:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r(V) \mu_r(I)}}, \quad (1.1)$$

onde  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica do vácuo =  $8,85 \times 10^{-12}$  F/m,  $\mu_0$  a permeabilidade magnética do vácuo =  $4\pi \times 10^{-7}$  H/m,  $\epsilon_r(V)$  e  $\mu_r(I)$  são a permissividade elétrica relativa e permeabilidade magnética relativa, que dependendo do meio empregado podem variar com a tensão ou com a corrente, respectivamente, para o caso do uso de um capacitor variável  $C(V)$  ou de indutor variável  $L(I)$ .

No caso do componente não linear ser o capacitor  $C(V)$  como mostrado na Figura 1.1, durante a propagação do pulso na linha, a parcela do pulso de tensão mais alta viajará mais rápido do que aquela inicial, uma vez que  $\epsilon_r$  diminui com o aumento da tensão. Quando indutores não lineares  $L(I)$  são usados ao invés de capacitores  $C(V)$ , o mesmo efeito pode ser observado quando  $\mu_r$  diminui com a aplicação do pulso de corrente  $I$ . De fato, o efeito pode ser mais pronunciado com uso de ambos os elementos não lineares  $C(V)$  e  $L(I)$ , sendo neste caso a linha denominada de híbrida. Com isto, o atraso da propagação do pulso ao longo da linha é maior para a parte de menor

intensidade do pulso do que o seu pico, formando uma onda de choque de saída com um menor tempo de subida de pulso [12].

As linhas não dispersivas produzem onda de choque de saída com tempo de subida mais rápido, uma vez que ela é limitada somente pela frequência de relaxação do material utilizado (pois o tempo de subida de pulso de saída não pode ser zero). A frequência de relaxação ocorre em materiais dielétricos a partir da frequência em que a polarização do material deixa de responder à ação do sinal externo, também conhecida como movimento no domínio das paredes explicado por Arlt [13]. A frequência de relaxação também está relacionada ao tamanho do grão e é inversamente proporcional ao seu diâmetro conforme estudado em [14]. Para materiais cerâmicos a frequência de relaxação é da ordem de 800 MHz. No caso de uma linha capacitiva dispersiva, a velocidade de propagação da frente de onda é igual a  $1/\sqrt{LC(V_{max})}$ , e o tempo de subida limitado aproximadamente pelo inverso da frequência de corte de Bragg da linha dada por [15]:

$$f_{co} = \frac{1}{\pi\sqrt{LC(V_{max})}} , \quad (1.2)$$

onde  $C_{(V_{max})}$  é a capacitância correspondente à tensão máxima ( $V_{max}$ ) do pulso.

O cálculo exato para a redução do tempo de subida do pulso ( $\Delta T$ ) é de alta complexidade devido à não linearidade da linha e à dependência da velocidade de fase com relação à frequência da rede dispersiva. Porém uma aproximação é realizada calculando-se a diferença do tempo de atraso produzido pelas seções da rede LC entre a propagação da parcela em baixa amplitude do pulso e a de máxima amplitude. Para a baixa amplitude do pulso, o atraso  $\delta_1$  é igual a  $n\sqrt{LC_0}$ , onde  $C_0$  é a capacitância inicial do capacitor sem polarização e  $n$  é o número de seções da linha. Para a amplitude máxima do pulso, o atraso  $\delta_2 = n\sqrt{LC(V_{Max})}$  e portanto, a redução do tempo de subida de pulso na saída é [16], [17]:

$$\Delta T = \delta_1 - \delta_2 = t_{ri} - t_{ro} = n(\sqrt{LC_0} - \sqrt{LC_{(vmax)}}), \quad (1.3)$$

onde  $t_{ri}$  é o tempo de subida do pulso de entrada e  $t_{ro}$  o tempo de subida do pulso de saída. Com isto é possível determinar o comportamento da linha em função do pulso de entrada. Se  $t_{ri} < \Delta T$ , a dispersão compensa a não linearidade e na saída da linha, haverá uma formação de uma onda de choque com oscilações de ondas sólitons superpostas no pico. Caso  $t_{ri} > \Delta T$ , a não linearidade supera a dispersão e na saída da linha haverá apenas compressão do pulso em relação ao de entrada. Para o caso de  $t_{ri} > \Delta T$  o tempo de subida obtido na saída da linha é calculado utilizando (1.3), onde  $t_{ro} = t_{ri} - \Delta T$ . No outro caso,  $t_{ri} < \Delta T$ , o tempo de subida da onda de choque de saída não pode cair para zero, devido ao limite da frequência de corte  $f_{co}$  da linha e, portanto, neste caso  $t_{ro} \approx \pi\sqrt{LC_{(vmax)}}$ . Acima da  $f_{co}$  a energia não pode se propagar, ocorrendo uma série de pulsos estreitos (ondas solitárias) ao longo da linha e em sua saída, devido ao pulso de saída não poder ser mais comprimido [18], conforme ilustração na Figura 1.2. Para a linha não linear dispersiva a frequência destas oscilações fica em torno da metade da frequência de corte de Bragg.



Figura 1.2- Processo de geração de onda de soliton em uma LTNL [12].

A impedância de uma LTNL é calculada a partir de [15],

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (1.4)$$

onde  $L$  é a indutância linear e  $C$  a capacitância não linear, considerando uma LTNL capacitiva. Neste caso, como a impedância da LTNL varia com a capacitância em função da aplicação do pulso de tensão, são calculadas duas

impedâncias distintas: uma despolarizada, considerando o valor inicial da capacitância  $C = C_0$ , e outra polarizada em que o valor da capacitância é mínimo com tensão de pico próxima da tensão de ruptura DC do capacitor, isto é,  $C = C_{vmax}$ .

#### 1.4. Ondas de Sóliton

Sóliton é uma onda solitária progressiva em um meio, e que se propaga com uma velocidade constante  $v$  sem alteração de sua forma. Foram notadas pela primeira vez por John Scott Russel, em 1834, observando a formação de uma onda solitária produzida pela frenagem de um barco no canal de Edimburgo (Escócia). Através de experiências em laboratório Russel verificou empiricamente que a velocidade  $v$  da onda era dada por [19]:

$$v = \sqrt{g(h + a)}, \quad (1.5)$$

onde  $a$  é a amplitude da onda,  $h$  a profundidade do canal não perturbado e  $g$  a aceleração da gravidade.

Em 1895, Diederik Korteweg e Gustav de Vries obtiveram teoricamente a fórmula do cálculo para a velocidade da onda solitária estudada por Russel, em um experimento onde o fluido era incompressível e sem viscosidade, e supondo que o comprimento da onda era muito maior que a profundidade do canal. Através deste experimento eles mostraram que a forma da envoltória da onda era dada por [19]

$$z(x, t) = a \operatorname{sech}^2[\beta(x - vt)], \quad (1.6)$$

onde  $\beta = 9a^2 / (4h^3 + 4h^2a)^2$ .

Inicialmente pensava-se que a colisão entre duas ondas progressivas destruiriam suas identidades. Russel em 1844, produziu duas ondas solitárias com velocidade diferentes e observou que a onda mais veloz alcançava, interagia e ultrapassava a onda mais lenta de modo que, após o processo, ambas permaneciam intactas e não distorcidas, como se ambas satisfizessem

o princípio da superposição linear. Porém esta observação só foi explicada com detalhes através do uso de computador (ver Perring e Skyrme [20]) e comprovada pelos experimentos de Zabusky e Kruskal [21] no estudo de ondas de plasma nas décadas de 50/60. Na Figura 1.3 é apresentada a interação entre duas ondas solitárias simuladas por Brown e Smith usando uma LTNL composta por 50 seções [22].

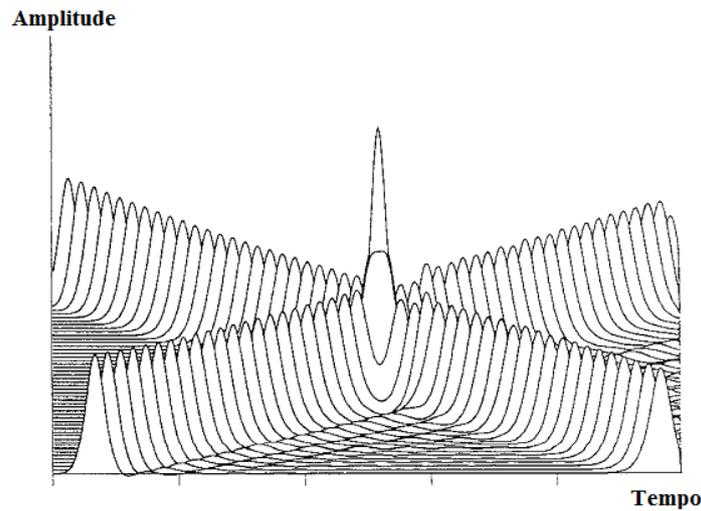


Figura 1.3- Colisão de duas ondas solitárias [22].

A análise matemática do sóliton é uma tarefa bem complexa devido à abordagem de efeitos não lineares. Porém seu processo de geração pode ser explicado em termos qualitativos. Analisando uma LTNL (conforme Figura 1.1 utilizando capacitores não lineares) pela lei de Kirchhoff, Afshari et al. [23], [24] obtiveram uma equação modificada de Korteweg-de Vries:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - \frac{1}{LC_0} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\delta^2}{12 LC_0} \frac{\partial^4 V}{\partial x^4} + \frac{h}{2} \frac{\partial^2 (V^2)}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

Onde  $\delta$  é o fator de espaçamento entre as seções da linha e  $h$  é o fator de não linearidade.

Pode-se provar que a equação (1.7) apresenta uma solução da seguinte forma,

$$V(x, t) = a \operatorname{sech}^2[\beta(x - vt)]; \quad (1.8)$$

Onde  $a$  e  $\beta$  são

$$a = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2}, \quad (1.9)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{3(v^2 - v_0^2)}}{v_0\delta}, \quad (1.10)$$

Obtém-se que [23]:

$$V(x, t) = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2} \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{\sqrt{3(v^2 - v_0^2)}}{v_0\delta} (x - vt) \right] \quad (1.11)$$

onde  $v$  é a velocidade de propagação,  $v_0$  é a velocidade inicial, definidas respectivamente por  $v = 1/\sqrt{LC}$  e  $v_0 = 1/\sqrt{LC_0}$ ,  $x$  é o espaço percorrido e  $h$  o fator de não linearidade definido a partir de  $C = C_0(1 - hv)$  com  $L = 1/\bar{\delta}$  e  $C = c/\bar{\delta}$ , sendo  $\bar{\delta}$  é unidade de comprimento e  $C_0$  é a capacitância inicial por unidade de comprimento. A amplitude do sóliton depende diretamente da velocidade de propagação dada por:

$$A = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2} \quad (1.12)$$

Kuek et al. [25] verificaram através de resultados experimentais que os principais fatores que afetam a profundidade de modulação, ou seja, oscilações na saída da linha são: número de seções da linha, nível de tensão  $V$  e o tempo de subida do pulso de entrada  $t_{ri}$ . Na Figura 1.4 são mostrados os espectros obtidos na saída da linha para diferentes níveis de tensão de entrada, é possível verificar que para baixos níveis de tensão não há geração de sóliton devido ao baixo fator não linear apresentado pelo semiconductor ou dielétrico utilizado como meio não linear. Através de (2) é possível notar que para níveis de tensões mais altas a queda da permissividade elétrica do capacitor (diodo varactor) será maior, resultando em menor capacitância e, por conseguinte, em frequências mais altas, no caso do uso de capacitores cerâmicos em LTNLS discretas LC.

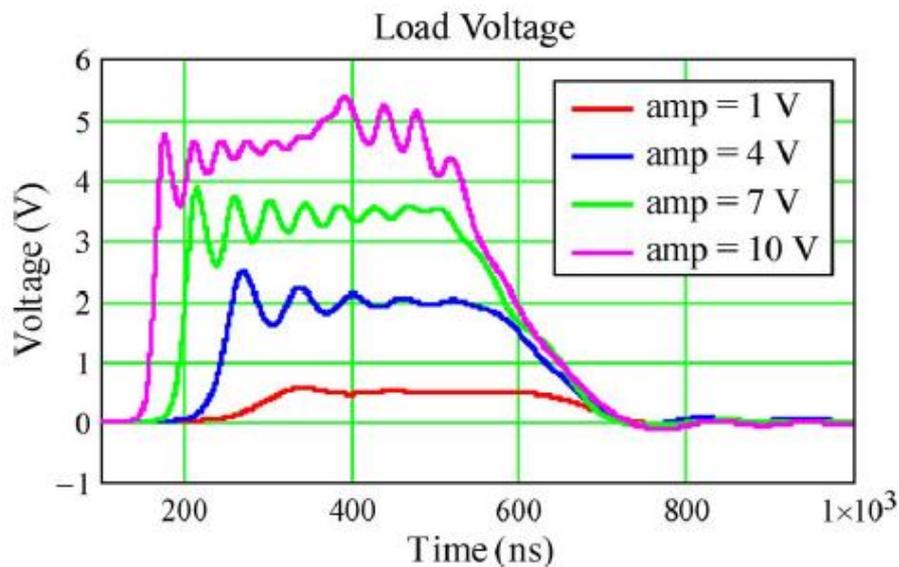


Figura 1.4- Resultados da geração de sóliton em uma LTNL para diferentes níveis de tensões de entrada [25].

Para aumentar o número de oscilações na saída da linha é necessário utilizar um maior número de seções conforme resultados obtidos por Kuek et al. [25] apresentado na Figura 1.5.

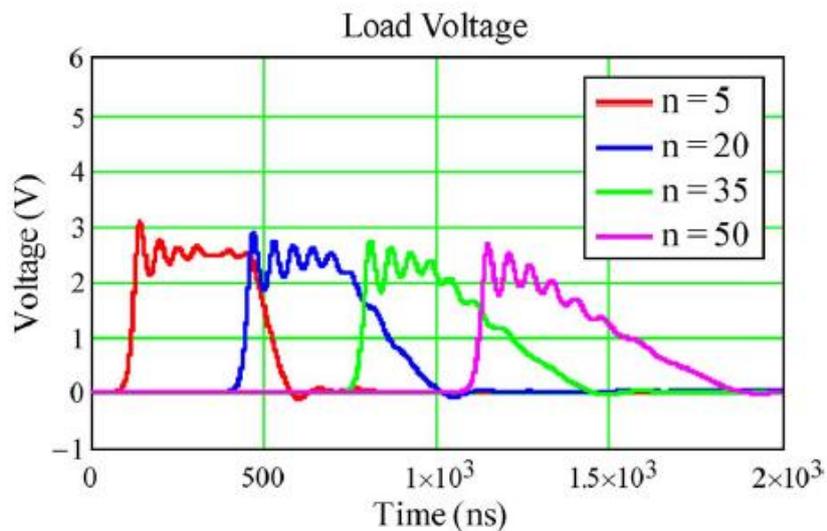


Figura 1.5- Resposta da LTNL para diferentes números de seções [25].

Outro parâmetro que interfere diretamente no número de ciclos de oscilações é o tempo de subida do pulso aplicado na entrada da linha. Conforme investigado por Kuek et al. [25] para tempo de subida mais rápidos, tem-se um maior número de ciclos gerados, conforme resultados apresentado na Figura 1.6.

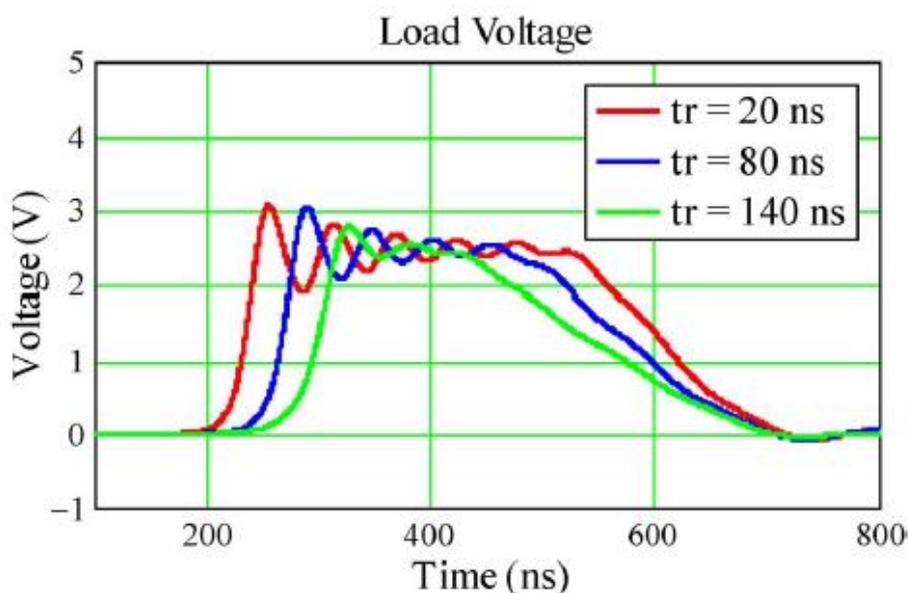


Figura 1.6- Resposta da LTNL para diferentes tempos de subida do pulso aplicado na entrada da linha [25].

### 1.5. Principais aplicações de LTNLs em sistemas de telecomunicações no espaço

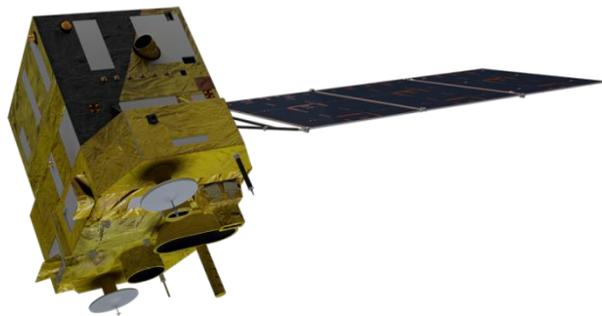
Dentre as aplicações das LTNLs estão os sistemas de comunicação em satélites, plataforma móvel de defesa e satélites radares. Tendo o foco no subsistema de comunicação em satélites, serão apresentados neste subcapítulo de forma sucinta alguns dos satélites desenvolvidos no INPE, satélites de pequeno porte (CubeSats), muito empregado em missões de curta duração. As LTNLs podem ser desenvolvidas para os subsistemas de telecomandos em CubeSats e em satélites radares que operam na banda P (200- 300 MHz).

### 1.5.1 Satélites

Satélites são corpos que estão no espaço orbitando planetas, podendo ser de dois tipos: a) os naturais que são asteroides, cometas e ou pequenos planetas e os b) artificiais que são aqueles construídos e lançados no espaço para desenvolverem determinada função como pesquisa, comunicação ou até mesmo aplicações militares. Na Figura 1.7 (a) é apresentada uma imagem de um satélite desenvolvido no INPE na década de 90 o SCD 2 (Satélite de Coleta de Dados), que se encontra operacional até os dias atuais e na Figura 1.7 (b) é mostrada uma imagem do último satélite desenvolvido pelo INPE em parceria com a China, o CBERS 4 (Satélite Sino Brasileiro de Recursos Terrestres) [26].



(a)



(b)

Figura 1.7- Satélites desenvolvidos no INPE (a) SCD 2 e (b) CBERS 4 [26].

Os satélites artificiais são classificados por peso [27];

- Grandes: possuem mais do que 1000 kg
- Médios: entre 500 kg e 1000 kg
- Pequenos: menos de 500 kg, estes são subdivididos nas seguintes categorias
  - Minisatélites: entre 100 kg e 200 kg;
  - Microsatélites: entre 10 kg e 100 kg;

- Nanosatélites: entre 1 kg e 10 kg;
- Picosatélites: entre 100 g e 1 kg;
- Fentosatélites: menores do que 100 g.

### 1.5.2 CubeSats

Atualmente nas pesquisas espaciais vem sendo desenvolvido e pesquisado o emprego dos CubeSats, os quais são uma particularidade dos picosatélites, com sua geometria na forma de um cubo de aresta igual a 10 cm e peso máximo de 1 kg conforme mostra a Figura 1.8 [28].

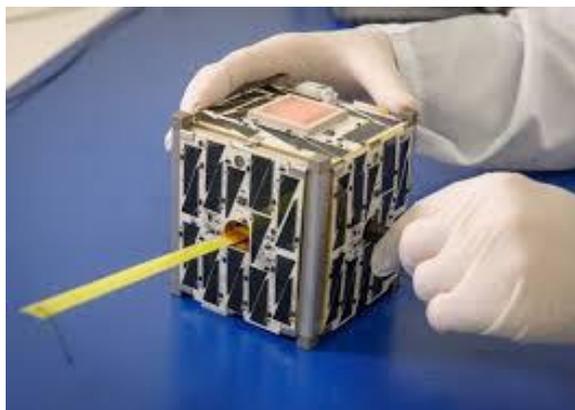


Figura 1.8- Figura de um CubeSat [28].

O tamanho reduzido deste tipo de satélite possibilita um projeto mais barato e com um curto período de execução (aproximadamente de dois anos). Dentre algumas pesquisas desenvolvidas com CubeSats incluem-se sistemas biológicos, microgravidade e reentrada de corpos na atmosfera, além da concepção de constelações destes dispositivos que coletam informações sobre condições climáticas, monitoramento ambiental e rastreamento de navios. De acordo com pesquisa realizada pelo IAE/DCTA o lançamento de pequenos satélites vem crescendo a cada ano. Como podemos observar no gráfico da Figura 1.9, onde o número de lançamento de picosatélites foi maior comparado com as outras classes de satélites, atingindo mais de 60 lançamentos.

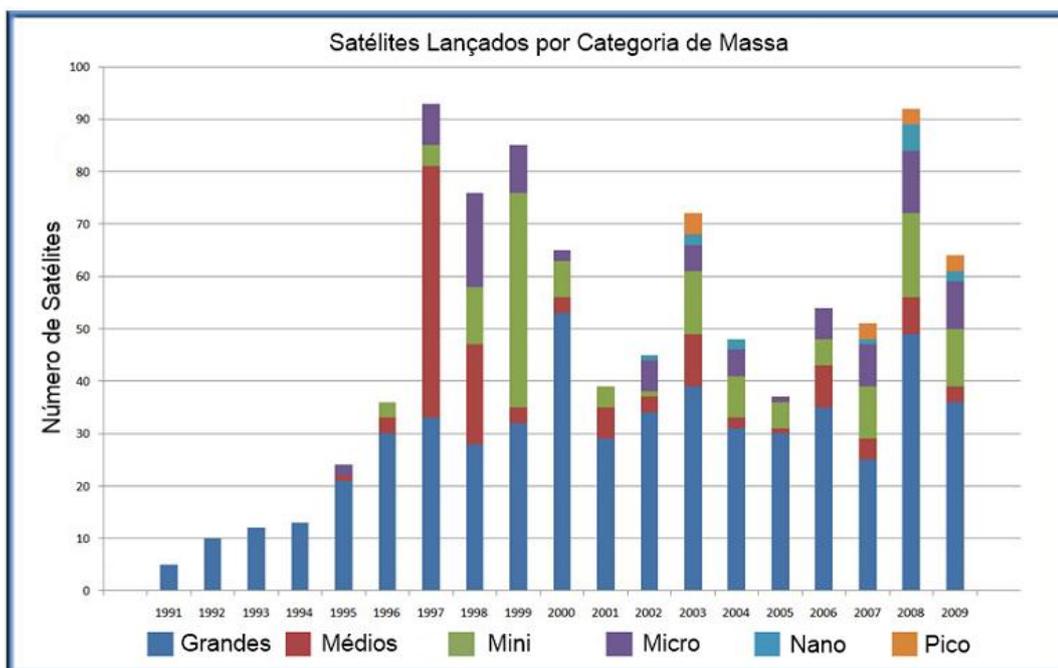


Figura 1.9- Número de satélites lançados x categoria de massa [29].

Os CubeSats seguem o mesmo padrão dos satélites de grande porte, sendo dividido em duas partes principais; plataforma e carga útil. Dentre os subsistemas que constituem a plataforma está o de telemetria e telecomando (TM/TC), o qual está sendo foco de aplicação das LTNLs. Por exemplo, LTNLs dielétricas poderão operar na faixa de frequência da onda portadora dos sistemas transmissores do *uplink* e *downlink*. Na Figura 1.10 é ilustrado o fluxo de comunicação entre um satélite e as estações terrenas. Atualmente pesquisadores e alunos do INPE em conjunto com alunos e pesquisadores da UFSM (Universidade Federal de Santa Maria) estão desenvolvendo através de uma cooperação científica e tecnológica um satélite de pequeno porte denominado NANOSATC-BR, o qual leva em sua carga útil (payload) um magnetômetro para medida da intensidade do campo magnético terrestre na região de anomalia magnética do Atlântico Sul (SAMA – South Atlantic Magnetic Anomaly) e de um integrado dosímetro de precipitação de partículas. A frequência solicitada para comunicação entre as estações terrenas e o NANOSATC-BR (Uplink) é de 435,131 MHz e do Cubesat para as estações

terrenas (downlink) de 145,868 MHz conforme documento da união dos radio amadores internacional concedido ao NANOSATC-BR [30], [31].

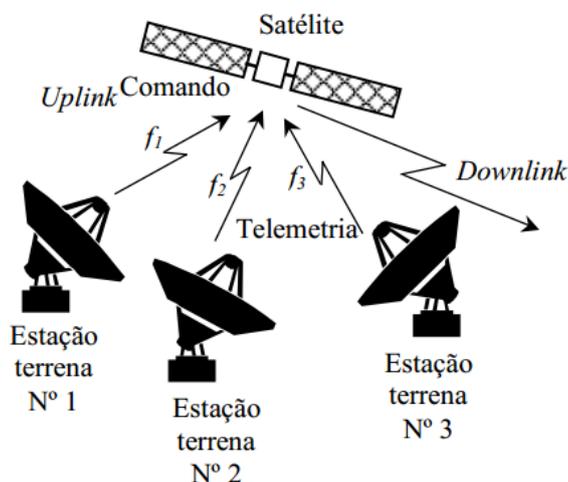


Figura 1.10- Sistema de comunicação entre estações terrenas e o satélite [32].

### 1.5.3 Satélite Radar – SAR (*Synthetic Aperture Radar*)

Os satélites radares são utilizados no sensoriamento remoto para prover dados e informações com diversas aplicações tais como mudanças climáticas, detecção de desmatamentos, desenvolvimento da zona urbana, mobilidade, previsão de desastres naturais (furacões, tsunamis, vulcões entre outros) e na área militar [33], [34] e [35]. Sua operação está baseada no princípio de um radar que é constituído basicamente por um transmissor, receptor, antena e um sistema eletrônico para processar e gravar os dados. O transmissor gera uma sucessão de pulsos curtos na faixa de micro-ondas em um intervalo regular, transmitidos por uma antena direcionada para um alvo específico. O alvo quando é atingido por esta onda eletromagnética absorve parte da onda e reflete a outra parcela. A parcela que é refletida de volta para a antena possui diferentes intensidades e tempos de retorno, o qual depende do tipo de alvo e de sua distância com relação à antena, sendo estes parâmetros estimados pelo sistema eletrônico quando o sinal é refletido. A faixa de frequência utilizada

para a emissão dos pulsos no SAR é a de micro-ondas, a qual ocupa uma larga faixa no espectro de frequência indo de 300 MHz até 300 GHz, gerando ondas com comprimento de 1 m até 1 mm. Uma terminologia originada na 2ª guerra mundial e utilizada até os dias atuais são as bandas de frequência classificadas por letras tais como Ka, K, Ku, X, C, S, L e P e com sua divisão de frequência mostrada na Tabela I [36].

Tabela I- Frequência na faixa de micro-ondas para diferentes bandas[6].

Banda	Frequência
HF	3-30 MHz
VHF	30-300 MHz
UHF	300-1000 MHz
L	1-2 GHz
S	2-4 GHz
C	4-8 GHz
X	8-12 GHz
Ku	12-18 GHz
K	18-27 GHz
Ka	27-40 GHz
V	40-75 GHz
W	75-110 GHz
Mm	110-300 GHz

Conforme apresentado na Tabela I, as LTNLs foco de estudo desta tese, produzem RF dentro da faixa de operação da banda UHF (300 MHz – 1 GHz), as quais são utilizadas para detecção de desmatamento, tecnologia de

detecção do avião invisível (*stealth*) e em experimentos da NASA no desenvolvimento de sistemas embarcados para veículos espaciais [36].

## 2. MATERIAIS E COMPONENTES

Neste capítulo serão apresentados os materiais utilizados na caracterização e construção das LTNLs. Iniciando-se a abordagem pelo diodo varactor semiconductor, muito empregado em circuitos de telecomunicações para transmissão e recepção de sinais de RF. O objetivo é utilizar este componente para um estudo preliminar das LTNLs como elemento capacitivo não linear para a produção das ondas de Solitons em baixa potência. O diodo varactor apresenta comportamento não linear semelhante aos capacitores cerâmicos não lineares de alta tensão, baseando-se na variação da capacitância da junção PN. Para LTNLs de alta potência, normalmente utilizam-se capacitores com dielétricos cerâmicos à base de titanato de bário dopado com estrôncio – BST ou à base de titanato zirconato de chumbo – PZT, como está sendo proposto pela primeira vez neste trabalho. Além do tipo de material dielétrico é também investigado o comportamento para dois formatos de capacitores, o radial e o de montagem superficial (SMC). Outros materiais analisados para a produção de RF em LTNLs são os materiais que apresentam variação da permeabilidade em função da corrente. Neste trabalho são abordados os indutores e as contas de ferrita, com disposição física na forma radial e superficial.

### 2.1 Diodo varactor

O diodo *varactor* também conhecido por diodo *varicap* ou diodo de sintonia tem como característica a variação da capacitância em função da tensão reversa. São construídos utilizando materiais semicondutores formando uma junção PN com o mesmo princípio de um diodo retificador, porém trabalhando com polarização reversa. Com o aumento da tensão reversa tem-se um crescimento da camada de depleção e, conseqüentemente, menor é a capacitância da junção PN [37]. Este efeito não linear do diodo é muito útil na área de telecomunicações, onde existem vários circuitos de transmissão e recepção que utilizam este efeito não linear para produzir distorções em sinais [37]. A

curva característica do varicap é apresentada na Figura 2.1. Devido a esta característica não linear em função da tensão os *varicaps*, neste trabalho, são utilizados na construção de LTNLs de baixa potência, permitindo assim um estudo prévio do comportamento destas linhas. Os modelos dos diodos varactores utilizados para construção das LTNLs de baixa potência são do tipo BB809 e BB640.

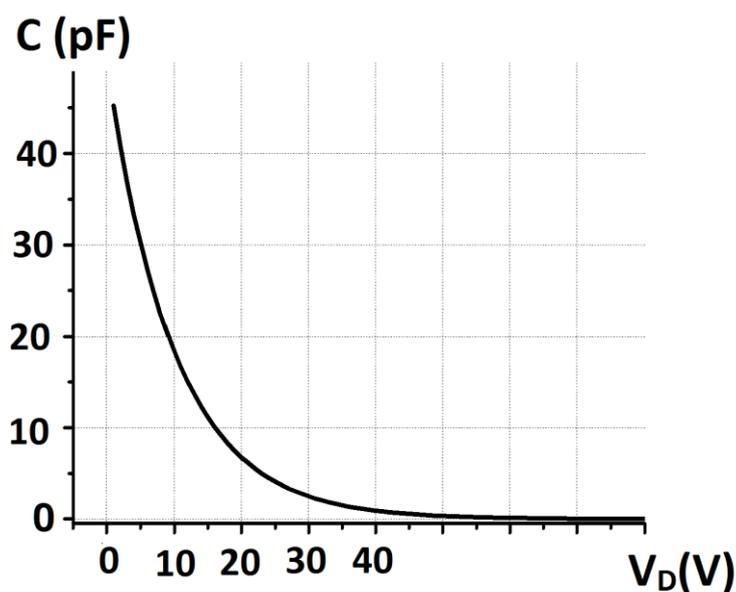


Figura 2.1- Curva característica para um diodo varactor [37].

## 2.2 Capacitores não lineares

Os capacitores não lineares que utilizam dielétricos cerâmicos geralmente apresentam alta permissividade elétrica que decresce com a tensão aplicada, comportamento este estudado em [38]. Este efeito está relacionado com a saturação da polarização dos dipolos elétricos. Em alguns casos, quando se aplica tensão os dipolos se alinham ocorrendo inicialmente um incremento da capacitância com a tensão. Após certo valor de tensão, a polarização satura e a capacitância decresce, o que caracteriza o comportamento não linear do capacitor. Em outras situações dependendo da composição do capacitor, o alinhamento é bastante rápido e apenas observa-se o decréscimo de  $C$  com  $V$ .

Capacitores cerâmicos comercialmente disponíveis são divididas em classes [39], [40]. As mais utilizadas para a fabricação de capacitores comerciais são classes I e II. As cerâmicas da classe I possuem baixa permissividade relativa  $\epsilon_r$  (5 a 100) com baixas perdas ( $\tan\delta \ll 0,01$ ) associadas a um coeficiente de temperatura linear (0 até 1000 ppm/°C). Os capacitores cerâmicos da classe II possuem altos valores de  $\epsilon_r$  (1000 até 20000) e baseada em cerâmicas ferroelétricas, com fator de dissipação entre 0,01 e 0,03. Outra característica das cerâmicas da classe II é a forte dependência da  $\epsilon_r$  com a temperatura e tensão, propriedade desejável em projetos que necessitam do comportamento não linear e inconveniente para algumas aplicações em eletrônica como exemplo em filtro de sinais.

Geralmente os capacitores cerâmicos de alta tensão ( $> 1$  kV) se enquadram na classe II, tendo como base o titanato de bário ( $\text{BaTiO}_3$ ). O  $\text{BaTiO}_3$  foi descoberto simultaneamente em vários países na segunda guerra mundial e foi o primeiro óxido metálico em que se observou o comportamento da ferroeletricidade [41]. Após 60 anos, o titanato de Bário ainda é o material escolhido como meio dielétrico em capacitores cerâmicos [39]. Como dielétrico cerâmico em capacitores, o titanato de bário tem sido extensivamente utilizado na construção destes componentes devido a sua alta permissividade, bem como em resistores variáveis com a temperatura (PTC), transdutores e memórias ferroelétricas [40]. O  $\text{BaTiO}_3$  apresenta uma estrutura cristalina perovskita (ou perovskita) conforme mostrado na Figura 2.2.

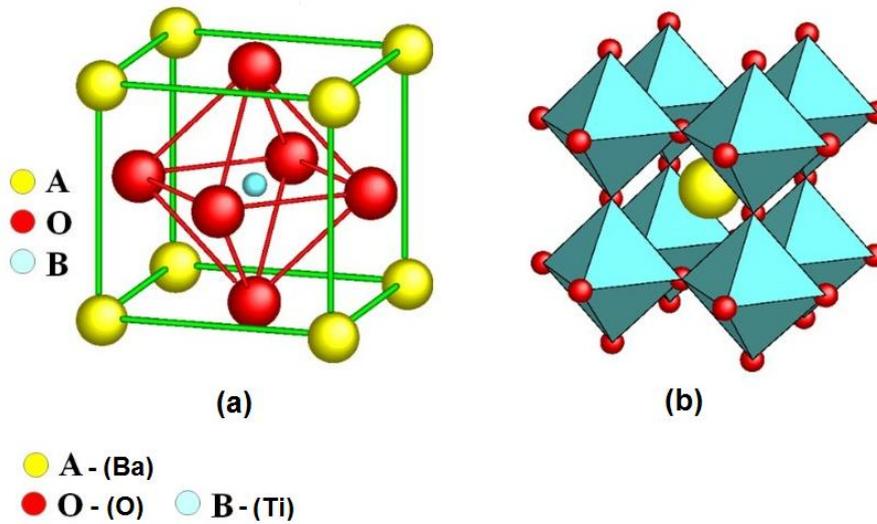


Figura 2.2- Estrutura Perovskita do Titanato de Bário: (a) célula unitária; (b) rede cristalina [42].

Com a variação da temperatura (resfriando ou aquecendo) há uma mudança na geometria da estrutura. Para o titanato de Bário a transição de cúbica para tetragonal ocorre numa temperatura aproximada de 120 °C, tetragonal para ortorrômbica em 0 °C e de ortorrômbica para romboédrica em -90 °C, conforme mostrado na Figura 2.3.

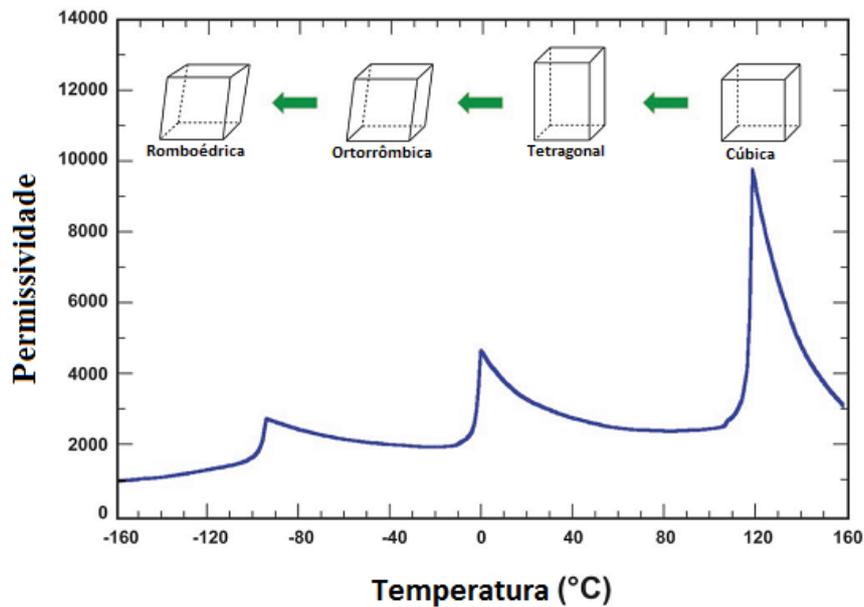


Figura 2.3- Comportamento da permissividade do BaTiO<sub>3</sub> em temperatura e suas respectivas transições [39].

Raramente o composto  $\text{BaTiO}_3$  é utilizado em sua forma pura. Geralmente, são combinados com outros aditivos para melhorar suas propriedades dielétricas. A adição de estrôncio no composto de  $\text{BaTiO}_3$  possui o papel de deslocar a temperatura de Curie do material normalmente para um valor em torno da temperatura ambiente. Dependendo da concentração de dopantes, definem-se diferentes pontos para a temperatura de Curie. A temperatura de Curie é definida pela transição da fase ferroelétrica para paraelétrica, a qual resulta na mudança da estrutura cristalina tetragonal para cúbica, conforme mostrado na Figura 2.3, sendo essa temperatura em que a permissividade elétrica relativa do material atinge o valor mais alto [43]. A fim de se obter capacitâncias maiores com tamanho reduzido e operação em temperatura ambiente, utiliza-se o composto BST, onde a permissividade elétrica relativa do material é a primeira propriedade a ser levada em consideração para a fabricação de um capacitor.

O titanato zirconato de chumbo (PZT) foi inventado pelo americano Bernard Jaffe em 1954 e sua sigla se deve à abreviação da fórmula composta por chumbo (Pb), zircônia (Zr) e titânio (Ti) [44]. A estrutura do PZT é semelhante ao titanato de bário, conforme apresentado na Figura 2.4, porém é constituído pela adição de dois compostos numa determinada proporção à base de Ti e ou Zr (isto é  $\text{PbTiO}_3 + \text{PbZrO}_3$ ). Na estrutura tetragonal da Figura 2.4, o elemento A é sempre chumbo (Pb) e o B pode ser Zr ou Ti. A temperatura de Curie do PZT depende da concentração destes dois compostos que constitui o material. Por ex., na Figura 2.4 na ausência da zircônia  $T_c = 495 \text{ }^\circ\text{C}$  e na ausência do titânio  $T_c = 234 \text{ }^\circ\text{C}$ . Por ex., para uma concentração de iguais proporções ( $x=0,5$ ) de  $\text{PbZrO}_3$  e de  $\text{PbTiO}_3$   $T_c = 380 \text{ }^\circ\text{C}$  aproximadamente [40]. A cerâmica piezoelétrica mais conhecida comercialmente é o PZT, devido à sua excelente propriedade piezoelétrica e pela facilidade do seu processo de fabricação.

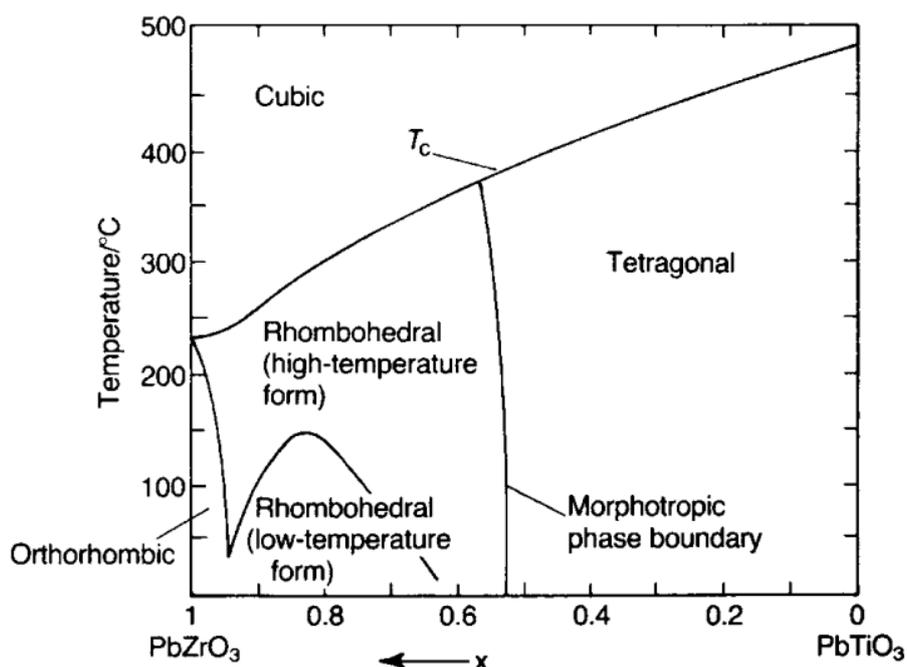


Figura 2.4- Estrutura do PZT em função da temperatura [40].

O efeito piezoelétrico é o fenômeno em que ocorre a conversão de uma força mecânica em um sinal elétrico nos eletrodos do material, ou o processo inverso. Para que haja este efeito é necessário que o material apresente polarização espontânea, ou seja, na ausência de um campo elétrico permanece a orientação dos dipolos elétricos. A polarização espontânea ocorre quando o centro de cargas negativas não coincide com o centro de cargas positivas ao nível de célula unitária, como mostrada na Figura 2.5 (b), encontrando-se o material na fase ferroelétrica. Por outro lado, quando o material está na fase paraelétrica (acima da temperatura de Curie) esta polarização espontânea cessa como lustra a Figura 2.5 (a), uma vez que muda a simetria da estrutura do material em  $T_c$ , passando de tetragonal (não-centrossimétrica) para cúbica (centrossimétrica). Observa-se que na fase não-centrossimétrica o íon positivo (Ti, Zr) é deslocado do centro de cargas negativas (O), resultando em um momento de dipolo elétrico. A polarização é a somatória desses momentos de dipolo apresentado por cada célula unitária. O fato de o material estar na fase não-centrossimétrica não é suficiente para que haja a polarização espontânea, sendo necessário que estes dipolos estejam

orientados no mesmo sentido. Caso contrário, sem a presença de um campo elétrico externo, a somatória total destes dipolos é nula devido ao desalinhamento aleatório dos mesmos, cancelando a polarização espontânea do material. Portanto para manter o efeito piezoelétrico do material é realizado um processo de polarização (orientação dos dipolos no mesmo sentido) por meio da aplicação de um campo elétrico externo, maiores detalhes sobre o processo de polarização e despolarização consultar trabalho em [38].

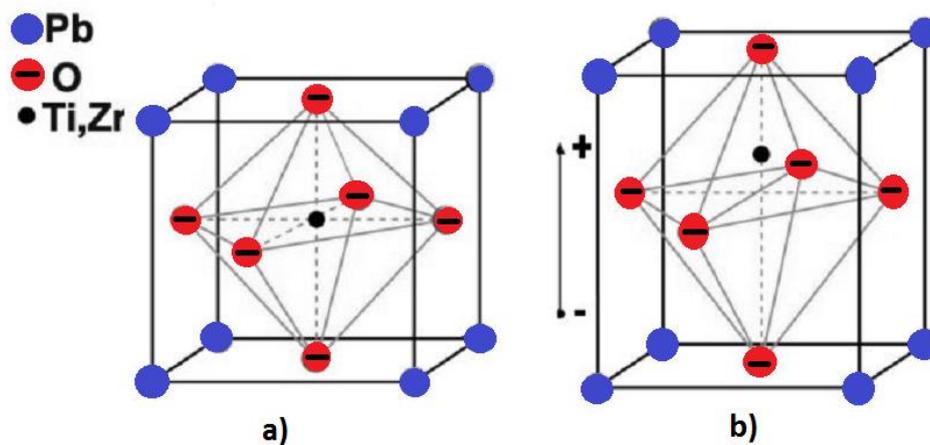


Figura 2.5- Célula unitária (a) centrossimétrica (b) não centrossimétrica.

Como exemplo a curva típica para um capacitor cerâmico comercial não linear de dielétrico da classe II, com capacitância nominal de 1 nF, em função da tensão é apresentada na Figura 2.6 (a). Na Figura 2.6 (b) é apresentado o comportamento dos capacitores cerâmicos não lineares (classe II) e também dos capacitores lineares (classe 1 SL) conforme manual do fabricante Murata. Este comportamento não linear dos capacitores é essencial para a produção de RF em LTNLS.

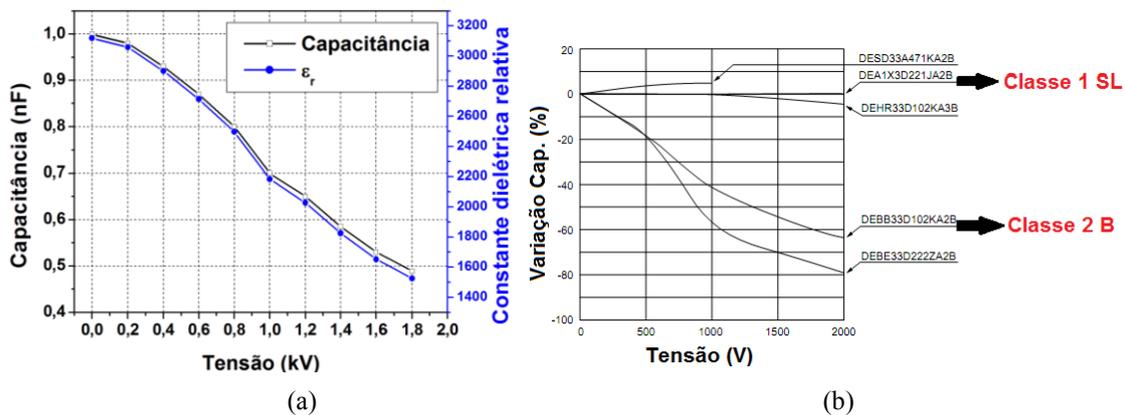


Figura 2.6- Curva típica de um capacitor cerâmico da classe II (a) capacitor de 1nF e (b) curvas CxV para diferentes classes de capacitores cerâmico [38].

A disposição física de um capacitor comercial está disponível em duas configurações, radial e de montagem superficial (SMC- *Surface Mount Capacitor*). Na configuração radial as duas placas condutoras (metais) são separadas por um material dielétrico (em nossas amostras à base de dielétricos cerâmicos) como ilustra a Figura 2.7 (a). Na configuração SMC as placas condutoras (eletrodos) estão dispostas entre o material dielétrico, e também nas bordas para soldagem, conforme mostra a Figura 2.7 (b). Com o *layout* do capacitor SMC pode-se chegar a uma redução física de cerca de 20 vezes comparado ao modelo radial, permitindo desta forma a compactação de muitos projetos eletrônicos.

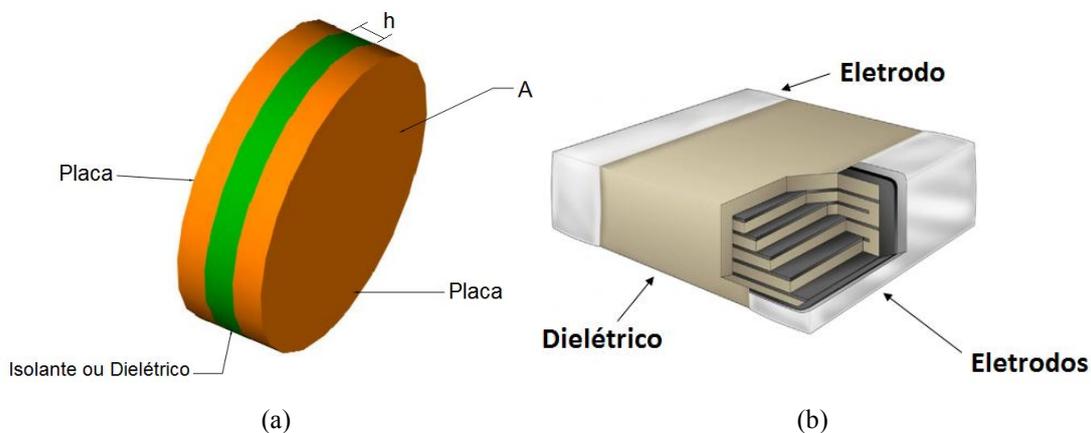


Figura 2.7- Disposição física de um capacitor cerâmico (a) radial e (b) SMC.

A capacitância de um capacitor radial não linear pode ser calculada aproximadamente por [45]:

$$C = \frac{\epsilon_r(v)\epsilon_0 A}{h} \quad (2.1)$$

onde  $\epsilon_r(v)$  é a permissividade relativa do material em função da tensão aplicada,  $\epsilon_0$  a permissividade elétrica do vácuo =  $8,85 \times 10^{-12}$  F/m,  $A$  a área da placa condutora e  $h$  a distância entre as placas. Na verdade,  $\epsilon_r$  é uma característica de cada material, obtida através da relação entre a permissividade elétrica do material ( $\epsilon$ ) e a permissividade elétrica do vácuo:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}. \quad (2.2)$$

A polarização do dielétrico também é afetada pela diminuição da permissividade, uma vez que:  $P = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)E$ .

A polarização consiste no alinhamento dos dipolos no dielétrico devido à aplicação de um campo elétrico externo, podendo ser basicamente de três tipos [46]:

- Eletrônica: resultado do deslocamento do núcleo positivo (prótons) de um átomo com relação a uma nuvem de elétrons carregada negativamente.
- Iônica: ocorre em materiais que são iônicos, visto que o campo aplicado desloca os cátions em uma direção e os ânions em direção oposta, formando o dipolo.
- Orientação: encontrado somente em substâncias que possuem momentos de dipolos permanentes, onde a polarização desloca o momento do dipolo na direção do campo elétrico.

As Figuras 2.8 (a), (b) e (c) mostram respectivamente o comportamento da polarização eletrônica, iônica e orientação com e sem o campo elétrico. A

polarização pode ser uma somatória destas três componentes dependendo do dielétrico: eletrônica, iônica e orientação [46].

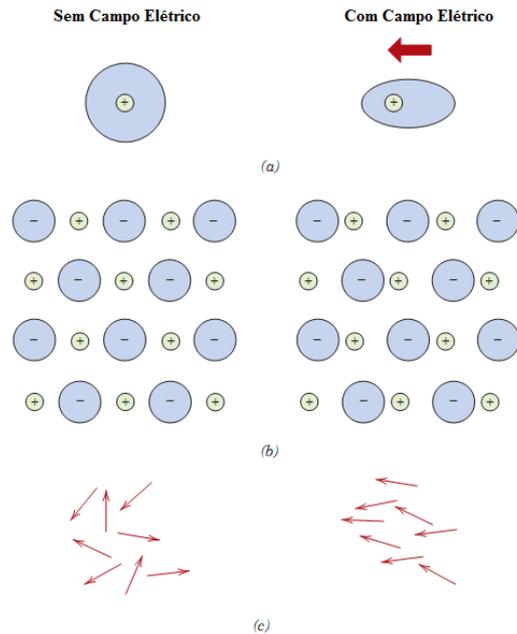


Figura 2.8- Polarização (a) eletrônica (b) iônica e (c) orientação com e sem campo elétrico [46].

A polarização também pode decair se um pulso ou sinal de alta frequência é aplicado entre as placas de um capacitor uma vez que a permissividade tende a cair com a frequência. Na Figura 2.9 é apresentado o comportamento da permissividade em função da frequência para um material dielétrico que apresenta os três tipos de polarização. Com o aumento da frequência o material perde primeiro a polarização por orientação, neste caso em torno de 100 MHz, (por ex., as cerâmicas apresentam frequência de relaxação em torno de 800 MHz), seguida pela perda de polarização iônica, em torno de 10 THz e por último a perda da polarização eletrônica em torno de  $10^{16}$  Hz [46]. Observe que a permissividade apresenta uma queda abrupta para cada tipo de polarização cessada.

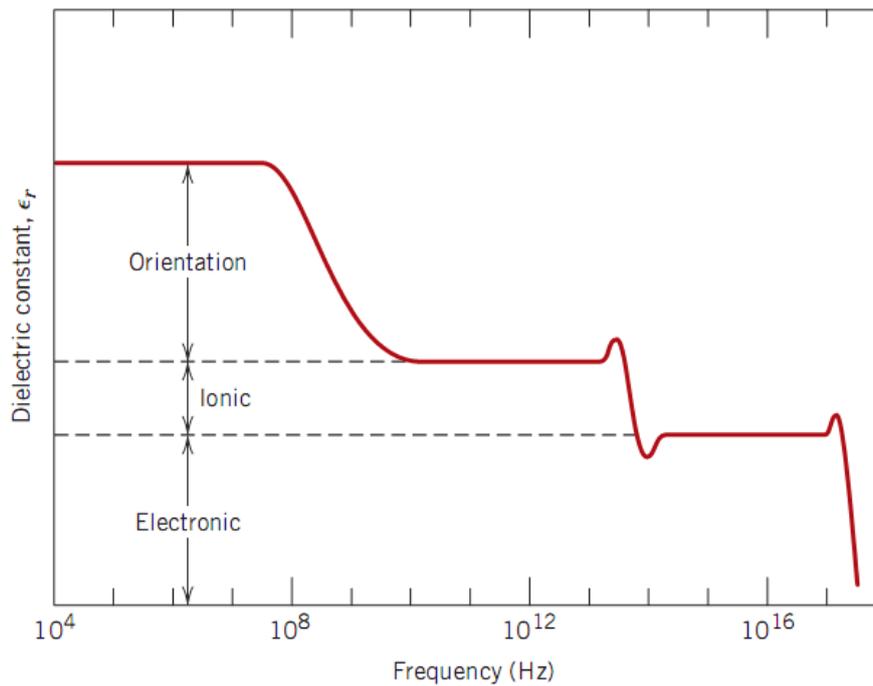


Figura 2.9- Resposta da polarização e permissividade relativa com a frequência [46].

A polarização em materiais dielétricos ocorre até um determinado nível de campo elétrico, denominado de ponto crítico ou máxima rigidez dielétrica do material. Quando o nível crítico é excedido, os elétrons da última camada de valência ficam completamente livres, iniciando um processo de condução de corrente elétrica através do dielétrico, conhecido como ponto de ruptura dielétrica do material. No campo da engenharia de potência pulsada, o máximo campo elétrico que um material isolante pode resistir sem perder a isolação, é um dos mais importantes focos de estudos [47]. A alta rigidez dielétrica conduz a um aumento significativo da densidade de carga armazenada, permitindo a redução no volume do componente. Se a rigidez dielétrica do isolante utilizado no capacitor é aumentada por um fator igual a dois, seu volume pode ser reduzido em um quarto do tamanho original. A densidade de energia é proporcional ao quadrado da rigidez dielétrica [48].

A Figura 2.10 mostra o aumento da densidade de carga nas placas do capacitor, utilizando um meio dielétrico diferente do ar. A carga total

armazenada  $Q$  é uma somatória da carga inicial  $Q_0$  no capacitor (sem inserção do dielétrico) com a carga  $Q_d$  devido à polarização do material dielétrico entre as placas.

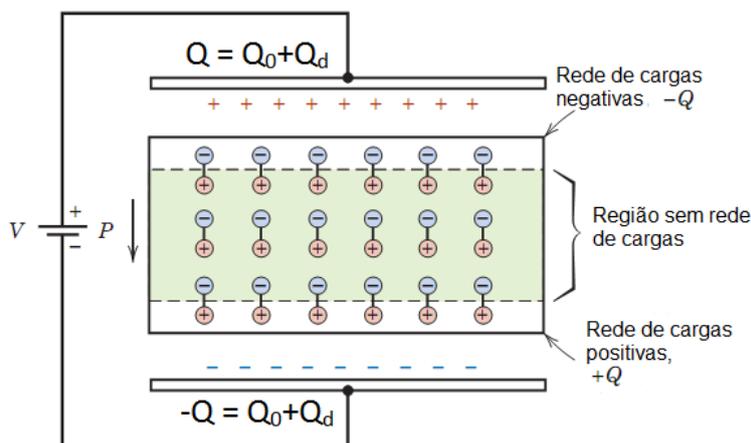


Figura 2.10- Polarização dos dipolos em um meio dielétrico [46].

O vetor densidade de fluxo elétrico  $\vec{D}$ , utilizando um meio dielétrico é obtida em função do vetor campo elétrico  $\vec{E}$ , e do vetor de polarização  $\vec{P}$  como:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.3)$$

onde o modulo do vetor  $\vec{D}$  pode ser calculado através da carga superficial em  $C/m^2$  nas placas do capacitor como  $|D| = Q/A$ .

A polarização de um material dielétrico em função do campo elétrico, curva  $P \times E$  permite definir os seguintes parâmetros do material: linear, não linear, baixas e altas perdas. Na Figura 2.11, são apresentados diferentes comportamentos da curva  $P \times E$  (Burfoot, 1979) [49]. Utilizando um material dielétrico não linear ideal a curva  $P \times E$  tem um formato de “S” conforme Figura 2.11 (a), para o caso de um material dielétrico não linear com perdas (ver Figura 2.11 (b)) a curva “S” possui uma área interna maior comparado com caso (a) onde  $P_s$  é a saturação da polarização,  $P_r$  a polarização remanescente e  $E_c$  o campo elétrico coercivo. Em materiais dielétricos com pobre contato elétrico a curva  $P \times E$  tem a forma da curva (d) com maior área interna da curva,

ou seja, maiores perdas, e finalmente para um material dielétrico linear a curva  $P \times E$  é uma reta, de acordo com a Figura 2.11 (c).

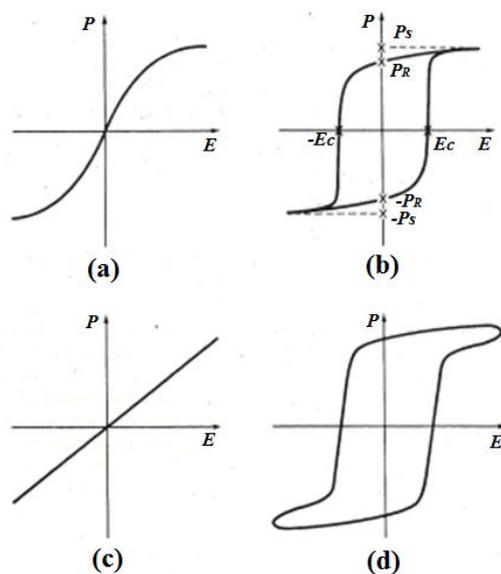


Figura 2.11- Curva  $P \times E$  (a) dielétrico não linear ideal, (b) dielétrico com perdas, (c) dielétrico linear e (d) dielétrico não linear com pobre contato elétrico dos eletrodos [49].

Para caracterizar os dielétricos de alta rigidez dielétrica usados na construção das LTNLs, foram adquiridos capacitores cerâmicos do fabricante Murata. As especificações do componente obtidas do fabricante, tais como capacitância, tensão de ruptura DC mínima e geometria do dielétrico são apresentadas na Tabela II.

Tabela II- Especificação elétrica dos capacitores de alta tensão.

Amostra	Tensão Ruptura DC (kV)	Cap. (nF)	Part. Number	Diâmetro (mm)	Espessura (mm)
C#1	2,00	1,00	DEBB33D102KA2B	5,60	0,68
C#2	3,00	0,47	DEBB33F471KC3B	5,08	1,18
C#3	3,00	0,10	DEA1X3F101JA3B	6,80	0,61
C#4	1,00	10,00	DEBF33A103ZA2B	7,70	0,35

As cerâmicas PZTs foram adquiridas da ATCP do Brasil, na forma de pequenas amostras despolarizadas e polarizadas (possuem certa orientação dos dipolos), identificadas respectivamente pelas letras D e P, com superfície circular e quadrada (C e Q, respectivamente), conforme mostra a Tabela III.

Tabela III- Características elétricas e físicas do PZT.

Amostra	Polarização	Capacitância (nF)	Área (mm <sup>2</sup> )	Espessura (mm)
PZT-DC1	Despolarizada	3,00	706,86	2,00
PZT-PC1	Polarizada	3,00	706,86	2,00
PZT-DC2	Despolarizada	1,96	490,87	2,00
PZT-DQ1	Despolarizada	1,89	95,06	0,50
PZT-DQ2	Polarizada	1,89	95,06	0,50

A caracterização de dielétricos em altas frequências (>100 MHz) para uso em LTNLs foi feita com capacitores cerâmicos de montagem superficial (SMC) com suas especificações elétricas e geométricas apresentada na Tabela IV.

Tabela IV- Especificações elétricas e geométricas dos capacitores do tipo SMC.

Amostra	Tensão de Ruptura DC (V)	Capacitância (pF)	Espessura (mm)	Área (mm <sup>2</sup> )
SMC#1	50,0	100	2,14	0,61
SMC#2	50,0	20	2,13	0,75
SMC#3	50,0	10	2,10	0,72
SMC#4	50,0	1	2,10	0,72

### 2.3 Indutores não lineares

A indutância não linear é dada pela variação da permeabilidade do meio magnético com a corrente. Considere, por exemplo, um solenoide com núcleo de ar, como na Figura 2.12 [50], onde ao contrário o meio é linear, pois a permeabilidade do ar é constante e independe do valor de corrente. Neste caso a indutância linear do solenoide depende do número de voltas e de sua geometria, conforme a Equação 2.4 [51].

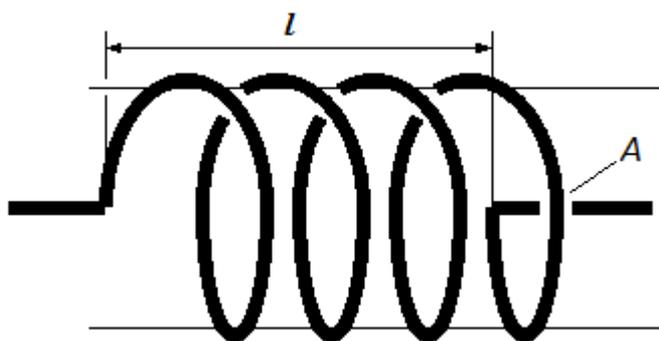


Figura 2.12- Disposição física do indutor.

$$L = \mu(i)N^2 \frac{A}{l} \quad (2.4)$$

onde  $\mu(i)$  é a permeabilidade magnética em função da corrente,  $A$  a área do núcleo,  $N$  é o número de voltas e  $l$  o comprimento do enrolamento na direção axial.

No caso da indutância não linear, o solenoide é enrolado ao redor de um núcleo magnético cuja permeabilidade decresce com a corrente e fica como:

$$L = \mu(i)N^2 \frac{A}{l} = \mu_r(i)\mu_0 \frac{A}{l} \quad (2.5)$$

onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do ar =  $4\pi \times 10^{-7}$  H/m.

Na verdade,  $\mu_r$  é uma característica de cada material, obtida através da relação entre a permeabilidade do material ( $\mu$ ) e a permeabilidade do vácuo:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.6)$$

Quando uma corrente  $I$  passa pelo enrolamento do indutor, cria-se um campo magnético  $H = NI$  e o fluxo magnético  $\varphi$  produzido no núcleo é dado por:

$$\varphi = BA = \mu HA \quad (2.7)$$

onde  $B$  é a densidade de fluxo magnético. Conforme apresentado pela Figura 16, a permeabilidade é uma característica de cada material e pode ser determinada pela curva B-H dado por:

$$\mu = \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (2.8)$$

Por ex., de acordo com a Figura 2.13, para baixos valores de  $H(I)$  têm-se altos valores da permeabilidade, alta inclinação inicial da reta, para uma conta de ferrita modelo IP6 da Thorton  $\mu_i \approx 2000$  [52]. Com o incremento da corrente têm-se uma menor inclinação da reta e conseqüentemente uma menor permeabilidade. Este efeito em materiais ferromagnéticos é denominado saturação levando ao conceito de indutância não linear.

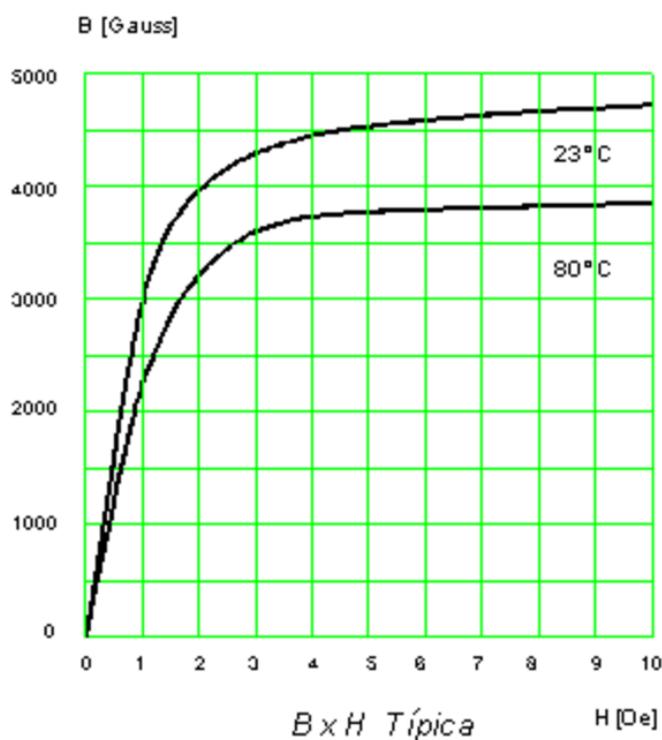


Figura 2.13- Comportamento não linear entre B e H para um indutor com núcleo ferromagnético [52].

Fabricantes de núcleos magnéticos possuem formulações específicas, com diferentes concentrações e elementos. Para mesmos fabricantes, as proporções podem variar dependendo da aplicação. A específica concentração de cada elemento não é fornecida devido ao segredo de fábrica, porém a mistura dos elementos que geralmente são utilizadas na fabricação dos materiais são zinco manganês (MnZn) e zinco níquel (NiZn), no caso de núcleos de ferrita.

Ferritas do tipo MnZn possuem alta permeabilidade  $\mu_s' > 1000$  em baixas frequências, mas a permeabilidade cai em frequências drasticamente em torno de 1 MHz conforme mostra os espectros da Figura 2.14 (a) e (b) para as contas de ferrita modelo 3C11 ( $\mu_i = 4300$ ) e 3E65 ( $\mu_i = 5200$ ) do fabricante Ferroxcube [53]. Já as ferritas à base de NiZn possuem permeabilidades  $\mu_s' < 1000$ , apresentando significativa queda em algumas dezenas de MHz, conforme os espectros na Figura 2.15 (a) e (b) para as contas de ferrita, modelo 4B3 ( $\mu_{si}' = 300$ ) e 4E2 ( $\mu_{si}' = 25$ ) da Ferroxcube [54]. Observe que em todas as figuras apresentadas  $\mu_{si}''$  refere-se à permeabilidade magnética imaginária que representa as perdas no material magnético por histerese e será discutida na seção 3.4.2.

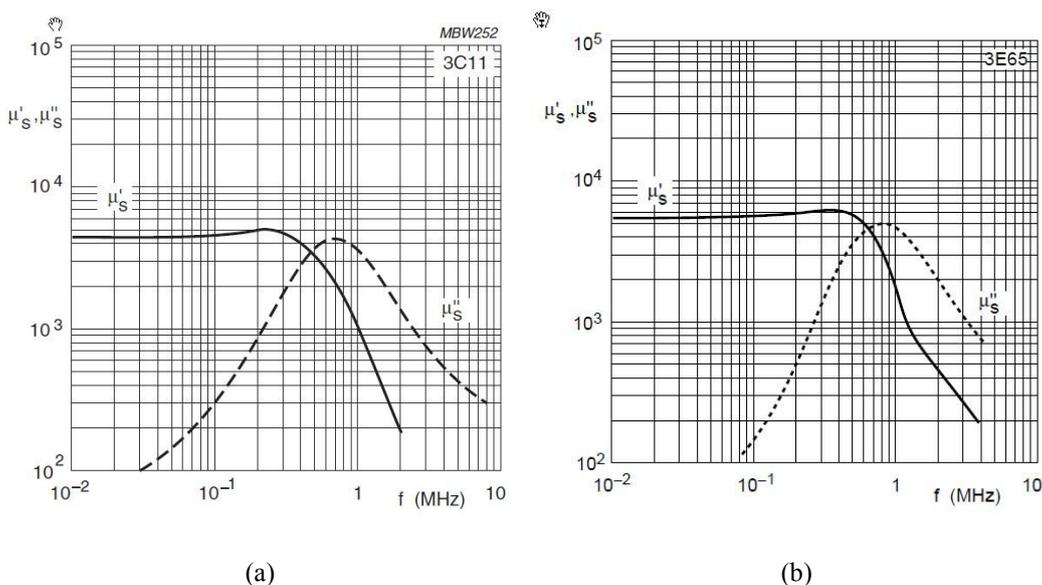


Figura 2.14- Resposta em frequência da permeabilidade real e imaginária para os materiais ferromagnético à base de MnZn da Ferroxcube modelo (a) 3C11 e (b) 3E65 [53].

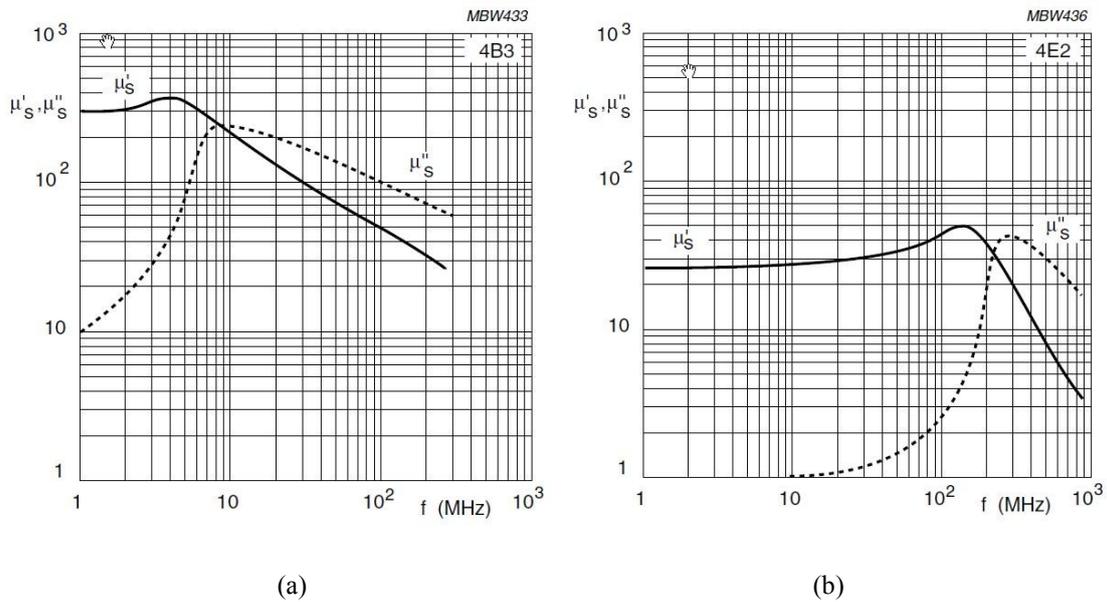


Figura 2.15- Resposta em frequência da permeabilidade real e imaginária para os materiais ferromagnético à base de NiZn da Ferroxcube modelo (a) 4B3 e (b) 4E2 [54].

As perdas nos materiais ferromagnéticos utilizados para construção de indutores e transformadores são caracterizadas pela curva  $B \times H$ , semelhante à curva descrita para os materiais ferroelétricos (curva  $P \times E$ ), onde as perdas são definidas pela área interna da curva. Como exemplo, a Figura 2.15 mostra o comportamento da curva  $B \times H$  de um material ferromagnético a base de NiZn do fabricante Fair-Rite, em dois níveis de temperatura 25 °C e 100 °C. A saturação do material em 100 °C está próxima de 2500 G com um campo magnético de 40 Oe e pouco acima de 2500 G para 25 °C conforme Figura 2.16.

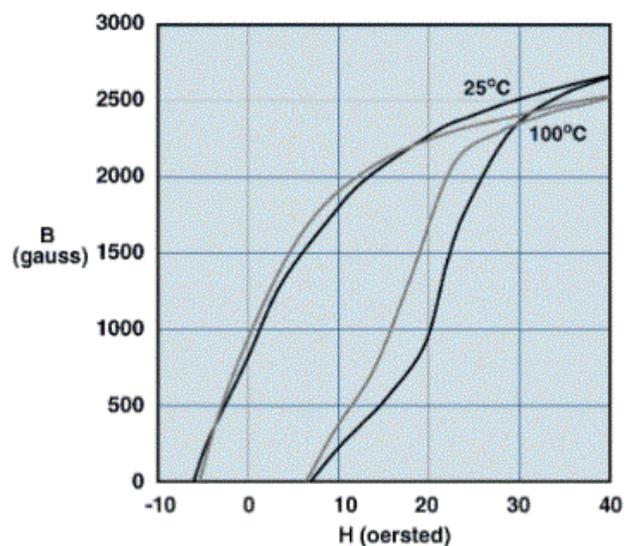


Figura 2.16- Curva característica BxH de um material ferromagnético à base de NiZn [55].

Os indutores lineares adquiridos para caracterização e construção das LTNLs, são componentes de prateleira adquiridos no comércio popular. Foram adquiridos dois modelos de indutores radiais, um com e outro sem núcleo de ferrita, onde as especificações dos indutores são apresentadas na Tabela V.

Tabela V- Especificação elétrica dos indutores lineares e não lineares no formato radial e toroidal.

Amostra	Núcleo de ferrita	Indutância ( $\mu\text{H}$ )	Linearidade	Disposição física
L#1	Contém	3,30	Linear	Radial
L#2	Contém	2,70	Linear	Radial
L#3	Contém	1,00	Linear	Radial
L#4	Contém	3,90	Linear	Radial
L#5	Não	1,00	Linear	Radial
L#6	Contém	5,79	Não linear	Toroidal
L#7	Contém	8,00	Não linear	Toroidal

A caracterização de indutores em altas frequências (>100 MHz) para uso em LTNLs foi feita com indutores de montagem superficial (SMI) com suas especificações elétricas e geométricas apresentada na Tabela VI.

Tabela VI- Especificações elétricas e geométricas dos indutores do tipo SMI.

Amostra	Indutância (nH)	Max. Resistência DC ( $\Omega$ )	Frequência de ressonância (GHz)	Espessura (mm)	Área (mm <sup>2</sup> )
SMI#1	68,00	4,0	1,5	1,0	0,1
SMI#2	1,00	12,0	3,0	1,0	0,1

## 2.4 Contas de Ferrita (*Ferrite Beads*)

As contas de ferrita são materiais cerâmicos não condutivos que apresentam baixas perdas por correntes parasitas em frequências acima de centenas de MHz. Por causa desta propriedade, elas são utilizadas para bloquear sinais ruidosos e interferência eletromagnética (EMI) em altas frequências, operando como filtro passa-baixa, como por exemplo, em cabos VGA de computadores [56]. Em altas frequências a ferrita apresentará alta impedância, sendo o sinal dissipado na forma de calor. As contas de ferrita geralmente envolvem o fio conforme mostra a Figura 2.17 e não necessitam de aterramento. A corrente que percorre o fio produz na ferrita um fluxo magnético na direção circular obedecendo à regra da mão direita. Este fluxo magnético produz uma indutância interna que depende da permeabilidade do material utilizado dada por:  $L_{lead} = \mu_0 \mu_r K$ , onde  $K$  depende da geometria da conta de ferrita. A conta de ferrita pode ser representada por uma resistência e por uma indutância que depende da frequência de operação, conforme se pode ver na Figura 2.17, novamente [51]. Elas podem também ser usadas diretamente no layout do circuito, atuando como um filtro de alta ou baixa impedância dependendo da frequência de operação e configuração (série ou paralelo).

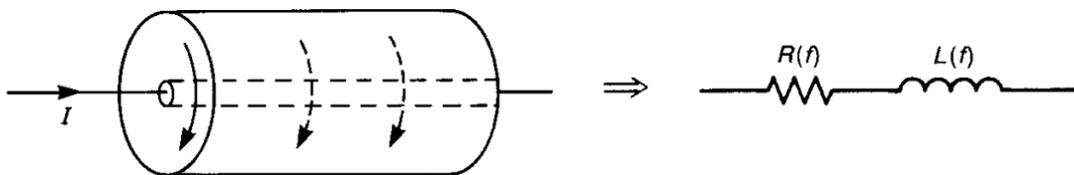


Figura 2.17- Configuração da conta de ferrita e seu modelo em frequência [51].

Como exemplo, o comportamento dos parâmetros  $Z$ ,  $R_s$  e  $X_L$  em função da frequência para uma conta de ferrite, do fabricante Fair-Rite, são apresentados pela Figura 2.18. Conforme apresentado na Figura 2.18 esta conta de ferrite possui uma frequência de ressonância acima de 1 GHz com  $Z$  e  $R_s$  da ordem de  $60 \Omega$  nesta faixa de frequência e  $X_L$  próximo de  $15 \Omega$ .

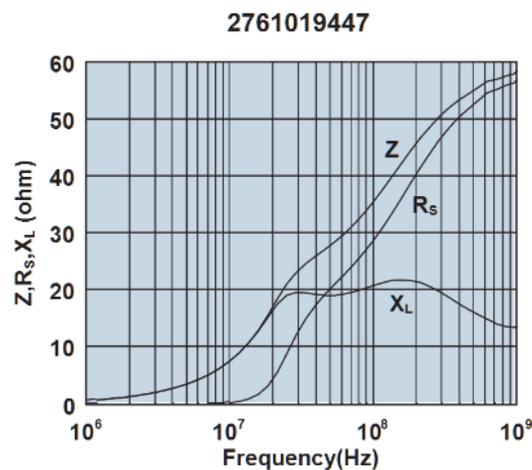


Figura 2.18- Comportamento de  $Z$ ,  $R_s$  e  $X_L$  de uma conta de ferrite em função da frequência [57].

Outro importante parâmetro a ser analisado são as perdas destes materiais que são baixas comparadas aos materiais ferromagnéticos à base de NiZn utilizado em indutores, conforme mostrada a curva  $B \times H$  da Figura 2.19. As propriedades exibidas pelas contas de ferrita mostram que este tipo de material tem grande potencial para ser utilizado na construção de LTNs indutivas para se alcançar frequências da ordem de 1 GHz.

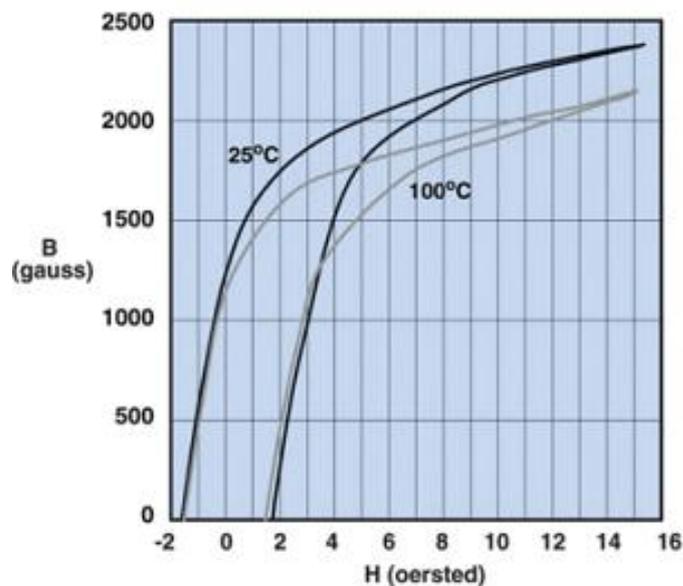


Figura 2.19- Curva característica BxH de uma conta de ferrite [57].

As contas de ferrita adquirida para caracterização em altas frequências, e construção das LTNs indutivas são do tipo montagem superficial (SMF). As correspondentes características elétricas e geométricas das ferritas testadas são apresentadas na Tabela VII.

Tabela VII- Especificações elétricas e geométricas das ferritas do tipo SMF.

Amostra	Impedância ( $\Omega$ )	Max. Resistência DC ( $m\Omega$ )	Espessura (mm)	Área ( $mm^2$ )
SMF#1	30	40,0	1,60	0,18
SMF#2	26,00	7,0	1.60	0,18

### **3. CARACTERIZAÇÃO DE ALGUNS MATERIAIS EM FUNÇÃO DAS PROPRIEDADES ELETROMAGNÉTICAS**

Nesta seção são apresentadas as considerações de projeto e resultados da caracterização dos capacitores cerâmicos e indutores em função dos parâmetros elétricos  $V$ ,  $I$  e  $f$ .

#### **3.1. Medição da variação da capacitância e cálculo da permissividade em função da tensão DC**

Para a medida de  $C \times V$ , que caracteriza a resposta da capacitância em função da tensão, utilizar-se-á o circuito da Figura 3.1 [58], [59]. O capacitor ou a amostra PZT sob testes será carregado por uma fonte DC de alta tensão (adquirida da Gamma HV – modelo RR10-6R) via uma resistência de 20 M $\Omega$  para limitar a corrente de entrada e um banco de capacitores lineares (4x 0,25  $\mu$ F/1600V) utilizado para isolar o medidor de capacitância da fonte de alta tensão. Por último, a resistência de 1 M $\Omega$  na saída será usada para descarregar ambos os capacitores após o desligamento da fonte [60]. No caso das amostras PZT cilíndrica, para os testes  $C \times V$ , um porta-amostra com eletrodos de diâmetro (30 mm) será usada por causa da superfície de contato do capacitor PZT de 30 mm de diâmetro. Somente capacitores com dielétricos de alta rigidez dielétrica (das Tabelas II e V) serão submetidos aos testes de  $C \times V$ . O modelo da ponte RLC utilizada para medir a variação da capacitância foi U1731C da Agilent.

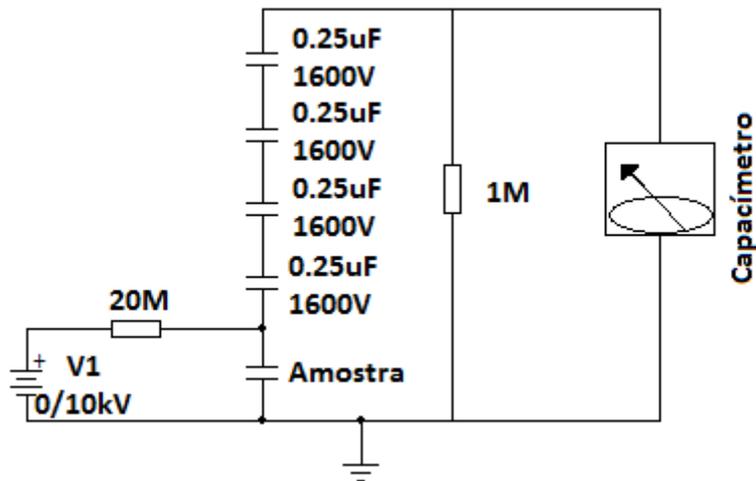


Figura 3.1 – Circuito para medida CxV [38].

A capacitância de capacitores de placas paralelas é função da propriedade elétrica do dielétrico ( $\epsilon$ ) que separa as placas, e no caso de uma geometria plana de placas paralelas, conforme a Equação 2.1 [45].

### 3.1.1 Resultados e discussões

A curva  $\epsilon_r \times V$  é obtida através da relação dada na Equação 2.1, da medida feita através de um capacitímetro e dos dados apresentados nas tabelas I e II conforme mostra a Figura 3.1. As medidas foram realizadas em condições de temperatura ambiente para os capacitores C#1, C#2, C#3, C#4, PZT-DC1 e PZT-DQ1 e os resultados são apresentados na Figura 3.2. Para o capacitor C#1 (1 nF), em linha roxa, a permissividade apresenta uma queda de 3120 para 1525, o que resulta em uma variação de 51 %, próximo da máxima tensão de trabalho dada pelo fabricante de 2 kV. Para o capacitor C#2 (470 pF), em linha verde,  $\epsilon_r$  diminui de 3300 para 1700 aproximadamente, com uma variação da permissividade relativa de 50 %, próxima da máxima tensão de trabalho de 3 kV. Como esperado para o capacitor C#3 (100 pF), em linha vermelha na Figura 3.2, praticamente não se tem variação de  $\epsilon_r$  ( $\approx 200$ ), confirmando que o dielétrico é da classe I (NPO). O resultado com maior variação da permissividade foi para o capacitor C#4, com permissividade inicial próxima de 6300 reduzida à um valor da ordem de 400 para nível de tensão igual 1,5kV,

forneendo uma variação de 93% ideal para uso em LTNLs. Para amostra PZT-DQ1, em linha azul, a permissividade relativa diminui de 1300 para 750 aproximadamente, com uma variação de 50 % em 3,2 kV, sendo favorável o uso deste dielétrico em LTNLs por causa da não linearidade apresentada. O resultado da variação da permissividade em função da tensão obtido para amostra PZT-DC1, em linha preta, para uma tensão máxíma de 3,2 kV é de apenas 5 %, mostrando que para espessuras maiores que 1 mm é necessário à aplicação de um nível de tensão muito alto > 6 kV para-se obter uma variação da permissividade > 10 %, o que inviabiliza o seu uso devido a necessidade de fontes com nível de tensão muito alto > 10 kV.

O fator de não linearidade (FNL) do capacitor é obtido através de

$$FNL = \frac{C_0 - C_{Vmax}}{C_0} \times 100\% \quad (3.1)$$

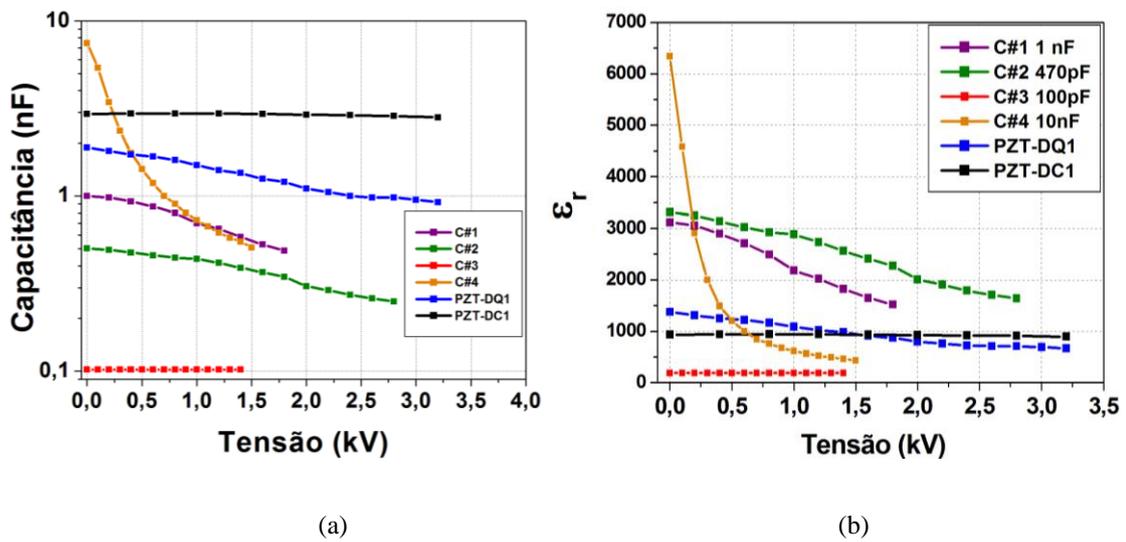
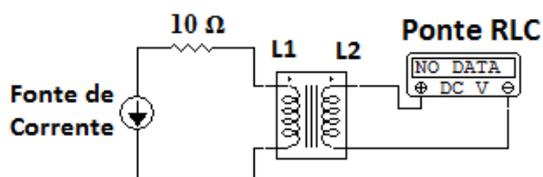


Figura 3.2- Variação da (a) capacitância e (b) permissividade calculada em função da tensão DC aplicada.

### 3.2. Medida da variação da indutância e cálculo da permeabilidade em função da corrente

O circuito usado na medida de  $LxI$  baseia-se no princípio da indução eletromagnética e conta com uma fonte de corrente (modelo FA-3050 da marca Instrutherm) e uma ponte RLC (marca Agilent modelo U1731C) para medir e exibir a variação da indutância conforme esquema elétrico e arranjo experimental mostrados na Figura 3.3 (a) e (b) respectivamente. A variação de corrente provoca uma variação na indutância  $L_1$  no primário da bobina à qual induz na bobina secundária  $L_2$  uma variação proporcional que é sentida e medida pela ponte RLC. Como o número de voltas no primário é igual ao do secundário ( $L_1 = L_2$ ).



(a)



1- Fonte de corrente 2- Ponte RLC

(b)

Figura 3.3- Medida de  $LxI$  (a) circuito elétrico (b) arranjo experimental.

Para avaliar o comportamento de um toróide à base de ferrita com modelo TN 14/9/5-3R1 de fabricação da Ferroxcube [61], em função da corrente, enrolaram-se duas bobinas, uma conectada diretamente a fonte de corrente via  $R = 10 \Omega$  e a outra ligada à ponte RLC, conforme mostra o esquema elétrico da Figura 3.3 (a) e a fotografia da Figura 3.4.



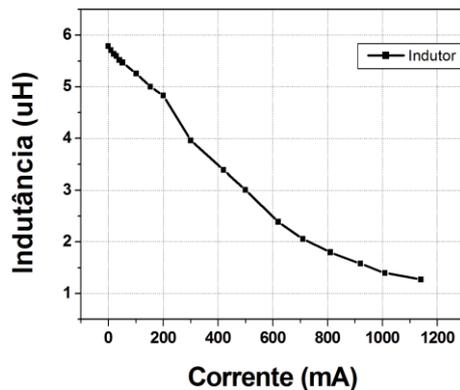
Figura 3.4- Enrolamento em um toróide à base de ferrita.

### 3.2.1 Resultados e discussões

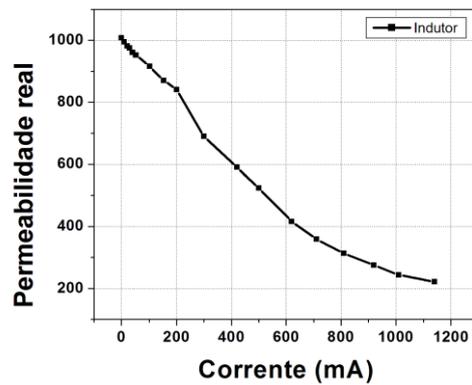
A indutância inicial do enrolamento secundário sem carga é igual a 5,79  $\mu\text{H}$ , com a aplicação de corrente no enrolamento primário tem-se uma redução da indutância no secundário conforme mostra a Figura 3.5. Para uma corrente de 1,2 A teve-se uma variação em torno de 78% da indutância, o que pode ser muito útil em LTNLs tendo em vista que para uma pequena amplitude de corrente se teve um fator de não linearidade alta. O cálculo da permeabilidade real (relativa) em função da corrente para a bobina toroidal foi realizado através da Equação 3.2

$$\mu_r(I) = \frac{l_L(I)}{\mu_0 N^2 A}, \quad (3.2)$$

Com uma permeabilidade inicial próxima de 1008,2, e chegando a 221,14 na saturação conforme mostra a Figura 3.5 (b). Com isto o fator de não linearidade deste indutor é da ordem de 78 %.



(a)



(b)

Figura 3.5- Comportamento em função da corrente DC para (a) a indutância e (b) permeabilidade real.

### 3.3. Caracterização da variação da permissividade elétrica e permeabilidade magnética em função da frequência

As medidas de caracterização das cerâmicas dielétricas (capacitores e PZT) bem como dos indutores e contatos de ferrita foram feitas utilizando o analisador de rede vetorial da marca Agilent, modelo E8364B, em uma larga faixa de frequência compreendida entre 0,01 a 1,0 GHz. Neste trabalho, utiliza-se o método do cabo coaxial de 50  $\Omega$  para medir o coeficiente de reflexão  $S_{11}$  dos materiais por meio de uma estrutura *micro-strip* (MS) e um guia de onda coplanar (CPW) [62], [63]. Um cabo coaxial de 50  $\Omega$  é utilizado para conectar o analisador de espectro e a porta amostra do tipo *micro-strip*, conforme mostrado na Figura 3.6 (a). Com largura da trilha  $W = 1,1$  mm e espessura  $T = 0,01524$  mm, o dielétrico utilizado para a construção da *micro-strip* será o Duroid 6010, que é um composto polimérico de espessura  $H = 1,38$  mm e constante dielétrica relativa  $\epsilon_r = 10,7$ . A porta amostra possui várias trilhas para a devida calibração de aberto-curto-carga antes de se efetuarem as medições de  $\epsilon$  ou  $\mu$  dos componentes, como mostrado na Figura 3.6 (b). Serão utilizados conectores SMA para fazer a interface de ligação entre a *micro-strip* e o cabo coaxial de 50  $\Omega$  conectado ao analisador. Para cada teste, os terminais das

amostras serão soldados entre as trilhas, fazendo a ligação do sinal e o plano de terra conforme mostra a Figura 3.6 (b). O analisador fornece diretamente para cada medida a parte real (permissividade relativa) e imaginária (perdas) do parâmetro  $S_{11}$ , que são utilizadas para se calcular no caso das cerâmicas dielétricas, a permissividade complexa e as perdas no dielétrico e, no caso dos indutores e das contas de ferrita, a permeabilidade complexa e as perdas ferromagnéticas, respectivamente.

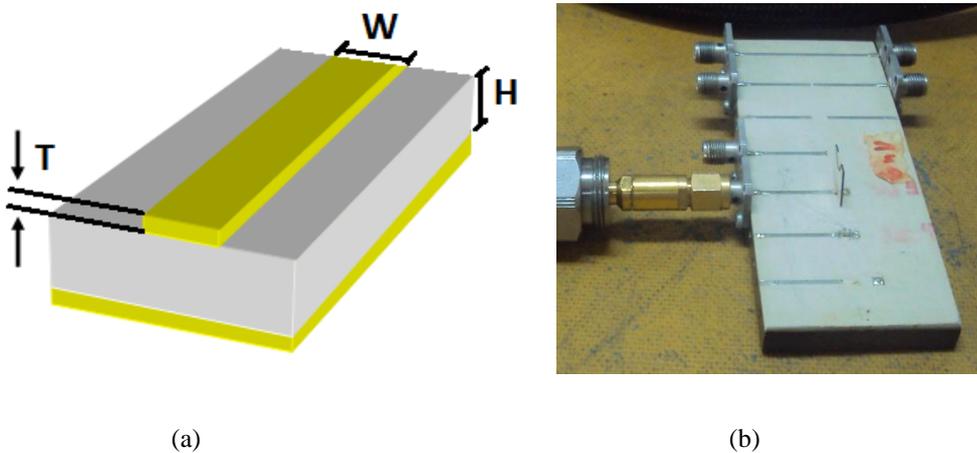


Figura 3.6- Estrutura Micro-strip (a) dimensões (b) trilhas.

A permissividade pode ser expressa na forma complexa de acordo com [62]

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' , \quad (3.3)$$

onde  $\varepsilon' = \varepsilon_r$  é a parte real da permissividade relativa e  $\varepsilon''$  a parte imaginária, a qual representa as perdas do dielétrico. As perdas do dielétrico são tipicamente quantificadas em termos da razão entre as partes imaginária e real definida como tangente de perdas,

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} , \quad (3.4)$$

onde  $\delta$  é o ângulo definido entre  $\varepsilon'$ -  $\varepsilon''$  no plano imaginário complexo. A impedância completa do dielétrico com perdas é dada por [51]

$$Z = j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + R = R + \frac{1 - \omega^2 LC}{j\omega C} = R + j \frac{\omega^2 LC - 1}{\omega C}, \quad (3.5)$$

onde L é indutância parasita,  $\omega$  a frequência angular e R são perdas nos terminais. Para o cabo coaxial de  $50 \Omega$  conectado entre o analisador e a porta amostra a impedância do dielétrico pode ser calculada através da medida do coeficiente de reflexão  $S_{11}$  como [62]

$$Z = Z_0 \left( \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \right) \quad (3.6)$$

O coeficiente de reflexão  $S_{11}$  pode ser obtido através das impedâncias

$$S_{11} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}, \quad (3.7)$$

Conforme visto na seção 2.2 a capacitância é determinada por

$$C = \varepsilon C_0 \quad (3.8)$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 A}{d} \quad (3.9)$$

Desenvolvendo a segunda parcela de Z utilizando (3.8) temos,

$$\omega^2 LC = \omega^2 LC_0 \varepsilon = \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \varepsilon = r^2 \varepsilon, \quad (3.10)$$

$$Z = R + j \frac{r^2 \varepsilon - 1}{\omega C_0 \varepsilon} = Z_0 \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \quad (3.11)$$

E com isto

$$\frac{R}{Z_0} + j \frac{r^2 \varepsilon - 1}{\omega C_0 Z_0 \varepsilon} = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}}, \quad (3.12)$$

$$j \frac{r^2 \varepsilon - 1}{\omega C_0 Z_0 \varepsilon} = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} - \frac{R}{Z_0} \equiv G, \quad (3.13)$$

$$G = jm \frac{r^2 \varepsilon - 1}{\varepsilon}, \quad (3.14)$$

Determinando assim a permissividade complexa

$$\varepsilon^* = \frac{1}{r^2 + j\frac{T}{m}} \quad (3.15)$$

onde  $m = 1/(\omega C_0 Z_0)$ .

Considerado somente a componente capacitiva como é visto em outros trabalhos [62], onde a indutância parasita e as perdas nos terminais são desprezíveis, onde a técnica de medida utilizada não introduz os efeitos parasitas, temos:

$$Z = \frac{1}{j\omega C} = \frac{d}{(j\omega\varepsilon_0\varepsilon^*A)} \quad (3.16)$$

Igualando (3.16) com (3.6) tem-se,

$$\frac{d}{(j\omega\varepsilon_0\varepsilon^*A)} = 50 \left( \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} \right) \quad (3.17)$$

Substituindo (3.3) em (3.17) e isolando-se as partes real e imaginária de  $\varepsilon^*$ , a permissividade relativa e as perdas do dielétrico são dadas por [63]

$$\varepsilon'(\omega) = \left( \frac{d}{\omega\varepsilon_0 A} \right) \frac{1}{Z_0} \operatorname{Im} \left( \frac{1-S_{11}}{1+S_{11}} \right) = k \left( \frac{-2S_{11}''}{(1+S_{11}')^2 + S_{11}''^2} \right), \quad (3.18)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \left( \frac{d}{\omega\varepsilon_0 A} \right) \frac{1}{Z_0} \operatorname{Re} \left( \frac{1-S_{11}}{1+S_{11}} \right) = k \left( \frac{1-S_{11}'^2 - S_{11}''^2}{(1+S_{11}')^2 + S_{11}''^2} \right), \quad (3.19)$$

onde  $S_{11}'$  e  $S_{11}''$  são respectivamente as partes real e imaginária de  $S_{11}$  e  $k = d/(\omega\varepsilon_0 Z_0 A)$  com  $Z_0 = 50 \Omega$ .

No caso dos materiais ferromagnéticos, a permeabilidade complexa é representada da seguinte forma, análoga ao da permissividade, como [64]

$$\mu^* = \mu' - j\mu'' , \quad (3.20)$$

onde  $\mu' = \mu_r$  é a parte real da permeabilidade relativa, a qual pode ser determinada pela razão entre as indutâncias  $L_s$  e  $L_o$  de acordo com

$$\mu' = \frac{L_S}{L_0}, \quad (3.21)$$

onde  $L_S$  é a indutância com núcleo preenchido por material ferromagnético, e  $L_0$  a indutância no vácuo ou ar. Já  $\mu''$  é a parte imaginária, a qual representa as perdas nos materiais ferromagnéticos, pode ser calculada por [64],

$$\mu'' = \frac{R_S}{\omega L_0}, \quad (3.22)$$

onde  $R_S$  é a resistência série do indutor e  $\omega$  a frequência angular.

Semelhante aos materiais dielétricos, as perdas dos materiais magnéticos são quantificadas em termos da razão entre as partes imaginária e real dada por,

$$\tan \delta = \frac{\mu''}{\mu'}, \quad (3.23)$$

onde  $\delta$  é o ângulo da tangente de perdas no plano  $\mu'$ -  $\mu''$ . A impedância do material ferromagnético com perdas é dada por,

$$Z = R_S + jX_L, \quad (3.24)$$

onde  $X_L$  é a reatância indutiva. Da mesma forma que os materiais dielétricos, a impedância dos materiais ferromagnéticos pode ser calculada através do coeficiente de reflexão  $S_{11}$  dada por (3.24). Igualando-se (3.24) com (3.6) obtemos,

$$R_S + jX_L = 50 \left( \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} \right) \quad (3.25)$$

Isolando-se as partes real e imaginária em (3.25),  $R_S$  e  $X_L$  são obtidos como [65]:

$$R_S = Z_0 \left( \frac{1-(S'_{11})^2 - (S''_{11})^2}{(1+S'_{11})^2 + (S''_{11})^2} \right), \quad (3.26)$$

$$X_L = Z_0 \left( \frac{-2 S''_{11}}{(1+S'_{11})^2 + (S''_{11})^2} \right), \quad (3.27)$$

Para determinar a parte real e imaginária da permeabilidade, utiliza-se (3.21) e (3.22) em (3.27) e (3.26), o que fornece respectivamente:

$$\mu' = \frac{Z_0}{(\omega L_0)} \left( \frac{-2 S''_{11}}{(1+S'_{11})^2 + (S''_{11})^2} \right) = p \left( \frac{-2 S''_{11}}{(1+S'_{11})^2 + (S''_{11})^2} \right), \quad (3.28)$$

$$\mu'' = \frac{Z_0}{(\omega L_0)} \left( \frac{1-(S'_{11})^2 - (S''_{11})^2}{(1+S'_{11})^2 + (S''_{11})^2} \right) = p \left( \frac{1-(S'_{11})^2 - (S''_{11})^2}{(1+S'_{11})^2 + (S''_{11})^2} \right), \quad (3.29)$$

onde  $S_{11}'$  e  $S_{11}''$  são respectivamente as partes real e imaginária de  $S_{11}$  e  $p = Z_0/(\omega L_0)$  com  $Z_0 = 50 \Omega$ .

No caso de indutores toroidais com núcleo de ferrita, o circuito equivalente é apresentado na Figura 3.7. Os cálculos da permeabilidade efetiva real e imaginária são obtidos através das medidas feitas na ponte RLC e aplicando-os nas Equações 3.30 e 3.31.

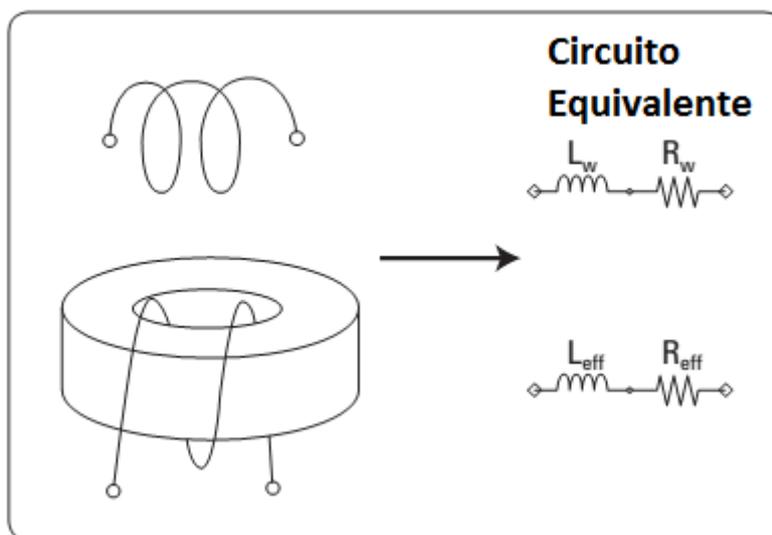


Figura 3.7- Circuito equivalente de um indutor toroidal com núcleo de ferrita [66]

$$\mu_e' = \frac{l L_{eff}(f)}{\mu_0 N^2 A}, \quad (3.30)$$

$$\mu_e'' = \frac{l(R_{eff} - R_w)}{\mu_0 N^2 \omega A}, \quad (3.31)$$

Onde  $R_{eff}$  é a resistência equivalente da perda do núcleo incluindo a resistência do fio,  $L_{eff}$  é a indutância da bobina toroidal,  $R_w$  é a resistência do fio,  $L_w$  é a indutância da bobina sem o núcleo (núcleo de ar),  $N$  é o número de voltas da espira,  $l$  o comprimento médio do núcleo toroidal e  $A$  a área da seção transversal do núcleo toroidal.

No caso das contas de ferrita, os parâmetros  $X_L$  e  $R_s$  são os mais utilizados de acordo com a folha de dados dos fabricantes. Para determinar a tangente de perdas da ferrita utiliza-se a razão de  $X_L$  por  $R_s$ , isto é,  $\tan \delta = X_L/R_s$ . Sabendo que para a conta  $L_s = \mu_0 \mu_r k$ , a permeabilidade efetiva real da ferrita pode ser calculada como:

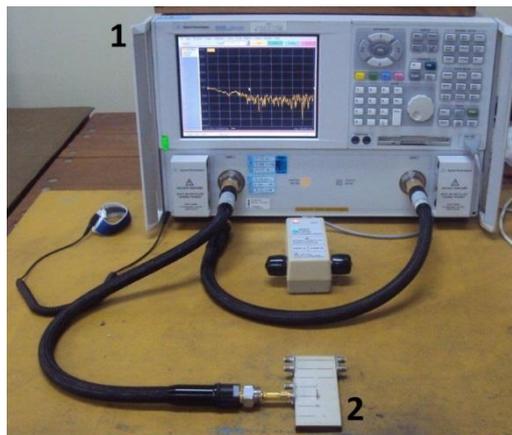
$$\mu_r' = \frac{L_s}{L_0} = \frac{L_s}{\mu_0 k} = \frac{X_L}{2\pi f \mu_0 k}, \quad (3.32)$$

Desde que o fator de geometria  $k$  (em mm) da ferrita seja conhecido. Desta forma, a permeabilidade complexa, usando (40), pode ser calculada em função da tangente de perdas e da permeabilidade real como:

$$\mu_r'' = \tan \delta \cdot \mu_r' \quad (3.33)$$

### **3.3.1 Medições da permissividade do dielétrico e perdas em função da frequência para capacitores cerâmicos à base de PZT e BST no formato radial e SMC**

Para a caracterização em frequência, utiliza-se um analisador de rede vetorial (VNA), a fim de medir o comportamento em frequência dos componentes usados na construção de uma LTNL. O arranjo experimental utilizado para caracterização em frequência é apresentado na Figura 3.8.



**1- VNA 2- Estrutura Microstrip**

Figura 3.8- Arranjo experimental utilizado para caracterização de  $C_x$  e  $L_x$ .

Com relação à caracterização em frequência, as Figuras 3.14 e 3.15 mostram as medidas, da parte real e imaginária de  $S_{11}$  para os capacitores C#2 e C#3 apresentados na Tab. I. No caso ideal, o capacitor é um circuito aberto em baixa frequência, com  $\text{Re}[S_{11}]$  inicialmente igual a um e  $\text{Im}[S_{11}]$  igual a zero ( $|S_{11}| = 1$ ,  $\Phi = 0$ ). Com o aumento da frequência,  $\text{Re}[S_{11}]$  e  $\text{Im}[S_{11}]$  diminuem simultaneamente com o decréscimo da reatância capacitiva, até o ponto em que a parte real passa por zero e a parte imaginária alcança um pico negativo (entre 0 e -1). Em alta frequência, o capacitor comporta-se como um curto circuito ( $|S_{11}| = 1$ ,  $\Phi = \pi$ ) e, portanto,  $\text{Re}[S_{11}]$  diminui para -1 e  $\text{Im}[S_{11}]$  tende na forma de uma assíntota para zero [67][10].

Observando as Figuras 3.14 e 3.17 é possível verificar que somente o capacitor SMC#4 está de acordo com o padrão previamente descrito, embora sua parte real não tenha alcançado -1 devido a sua alta reatância nesta faixa de frequência. Este resultado indica que a indutância parasita deste capacitor é desprezível nesta faixa de frequência e com uma frequência de ressonância muito maior que 1 GHz. Este é o comportamento esperado para capacitores tipo SMD de baixa capacitância (1 pF), projetados para operar em altas frequências. Para os capacitores C#2 (470 pF) e C#3 (100 pF), a parte  $\text{Re}[S_{11}]$  cai repentinamente de 1 para -1 (como em um curto circuito) e  $\text{Im}[S_{11}]$  passa por zero nas frequências próximas de 0,2/0,3 GHz, ficando positiva acima

destas frequências, indicando que estes capacitores tem uma frequência de ressonância em torno de 0,2 e 0,3 GHz, respectivamente.

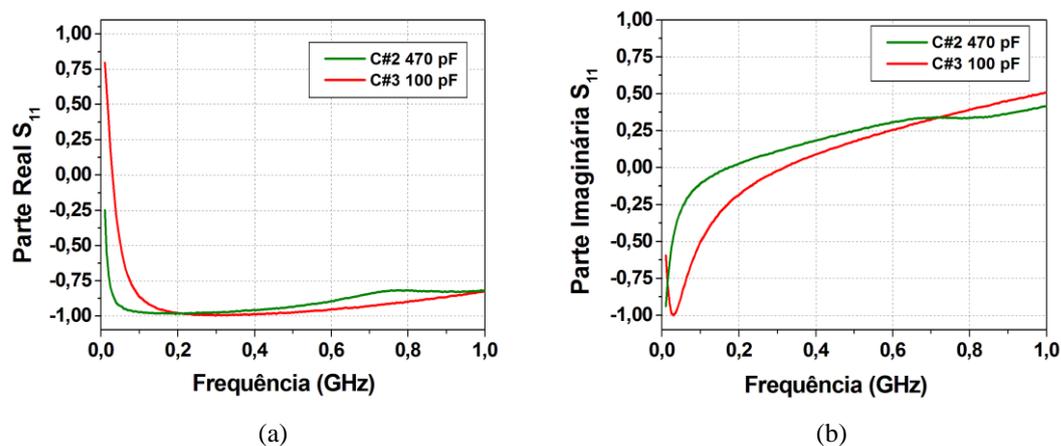


Figura 3.9- Medida do coeficiente de reflexão  $S_{11}$  para os capacitores C#2 e C#3 (a) parte real e (b) parte imaginária.

A permissividade é uma propriedade intrínseca de cada material, a qual depende da composição e da concentração dos elementos que são empregados para formação do dielétrico. A permissividade complexa é composta pela parte real e imaginária, conforme apresentado por (3.3). Para os capacitores de 470 pF e 100 pF o comportamento da permissividade em função da frequência foram calculados utilizando-se a Equação (3.15) e as medidas de  $S_{11}$  apresentadas nas Figura 3.9 (a) e (b). Os resultados da permissividade em função da frequência mostraram que o capacitor de 470 pF possui uma resposta em frequência inferior ao capacitor de 100 pF, na faixa de frequência até 1,0 GHz, conforme mostram os espectros nas Figuras 3.15 (a) e (b), uma vez que a permissividade do capacitor de 100 pF manteve praticamente constante. A partir da Equação 3.11 pode se calcular os parâmetros  $S_{11}$  real e imaginário em função da frequência, assumindo-se um valor empírico inicial para indutância parasita  $L$  e perdas  $R$  nos eletrodos do capacitor. Uma vez feito o casamento com as curvas dos parâmetros  $S_{11}$  imaginário e real medidos em função da frequência (ver Figs. 3.9(a) e (b)), determina-se o valor de indutância parasita  $L$  e resistência  $R$  dos eletrodos do

capacitor. Para o capacitor de 100 pF os valores de resistência e indutância parasita estimados a partir do método descrito foram  $L = 1,9 \mu\text{H}$  e  $R = 0,1 \Omega$ . Já para o capacitor de 470 pF os efeitos parasitas estimados foram  $L = 1,8 \mu\text{H}$  e  $R = 0,05 \Omega$ .

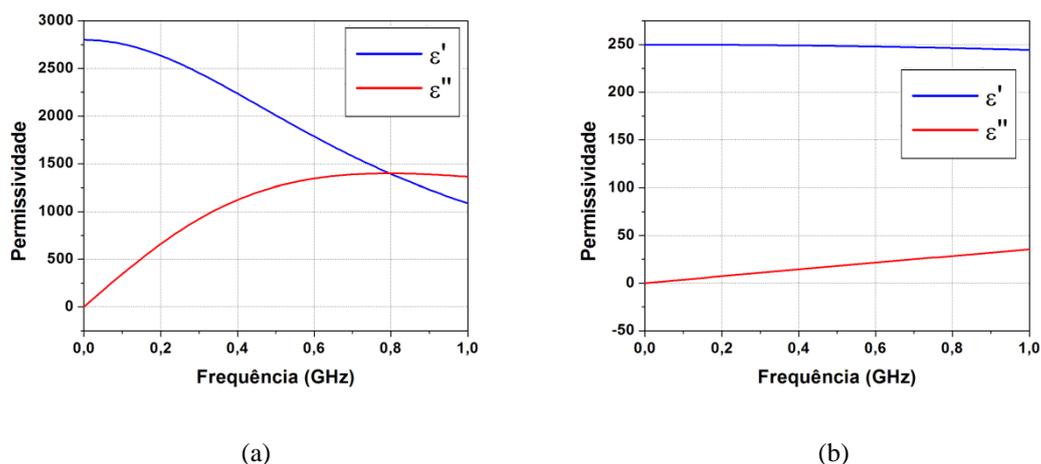


Figura 3.10- Medida da permissividade do dielétrico em função da frequência para os capacitores (a) 470 pF e (b) 100 pF.

As perdas no dielétrico ou tangente de perdas dos capacitores são calculadas usando-se a Equação (3.4), onde as medida da permissividade (real e imaginária) para ambos os capacitores (470 pF e 100 pF) são apresentadas nas Figuras 3.10 (a) e (b). Os respectivos fatores de perdas são mostrados na Figura 3.11 com escala logarítmica na vertical para demonstrar que acima de 100 MHz o fator de perdas do capacitor de 100 pF fica aproximadamente abaixo de 0,1 até 1,0 GHz, praticamente 10 vezes menor que o fator do capacitor de 470 pF medido em toda a faixa. Portanto, para capacitores de baixa capacitância (100 pF) a performance em frequência é bem melhor que a dos capacitores de alta capacitância (como no caso do capacitor de 470 pF) a partir de 100 MHz, conforme demonstram os resultados da Figura 3.11.

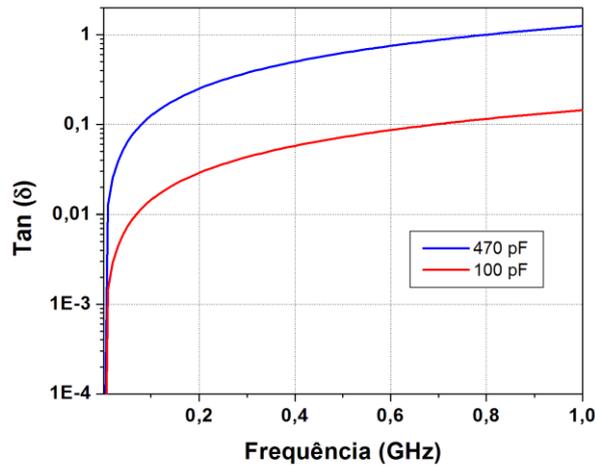


Figura 3.11- Medida do fator de perdas no dielétrico em função da frequência para os capacitores de 100 pF e 470 pF.

Utilizando-se o modelo simplificado da impedância (3.16), isto é, não se levando em conta o efeito da indutância parasita, devido à soldagem dos terminais, as permissividade real e imaginária podem ser calculadas através das respectivas expressões (3.18) e (3.19). Os resultados correspondentes para a permissividade real dos capacitores de 100 pF e 470 pF estão mostrados na Figura 3.12 (a), onde se observa uma frequência de ressonância em ambos os casos, a qual leva a valores de permissividade negativa na curva de  $\epsilon' \times f$ . Na correspondente curva de impedância mostrada na Figura 3.12 (b), próxima da frequência de ressonância, ocorre uma diminuição da impedância abaixo de  $1 \Omega$ , pois a reatância da indutância parasita  $L$  tende a anular o efeito da reatância do capacitor restando apenas  $R$  na expressão de  $Z$  que é de baixo valor. Portanto, estes resultados mascaram as medidas da permissividade do dielétrico em função da frequência, devido ao efeito da indutância parasita causada pela soldagem dos terminais na estrutura microstrip. Novamente, deve-se ressaltar que a permissividade real é uma propriedade intrínseca do material que apresenta apenas valores positivos.

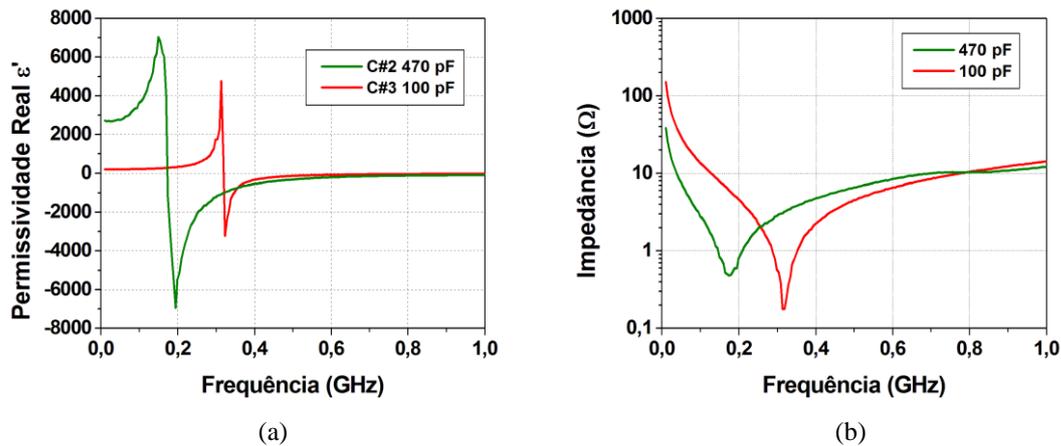


Figura 3.12- Medida da (a) permissividade do dielétrico e (b) impedância em função da frequência para os capacitores C#2 e C#3.

Para o caso dos capacitores lineares na faixa de pF de montagem superficial, o procedimento de medida e a extração dos parâmetros elétricos seguem o mesmo princípio adotado nos capacitores cerâmicos de alta tensão. Na Figura 3.13 (a) é possível verificar que a curva  $\text{Re}[S_{11}]$  diminui com o aumento da frequência ficando próximo de -1, exceto para o capacitor SMC#4. O comportamento da curva  $\text{Im}[S_{11}]$  também é diferenciado para o SMC#4 com sua curva mantendo sempre valores negativos na faixa de frequência medida. Para SMC#1 e SMC#2,  $\text{Im}[S_{11}]$  cruza o eixo zero nas frequências de 300 MHz e 700 MHz. SMC#3 apresenta frequência de ressonância pouco acima de 1 GHz com  $\text{Im}[S_{11}]$  não passando por zero na faixa de frequência medida, mas com sua curva na iminência de passar por zero conforme exibido na Figura 3.13 (b) [68].

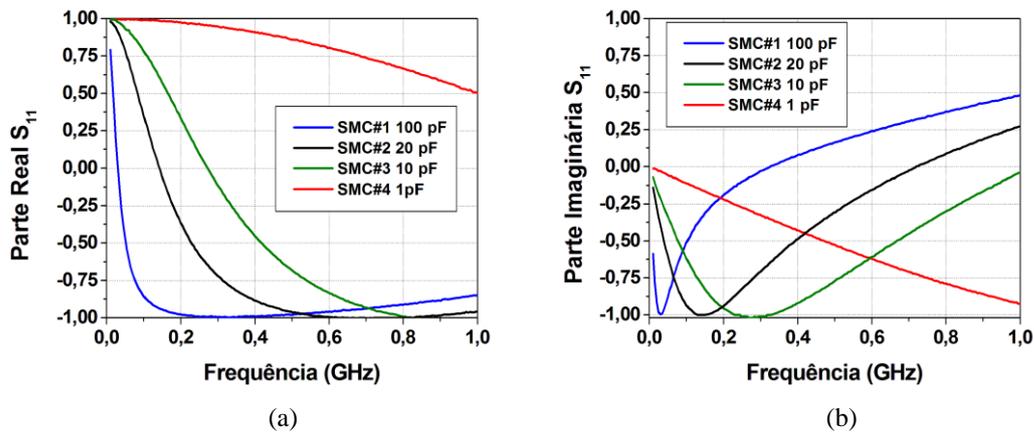


Figura 3.13- Medida do coeficiente de reflexão  $S_{11}$  (a) parte real e (b) parte imaginária para os capacitores SMD apresentado na Tabela IV.

O procedimento para o cálculo da permissividade dos capacitores SMD em função da frequência segue o mesmo padrão adotado para o caso anterior, onde permissividade complexa é composta pela parte real e imaginária, conforme apresentado por (3.3). Para os capacitores do tipo SMD o comportamento da permissividade real em função da frequência mostraram que não há alteração da permissividade ao longo do espectro medido conforme resultados apresentados na Figura 3.14 (a), o que significa que são capacitores lineares. Já para a permissividade imaginária verifica-se um aumento com o incremento da frequência de acordo com a Figura 3.14 (b).

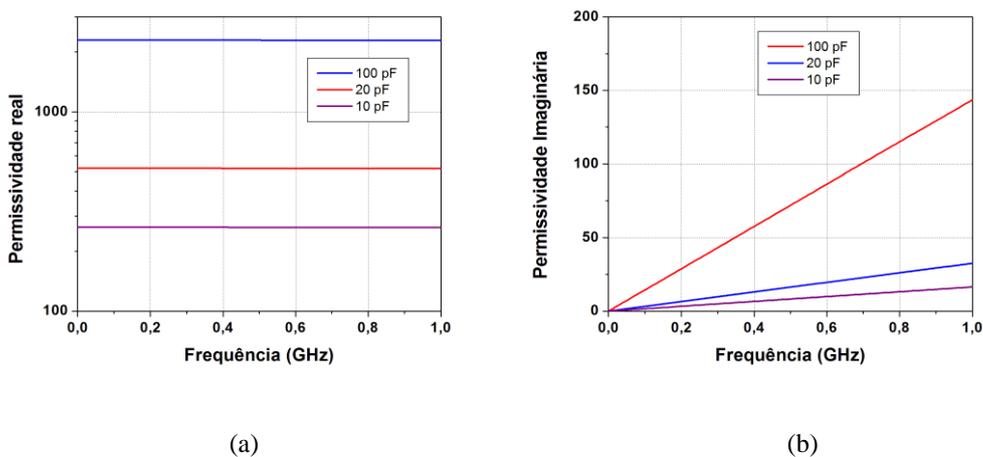


Figura 3.14 Permissividade em função da frequência para os capacitores do tipo SMD (a) parte real e (b) parte imaginária.

Como mostrado na Figura 3.15, os capacitores do tipo SMD apresentam um melhor desempenho com relação aos outros capacitores em que as perdas são mantidas abaixo de 0,06, pois capacitores SMD são fabricados para operar em alta frequência.

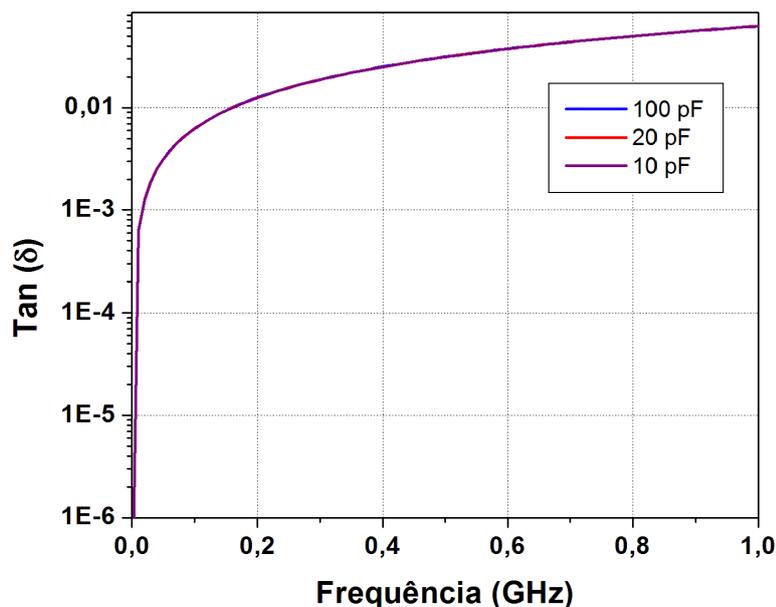


Figura 3.15 Medida das perdas no dielétrico em função da frequência para os capacitores do tipo SMD.

Conforme mencionado anteriormente, desconsiderando o efeito parasita da soldagem a frequência de ressonância apresenta um pico da permissividade seguida por uma queda repentina com valores negativos para permissividade acima desta frequência, conforme mostrado na Figura 3.16 (a) para SMC#1 e SMC#2. Para os capacitores SMC#3 e SMC#4 a permissividade real relativa é sempre positiva e não apresentam o pico de ressonância, ou seja, não apresentam  $\text{Im}[S_{11}] > 0$ . A curva da impedância também apresenta os efeitos da frequência de ressonância indicados pelos vales em 0,3 e 0,7 GHz e com valores abaixo de  $1 \Omega$  respectivamente para SMC#1 e SMC#2. Como SMC#3 e SMC#4 não atingiram a frequência de ressonância na faixa medida, os valores da impedância são maiores do que  $1 \Omega$  não apresentando vales, mas apenas

um decaimento com a frequência como esperado desde que  $Z = j/\omega C$ , conforme mostra a Figura 3.16 (b).

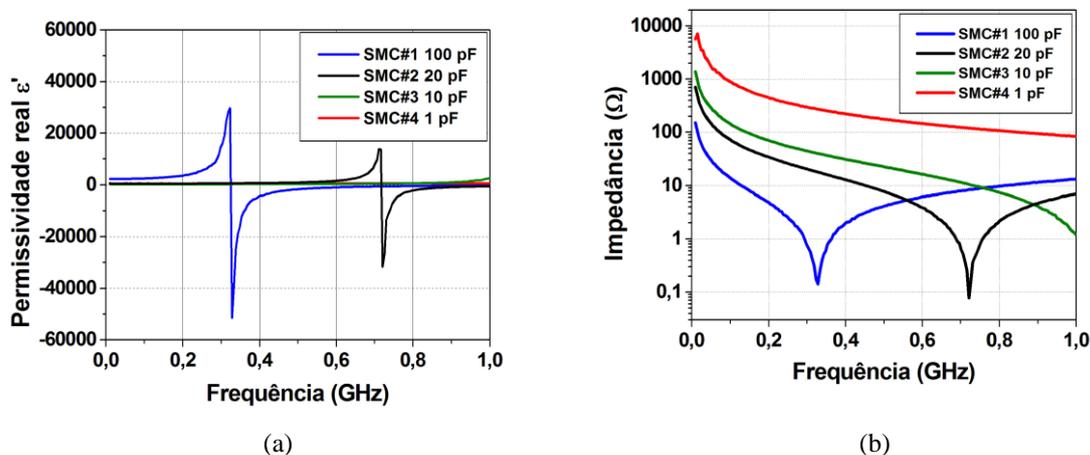
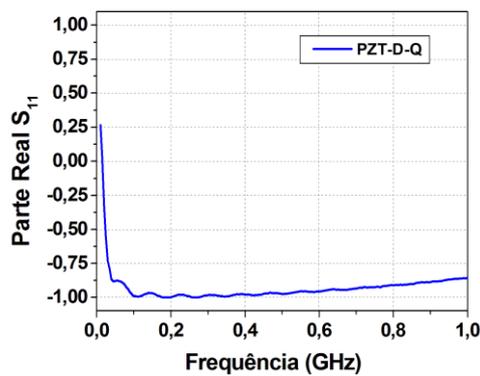
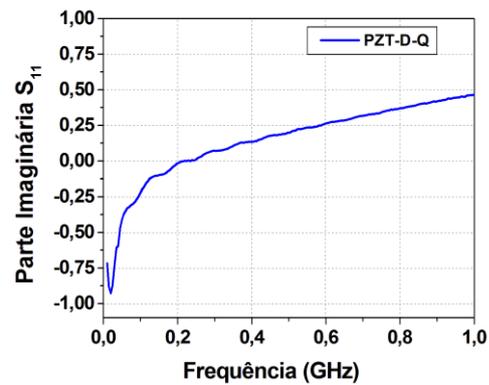


Figura 3.16- Medida da (a) permissividade e (b) impedância em função da frequência para os capacitores SMDs.

Para a medida do comportamento do PZT em frequência, foi utilizada uma amostra de menores dimensões, resultando em uma menor capacitância em torno de 150 pF, com formato aproximado de um quadrado (1x1 mm). Conforme apresentado na Tabela III, como a amostra PZT quadrada de maiores dimensões com capacitância igual a 1,89 nF (10 x10 mm), cuja apresenta frequência de ressonância em torno de algumas dezenas de MHz, utilizou-se, portanto, uma amostra de menores dimensões que resulta em menor capacitância para se obter uma maior frequência de ressonância na faixa de centenas de MHz. A Figura 3.17 (a) e (b) mostra respectivamente a componente real  $\text{Re}[S_{11}]$  e imaginária  $\text{Im}[S_{11}]$  medida para o PZT. No gráfico de  $\text{Im}[S_{11}]$ , como já reportado nos casos anteriores é possível identificar que a frequência de ressonância para o PZT está próxima de 200 MHz [69].



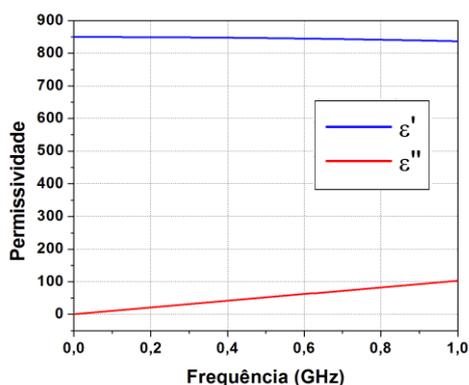
(a)



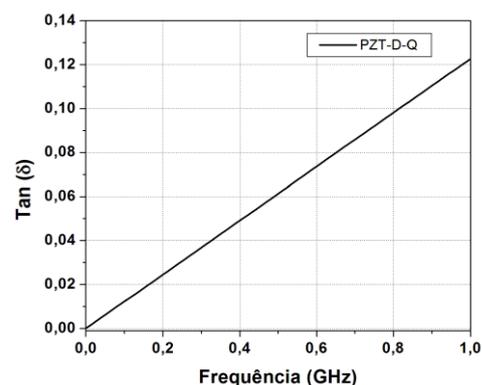
(b)

Figura 3.17- Medida do coeficiente de reflexão  $S_{11}$  (a) parte real e (b) parte imaginária para o PZT.

Novamente foi tomado como base o modelo completo da impedância para se calcular o comportamento da permissividade em função da frequência para o PZT-D utilizando (3.15) e as medidas de  $S_{11}$ . Os resultados da permissividade em função da frequência mostraram que o PZT-D é bem estável conforme mostra a Figura 3.18 (a). A Figura 3.18 (b) mostra a tangente de perdas medida para o PZT, indicando que este material apresenta baixas perdas ( $< 0,14$ ), menor do que o capacitor (à base de titanato de bário) de maior capacitância (470 pF), característica muito importante para uso em LTNL.



(a)



(b)

Figura 3.18- Comportamento do PZT-D em função da frequência com as medidas de (a) permissividade e (b) perdas.

A medida da permissividade e da impedância para o PZT utilizando o modelo simplificado, ou seja, não considerando a indutância parasita é mostrada respectivamente nas Figuras 3.19 (a) e (b), onde novamente o efeito da ressonância é claramente notado com a permissividade relativa se tornando negativa na curva  $\epsilon' \times f$  e com a diminuição da impedância demonstrado pelo vale abaixo de  $1 \Omega$  na curva  $Z \times f$ , pois a parte imaginária  $\text{Im}[S_{11}]$  se torna positiva acima da frequência de ressonância, neste caso, em torno de 200 MHz, como mostrado na Figura 3.19 (b).

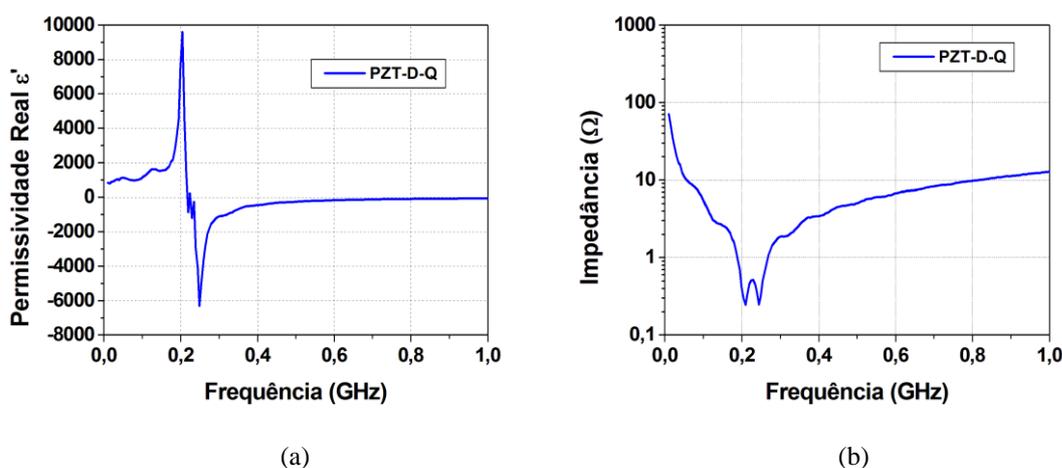


Figura 3.19- Medida da (a) permissividade e (b) impedância para o PZT.

Uma importante observação realiza na medida de  $\epsilon' \times f$  para os capacitores (470 pF, 100 pF e PZT) em baixas frequências é que eles apresentam, respectivamente, permissividade inicial da ordem de 2700, 1000 e 200, praticamente as mesma obtidas para valores não-polarizados obtidos na medida de  $\epsilon \times V$ , conforme mostrado na Figura 3.2.

Para facilitar a comparação dos resultados obtidos em frequência (desprezando o efeito parasita), na Tabela VIII são apresentadas; a frequência de ressonância ( $f_r$ ), impedância inicial ( $Z_0$ ) e  $Z_r$  na frequência de ressonância, permissividade inicial ( $\epsilon_i$ ) e permissividade na frequência de ressonância ( $\epsilon_r$ ), mais as faixas dos valores das tangentes de perdas ( $\text{Tan}(\delta)$ ) dos dielétricos. Os capacitores C#1 e C#4 não foram caracterizados em frequência pelo fato de

a frequência de ressonância deste tipo de capacitor estar abaixo da frequência inicial de varredura do VNA que é de 100 MHz.

Tabela VIII- Comparação dos parâmetros medidos em frequências para diferentes amostras desconsiderando a indutância parasita.

Amostra	$f_r$ (MHz)	$Z_o$ ( $\Omega$ )	$Z_r$ ( $\Omega$ )	$\epsilon_i$	$\epsilon_r$	$\text{tg}\delta$ (BF)	$\text{tg}\delta$ (AF)
C#2	149	38	0,48	2721	7032	0,2 – 1,0	1,0 – 0,1
C#3	313	150	0,17	200	4768	0,03 – 0,1	0,1 – 0,06
SMC#1	323	152	0,14	2295	29669	0,002 – 0,09	0,09 – 0,05
SMC#2	716	706	0,07	521	13785	0,001 – 0,08	0,08 – 0,015
SMC#3	*	1392	*	521	*	0,003 – 0,75	*
SMC#4	*	5736	*	522	*	0,004 – 0,06	*
PZT	204	70,85	0,25	845	9605	0,06 - 0,25	0,1 – 0,01

\* Não atingiu a frequência de ressonância

### 3.3.2 Medições da permeabilidade complexa e perdas em função da frequência para os indutores e contatos de ferrita

A caracterização do indutor SMI#1 em frequência mostra que a parte imaginária apresentada pela Figura 3.20 (b), passa por zero em 0,7 GHz e fica negativa acima desta faixa, indicando que se atingiu a frequência de ressonância do componente.

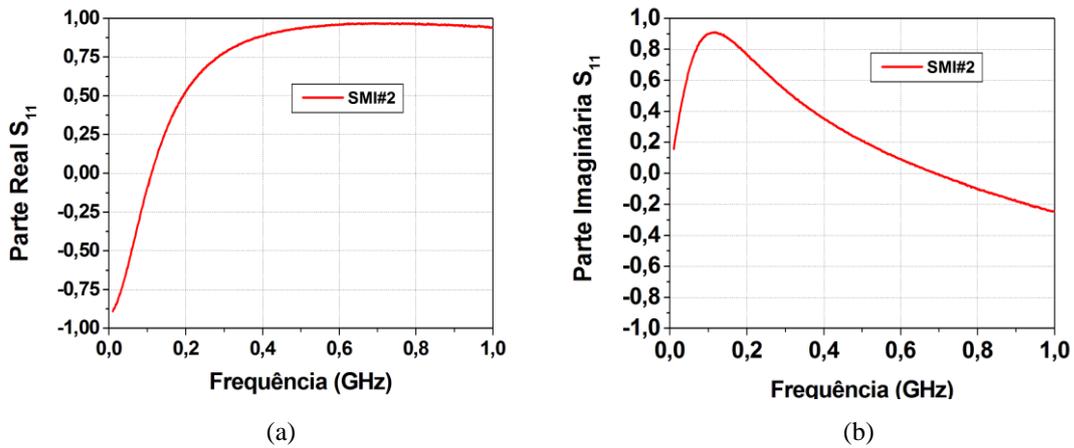


Figura 3.20- Medida do coeficiente de reflexão  $S_{11}$  para o indutor SMI#1 (a) parte real e (b) parte imaginária.

A resposta em frequência das contas de ferrita SMF#1 e SMF#2 mostra que nesta faixa medida compreendida entre 0,01 e 1 GHz não se observa a passagem de  $\text{Im}[S_{11}]$  da parte positiva para negativa, ou seja, não se atinge a frequência de ressonância do componente conforme apresentado na Figura 3.21 (b). Isso demonstra que a capacitância parasita associada aos terminais é muito baixa, e conseqüentemente a frequência de ressonância é muito alta [70]. A medida da parte real em função da frequência é apresentada na Figura 3.21 (a).

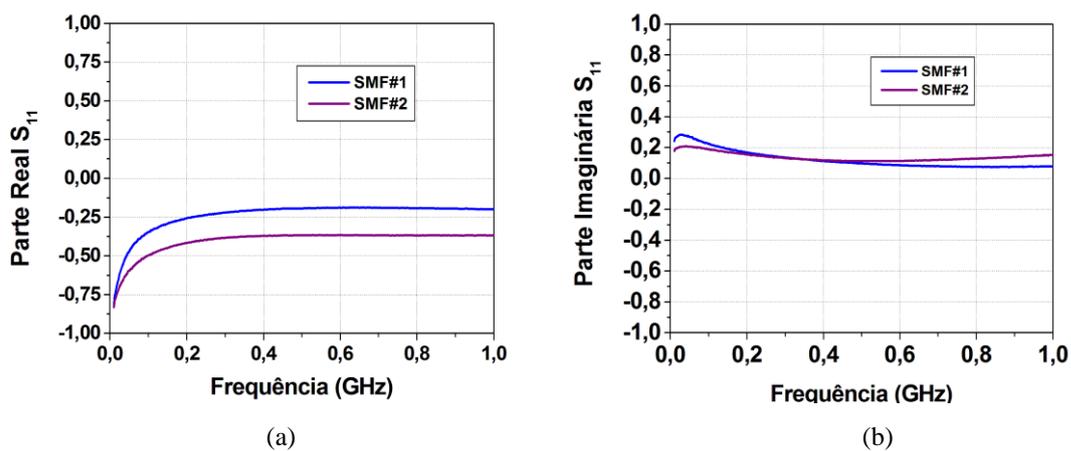


Figura 3.21- Medida do coeficiente de reflexão  $S_{11}$  para as contas de ferrita SMF#1 e SMF#2 (a) parte real e (b) parte imaginária.

O comportamento da resistência em frequência é obtido através da medida de  $S_{11}$  e da Equação (3.26). As curvas  $R_s$  obtido para SMI#1, SMF#1 e SMF#2 são apresentadas respectivamente nas Figuras 3.25 (a) e (b). Na frequência de ressonância do SMI#1 (próximo de 0,7 GHz), tem-se um pico em  $R_s$  acima de 3 k $\Omega$ , conforme apresentado na Figura 3.22 (a). Para as contas de ferrita SMF#1 e SMF#2,  $R_s$  fica aproximadamente estável acima de 0,3 GHz com valores abaixo de 40  $\Omega$  (ver Figura 3.22 (b)), o que indica que este material pode ser utilizado em altas frequência por causa da menor dissipação em  $R_s$ .

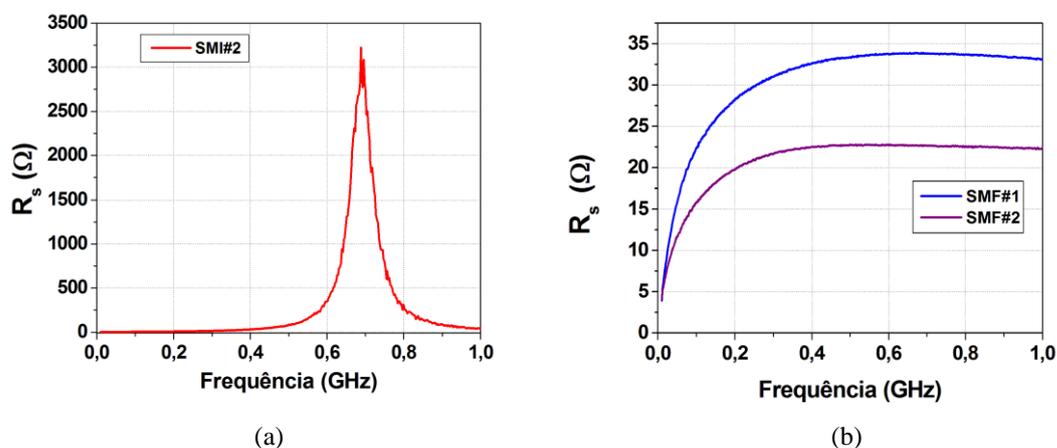


Figura 3.22- Medida da resistência série em função da frequência para (a) SMI#2 e (b) SMF#1 e SMF#2.

Para o SMI#1 a  $X_L$  (reatância indutiva) apresentou um aumento repentino próximo de 0,7GHz, seguida por uma brusca queda. Isto é explicado pela frequência de ressonância do dispositivo, na qual a capacitância parasita predomina sobre a reatância indutiva. Para as contas de ferrita SMF#1 e SMF#2, como já apresentado nas Figuras 3.24 e 3.25, não se atinge a frequência de ressonância, na faixa medida a qual reflete também no comportamento da reatância indutiva até 100 MHz, ponto em que se atinge a frequência de relaxação do material magnético com o decréscimo de  $X_L$  partir do pico abaixo de 13  $\Omega$ , uma vez que os dipolos magnéticos não acompanham a transição rápida do sinal AC, conforme mostra a Figura 3.23 (b).

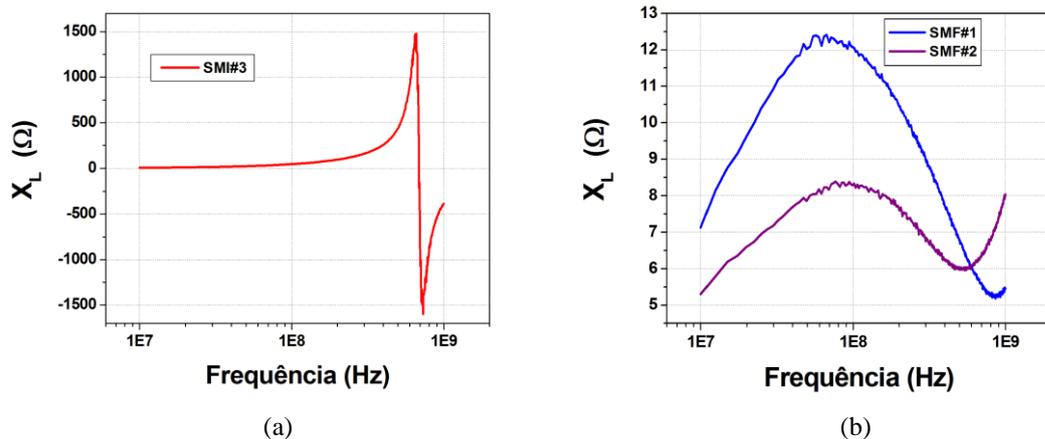


Figura 3.23- Medida da reatância indutiva em função da frequência para (a) SMI#2 e (b) SMF#1 e SMF#2.

Para comparação, a Figura 3.24 (a) mostra no mesmo gráfico todos os parâmetros calculados  $Z$ ,  $R_s$  e  $X_L$  em função da frequência para a conta de ferrita SMF#1, onde  $Z = \sqrt{(R_s^2 + X_L^2)}$ . Afim de validar o processo de medida a Figura 3.24 (b) apresenta praticamente o mesmo resultado obtido (Fair-Rite) no manual do fabricante (*part number 2506033007Y3*) [71]. Outros parâmetros de caracterização em função da frequência para os indutores e contas de ferrita podem ser consultados em [72].

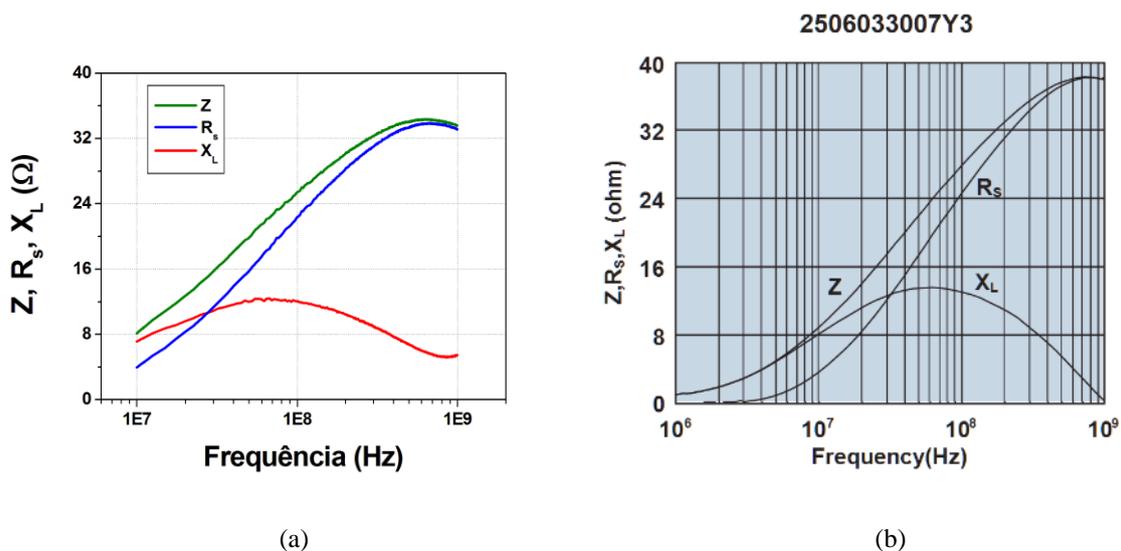


Figura 3.24- Resposta dos parâmetros elétricos  $Z$ ,  $R_s$  e  $X_L$  em função da frequência para SMF#1 (a) medido (b) fornecido pelo fabricante.

### 3.3.3 LTNL de alta potência usada como LFP (Linha Formadora de Pulso) para caracterização da NL do dielétrico

Para a caracterização dos dielétricos não lineares a primeira linha construída baseou-se no efeito não linear dos capacitores cerâmicos comerciais de 1 nF/2kV e no emprego de indutores lineares com núcleo de ar. Neste caso a LTNL é usada como uma rede formadora de pulso convencional (PFN) que se descarrega numa carga casada. Se o formato do pulso obtido é aproximadamente retangular significa que o dielétrico é mais linear do que não linear. Caso contrário, o pulso é distorcido com uma longa de calda de descida, caracterizando o dielétrico com forte não linearidade. Os indutores lineares foram enrolados usando fio esmaltado de 3 mm de diâmetro, número de voltas igual a 12 e o ar como meio dielétrico conforme apresentado na Figura 3.25 (a), onde nesta configuração a indutância fica em torno de 1  $\mu$ H. A Figura 3.25 (b) mostra o arranjo experimental da LTNL com 10 seções montada no ar.

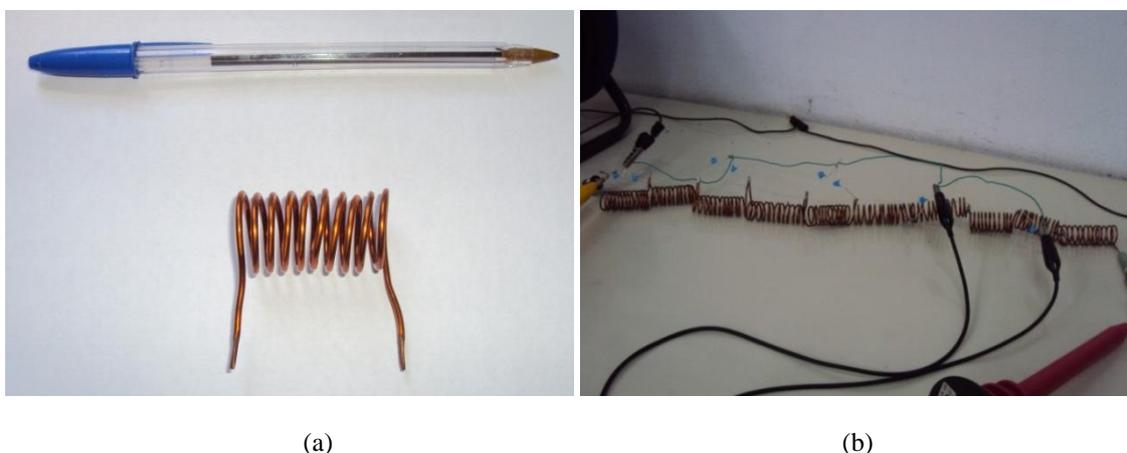


Figura 3.25- Fotografia do (a) enrolamento do indutor e (b) arranjo experimental da LTNL de 10 seções.

Na Figura 3.26 é apresentado o esquema elétrico de simulação da LTNL usada como PFN no programa LT-Spice. A imagem do centelhador (*spark gap*) utilizado neste circuito é apresentada na Figura 3.27.

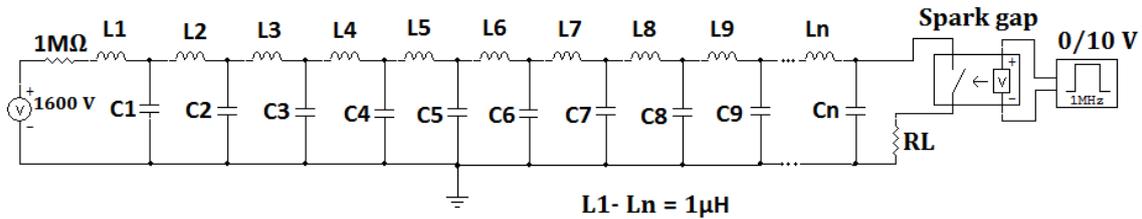


Figura 3.26- Esquema elétrico que simula a LTNL usada como PFN.



Figura 3.27- Imagem do *spark gap* utilizado para chaveamento na LTNL usado como PFN.

Para a montagem experimental foi utilizada uma fonte DC de alta tensão da empresa *Gamma High Voltage* para carregar as LTNLs diretamente. O pulso aplicado na entrada da linha provém da carga armazenada no banco de capacitores e o chaveamento é feito por um centelhador (*spark gap*). A descarga na linha é iniciada quando se atinge a tensão de ruptura do gás, que para este esta em torno de 1,6 kV. Como a LTNL está casado com a carga de saída (33  $\Omega$ ), o pulso produzido após a descarga tem um pico de 800 V, como mostrado na Figura 3.28. A não linearidade do capacitor cerâmico produz uma distorção no sinal de saída, em vez de um pulso retangular *flat*. Conforme apontado por Smith e Bendixsen [73] devido a não linearidade o pulso retangular refletido de ida e volta, que viaja ao longo do comprimento da linha,

transforma-se numa rampa visto que a parte superior (topo) viaja muito mais rápido que a inferior (base), o que dá origem a uma longa cauda no pulso de saída, conforme curva vermelha mostrada na Figura 3.28. A distorção do pulso de saída deve-se a não linearidade do capacitor de 1 nF da ordem de 51 % (ver novamente Fig. 3.2), e como foi visto nas seções anteriores este nível de NL já é suficiente para se produzir sólitons ou RF desde que o pulso de entrada da linha tenha um tempo de subida menor que o fator característica de redução de pulso  $\Delta T$  [74]. Na Figura 3.28, a linha em azul representa o formato do pulso simulado que seria obtido considerando capacitores lineares, conforme esquema dado na Figura 4.26. Observe que no caso ideal, a duração obtida é igual ao valor de duas vezes o atraso da linha ( $2\delta=2n(LC)^{1/2}$ ) da ordem de 600 ns. Também note que o pulso distorcido na forma de rampa se anula após 1  $\mu s$ , o que está de acordo com o previsto levando-se em conta o tempo de fechamento total do *spark gap*, ver primeiro patamar na curva vermelha em 400 V aproximadamente.

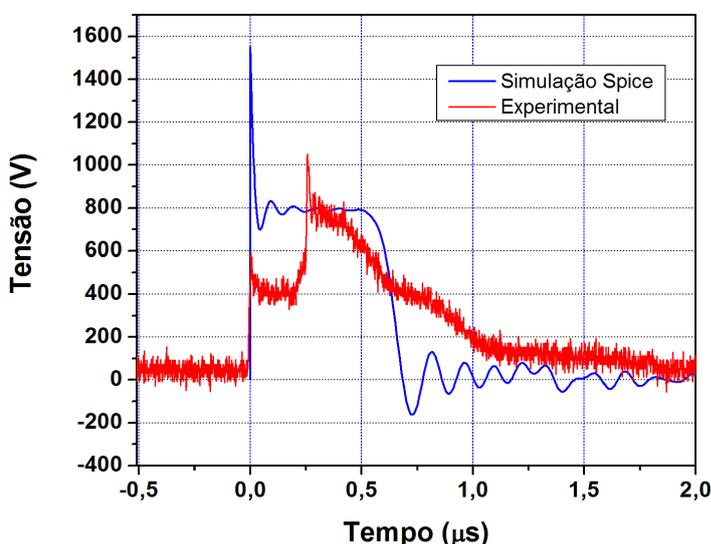
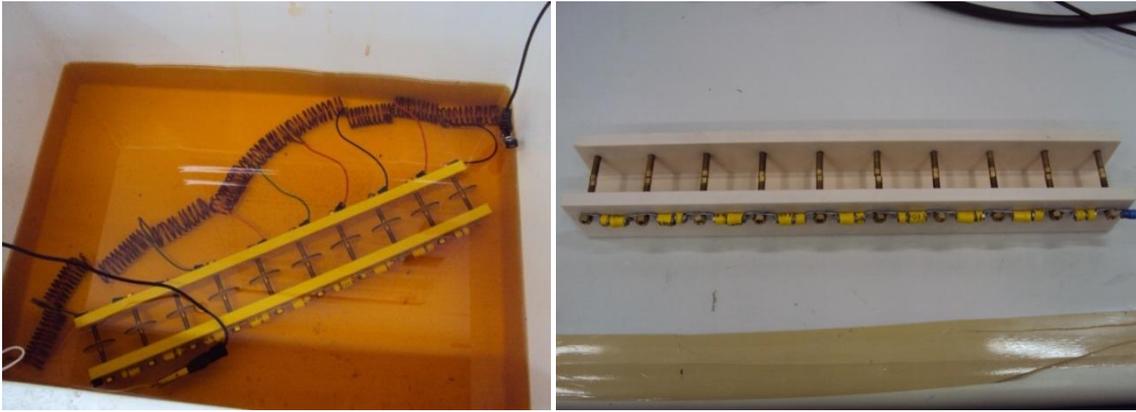


Figura 3.28- Pulso na saída da LTNL capacitiva de 10 seções no ar e correspondente Spice simulação sem atraso.

Para demonstrar o efeito da baixa não linearidade de PZTs, o segundo arranjo experimental da LTNL utilizou a cerâmica PZTD-C1 como elemento não linear

com capacitância despolarizada inicial de 3 nF, aproximadamente, apresentado na Figura 3.29 (a). A LTNL foi submersa em óleo ascarel, para evitar descarga superficial nas bordas do capacitor PZT para os testes em alta tensão e ligada a uma carga casada da ordem de  $10 \Omega$  aproximadamente. Devido à dificuldade em soldar as faces da cerâmica PZT com os indutores, foi projetado e construído um suporte para conexão das cerâmicas PZT circulares, conforme mostra a Figura 3.29 (b). As características elétricas do PZT são apresentadas na Tabela III e a curva característica de sua permissividade em função da tensão exibida na Figura 3.2. Nesta curva pode-se observar que esta cerâmica é bem linear, uma vez que  $\epsilon$  não varia com a tensão DC até faixa medida da ordem de 3 kV. Este resultado de baixa não linearidade para cerâmica PZT-D-C-1 é comprovado também com os testes experimentais desta segunda linha operando como PFN, como mostrado na Figura 3.30. Nesta figura observa-se que simulação SPICE em azul com capacitores lineares de 3 nF, perfazendo 10 seções com indutores de  $1 \mu\text{H}$ , produz basicamente o mesmo resultado do arranjo da linha PZT-D-C-1, dado pela curva em preto, desconsiderando-se o pico inicial da curva teórica [75]. A mesma boa concordância em termos de formato de pulso (retangular) em 800 V e de duração ( $2\delta = 1\mu\text{s}$ ) é dada pela curva experimental em vermelho com patamar em 400, ocasionado pelo atraso de fechamento do *spark gap*. Como o *spark gap* é de apenas dois eletrodos, o atraso de fechamento da chave dependendo do tempo de ionização que se necessita para condução do arco no interior da chave. Este último resultado experimental comprova que para o uso de PZTs em LTNLs é necessário uma cerâmica bem menos não linear, como a cerâmica quadrada de  $10 \times 10 \text{ mm}$  com 0,5 mm (PZT-D-Q-1) de espessura operando bem perto da sua tensão de ruptura de 5 kV/mm, como ilustrada na Figura 3.2 pela variação de sua permissividade relativa da ordem de 50 %, cujo valor é bem próximo daquele observado para o capacitor cerâmico não linear de 1 nF/ 2 kV [76].



(a)

(b)

Figura 3.29- Construção da LTNL utilizando PZT-D-C1 (a) arranjo experimental submerso no óleo e (b) porta amostra para conexão elétrica.

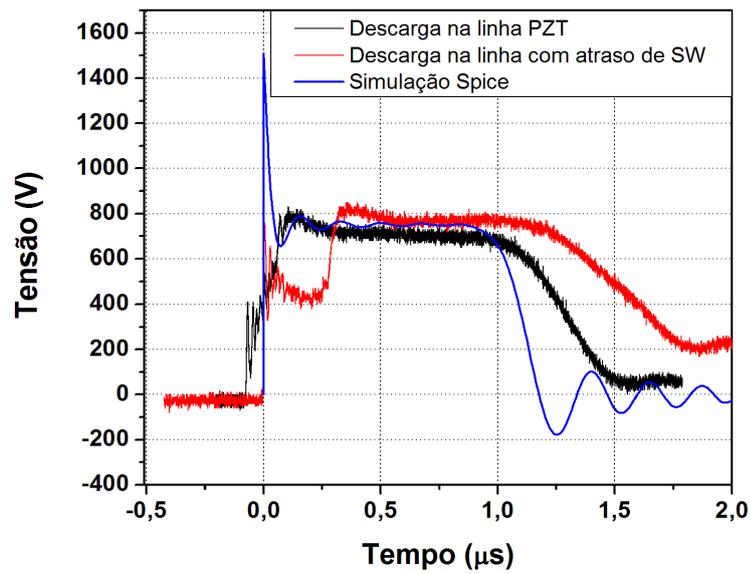


Figura 3.30- Pulsos obtidos na saída da LTNL-PZT de 10 seções no óleo sem atraso e com atraso mais simulação Spice sem atraso.



#### 4. CONSIDERAÇÕES DE PROJETO E CONSTRUÇÕES DE LTNLS

Neste capítulo serão apresentadas as linhas de transmissão não lineares de baixa e alta potência que foram construídas para geração de soliton com aplicações em sistemas de comunicações. As LTNLS projetadas, construídas e testadas em baixa, média e alta potência são apresentadas na Tabela IX.

Tabela IX- LTNL construídas em baixa, média e alta potência apresentando o elemento não linear e o sistema de chaveamento.

Linhas	Potência	Elemento não linear	Sistema de chaveamento
LTNL-BP#1 e BP#3	Baixa	Diodo varactor- MV809	Gerador de pulso
LTNL-BP#2	Baixa	Diodo varactor- MV809	Gerador de pulso/ pulso negativo
LTNL-BP#4	Baixa	Diodo varactor- BB640	Gerador de pulso
LTNL-MP#5	Média	Diodo varactor- MV809	Chave IGBT- Pulso negativo
LTNL-AP#1	Alta	Cap. 10nF	Chave IGBT- Pulso positivo/negativo
LTNL-AP#2	Alta	Cap. 1 nF	Chave IGBT- Pulso positivo/negativo, Gerador de pulso rápido
LTNL-AP#3	Alta	PZT-D	Chave IGBT- Pulso positivo/negativo, Gerador de pulso rápido
LTNL-AP#3	Alta	PZT-P	Chave IGBT- Pulso positivo/negativo, Gerador de pulso rápido
LTNL-Híbrida	Alta	Cap. 2,2 nF e L= 10 $\mu$ H	Chave IGBT- Pulso positivo/negativo
LTNL-Híbrida	Alta	Cap. 10 nF e L= 10 $\mu$ H	Chave IGBT- Pulso positivo/negativo

BP- Baixa Potência, MP- Média Potência e AP- Alta potência.

Nesta seção serão apresentados os equipamentos, materiais, infraestrutura utilizada para construir as LTNLs e também os resultados obtidos para cada tipo de linha. Esta seção é subdividida em duas partes, uma de baixa potência e outra de alta potência. Em ambas as partes são utilizadas ferramentas de simulação para comparar e auxiliar o processo de construção das linhas.

A simulação Spice constitui uma ferramenta que possibilita a análise da resposta de determinados sistemas, possibilitando a comparação dos dados obtidos experimentalmente com os simulados. Sendo assim, para projetar o dispositivo e comparar com os dados experimentais as LTNLs a serem construídas serão simuladas utilizando-se o simulador de circuitos LT-Spice [77]. Com este software é possível modelar os componentes não lineares L e C da linha. Inicialmente será simulada a linha varactor, conforme esquema da Figura 4.1. Serão analisados os sinais de entrada e de saída da linha, a geração de sólitons e a respectiva transformada rápida de Fourier FFT (*Fast Fourier Transform*) em seções intermediárias e na carga. Da mesma forma, serão projetadas e analisadas as outras LTNLs de mais alta potência (com capacitores à base de PZT ou BST) usando-se o LT-Spice [78].

#### **4.1. LTNL de baixa potência usando diodo varactor e indutores lineares**

Na Tabela X são apresentadas as quatro LTNLs de Baixa Potência (BP) e os componentes utilizados para construção destas linhas. Para as linhas BP#3 e MP#5 foram utilizados diodos varactores em série para se atingir tensões de entrada mais alta e conseqüentemente frequência de saída mais alta.

Tabela X- LTNLs de baixa e média potência construídas utilizando indutores lineares e diodos varactores.

Parâmetros	LTNL				
	BP#1	BP#2	BP#3	BP#4	MP#5
Diodo Varac.	MV809	MV809	MV809	BB640	BB809
$C_0$ (pF)	49	49	16,67	87	9,8
$L_0$ (nH)	2700	56	3300	100	1800
N° seções	30	30	30	30	30

Inicialmente foi construída uma linha de transmissão não linear de baixa potência – BP#1, utilizando-se indutores lineares e diodos varactores na mesma configuração descrita em [79]. O objetivo é reproduzir o comportamento esperado de uma LTNL de alta potência através do comportamento não linear do diodo varactor, observando-se na saída à compressão do pulso ou oscilações (sólitons) dependendo do atraso da linha e/ou do tempo de subida do pulso de entrada  $t_{ri}$  [80] - [82]. A configuração da LTNL, com  $n$  seções, construída é mostrada na Figura 4.1, onde são empregados; um gerador de sinal com tempo de subida  $t_{ri} = 15$  ns e resistência de saída  $R_{gen} = 50 \Omega$ , indutâncias lineares  $L$  com perdas dadas pela resistência em série  $R_L$  e diodos varactores, representados pela capacitância de junção  $C$  associada em série com a resistência de perdas dos terminais e do dielétrico  $e$ , finalmente, a resistência de carga  $R_{carga}$  na saída da linha.

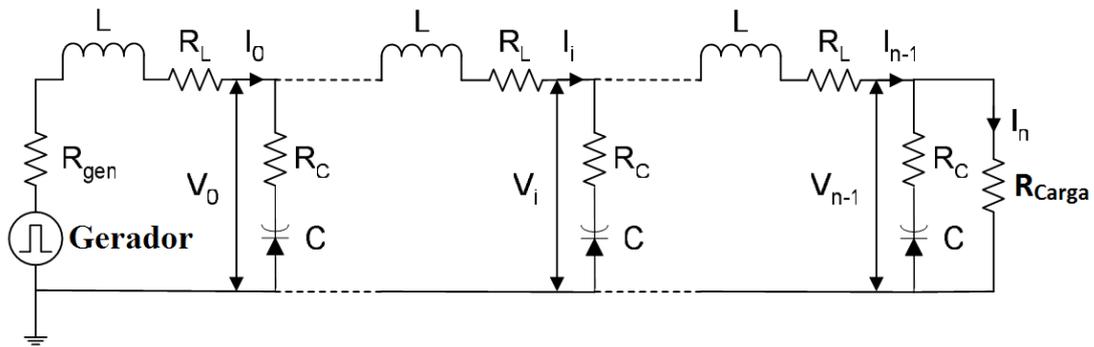


Figura 4.1- Configuração da LTNL usando diodo varactor como meio não linear.

O diodo varactor escolhido para construção das LTNLs de baixa potência foi o BB809, o qual apresenta uma variação de sua capacitância em função da tensão reversa, cuja capacitância inicial é da ordem de 49 pF e próximo da máxima tensão reversa (tensão de avalanche) a sua capacitância reduz para um valor da ordem de 5 pF, o que resulta em um fator de não linearidade da ordem de 90% conforme mostra a curva da Figura 4.2.

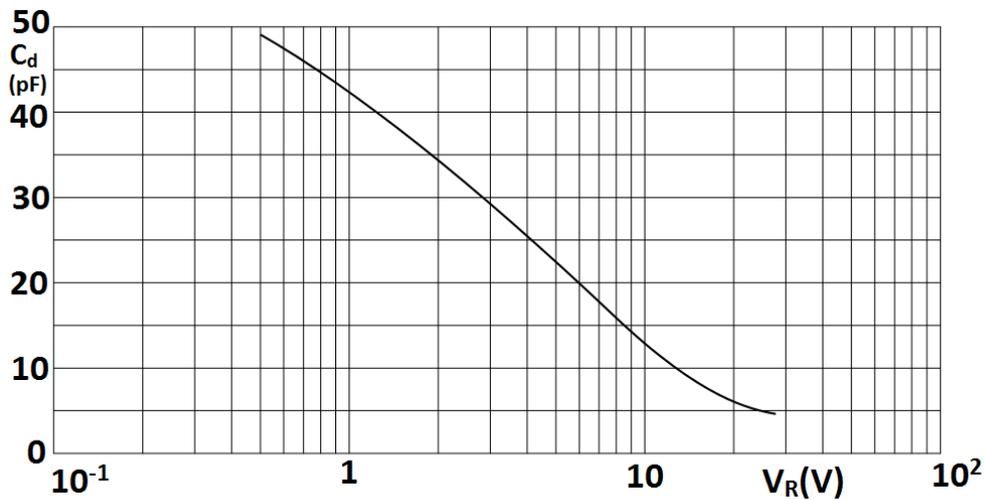


Figura 4.2- Curva típica da capacitância de um diodo varactor modelo BB809 em função da tensão reversa [83].

A capacitância do diodo em função da tensão é modelada por [84], [85]

$$C(V) = \frac{C_{j0}}{\left(1 + \frac{V}{V_j}\right)^m}, \quad (4.1)$$

onde  $V_j$  é o potencial de junção do diodo,  $m$  fator não linear, e  $C_{jo}$  capacitância de junção sem polarização.

Outra configuração de linha utilizando um diodo varactor com barreira de várias junções é apresentado em [86]. Os resultados desta LTNL mostraram que é possível produzir ondas de sóliton em frequências da ordem de centenas de GHz com potência na casa de algumas dezenas de mW. Para isto a estrutura utilizada é baseada em uma estrutura de guia de onda formado por um substrato de Duroid.

#### **4.1.1 Resultados e discussões**

Nesta seção serão apresentados os resultados experimentais e simulados para a LTNL de baixa potência, utilizando o diodo varactor como elemento não linear, conforme esquema elétrico apresentado na Figura 4.3. A variação dos parâmetros chaves como amplitude do pulso de entrada, número de seções e valor da carga serão utilizados para o entendimento do comportamento das LTNLs. Os resultados experimentais serão confrontados com os resultados simulados no programa LT-Spice.

##### **4.1.1.1 Resultados com pulso positivo**

O modelo de referência, usada para o caso de simulação, é composto por uma LTNL de 30 seções, onde cada seção é constituída por um diodo varactor com modelo equivalente ao do BB809 (MV209 no simulador), indutor linear de 2,7  $\mu$ H e carga resistiva em paralelo com a última seção é igual a  $R_L = 1 \text{ k}\Omega$ . Para a simulação foi utilizado o circuito apresentado na Figura 4.3, incluindo as perdas nos terminais do indutor e do diodo varactor. Para o caso experimental, a LTNL foi montada em uma placa de circuito impresso conforme mostra a Figura 4.4 (a). Os parâmetros do pulso de entrada aplicado na LTNL são: amplitude igual a 10 V,  $t_{ri} = 10 \text{ ns}$  e largura de pulso 350  $\mu$ s. O arranjo experimental utilizado para gerar ondas de sólitons em baixa potência é apresentado na Figura 4.4 (b).

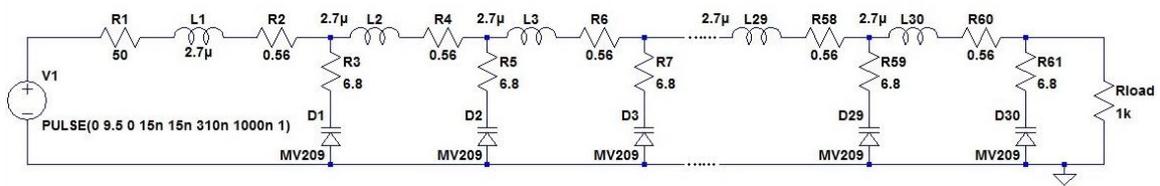
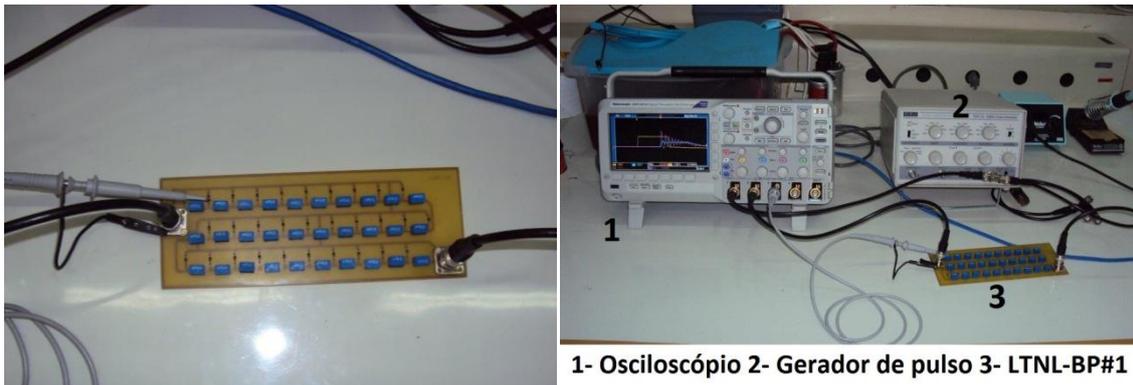


Figura 4.3- Modelo da LTNL com perdas utilizando o LT-SPICE.

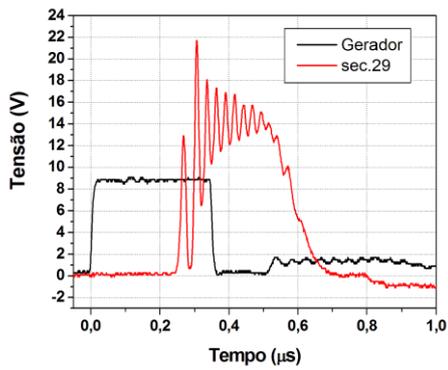


(a)

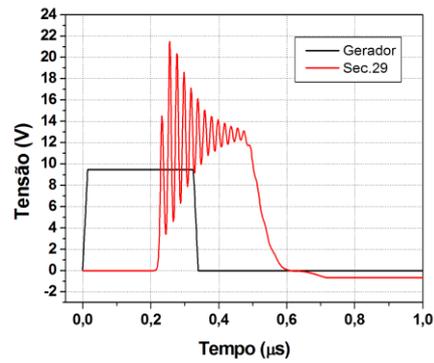
(b)

Figura 4.4- LTNL-BP1 com 30 seções (a) montada em uma placa de circuito impresso e (b) arranjo experimental.

Para cada teste da LTNL será variado somente um parâmetro, mantendo os outros ajustados inicialmente. Utilizando os parâmetros iniciais descritos anteriormente, para o caso experimental obtém-se na seção 29 um sinal com frequência média em torno de 33,0 MHz, e para os resultados de simulação a frequência média das oscilações obtidas na seção 29 ficou próxima de 40,0 MHz, conforme resultados apresentados nas Figuras 4.5 (a) e (b).



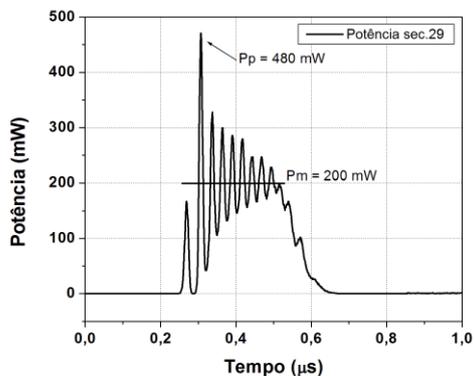
(a)



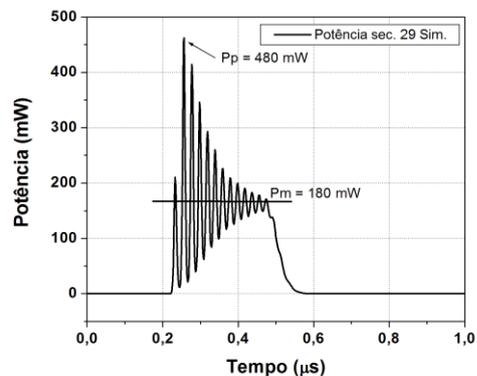
(b)

Figura 4.5- Pulso de entrada e oscilação obtida na seção 29 para a LTNL-BP#1 (a) experimental e (b) simulado.

A potência de pico e média obtida na saída da linha para o caso experimental e simulada apresentaram boa concordância, com pico de potência da ordem de 480 mW, potência média obtida na linha experimental ficou próximo de 200 mW e o resultado simulado ficou próximo de 180 mW, conforme mostra as curvas da Figuras 4.6 (a) e (b).



(a)



(b)

Figura 4.6- Potência de pico e média obtida na seção 29 para a LTNL-BP#1 (a) experimental e (b) simulado.

Na Figura 4.7 é ilustrada a propagação do pulso ao longo da linha mostrando a tensão de oscilação para diferentes seções da LTNL (seções 5, 10, 20 e 29). O

aumento na amplitude do pulso para a seção 29 é devido à reflexão causada pelo descasamento da linha ( $Z_0= 424 \Omega$ ) polarizada com a carga ( $R_L= 1 \text{ k}\Omega$ ) com coeficiente de reflexão positivo. Outra observação realizada na Figura 4.6 é que com o incremento das seções o tempo de atraso na saída aumenta, com relação ao pulso de entrada e, há um número maior de oscilações, mas a frequência de oscilação se mantém aproximadamente constante conforme já observado em [87].

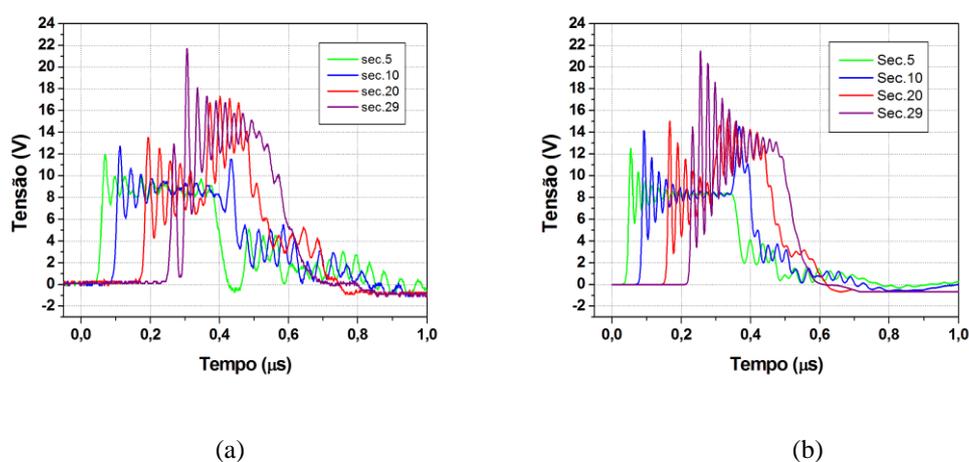


Figura 4.7- Tensão obtida em diferentes seções da LTNL-BP#1 para o caso (a) experimental e (b) simulado.

O primeiro parâmetro em análise com relação à resposta da LTNL foi o nível de tensão aplicada na entrada. Para o caso experimental, foram obtidos sinais de saída na seção 29 para três níveis de tensões diferentes 1, 5 e 10 volts, sendo o último o fundo de escala do gerador utilizado. Conforme apresentado na Figura 4.8 (a), para níveis de tensão muito baixa  $< 1 \text{ V}$  não há geração de sólitons na linha. Isto é explicado pelo baixo fator não linear do diodo varactor, ou seja, pela pequena variação da capacitância em função da tensão aplicada [88]. Outra influência do nível de tensão é que com o seu incremento tem-se um aumento no número de ciclos associado a um aumento da frequência de oscilação. Para o caso experimental a variação do nível de tensão ficou limitada ao fundo de escala do gerador usado, mas através do modelo implementado no LT-Spice foi possível verificar o comportamento da linha em

níveis de tensões mais altas. De acordo com a Figura 4.8 (b), se constata mais uma vez que com o aumento do nível de tensão, há um aumento na frequência e no número de ciclos. Após atingir o máximo nível de tensão, a saída começa a apresentar distorção na geração dos sólitons, conforme mostrado para tensão igual a 20 volts em azul.

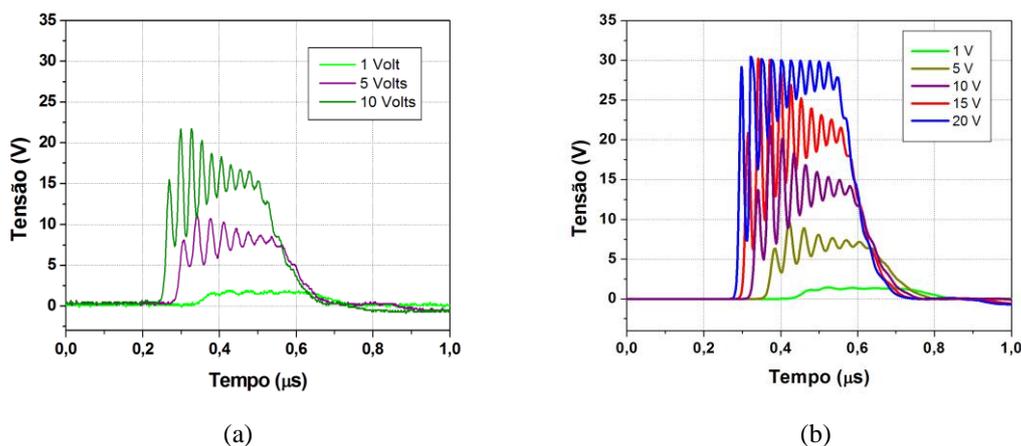


Figura 4.8- Tensão obtida na seção 29 para diferentes níveis de tensões aplicadas na entrada da LTNL-BP#1 para o caso (a) experimental e (b) simulado.

O segundo parâmetro investigado foi à variação do número de seções na LTNL. Para o caso experimental foram utilizadas 10, 20 e 30 seções, mantendo-se os parâmetros iniciais. Conforme apresentado pelo resultado experimental na Figura 4.9 (a) com o incremento de seções aumenta-se o tempo de atraso na saída com relação ao pulso de entrada. Também é observado um aumento no número de ciclos à medida que o número de seções aumenta, sendo o mesmo efeito notado em [84]. No modelo simulado, foram adotados  $n = 10, 20, 30, 40$  e  $50$ , conforme mostra a Figura 4.9 (b). O resultado simulado confirma o resultado experimental e, além disso, observa-se na simulação que com o aumento do número de seções tem-se uma redução na amplitude inicial do pulso de saída para  $n > 40$ . Isto se deve ao aumento de perdas com o aumento do comprimento da linha com um grande número de seções, de acordo com Figura 4.9 (b). Por outro lado, a profundidade de modulação da amplitude (VMD) das oscilações tende a aumentar com  $n$ .

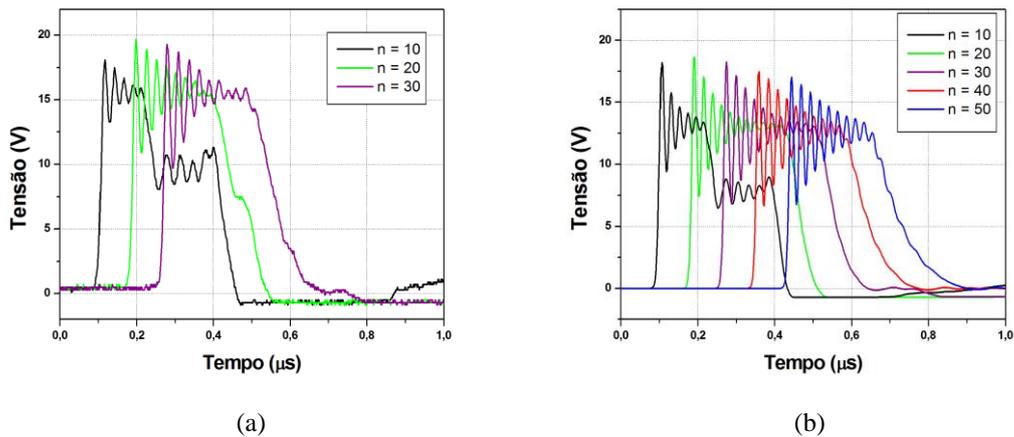


Figura 4.9- Efeito da variação do número de seções obtido na carga da LTNL-BP#1 para o caso (a) experimental e (b) simulado.

Outro parâmetro investigado na LTNL de baixa potência é o valor da carga resistiva em paralelo com a última seção, a qual representa a impedância de uma antena, de onde será transmitido o sinal de RF gerado na linha. Para o caso experimental a Figura 4.10 (a) mostra o efeito da variação de carga resistiva na saída, avaliando os efeitos da profundidade de modulação em tensão e a frequência gerada na seção 29. Fica claro que para valores altos de resistência ( $1\text{ k}\Omega$ ) com relação à impedância da linha ( $424\ \Omega$ ), a frequência aumenta, mas o número de ciclos permanece aproximadamente o mesmo para todos os valores de carga. Para baixos valores de carga, o nível DC no pulso de saída é reduzido devido à tensão de reflexão negativa na carga. A Figura 4.10 (b) apresenta o resultado simulado com boa concordância com o resultado experimental.

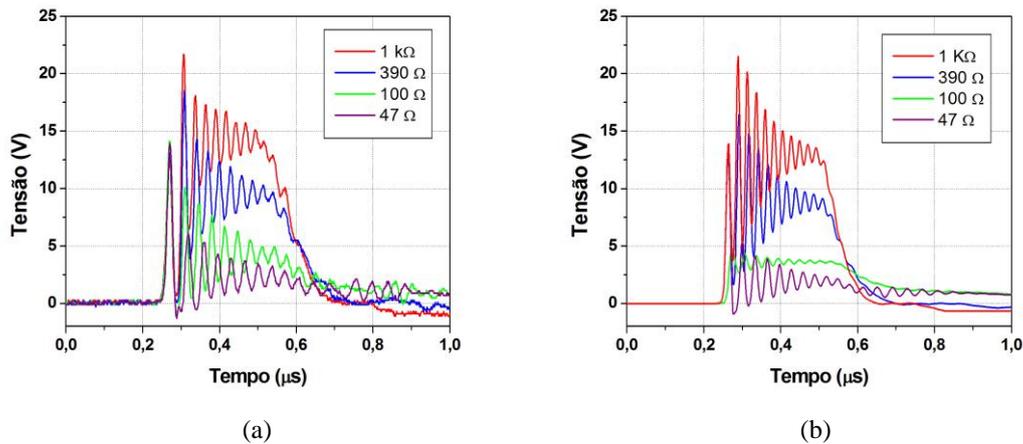


Figura 4.10- Efeito da variação da carga resistiva na LTNL-BP#1 para o caso (a) experimental e (b) simulado obtido na seção 29.

A variação da frequência para diferentes valores de carga fica claro no gráfico da Transformada Rápida de Fourier (FFT- *Fast Fourier Transform*) com valores entre 25 e 40 MHz aproximadamente, conforme mostrado pelas Figuras 4.11 (a) e (b). Com a redução da carga na saída da linha, o nível DC é reduzido e, portanto, a frequência de Bragg da linha polarizada decresce e conseqüentemente a frequência de oscilação tende para 25 MHz, enquanto que o oposto, o aumento de carga, a oscilação tende para 50 MHz, de acordo com o último lóbulo exibido na Figura 4.11 (a) e (b) respectivamente [88]. O resultado correspondente da FFT obtido na simulação é apresentado na Figura 4.12 para todos os valores de carga, onde pode se notar que a frequência de oscilação aumenta com o aumento da carga, conforme último lóbulo do espectro.

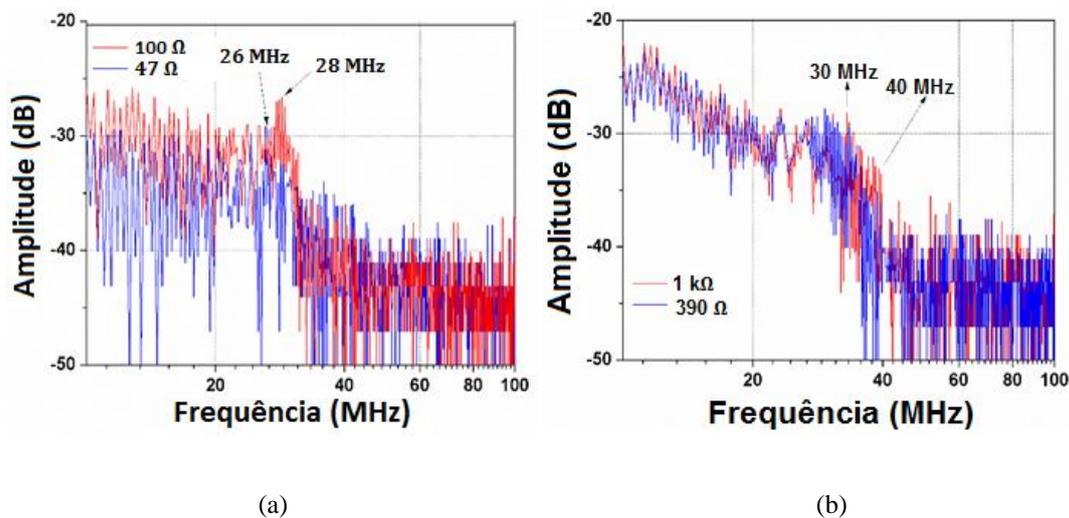


Figura 4.11- Espectro da FFT para o pulso de saída na LTNL-BP#1 experimental com cargas de (a) 47 e 100  $\Omega$  e (b) 390 e 1 k $\Omega$ .

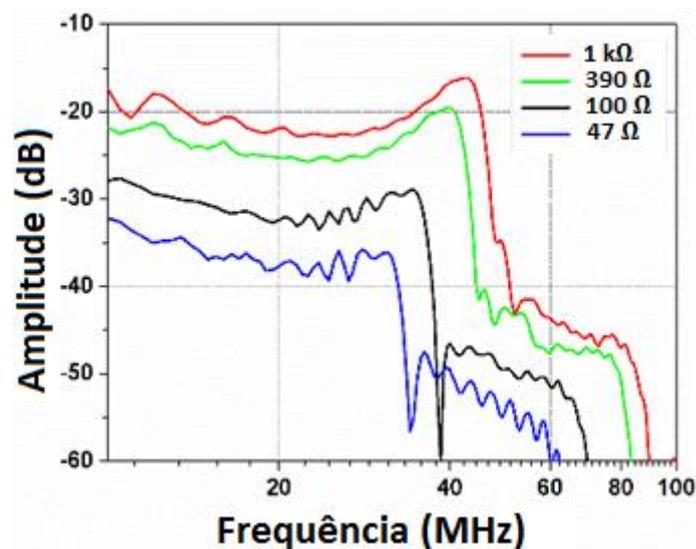


Figura 4.12- Espectro da FFT para o pulso de saída na LTNL-BP#1 simulada para todas as cargas.

A largura do pulso de entrada também foi analisada, e verificou-se que este interfere diretamente no número de oscilações. Utilizando-se o gerador de pulso da TTi modelo TGP 110, com largura de pulso mínima de 50 ns, realizamos uma varredura partindo do limite mínimo até próximo 500 ns. Para facilitar a comparação dos resultados, foram inseridas todas as formas de onda em um gráfico com um deslocamento entre as formas de onda no eixo da abscissa. Verificamos que para pequena largura de pulso  $\leq 50$  ns aplicado da entrada da linha, obtém-se na saída somente um lóbulo, e com o aumento da

largura de pulso, tem-se a formação de sólitons sobre a amplitude do pulso de saída como mostrado pelos vários lóbulos na Figura 4.13.

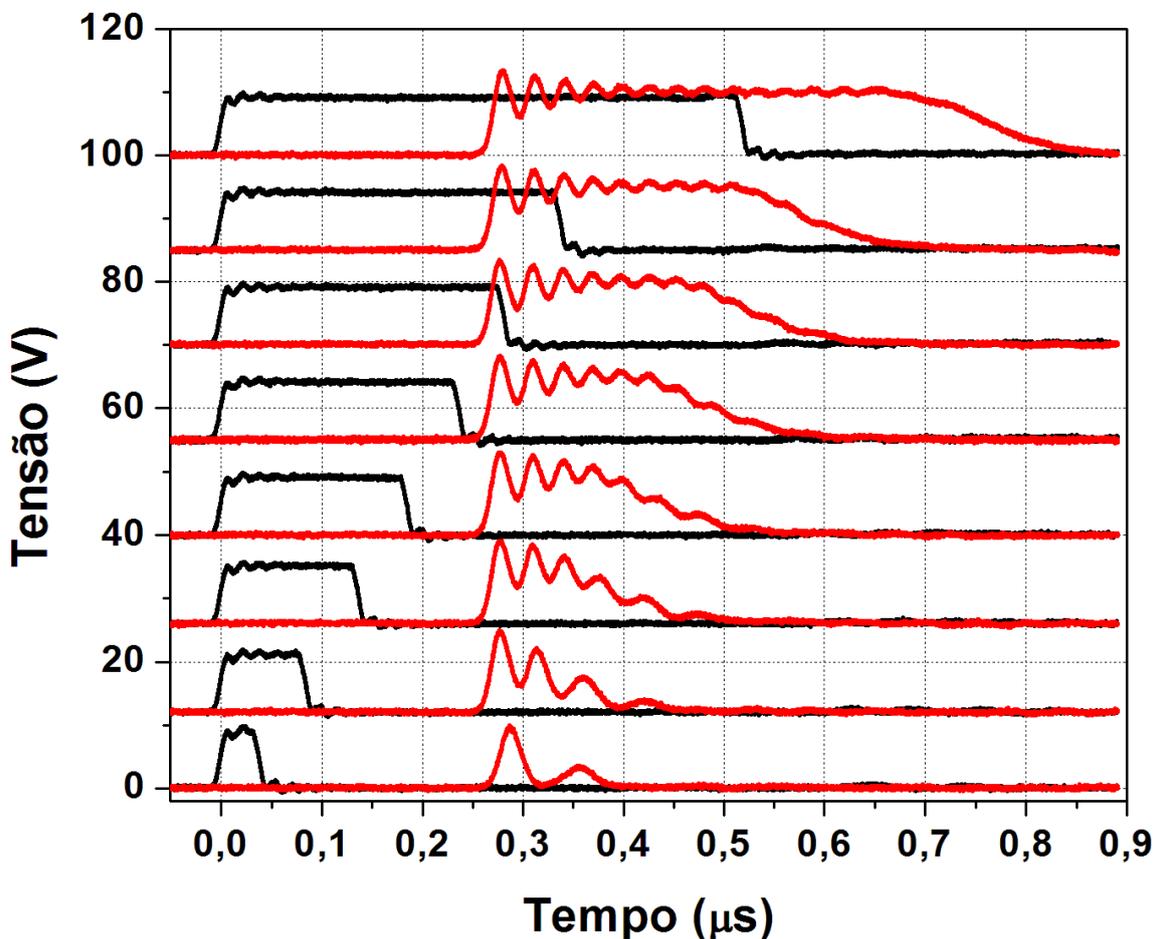


Figura 4.13- Efeito da largura do pulso de entrada na geração do sóltion obtida na saída da LTNL-BP#1 para uma linha de baixa potência.

Conforme já investigado em outro trabalho [89] utilizamos uma carga RLC ao invés de uma carga puramente resistiva na saída da LTNL-BP#1 com o objetivo de aumentar a amplitude de modulação na extração do pulso de RF. Os valores calculados para a carga RLC foram respectivamente  $R = 470 \Omega$ ,  $L = 5,63 \mu\text{H}$  e  $C = 10 \text{ pF}$ . Os valores comerciais disponíveis e usados para os testes experimentais foram  $R = 470 \Omega$ ,  $L = 4,6 \mu\text{H}$  e  $C = 10 \text{ pF}$ . Conforme mostrado na Figura 4.14, a curva em azul apresenta a geração de sólitons, utilizando uma carga puramente resistiva de  $1 \text{ k}\Omega$ , com  $V_{MD} = 9,6 \text{ V}$  e  $V_{max} = 15,66 \text{ V}$ . Por outro lado, utilizando-se a carga RLC obtivemos  $V_{MD} = 11,55 \text{ V}$  e

$V_{max} = 26,77 \text{ V}$ , ou seja, houve um pequeno aumento na amplitude de modulação e um significativo aumento na amplitude máxima do pulso obtido na saída, conforme mostra a curva em vermelho na Figura 4.14.

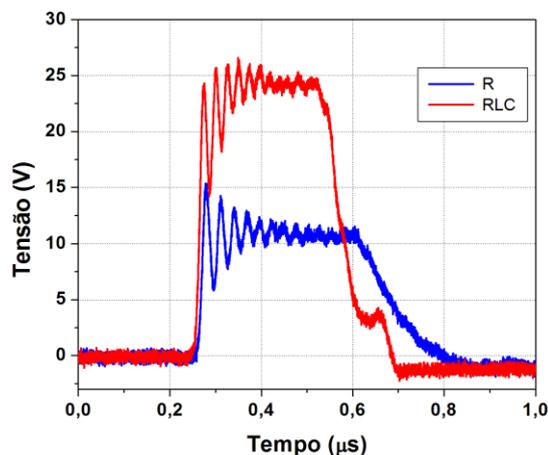


Figura 4.14- Resultado experimental obtido na saída da LTNL-BP#1 usando carga R e RLC.

Utilizando o software LT-Spice para simular a LTNL-BP#1 com carga RLC usada no caso experimental, verifica-se que o resultado simulado, curva em vermelha, tem boa concordância com o resultado experimental, conforme mostrado na Figura 4.15.

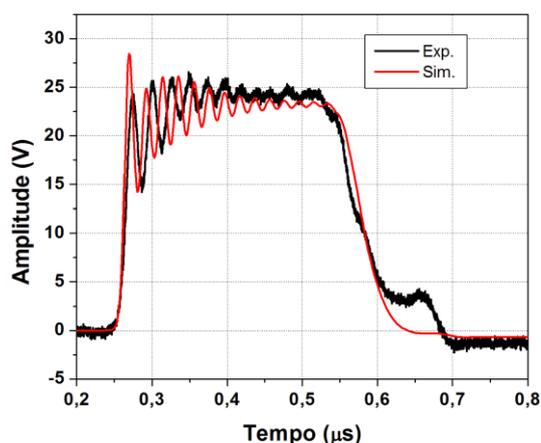
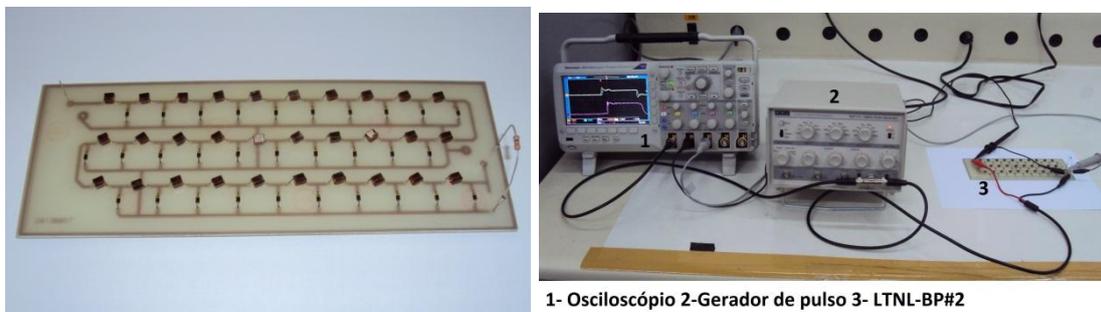


Figura 4.15- Resultados de simulação comparada com o experimental obtido na saída da LTNL-BP#1 usando carga RLC.

Outra linha de baixa potência (LTNL-BP#2) foi construída em uma placa de circuito impresso utilizando o diodo varactor (modelo BB809) com  $C_0 = 49 \text{ pF}$  e  $C_{\text{sat}} = 5 \text{ pF}$  (ver Figura 4.2) e indutores lineares com  $L = 56 \text{ nH}$  (este valor de indutância foi escolhido devido a frequência pretendida para geração das oscilações com o valor comercial mais próximo disponível daquele que foi calculado) conforme mostra a Figura 4.16 (a). O arranjo experimental montado na bancada é apresentado na Figura 4.16 (b). Uma carga resistiva de  $33 \Omega$  foi utilizada para casar com a impedância característica inicial da linha (calculada de aproximadamente  $33,8 \Omega$  (inicial)).



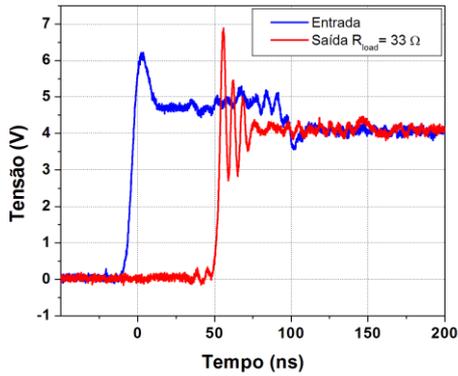
(a)

(b)

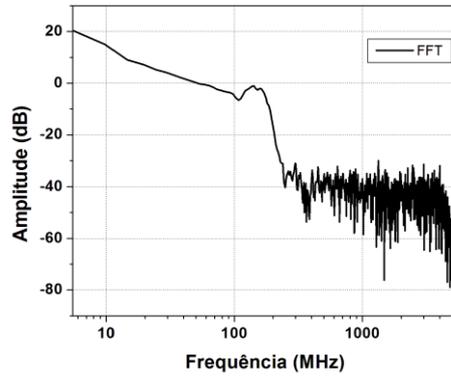
Figura 4.16- LTNL de baixa potência com 30 seções, usando indutores com núcleo de ar e diodos varactores (a) montada em uma placa de circuito impresso e (b) arranjo experimental.

Utilizando-se um osciloscópio da empresa Agilent com largura de banda de 1 GHz, um gerador (Modelo TGP 110) com tempo de subida de pulso especificado da ordem de 15 ns conectado diretamente a entrada da linha e com tempo de atraso da linha da ordem de 50 ns, obtém-se na saída da linha a geração de ondas de sólitons conforme mostra a Figura 4.17. Na Figura 4.17 (a) são apresentadas as curvas obtidas na entrada, com tempo de subida da ordem de 20 ns, e como tri é da ordem de  $\Delta T$ , tem-se na saída geração de ondas de sólitons em torno de 170 MHz, conforme mostra a curva em vermelho obtida na carga de  $33 \Omega$ . Como se pode observar pela correspondente FFT (Figura 4.17 (b)) do pulso de saída (linha vermelha na Figura 4.17 (a)). A frequência de 170 MHz obtida na saída da linha com os resultados

experimentais, esta próximo do valor calculado para a  $f_{\text{Bragg}}/2 = 150$  MHz. Para o cálculo da frequência de Bragg foi utilizando  $C = 20$  pF (ver novamente a Figura 4.2), pois o nível DC do pulso de saída é da ordem de 5 V conforme mostra a linha azul da Figura 4.17 (a).



(a)



(b)

Figura 4.17- LTNL-BP#2 usando o núcleo de ar com 56 nH (a) pulso de entrada e oscilações na carga de 33  $\Omega$  e (b) espectro da FFT para sinal da carga.

A potência de pico obtida na carga de 33  $\Omega$  da LTNL BP#2 ficou em torno de 1,45 W e a potência média próximo de 600 mW conforme mostra a Figura 4.18.

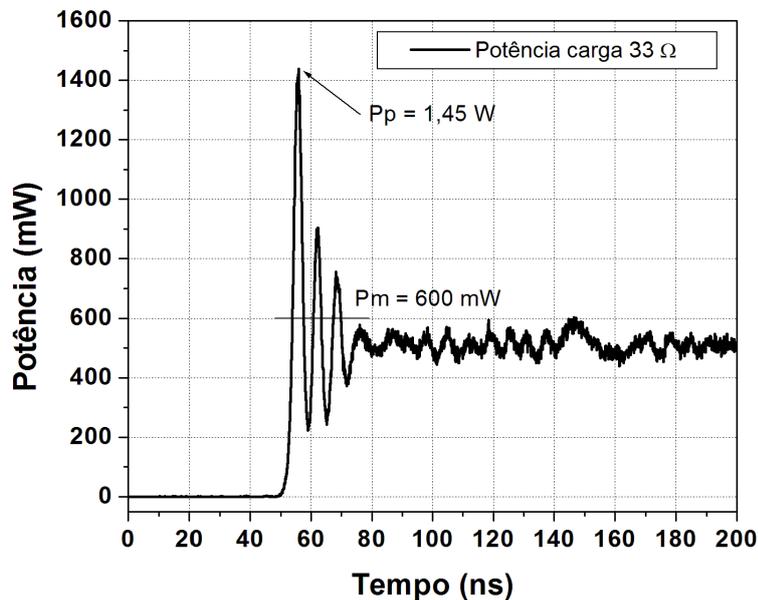
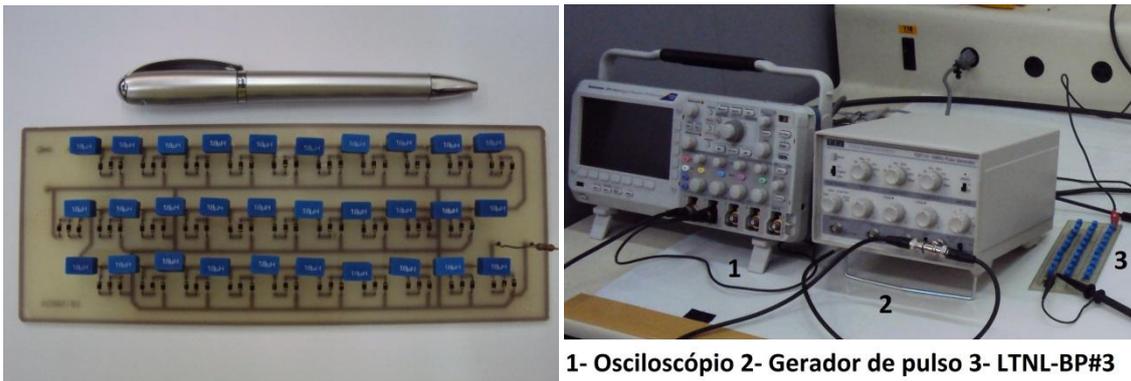


Figura 4.18- Potência de pico e média obtida na carga de 33  $\Omega$  para a LTNL-BP#2.

Semelhante ao trabalho descrito em [90], outra LTNL capacitiva foi desenvolvida utilizando-se diodos varactores em série para trabalhar com níveis de tensões maiores e com isto atingir frequências e potências mais altas. Foram utilizados três diodos varactores em série do modelo BB809, e indutores lineares com  $L = 1,8 \mu\text{H}$  conforme mostra a Figura 4.19 (a). De acordo com a associação de capacitores em série o valor calculado para  $C_0 = 16,3 \text{ pF}$  e  $C_{\text{sat}} = 1,6 \text{ pF}$ . O arranjo experimental montado na bancada é apresentado na Figura 4.19 (b), utilizando-se o mesmo gerador rápido de pulso TGP110 e osciloscópio da Tektronix de menor banda (100 MHz), pois de acordo com o projeto a frequência de oscilação é menor do que 50 MHz. Uma carga resistiva de 330  $\Omega$  foi utilizada para casar com a impedância inicial da linha (calculada) de aproximadamente 330  $\Omega$ .



(a)

(b)

Figura 4.19- Construção de uma LTNL-BP#3 utilizando diodo varactor em serie e indutores de  $1,8 \mu\text{H}$  (a) montado em PCB e (b) arranjo experimental.

O tempo de atraso da linha calculada para esta linha com varactores em série é da ordem de  $160 \text{ ns}$ , o que está razoavelmente de acordo com o atraso do pulso de saída obtido na Figura 4.20. Mais uma vez como o tempo de subida do pulso de entrada está na faixa de  $20/30 \text{ ns}$  e, portanto  $t_{ri} < \Delta T = 160/180 \text{ ns}$ , como mostrado experimentalmente na Figura 4.20, há a geração de oscilações de sólitons na saída da linha como previsto pela teoria.

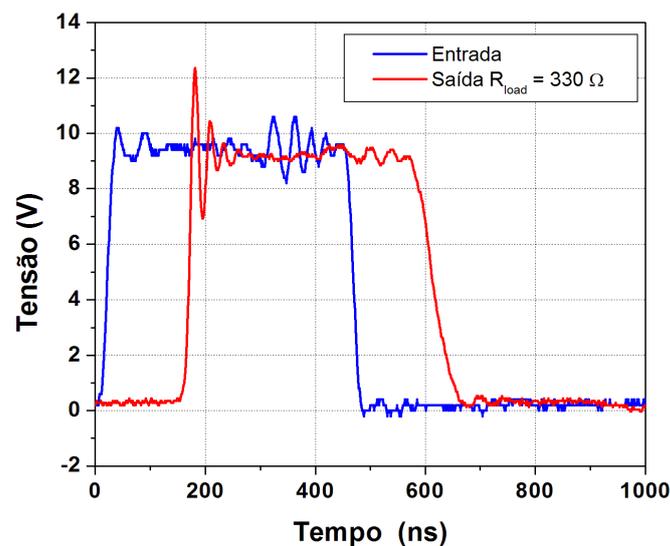


Figura 4.20- Pulso de entrada e saída da LTNL-BP#3 usando associação de diodo varactores em baixa tensão.

A potência de pico atingida na saída desta linha foi da ordem de 460 mW e sua potência média ficou próximo de 270 mW conforme mostrado na Figura 4.21.

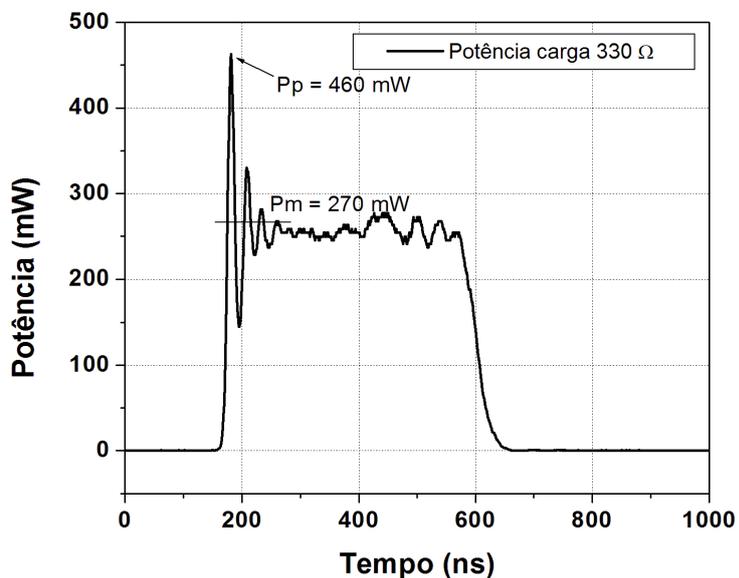


Figura 4.21- Potência de pico e potência média obtida na carga de 330 Ω de entrada e saída da LTNL-BP#3 usando associação de diodos varactores.

A geração de sólitons obtida na carga de 330 Ω atingiu frequência da ordem de 40 MHz conforme demonstrado pelo espectro da FFT na Figura 4.22.

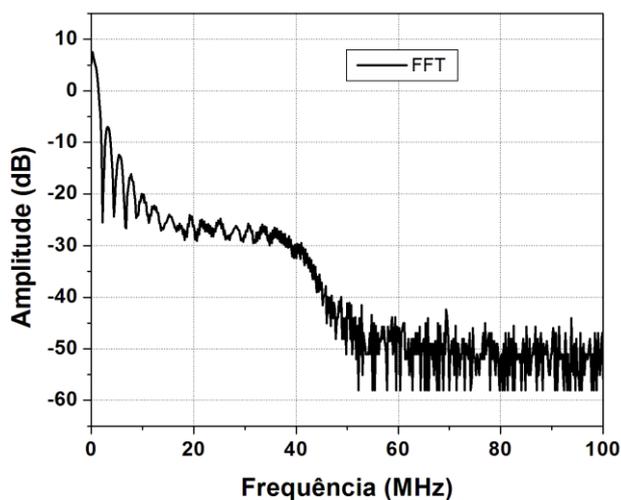


Figura 4.22- Espectro da FFT do pulso de saída obtido para LTNL-BP#3 com associação de diodos varactores em baixa tensão.

A montagem de uma linha com componentes do tipo SMD contribui para um projeto mais compacto e mais leve, requisitos que são fundamentais para um projeto a ser embarcado em satélites ou veículos espaciais. Buscando um projeto de LTNLs de baixa potência mais compacto, foram utilizados diodos varactores modelo BB640, na mesma configuração utilizada para diodo BB809 (ver Figura 4.1), e indutores com indutância nominal de 100 nH, ambos com montagem do tipo SMD para construção de uma LTNL de 30 seções. O comportamento do diodo varactor em função da tensão reversa é apresentado na Figura 4.23, onde a capacitância inicial parte de 87 pF e chega próximo de 4 pF para tensão reversa máxima de 30 volts, alcançando assim um fator de não linearidade da ordem de 95 % ou de 1/20 aproximadamente.

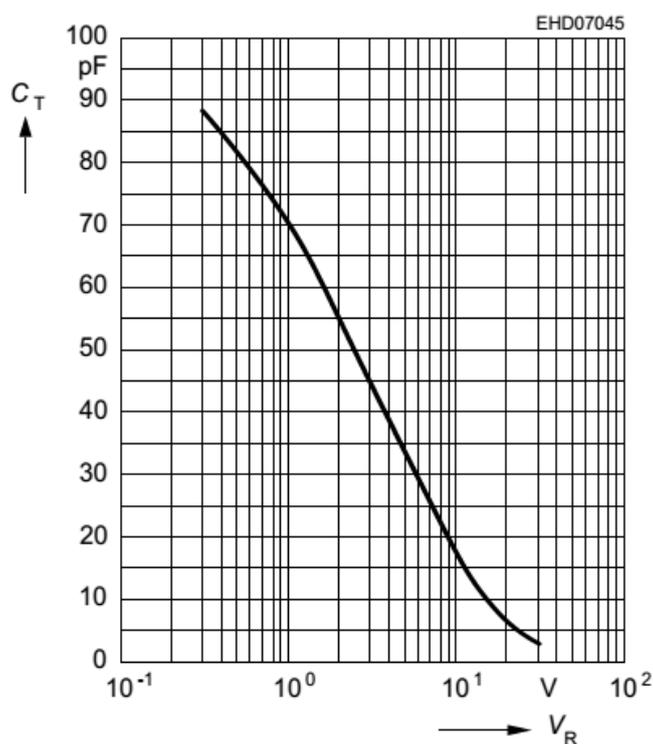
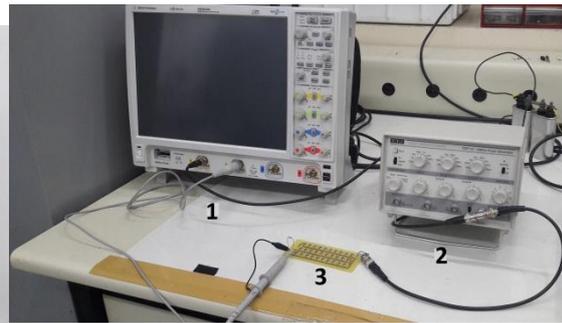
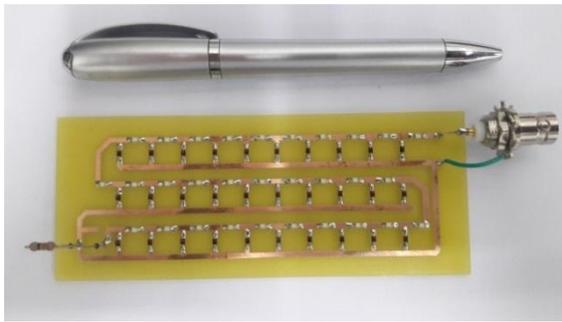


Figura 4.23- Curva típica de um diodo varactor modelo BB640 em função da tensão reversa [91].

A montagem da LTNL em uma placa de circuito impresso do tipo superficial é mostrada na Figura 4.24 (a), e o esquema elétrico usado para a montagem é apresentado na Fig. 4.1. O arranjo experimental utilizando o gerador de pulso TGP e o osciloscópio de 1 GHz é apresentado na Figura 4.24 (b).



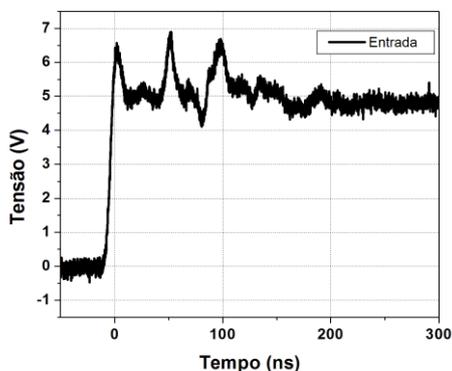
1- Osciloscópio 2- Gerador de pulso 3- LTNL-BP#4

(a)

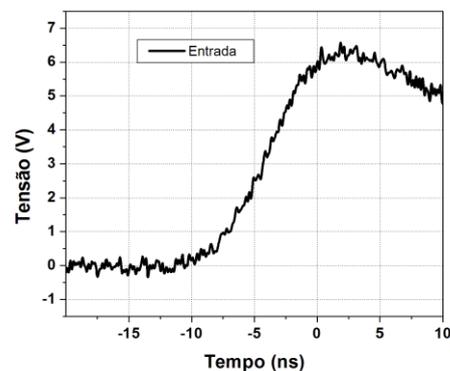
(b)

Figura 4.24- LTNL-BP#4 de montagem superficial (a) soldada em uma placa de circuito impresso e seu (b) arranjo experimental.

A saída do gerador é ajustada para 12 V, mas o pulso aplicado na entrada da linha atinge uma tensão máxima da ordem de 6,0 V, devido ao divisor de tensão entre a impedância do gerador e da LTNL conforme mostra a Figura 4.25 (a). O tempo de subida do pulso é da ordem de 10 ns conforme mostra a Figura 4.25 (b).



(a)



(b)

Figura 4.25- Pulso aplicado na entrada da LTNL-BP#4 (a) com escala de tempo expandida e (b) reduzida.

Utilizando-se uma linha com 30 seções,  $C_0 = 87$  pF,  $C_{\text{sat}} = 25$  pF em 6,0 V (ver Figura 4.23) e  $L = 100$  nH obtém-se  $Z = 33,9$   $\Omega$  e  $\Delta T = 88,0$  ns. Conforme mostrado na Figura 4.26 (b), uma vez que  $t_{ri} < \Delta T$ , há na saída da linha a geração das ondas de sólitons, resultado confirmado pelas oscilações no pulso

de saída da linha, conforme mostra a Figura 4.26 (a). A frequência de Bragg/2 calculada para esta linha é da ordem de 100 MHz, valor bem próximo do obtido no espectro da FFT de 120 MHz conforme mostra a Figura 4.26 (b).

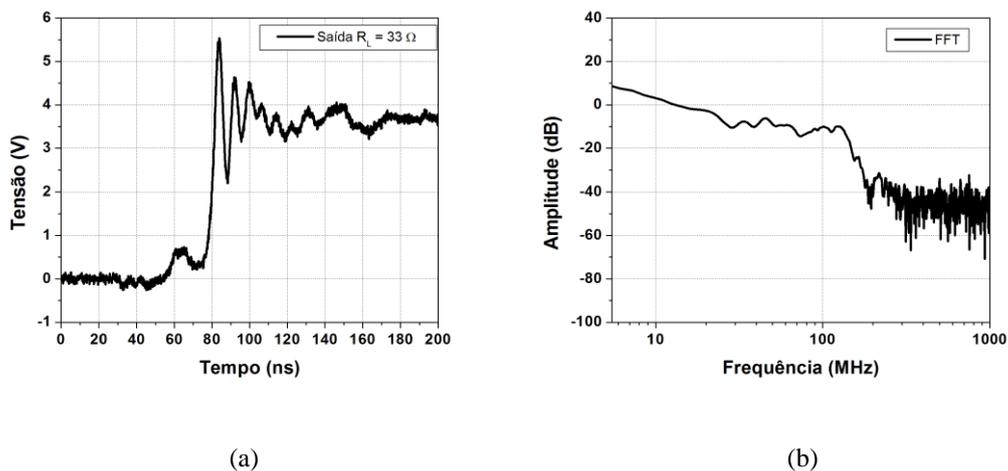


Figura 4.26- Resultados obtidos na carga de 33 Ω (a) geração de soliton e (b) espectro da FFT para a LTNL-BP#4.

A potência de pico obtido na carga de 33 Ω para a LTNL BP#4 ficou em torno de 930 mW e a potência média próxima de 520 mW, conforme mostra a curva da Figura 4.27.

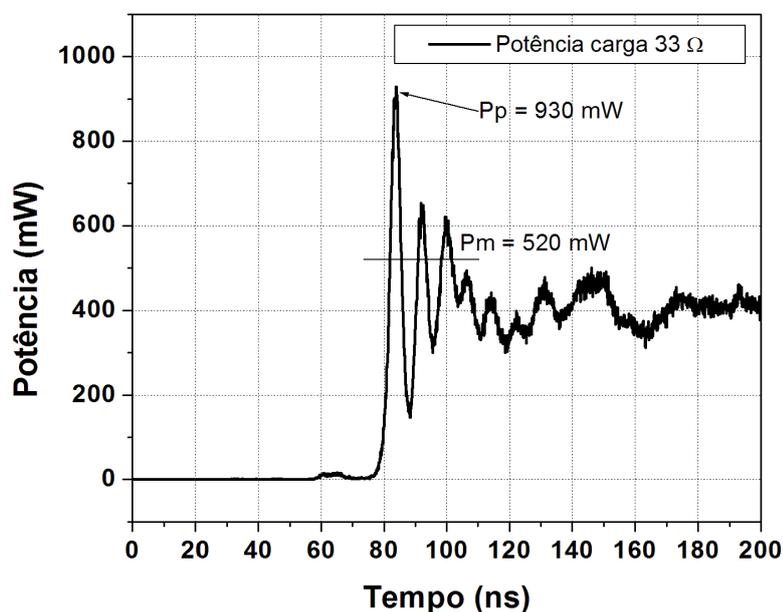


Figura 4.27- Potência de pico e potência média medida na carga de 33 Ω para a LTNL-BP#4.

A geração de sólitons ao longo da linha nas seções 10, 20, 29 e sobre a carga é apresentada na Figura 4.28. Para evitar a sobreposição das curvas e facilitar sua comparação, foi introduzido um deslocamento no eixo das ordenadas de 2 V entre as curvas. Neste espectro é possível verificar o processo de formação das ondas de soliton ao longo da linha, com pequenas oscilações na seção 10 e modulação em amplitude definida ao final da linha e na carga, conforme observado na curva azul e vermelha obtida nas seções 29 e sobre a carga, respectivamente. A frequência das oscilações de sólitons ao longo da linha não se altera, permanecendo próxima de 120 MHz de acordo com o formato das curvas na Figura 4.28.

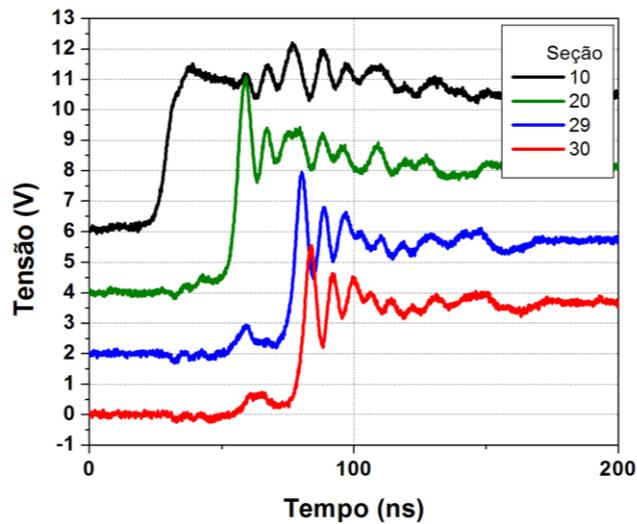


Figura 4.28- Geração de sóliton ao longo da LTNL-BP#4 de montagem superficial.

#### 4.1.1.2 Resultados com pulso negativo

Por outro lado, para se atingir tensões mais altas (uma vez que a tensão de saída do gerador de pulsos é limitada em 10 V) e com tempo de descida da ordem de algumas dezenas de ns, construiu-se o circuito de chaveamento utilizando-se o transistor IGBT (modelo IRGP30B120KD) e o *MOSFET driver* (modelo UCC37321), conforme apresentado pelo circuito elétrico da Figura 4.29. O uso do *MOSFET driver* é necessário quando se deseja rápidos tempos de chaveamento (dezenas de ns) com alta corrente do coletor do IGBT (algumas dezenas de Amperes). Os primeiros testes foram realizados sobre uma carga resistiva de 330  $\Omega$ , e o tempo de descida obtido nesta configuração foi da ordem de 20 ns conforme mostra a Figura 4.30.

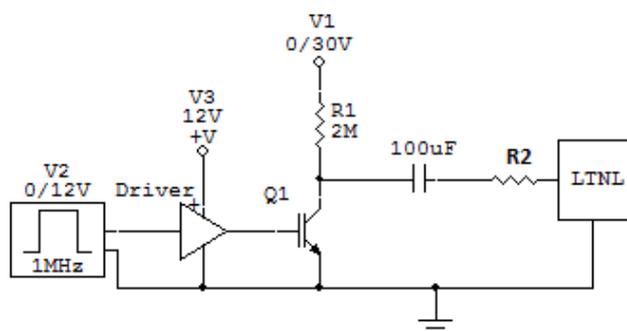


Figura 4.29- Circuito elétrico com driver e chave IGBT.

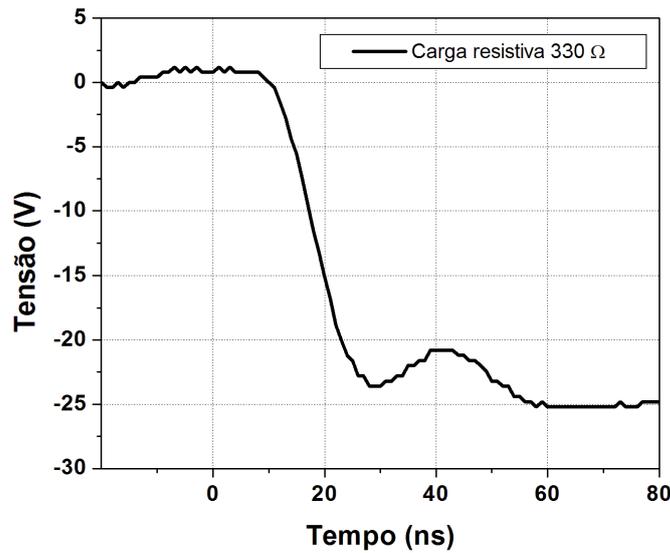


Figura 4.30- Pulso de saída do circuito de chaveamento obtido em uma carga resistiva de 330  $\Omega$ .

Usando-se a configuração da Figura 4.29, o pulso a ser aplicado na entrada da LTNL é negativo, conforme mostra a Figura 4.30. Como o diodo varactor na LTNL deve ser polarizado no modo reverso para operar como capacitor de capacitância variável, os diodos são invertidos na configuração com pulso de entrada negativo, de acordo com o esquema elétrico apresentado na Figura 4.31. Todos os resultados apresentados a seguir foram obtidos com osciloscópio de maior largura de banda (1 GHz).

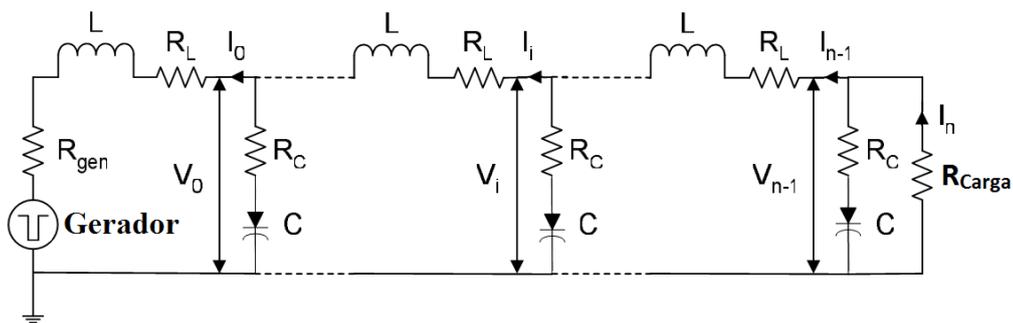


Figura 4.31- Configuração da LTNL de baixa tensão para operar com pulsos negativos.

A LTNL de baixa tensão é composta pelos diodos varactores modelo BB809, (elemento não linear), indutores com núcleo de ar com indutância igual 56 nF

sobre placa de circuito impresso com 30 seções. A redução do tempo de descida do pulso e impedância da linha são calculadas usando-se os valores de  $C_0 = 49$  pF,  $C_{Vmax} = 4$  pF e  $L = 56$  nH. Como estes valores, tem-se  $\Delta T = 35,5$  ns,  $Z_0 = 33,8 \Omega$  e  $Z_{Vmax} = 118,3 \Omega$ . Inicialmente foi utilizada uma carga resistiva de  $33 \Omega$  casada com a impedância inicial da linha. Conforme apresentado pela Figura 4.32 (a) o tempo de descida do pulso obtido na entrada da linha é da ordem de 30 ns, isto é  $t_{di} < \Delta T$ , o que resulta na geração de ondas de sólitons, como mostra o resultado obtido sobre a carga de  $33 \Omega$  na Figura 4.32 (b). A frequência dos sólitons obtidos sobre a carga foi da ordem de 330 MHz, valor muito próximo do cálculo da frequência de Bragg/2 em torno de 336 MHz.

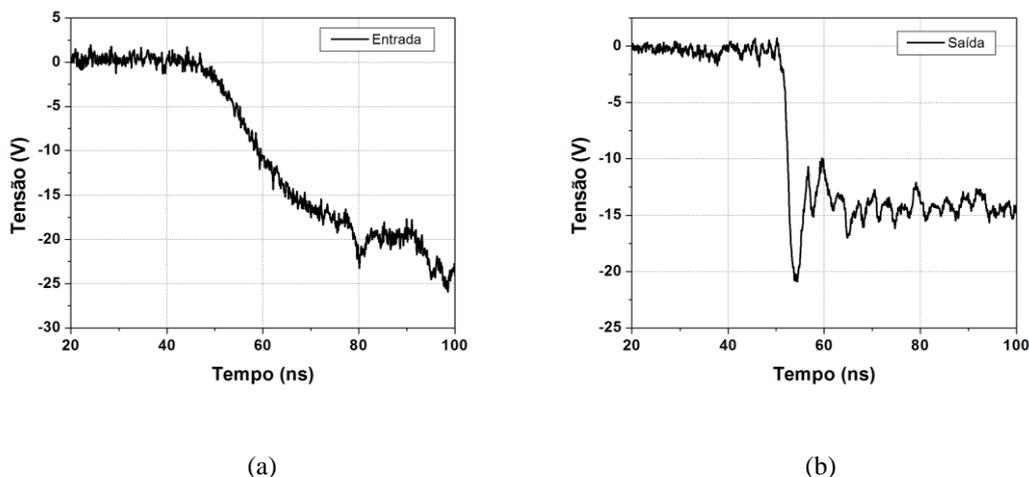
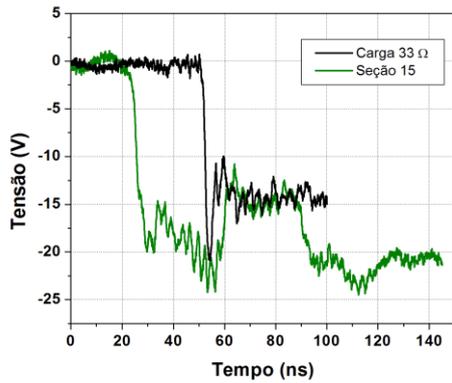
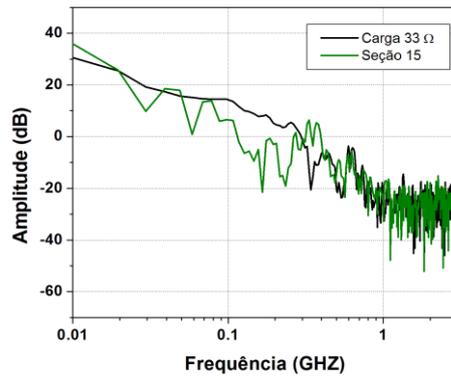


Figura 4.32- Circuito de chaveamento utilizando o driver e o IGBT apresentando (a) pulso na entrada da LTNL-BP#2 e (b) geração de Sóliton na carga de  $33 \Omega$ .

Para efeito de comparação são apresentados na Figura 4.33 os pulsos na carga e no meio da linha (seção 15). As oscilações obtidas no meio da linha apresentam menor profundidade de modulação comparada ao sinal na carga, de acordo com a Figura 4.33 (a), porém a frequência de oscilação permanece basicamente a mesma em torno de 330 MHz, conforme o espectro das correspondentes FFTs apresentadas pela Figura 4.33 (b).



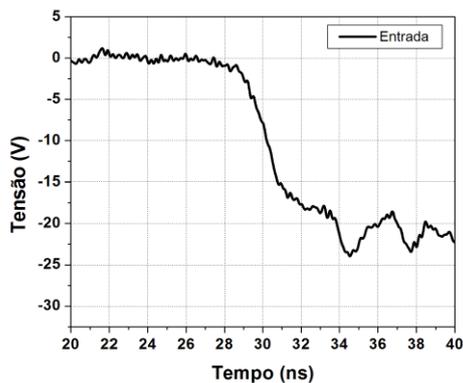
(a)



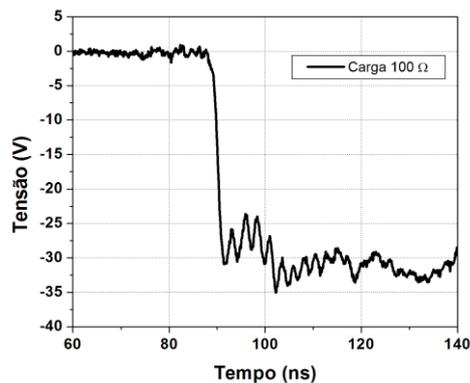
(b)

Figura 4.33- Comparação dos resultados obtidos na seção 29 e na carga de  $33 \Omega$  (a) para pulso de saída e (b) do espectro da FFT para a LTNL-BP#2.

Outros testes foram realizados utilizando uma carga resistiva de  $100 \Omega$ , que está próxima do valor calculado da impedância de saturação de  $118,3 \Omega$ . De acordo com a Figura 4.34 (a) o tempo de descida do pulso medido é da ordem de  $6 \text{ ns}$ , novamente tem-se  $t_{di} < \Delta T$  para efeito de geração de sólitons. A frequência de oscilação dos sólitons se manteve com valor da ordem de  $330 \text{ MHz}$  de acordo com Figura 4.34 (b).



(a)



(b)

Figura 4.34- Pulso obtido (a) na entrada da LTNL e (b) na saída da carga de  $100 \Omega$  para a LTNL-BP#2.

O espectro da FFT apresentado na Figura 4.35 confirma a frequência de oscilação estimada de  $330 \text{ MHz}$ . Como nesta linha, o espectro de frequência

de oscilação varia no tempo, pois há entre os picos intermediários intervalos de tempos menores da ordem de 2 ns, observa-se no espectro da FFT outro lóbulo da ordem de 500 MHz conforme mostra a Figura 4.35. Entretanto, a frequência de oscilação dos sólitons próxima de 330 MHz está sendo considerada como o maior lóbulo observado da FFT conforme mostra a Figura 4.34 (b), o que está de acordo com o cálculo da  $f_{\text{bragg}}/2$ .

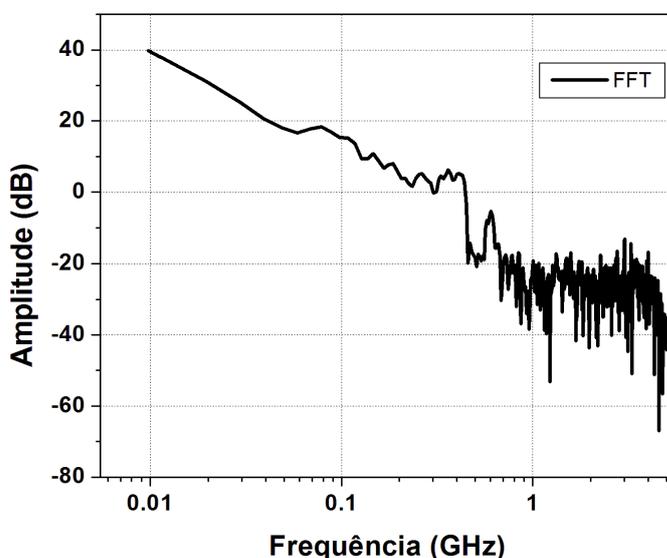


Figura 4.35- Espectro da FFT obtido na carga de 100  $\Omega$  para a LTNL-BP#2.

Outros valores de carga foram colocados na saída da linha, como 500  $\Omega$  e 2,2 k $\Omega$  para verificar a resposta da linha usando valores de carga completamente descasada. De acordo com a Figura 4.36 (a) foi introduzido um atraso entre os pulsos a fim de facilitar a comparação dos resultados. Para cargas descasadas os resultados mostram um número menor de oscilações e também um baixo valor para a amplitude de modulação. No espectro da FFT, apresentada pela Figura 4.36 (b), também foi incrementado um intervalo de 20 dB entre as curvas, com a finalidade de facilitar a comparação dos resultados. Os espectros da FFT mostram que independente da carga resistiva a frequência de oscilação medida fica em torno de 330 MHz.

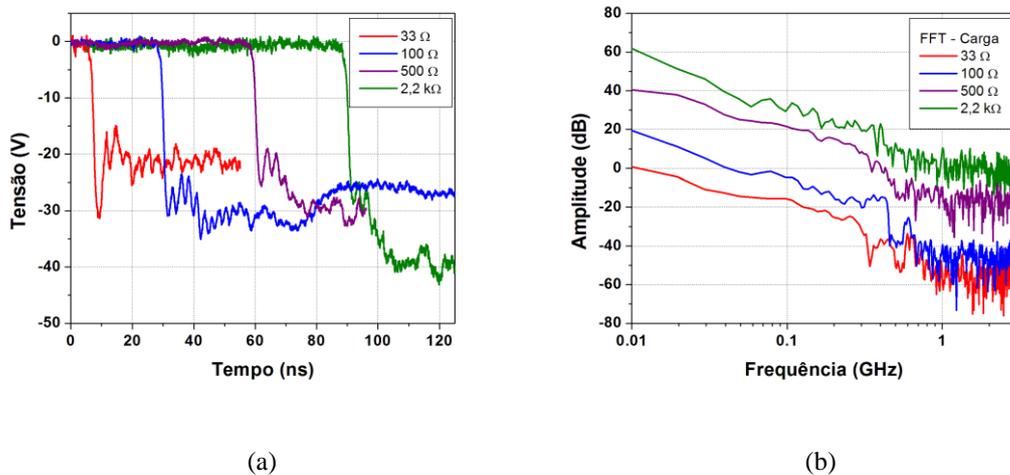


Figura 4.36- Geração de ondas de sólitons obtida na saída da LTNL-BP#2 (a) para diferentes cargas e (b) suas respectivas FFTs.

Usando a mesma configuração apresentada na Figura 4.31 e empregando cinco diodos varactores em série temos a construção de uma linha de média potência utilizando o diodo varactor como elemento não linear. Isto foi feito para se trabalhar com níveis de tensões mais altas e assim atingir potências mais elevadas, como o diodo varactor possui uma tensão de ruptura reversa de 30 V podemos aplicar na entrada desta linha uma tensão máxima de 150 V. A fotografia da linha montada em uma placa de circuito impresso com 30 seções é apresentada na Figura 4.37.



Figura 4.37- LTNL-MP#5 construída com varactores em série para geração de sóliton em média potência.

Para esta linha foram utilizados cinco varactores, modelo BB809, conectados em série e indutores lineares de 1,8  $\mu\text{H}$ . A capacitância inicial de cada ramo ficou em torno de 9,8 pF e para a saturação uma capacitância próxima de 1 pF.

O tempo de atraso calculado para esta linha com varactores em série é da ordem de 42,87 ns, o que está razoavelmente de acordo com o atraso do pulso na seção 15 (medido 30 ns) conforme mostra a Figura 4.38 (a) e (b). A frequência do soliton gerada na seção 15 ficou em torno de 55 MHz (ver Figura 4.38 (b)), o que leva a um valor de capacitância saturada próximo de 4,65 pF. A frequência obtida nesta linha com diodo varactor em série (55 MHz) apresentou um considerável aumento na frequência de oscilação em relação à linha com apenas um diodo varactor no ramo LC (33 MHz), um aumento próximo de 40 %. Com relação à máxima amplitude de modulação, nesta linha com varactores em série, está ficou em torno de 123 V, quase oito vezes maior do que a amplitude de modulação obtida em uma linha com apenas um diodo varactor no ramo LC (16 V aproximadamente).

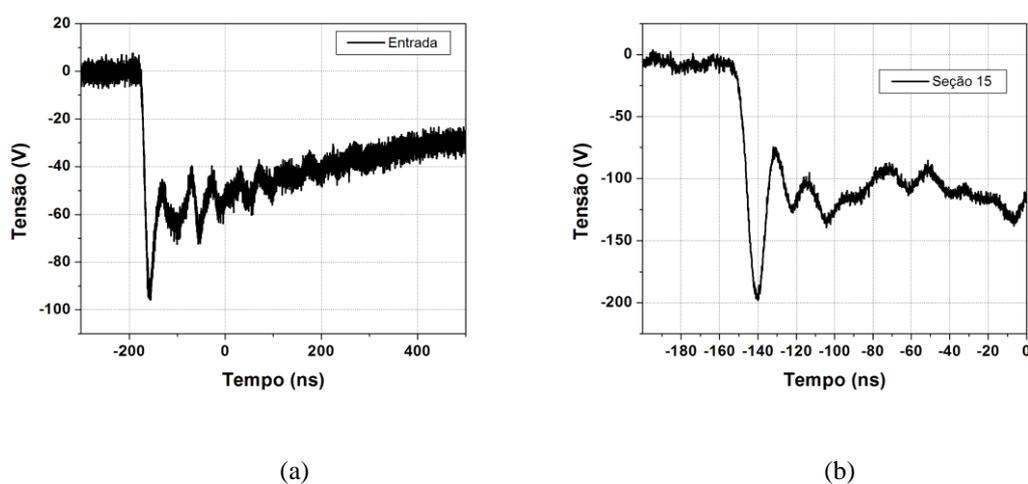


Figura 4.38- Geração de ondas de sólitons obtida na LTNL-MP#5 com varactores em série (a) pulso de entrada e (b) pulso de saída.

O espectro da FFT obtido na seção 15 confirma a faixa de frequência medida através do período medido entre picos na Figura 4.39 (b), da ordem de 55 MHz.

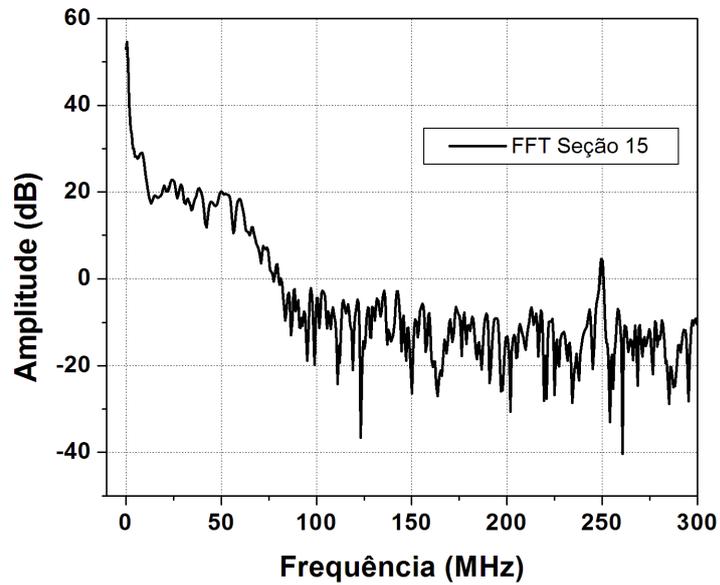


Figura 4.39- Espectro da FFT obtido na seção 15 para a LTNL-MP#5 com diodo varactor em série.

Para a LTNL MP#5 (ver Tabela IV) a potência máxima obtida na seção 15 foi da ordem de 76 W e a potência média em torno de 30 W conforme mostra a Figura 4.40.

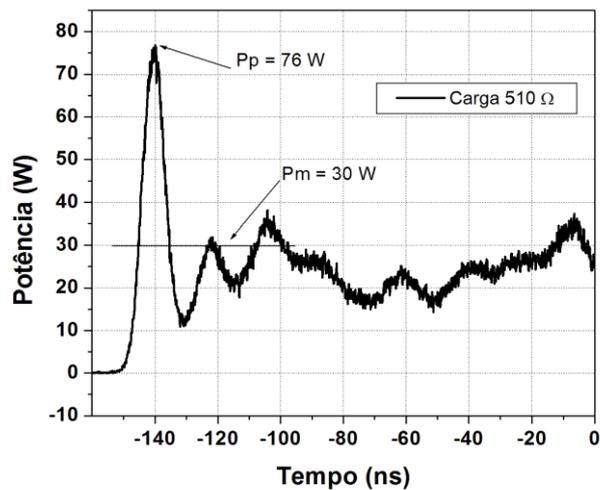


Figura 4.40- Potência máxima e média na seção 15 para a LTNL-MP#5.

Utilizando-se um pulso com taxa de repetição da ordem de 4 Hz conforme mostra a Figura 4.41 (a), observa-se que não houve a produção de sólitons conforme mostra a Figura 4.41 (b). Isto se deve a baixa resolução temporal obtida no osciloscópio com escala na faixa de ms para se observar as oscilações na faixa de ns.

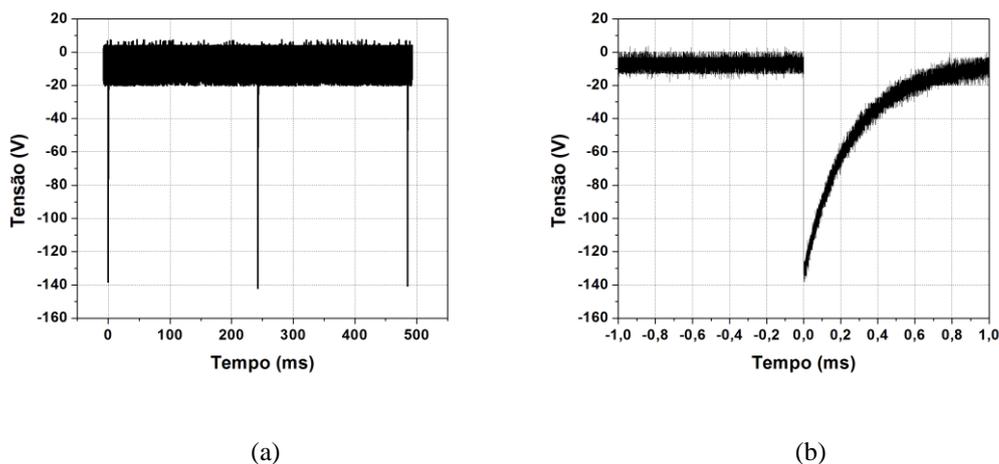


Figura 4.41- Emprego de um pulso com taxa de repetição igual a 4 Hz na LTNL-MP#5 com pulso obtido na seção 15 para (a) taxa de repetição e (b) correspondente pulso único.

Para efeito de comparação dos resultados obtidos com as LTNLs de baixa potência a Tabela XI apresenta as características elétricas dos componentes utilizados ( $L$ ,  $C_0$ ,  $C_{Vmax}$ ,  $R_L$ ), os parâmetros elétricos calculados ( $Z_0$ ,  $\Delta T$ ,  $f_{C0}$ ) e os resultados obtidos experimentalmente ( $f_{carga}$ ,  $P_{pico}$ ,  $P_{média}$ ).

Tabela XI- Comparação dos parâmetros elétricos calculados e dos resultados obtidos na saída de cada LTNLs de BP e MP.

Parâmetros	LTNL				
	BP#1	BP#2	BP#3	BP#4	MP#5
Diodo Varac.	BB809	BB809	BB809	BB640	BB809
$C_0$ (pF)	49	49	16,67	87	9,8
L (nH)	2700	56	3300	100	1800
N° seções	30	30	30	30	30
$Z_0$ ( $\Omega$ )	235	34	445	34	428
$R_L$ ( $\Omega$ )	1000	33	330	33	510
$V_{max}$ (V)	9	5	10	5	100
$C_{vmax}$ (pF)	14	23	4,75	33	1
$t_{ri}$ (ns)	14	15	20	10	16
$\Delta T$ (ns)	160	15,6	101	34	85,75
$f_{C0}$ (MHz)	51	280	43	175	55
$f_{carga}$ (MHz)	45	170	40	120	55
$P_{pico}$ (mW)	480	1450	460	930	76000
$P_{média}$ (mW)	200	600	270	520	30000

#### 4.2. Construção da LTNL de alta potência

Semelhante à construção das LTNLs usando diodo varactor, nesta subseção são apresentadas as construções de LTNLs de alta potência, utilizando cerâmicas dielétricas e ou indutores como elementos não lineares. Conforme discutido e apresentado em outros trabalhos [92], [93] é possível gerar sólitons de alta potência em LTNL usando capacitores cerâmicos à base de BST como elemento não linear. A caracterização das LTNLs foi realizada através de pulso único e trens de pulsos, para isso foram utilizados diferentes configurações da chave IGBT e também um gerador de pulso rápido localizado no LIT (Laboratório de Integração e Testes).

Na Tabela XII são apresentadas as quatro LTNLs de Alta Potência (AP) e os componentes utilizados para construção das linhas.

Tabela XII- LTNLs de alta potência construídas utilizando indutores lineares e capacitores cerâmicos.

Parâmetros	LTNL			
	AP#1	AP#2	AP#3	AP#4
Capacitor (nF)	1,0	10 nF	1,89	1,89
Dielétrico	BST	BST	PZT-D	PZT-P
$C_0$ (nF)	1,0	7,47	1,89	1,89
$L_0$ ( $\mu$ H)	3,9	3,3	3,3	3,9
Nº seções	30	30	10	17

A Figura 4.42 apresenta um esboço do circuito a ser implementado, onde a descarga de um capacitor de AT por meio de uma chave com pequeno tempo de reposta produz uma onda de choque na entrada da linha para a produção de ondas oscilantes de sólitons na carga de saída [94], [95].

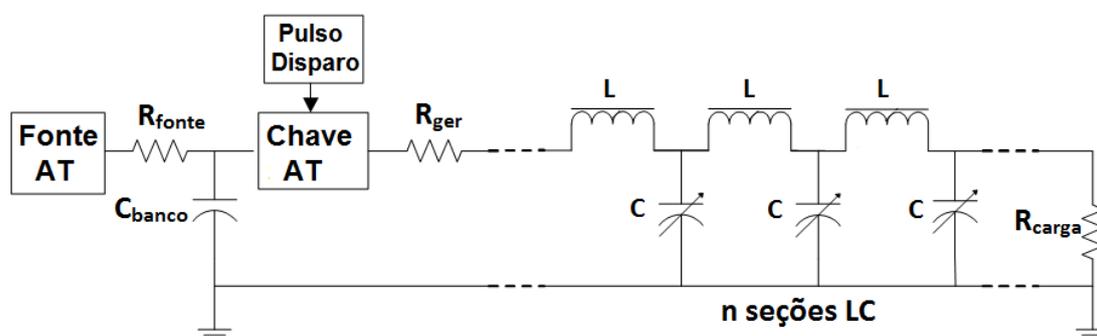


Figura 4.42- Configuração da LTNL usando capacitores cerâmicos como elemento não linear [5].

Segundo vários trabalhos, resultados obtidos com capacitores cerâmicos a base de titanatos de bário demonstram que as perdas neste tipo de dielétrico limitam a eficiência na produção de sólitons na faixa de MHz [95]. Portanto, um dos principais objetivos deste trabalho é a construção de uma LTNL de alta potência utilizando como meio dielétrico não linear a cerâmica PZT para operação na faixa de 20 a 100 MHz. Ainda de acordo com a literatura, nenhuma publicação utilizando PZT como meio dielétrico não linear em LTNLs foi encontrada, o que caracteriza a contribuição científica inovadora desta tese. As características elétricas da cerâmica PZT tais como perdas, não linearidade em função da tensão, frequência e temperatura já foram investigadas em [38], mostrando que este material tem grande potencial para ser empregado em LTNLs na geração de ondas de solitons de alta potência. A LTNL de 10 seções usando o PZT terá o mesmo arranjo apresentado na Figura 4.42 para a LTNL com capacitores cerâmicos. Conforme mencionado na introdução, também é possível construir uma LTNL usando-se indutores como elementos não lineares [96], [97] e [98] ao invés de capacitores, ou ainda ambos como demonstrado

por [99] numa configuração denominada de híbrida, cujo tema será abordado a seguir.

#### 4.2.1 Modelagem e simulação das LTNLS de alta potência

Antes de realizar a simulação no LTSpice é feita a modelagem da curva CxV do capacitor não linear usando-se a função hiperbólica ou exponencial, de forma a se obter o melhor casamento com o resultado experimental. Os programas utilizados para modelagem foram MATLAB e MATHEMATICA. No caso do capacitor não linear, a equação abaixo descreve o comportamento quando submetido a um pulso de alta tensão [94]:

$$C(V) = (C_0 - C_1) \cdot \left[ 1 - \tanh^2 \left( \frac{V}{V_1} \right) \right] + C_1, \quad (4.2)$$

onde C(V) é a capacitância em função da tensão, C<sub>0</sub> a capacitância inicial, e C<sub>1</sub> e V<sub>1</sub> são respectivamente a capacitância de saturação e a tensão de ajuste para o caso experimental.

Antes de implementar o modelo do capacitor não linear no simulador é necessário integrar a Equação 4.2, pois no LT-Spice é requerido o comportamento da carga Q(V) e não da capacitância em função da tensão. Considerando-se a capacitância não linear uma quantidade diferencial, definida por C(V) = dQ/dV, a carga armazenada em função da capacitância conhecida é dada por.

$$Q(V) = \int_0^V C(V') dV' \quad (4.3)$$

Combinando-se 4.2 e 4.3 obtém-se:

$$Q(V) = (C_0 - C_1) \cdot V_1 \cdot \tanh \left( \frac{V}{V_1} \right) + C_1 V \quad (4.4)$$

O modelo de ajuste para o capacitor cerâmico de 1 nF, tendo o resultado experimental na condição estática como referência fornece os seguintes dados: C<sub>0</sub> = 1 nF, C<sub>1</sub> = 0,38 nF e V<sub>1</sub> = 1200 V conforme a linha da curva CxV modelada

apresentada na Figura 4.43. De acordo com os resultados experimentais (pontos sólidos) na curva modelada para C#1, obtém-se um fator de não linearidade em torno de 62 %.

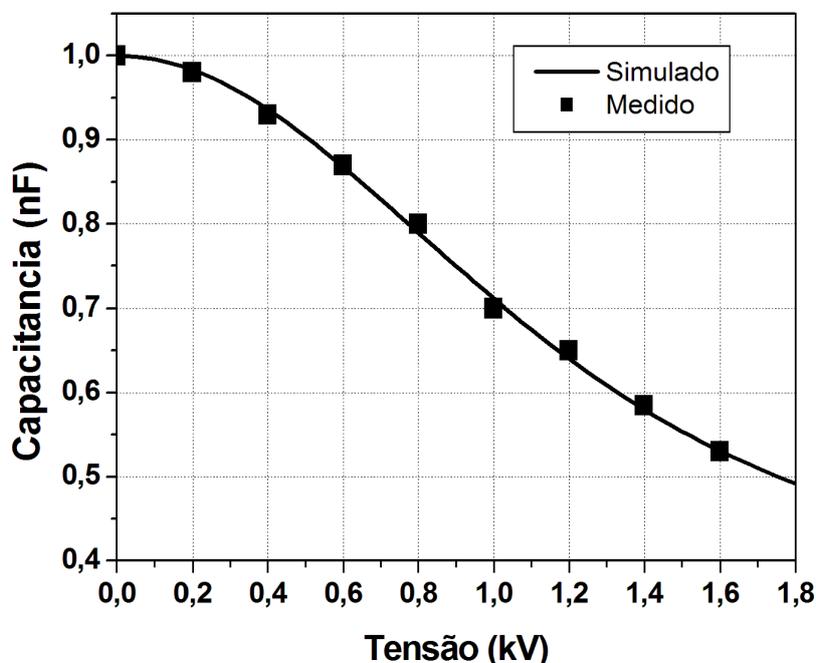


Figura 4.43- Curvas CxV modelado e medido.

Utilizando-se os dados da modelagem e tomando-se os seguintes parâmetros de simulação:  $V_P = 1$  kV,  $L_{Ch} = 10$   $\mu$ H,  $R_C = 2$   $\Omega$ ,  $R_L = 3,4$  m $\Omega$ ,  $R_{CARGA} = 70$   $\Omega$ ,  $L = 3,3$   $\mu$ H e  $n = 30$ . Têm-se todos os dados iniciais a serem utilizados na simulação de uma LTNL empregando-se capacitores cerâmicos não lineares de 1 nF, modelados de acordo com Equação 4.4, onde  $C_0 = 1$  nF,  $V_1 = 1200$  V e  $C_1 = 0,38$  nF. As curvas obtidas na entrada e saída da linha utilizando os parâmetros de referência são apresentadas na Figura 4.44. A curva da Figura 4.44 apresenta um fator de não linearidade para capacitor C#1 em torno de 62 %, linearidade suficiente para gerar sóliton na saída desta linha. Isto é explicado pelo fator de redução do tempo de pulso ( $\Delta T$ ) ser maior do que o tempo de subida de pulso na entrada da linha. Utilizando-se (3) e os dados iniciais, têm-se  $\Delta T = 660$  ns que é maior do que o tempo de subida da chave em torno de 500 ns conforme apresentado na Figura 4.44. O comportamento da impedância em função da tensão utilizando-se (4) e a curva de C(V)

apresentam um comportamento crescente, partindo de 57  $\Omega$  na condição despolarizada e chegando próximo de 84  $\Omega$  na condição polarizada conforme apresenta a Figura 4.45.

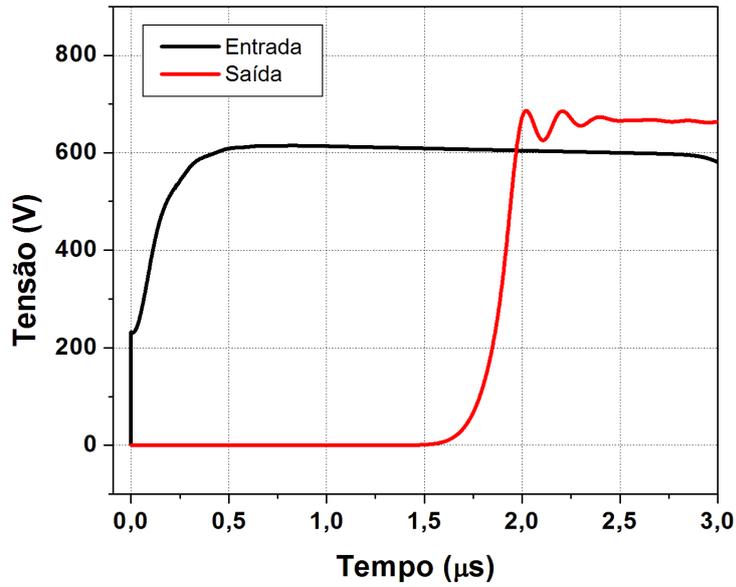


Figura 4.44- Tensão de saída obtida na simulação da LTNL utilizando C#1 como elemento não linear.

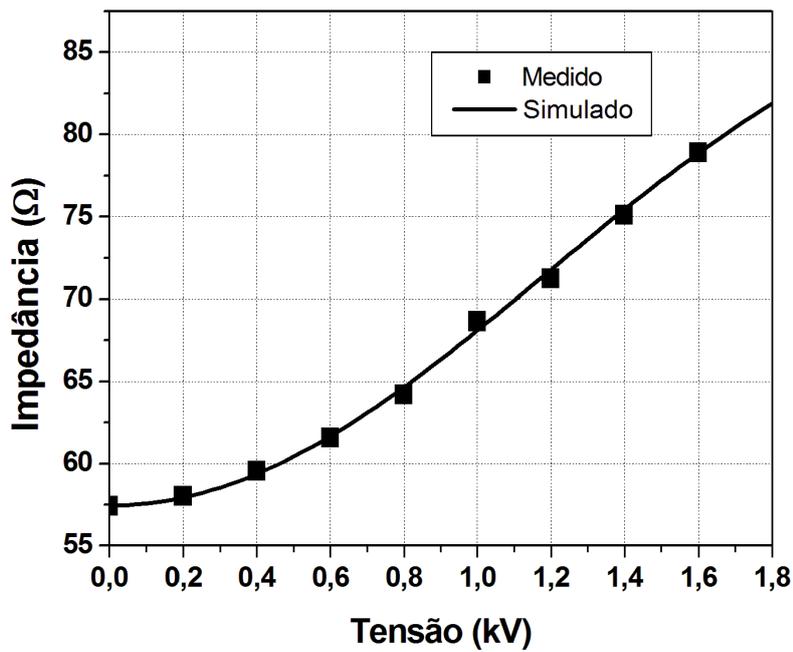


Figura 4.45- Impedância característica da LTNL em função da tensão para C#1.

Variando-se os valores de resistência de perdas do capacitor  $R_C$ , que representa as perdas no dielétrico e nos terminais, de 0 até 10  $\Omega$  e mantendo os outros parâmetros inalterados, observa-se que o aumento desta resistência provoca um maior tempo de subida no sinal de saída, por exemplo para  $R_C = 100 \text{ m}\Omega$  o valor de  $t_{ri}$  é da ordem de 500 ns e para um valor de  $R_C = 10 \Omega$  o tempo de subida aumenta para próximo de 600 ns. Considerando-se um capacitor ideal na simulação, ou seja, livre de perdas tem-se na saída oscilação com maior amplitude comparada aos casos com  $R_C > 1 \Omega$ , conforme apresenta a curva vermelha na Figura 4.46.

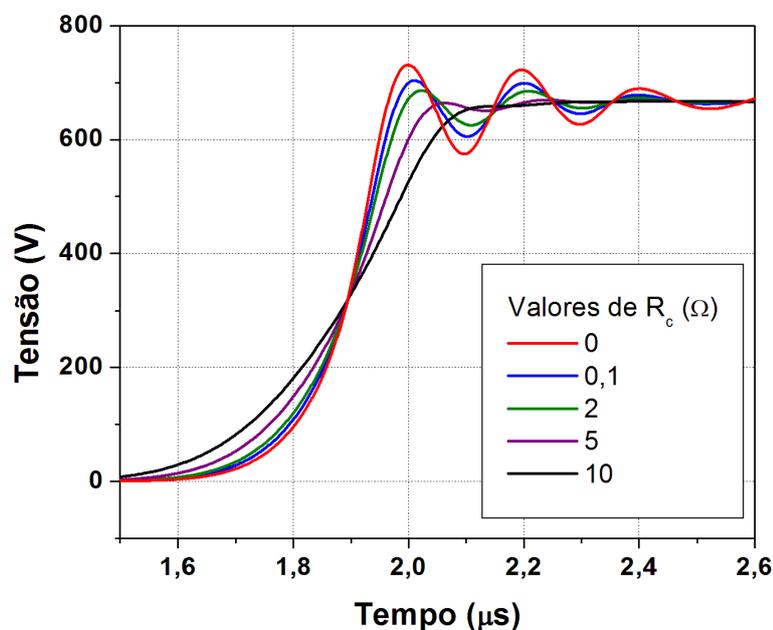


Figura 4.46- Pulso de saída da LTNL de alta potência para diferentes valores de  $R_C$ .

A variação dos valores de resistência de perdas do indutor  $R_L$  utilizado na LTNL demonstrou através dos resultados de simulação, que as perdas têm papel importante na atenuação do sinal de saída. A Figura 4.47 apresenta o comportamento do sinal de saída para diferentes valores de  $R_L$ , por exemplo, para os valores de resistência abaixo de 100 m $\Omega$  a tensão máxima de saída fica próximo de 0,65 kV com pequena dissipação de potência pelas resistências. Já para o caso de uma resistência  $R_L = 1 \Omega$  a tensão máxima não

ultrapassa 0,45 kV, ou seja uma queda de aproximadamente 30 % com relação ao caso sem perdas. Outra observação feita é que com o aumento de  $R_L$  tem-se o aumento do  $t_{ri}$ . Para valores de  $R_L$  igual a 0 e 1  $\Omega$ , os tempos de subida tri fica entre 500 ns e 700 ns respectivamente.

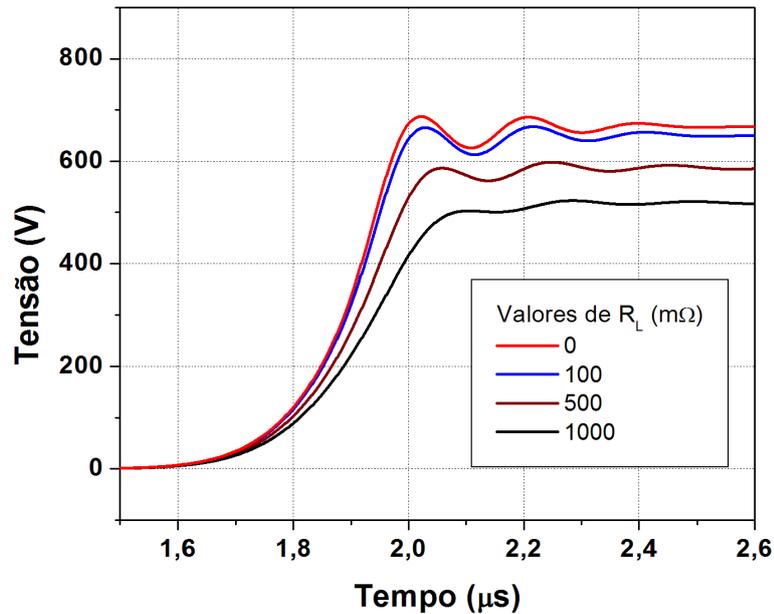


Figura 4.47- Pulso de saída da LTNL de alta potência para diferentes valores de  $R_L$ .

A variação dos valores de carga em paralelo com a última seção mostrou através da simulação que o seu aumento causa uma elevação no nível de tensão de saída e também uma maior reflexão conforme apresentado na Figura 4.48. A reflexão causada pela carga descasada com a linha pode levar a picos de tensão, que podem causar danos ao circuito de entrada da LTNL, como exemplo a queima das chaves semicondutoras.

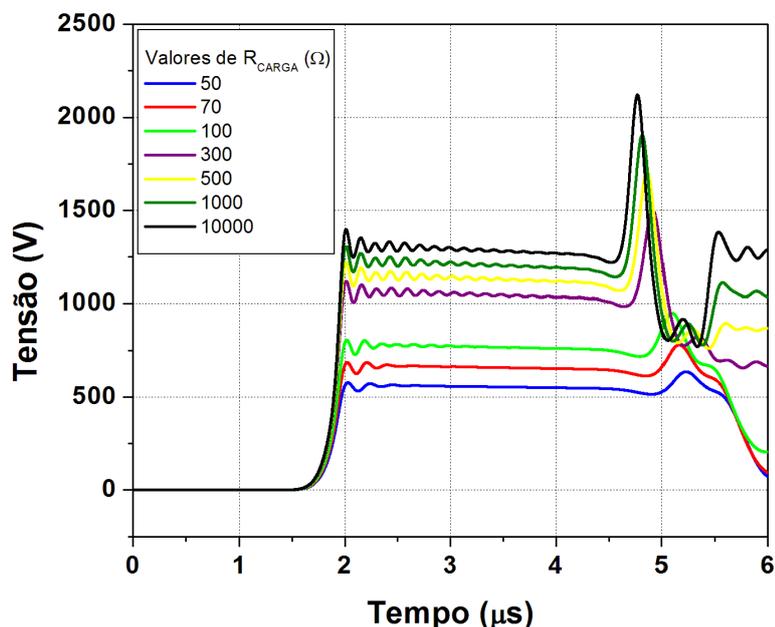


Figura 4.48- Pulso de saída da LTNL de alta potência para diferentes valores de carga.

Conforme os resultados de simulação obtidos, os diferentes valores de  $R_L$ ,  $R_C$  e  $R_{Carga}$  afetam a produção de ondas de sólitons, e o nível de potência obtido na saída.

A produção de onda de sólitons fica clara com os resultados de simulação de acordo com o nível de tensão aplicado na entrada da linha. Para tensões  $< 500$  V visivelmente não há geração da onda de choque, e para tensões acima deste nível tem-se um aumento da profundidade de modulação (VMD- *Voltage Modulation Depth*) e do número de oscilações conforme mostram os resultados obtidos na última seção apresentados na Figura 4.49 (a) e (b). Na Figura 4.49 (b) foi aplicado um atraso crescente de  $2,5 \mu s$  para cada pulso, a fim de facilitar a visualização da geração de sólitons na saída para cada nível de tensão aplicado na entrada.

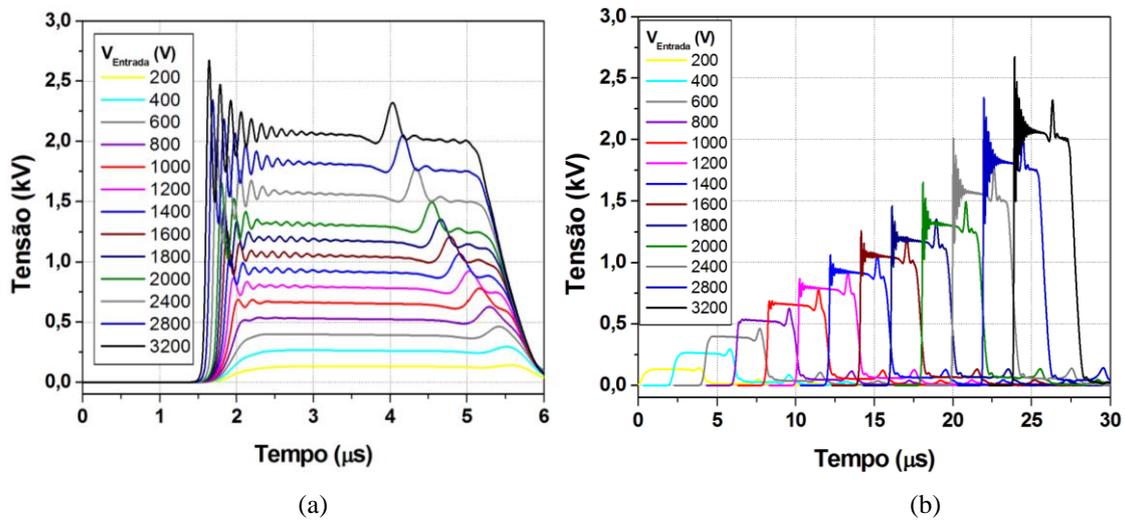


Figura 4.49- Comportamento da LTNL de alta potência para (a) diferentes valores de tensão e (b) com atraso entre os pulsos.

Outro parâmetro que afeta diretamente a produção de ondas de sólitons é a indutância parasita da chave de alta tensão utilizada para descarregar a alta tensão do banco de capacitores na entrada da linha. Geralmente a indutância destas chaves são da ordem de algumas dezenas de  $\mu\text{H}$ , podendo-se encontrar com muita dificuldade chaves de alta tensão com indutância parasita de  $5 \mu\text{H}$ . Utilizando-se da simulação, variamos a indutância da chave de  $0,5 \mu\text{H}$  até  $30 \mu\text{H}$  e verificamos que o aumento da indutância parasita causa um aumento de  $t_{ri}$ , o qual interfere diretamente na produção da onda de soliton. Como calculado previamente, o fator de redução do tempo de subida de pulso é da ordem de  $660 \text{ ns}$  de acordo com a Figura 4.50 (a), o tempo de subida na entrada da linha  $< 660 \text{ ns}$  refere-se aos casos em que indutância parasita é  $< 5 \mu\text{H}$ . As oscilações ocorrem somente nos casos em que a indutância da chave é menor que  $5 \mu\text{H}$ , o que resulta em tempos de subida da ordem de  $300$  a  $400 \text{ ns}$  menores que  $660 \text{ ns}$ , implicando na formação de sólitons na saída de acordo com a Figura 4.50 (b).

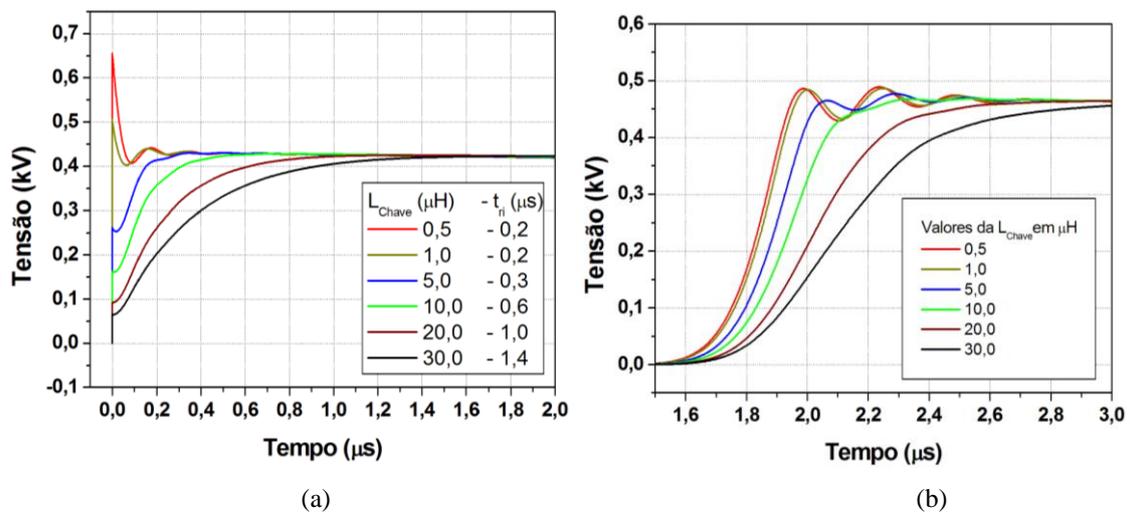


Figura 4.50- Comportamento da LTNL de alta potência para diferentes valores da indutância parasita da chave, pulso de (a) entrada e (b) saída da linha.

A variação do número de seções em uma LTNL de baixa potência já foi investigada na seção 4.1, e como anteriormente, foi confirmado que com o incremento do número de seções, tem-se um atraso maior do pulso de saída de acordo com a Figura 4.51. As seções simuladas neste trabalho foram para  $n = 5, 10, 20, 30, 40$  e  $50$ . Como pode se observar na Figura 4.51 para um número reduzido de seções  $< 20$ , não há geração de sólitons, isto é explicado por  $\Delta T \gg t_{\text{ri}}$ , e para  $n > 20$  tem-se a geração das ondas de sólitons devido ao aumento no fator de redução de pulso da linha, levando a ter  $\Delta T \ll t_{\text{ri}}$ .

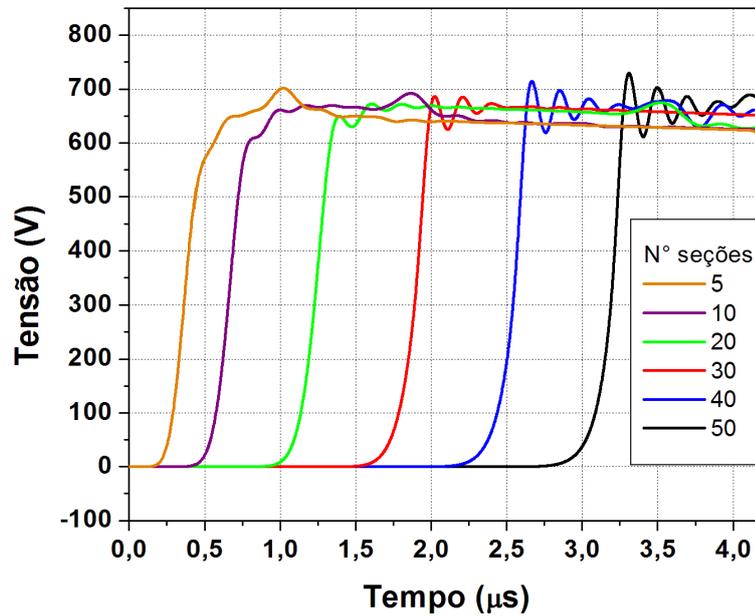


Figura 4.51- Pulso de saída da LTNL de alta potência para diferentes números de seções.

O modelo do capacitor C#4 (10 nF), baseando-se no resultado experimental obtido em condição estática, fornece os seguintes parâmetros de modelo:  $C_0 = 7,47$  nF,  $C_1 = 0,7$  nF e  $V_1 = 230$  V. A correspondente curva  $C \times V$  modelada é mostrada na Figura 4.52, juntamente com os dados experimentais (pontos sólidos). De acordo com a respectiva Figura 4.52, o fator de não linearidade para C#4 obtido próximo da tensão de ruptura do dielétrico está em torno de 90 %.

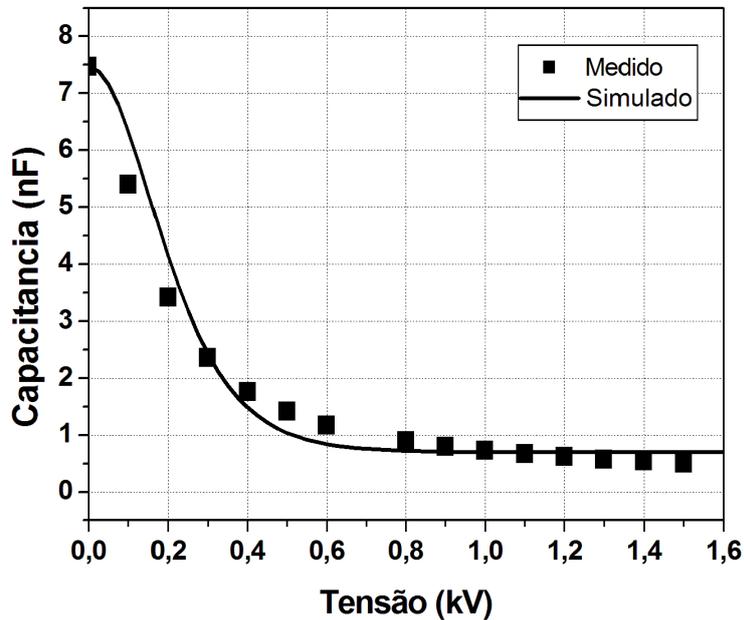


Figura 4.52- Curva CxV modelada e medidas experimentais (pontos sólidos) para o capacitor C#4.

Utilizando o capacitor C#4 como elemento não linear na simulação da LTNL, obtém-se na saída da linha a geração de sóliton. Isto é devido ao tempo de subida do pulso de entrada  $t_{ri} = 400$  ns ser menor do que o fator de redução do tempo de subida da linha  $\Delta T = 3,27$   $\mu$ s, alcançando desta forma a geração de sólitons conforme mostra a curva em vermelho na Figura 4.53.

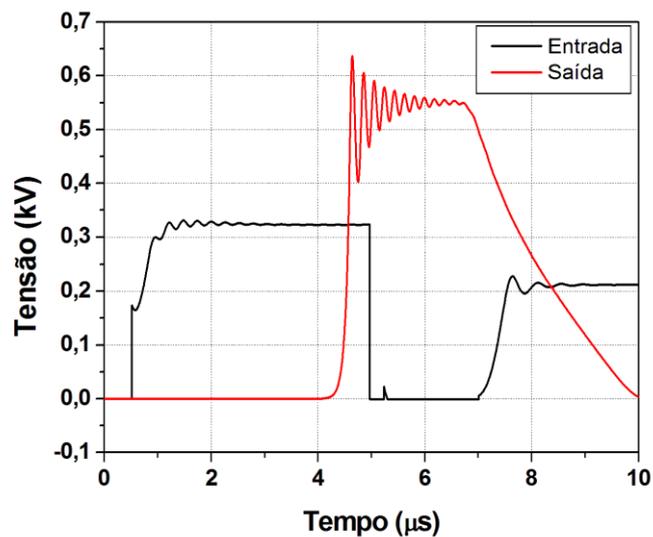


Figura 4.53- Simulação da LTNL utilizando o modelo de C#4 como elemento não linear.

A frequência de s3lton na sa3da da linha simulada, utilizando o modelo de C#4 como elemento n3o linear, 3 da ordem de 4,0 MHz conforme mostra o 3ltimo pico no espectro da FFT na Figura 4.54.

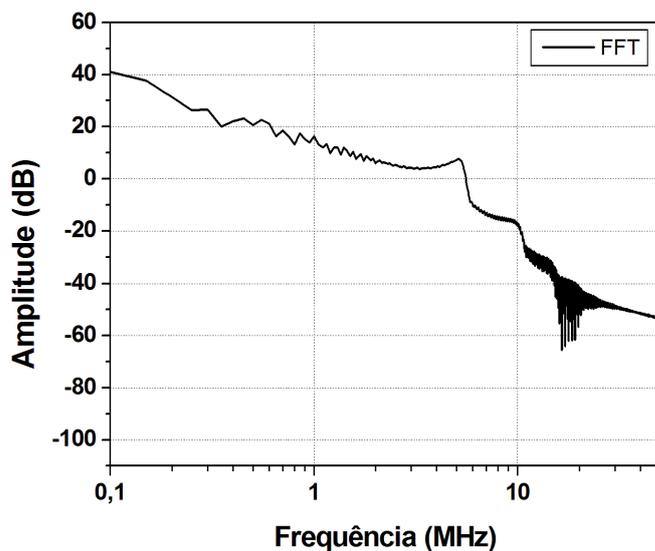


Figura 4.54- Espectro da simula33o de uma LTNL usando o modelo de C#4.

O comportamento da imped3ncia da linha utilizando C#4 em fun33o do incremento da tens3o 3 apresentado na Figura 4.55, onde os pontos representam o resultado experimental e a linha cont3nua o resultado simulado. O c3lculo da imped3ncia em fun33o da tens3o 3 obtido atrav3s da rela33o entre a indut3ncia fixa e a capacit3ncia vari3vel, ou seja,  $Z = \sqrt{L/C(V)}$ . Observa-se a imped3ncia inicial fica em torno de 20  $\Omega$ , a imped3ncia final pr3ximo da tens3o de 1,5 kV est3 em torno de 70 e 80  $\Omega$ , conforme respectivos resultados de simula33o e experimental.

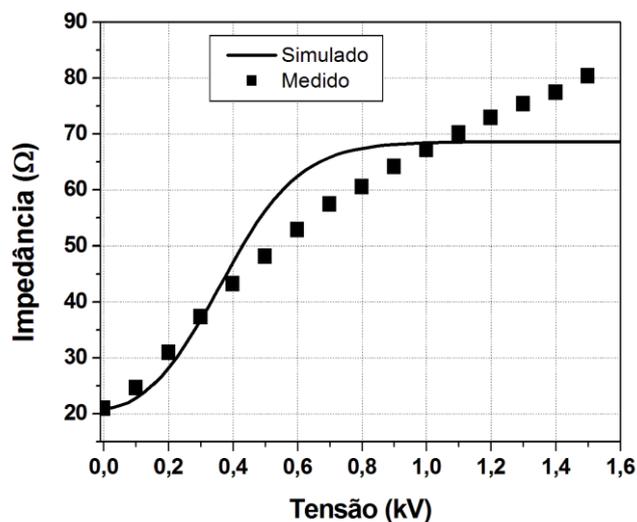


Figura 4.55- Impedância característica da LTNL em função da tensão para C#4.

A curva CxV medida experimentalmente e modelada para a cerâmica PZT-D-Q são apresentadas na Figura 4.56. Baseando-se no resultado experimental obtido em condição estática os parâmetros do modelo do capacitor são:  $C_0 = 1,89 \text{ nF}$ ,  $C_1 = 0,92 \text{ nF}$  e  $V_1 = 3,0 \text{ kV}$ , fornecendo um fator de não linearidade da ordem de 51 %, um fator de não linearidade menor que o obtido para C#1 e C#4.

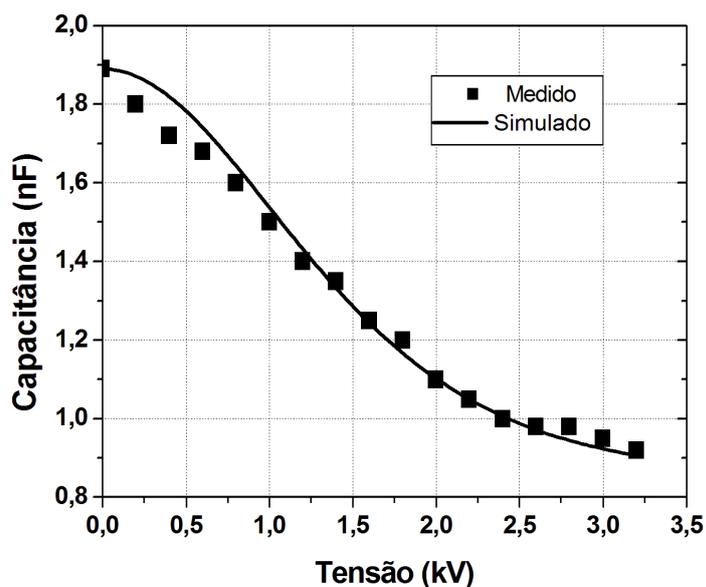


Figura 4.56- Curva CxV para o PZT-D-Q1.

A impedância da LTNL tendo o PZT-D-Q como elemento não linear é mostrada na Figura 4.57, na qual  $Z_0 = 42 \Omega$  e  $Z_{vmax} = 60 \Omega$ .

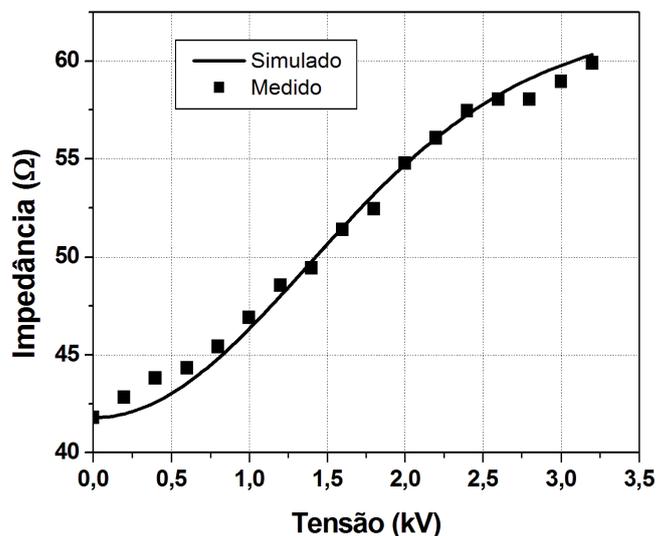


Figura 4.57- Impedância característica da LTNL em função da tensão utilizando o PZT-D-Q1.

Utilizando o modelo do PZT-D-Q e indutores lineares de  $3,3 \mu\text{H}$  foi simulado inicialmente no LTSpice uma LTNL com 10 seções. O pulso de entrada foi ajustado em 1 kV, as resistências de perdas dos indutores foram ajustadas em  $3,4 \text{ m}\Omega$  e do dielétrico PZT em  $2 \Omega$ . Conforme resultados apresentados nas Figuras 4.58 (a) e (b) o tempo de subida do pulso de entrada e saída foram de 700 ns e 800 ns, respectivamente, sem compressão de pulso e sem geração de sólitons.

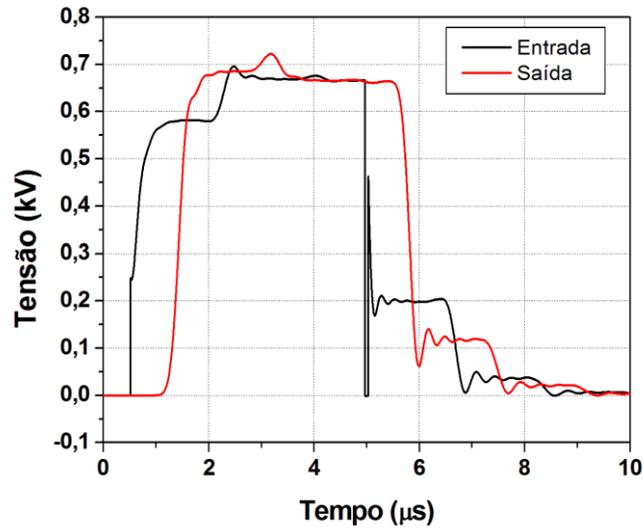


Figura 4.58- Comportamento da LTNL de alta potência utilizando o PZT-D-Q com 10 seções e com o sinal de saída.

Utilizando-se os mesmos componentes e ajustes do caso anterior, mas com um número de seções iguais a 30 é possível visualizar através da Figura 4.59 que  $t_{ri}$  do pulso de saída reduziu em 100 ns comparado ao caso com  $n = 10$ , e que é possível verificar o início de ondulações no sinal de saída (produção de sólitons).

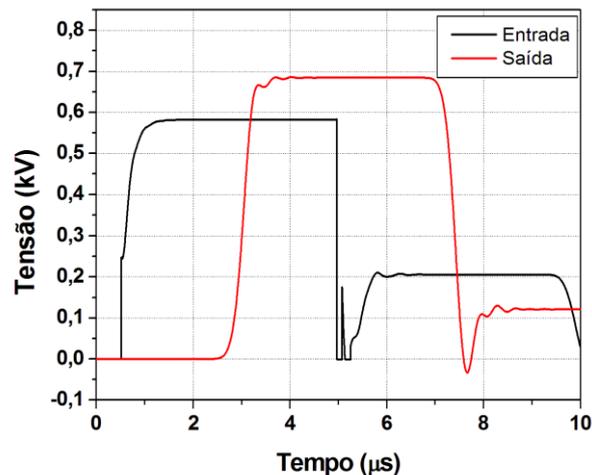


Figura 4.59- Comportamento da LTNL de alta potência utilizando o PZT-D-Q com 30 seções e com o sinal de saída.

Na Tabela XIII são apresentados os principais parâmetros medidos e calculados para os capacitores C#1 e C#4, e também para o PZT-D-Q utilizados como elementos não lineares na LTNL.

Tabela XIII- Resumo dos principais parâmetros elétricos da LTNL para os diferentes capacitores.

Parâmetro	C#1 (1 nF)	C#4 (10 nF)	PZT-D-Q1
$C_0$	1,0 nF	7,47 nF	1,89 nF
$C_{V1}$	0,38 nF	0,7 nF	0,92 nF
Vsaturação	1200 V	230 V	3000 V
Fator não linear	62 %	82 %	51 %
$Z_0$	57 $\Omega$	20 $\Omega$	42 $\Omega$
$Z_{Vmax}$	84 $\Omega$	70 $\Omega$	60 $\Omega$
$R_{Carga}$	70 $\Omega$	70 $\Omega$	60 $\Omega$
$t_{ri}$	500 ns	400 ns	800 ns
$\Delta T$	660 ns	3,27 $\mu s$	716 ns
Geração de Soliton	Sim	Sim	Não
Frequência do Soliton	4 MHz	4 MHz	-

OBS. Considerando  $\Delta T$  com  $n=30$ .

#### 4.2.2 Resultados da LTNL utilizando chave IGBT e capacitor cerâmico como elemento não linear

O circuito elétrico usado na construção da LTNL em alta potência é semelhante ao utilizado por Kuek em [100] e apresentado na Figura 4.60, onde se utiliza uma fonte DC de alta tensão (adquirida da companhia Gamma HV – modelo RR10-6R) representada por V1, um banco com dois capacitores a óleo (1,5  $\mu F$ / 1,5 kV cada) para descarga e uma chave IGBT modelo IRGP30B120KD-E [101] para o chaveamento do pulso de entrada. O arranjo experimental e a

LTNL montada em uma placa de circuito impresso são apresentadas respectivamente nas Figuras 4.60 (a) e (b). Sem o emprego da LTNL no circuito da Figura 4.58 e descarregando-se o banco diretamente numa carga de  $2\text{ k}\Omega$ , onde a chave IGBT é acionada por um pulso advindo do gerador de sinal (V2) com tempo de subida  $t_{ri}$  igual a  $15\text{ ns}$ , largura de  $5\text{ }\mu\text{s}$  mostrado na Figura 4.61 (a) e com V1 ajustado em  $200\text{ V}$ , obtém-se um pulso de saída como mostrado na Figura 4.61 (b) com  $t_{ri} = 250\text{ ns}$ , largura =  $5\text{ }\mu\text{s}$  e amplitude da ordem de  $200\text{ V}$ . A largura do pulso aplicado na porta de disparo (Gate) do IGBT é ajustada pelo gerador de sinal (V2). Os diodos D5-D7, D8-D10, D4 e D11 são utilizados para proteção da chave a fim de evitar tensão reversa entre catodo e anodo. D1- D4 e D11 são diodos do tipo 1N4007 e enquanto D5 à D10 diodos do tipo DSEI 60 com maior capacidade de corrente. O resistor de  $32\text{ }\Omega$  colocado antes da entrada da LTNL é utilizado para limitar a corrente drenada no circuito, protegendo a chave contra sobre corrente.

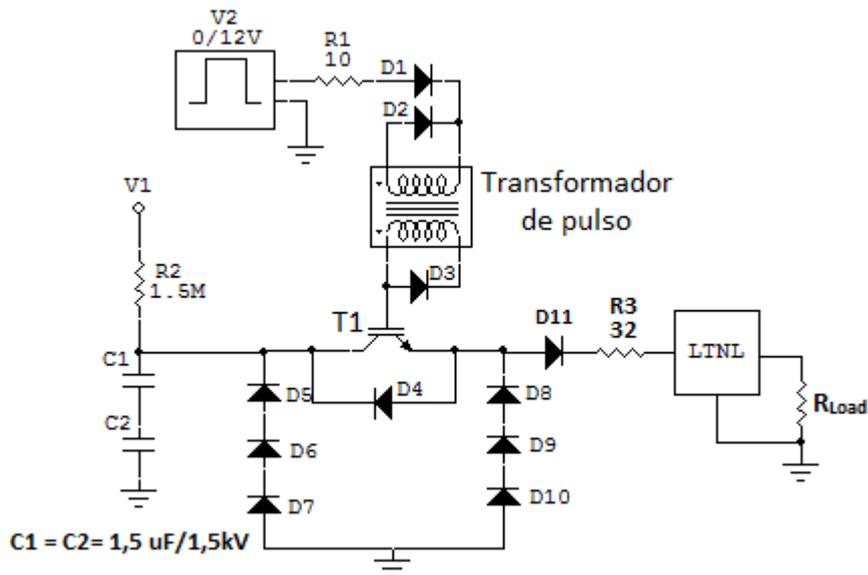


Figura 4.60- Circuito elétrico usando a chave IGBT para alimentar a LTNL.



1- Osciloscópio 2- Gerador de pulso 3- Fonte de tensão  
4- Fonte alta tensão 5- Mutímetro 6- Capaciores C1/C2  
7- Ponta de prova de alta tensão

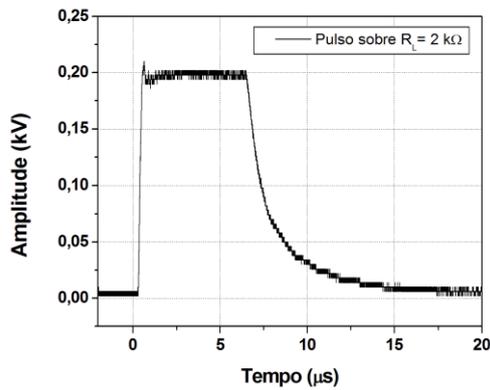


(a)

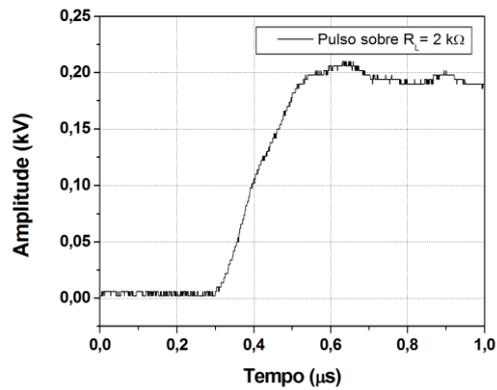
(b)

Figura 4.61- Arranjo experimental para produção de sólitons usando (a) montagem experimental e (b) LTNL capacitiva montada em placa de circuito impresso.

A LTNL de referência em alta tensão é construída utilizando indutores lineares de  $3,3 \mu\text{H}$ , capacitores não lineares com capacitância nominal de  $10 \text{ nF}$  (com valores medidos de capacitância inicial  $C_0 = 7,5 \text{ nF}$  e em tensão nominal de  $C_{V_{\text{max}}} = 0,51 \text{ nF}$ , ver Figura 3.2) e com resistor de carga na saída igual a  $82 \Omega$ . Usando-se as equações apresentadas na seção 1.3 e os valores medidos, obtém-se uma impedância inicial da linha com valor próximo de  $21 \Omega$  (polarizado  $Z = 80,4 \Omega$ ) com fator de redução  $\Delta T = 3,5 \mu\text{s}$  aproximadamente. O pulso de entrada é apresentado na Figura 4.62. A escolha de  $n = 30$  foi motivada pelos resultados de simulações que mostraram bom desempenho na geração de sólitons. Para linhas com muitas seções  $> 30$  o aumento das perdas nos indutores e capacitores é mais pronunciável conduzindo a uma diminuição da eficiência da linha conforme discutido em [102]. Utilizando-se um pulso, com  $\text{tri} \ll \Delta T$  na saída da LTNL produzir-se-á na saída uma onda de choque sobreposta por oscilações denominadas de sólitons, conforme a teoria discutida na subseção 1.3. A montagem do circuito de carregamento utilizando a chave IGBT e da LTNL capacitiva é mostrada pela Figura 4.63.

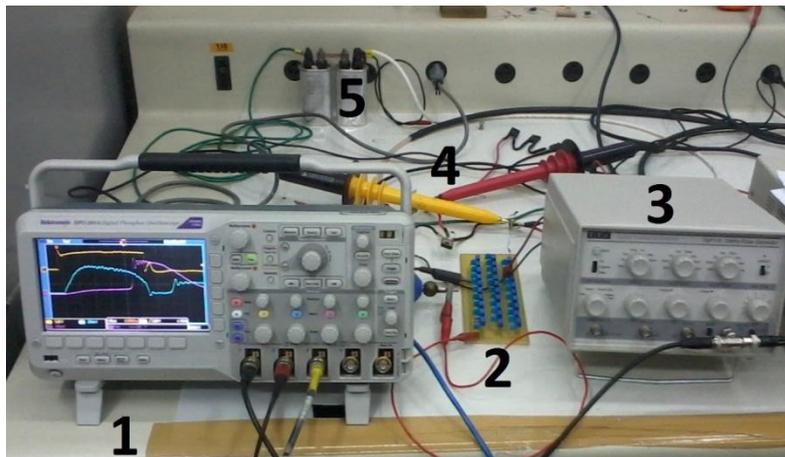


(a)



(b)

Figura 4.62- Pulso de saída usando a chave IGBT em alta tensão (a) largura e (b) tempo de subida do pulso.



**1- Osciloscópio 2 - LTNL-AP#2 3- Gerador de pulso  
4- Pontas de alta tensão 5- Capacitores C1/C2**

Figura 4.63- Arranjo experimental da LTNL usando a chave IGBT e capacitores não lineares de 10 nF.

O pulso de entrada quando acoplado à LTNL tem seu tempo de subida de pulso aumentado consideravelmente (passando de 0,3 para 1,5  $\mu$ s aproximadamente) quando se compara com a linha azul da Figura 4.64 com pulso de entrada da Figura 4.62 (b), devido a indutância parasita de conexão entre a chave e a LTNL. Além disto, observe a reflexão após 9,4  $\mu$ s (duas vezes o tempo de atraso), causada pelo descasamento entre a linha e a carga, uma vez que não há um casamento perfeito com LTNL, pois se trata de um processo não linear onde sua impedância ao longo da linha aumenta de 21  $\Omega$

para  $82 \Omega$  quando a chegada do pulso. Apesar do alongamento de  $t_r$  o pulso de entrada da ordem de  $1,5 \mu s$  é ainda menor do que  $\Delta T$ , o que resulta em oscilações na saída da linha, conforme mostrado pela linha vermelha na Figura 4.64.

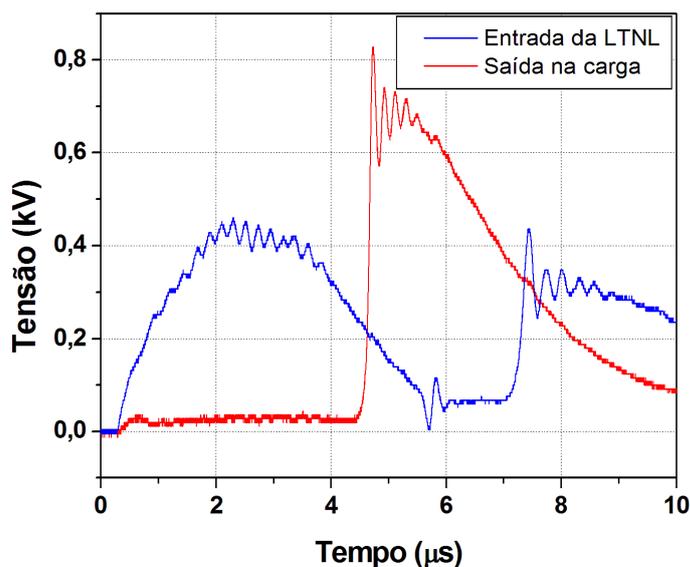


Figura 4.64- Pulso de entrada e saída da LTNL usando a chave IGBT com tensão de carga 1 kV e largura de pulso da ordem de  $5 \mu s$ .

Da mesma forma apresentada para LTNL de baixa potência, para a de alta potência também será apresentado o comportamento em função de diversos parâmetros tais como, especificação da chave, valores de carga, oscilações ao longo das seções e também do nível de tensão do pulso de entrada. Variando-se o nível de tensão do pulso de entrada na LTNL e mantendo-se os outros parâmetros, obtêm-se as curvas apresentada na Figura 4.65, onde se observa que para níveis de tensões abaixo de 400 V não há produção de oscilações, pois isto se deve ao baixo efeito não linear do capacitor cerâmico para esta faixa de tensão. Com o incremento de tensão, é possível verificar que há um pequeno aumento na frequência e no número de ciclos, apresentando resultado semelhante ao obtido para a LTNL de baixa potência. A tensão de entrada na LTNL é aproximadamente a metade do nível de tensão gerada pela

fonte e isto é explicado pelo divisor de tensão formado pela linha e o resistor usado na entrada para proteger o IGBT. A tensão máxima aplicada pelo pulso de entrada na linha foi da ordem de 600 V, uma vez que a carga do banco é limitada pela tensão máxima de chaveamento do IGBT com 1200 V. Embora não se tenha atingido a tensão nominal do capacitor de 1 kV, 600 V (ver curva marrom na Figura 4.65) foi suficiente para se chegar próximo ao valor da capacitância de saturação da ordem de 0,51 nF para o capacitor nominal de 10 nF (ver também curva em laranja na Figura 3.2, seção 3).

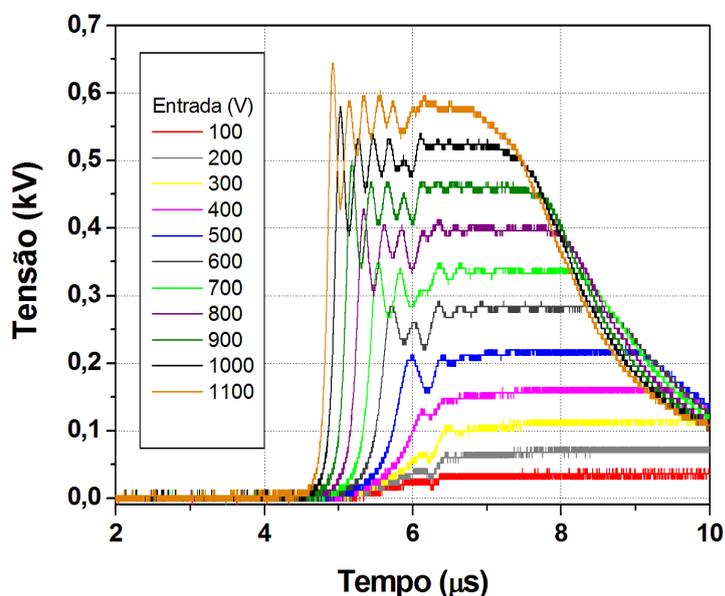


Figura 4.65- Produção de Soliton em alta potência para diferentes níveis de tensão de entrada medidos na carga.

A produção de sóliton ao longo da linha (a cada 5 seções e na carga) é exibida na Figura 4.66. Para facilitar a visualização do sinal produzido, foi introduzido um deslocamento no eixo da ordenada (tensão) com 0,4 kV entre cada seção. Observa-se que a frequência de oscilação tem um pequeno aumento com o incremento das seções. Para a seção 5 e na carga a frequência de oscilação fica próxima de 4,0 MHz, porém o número de ciclos diminui com o aumento das seções ficando próximo de 12 e 4 para seção 5 e carga, respectivamente. O

tempo de atraso com relação ao pulso de entrada também apresenta diferença ao longo da linha, em que para a seção 5 este tempo está em torno  $1,2 \mu\text{s}$  e na carga é de  $4,7 \mu\text{s}$ .

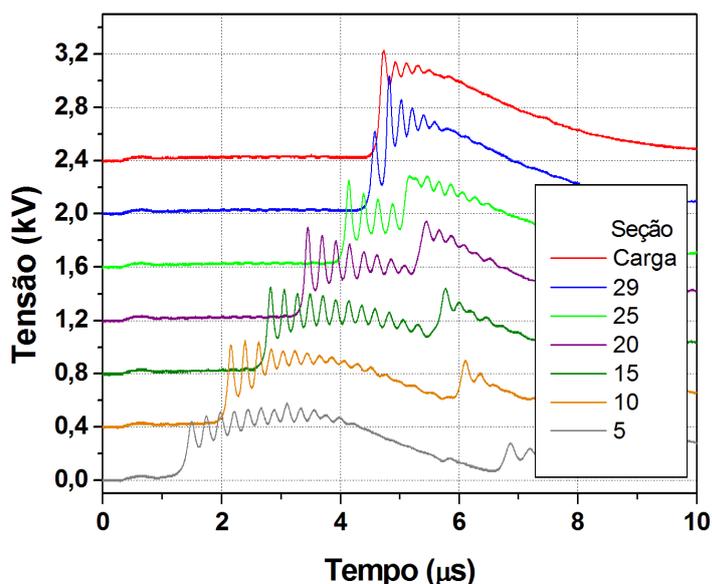


Figura 4.66- Produção de Soliton de alta potência ao longo da linha.

A carga em paralelo com a última seção também interfere no formato da onda produzida. A Figura 4.67 mostra o comportamento para três tipos de cargas, uma de  $1 \text{ k}\Omega$  completamente descasada com a linha, outra de  $82 \Omega$  casada razoavelmente com a impedância máxima da linha de  $80 \Omega$  e uma terceira carga de  $62 \Omega$ , cujo valor é intermediário e fica entre a impedância máxima e mínima da linha (sem polarização) de  $21 \Omega$ . Fica evidente na Figura 4.67 (a) que o melhor caso para a produção de sólitons é com a carga de  $82 \Omega$ , linha vermelha, onde o pulso de saída apresenta oscilações com o maior número de ciclos sem grande atenuação. Embora para o caso de  $1 \text{ k}\Omega$  a frequência seja maior, a extração de RF é um problema porque as oscilações são atenuadas rapidamente. O caso que apresenta menores reflexões refere-se à carga de  $62 \Omega$  que se encontra mais próxima da impedância mínima da linha de  $21 \Omega$ , como se pode ver na escala expandida na Figura 4.67 (b).

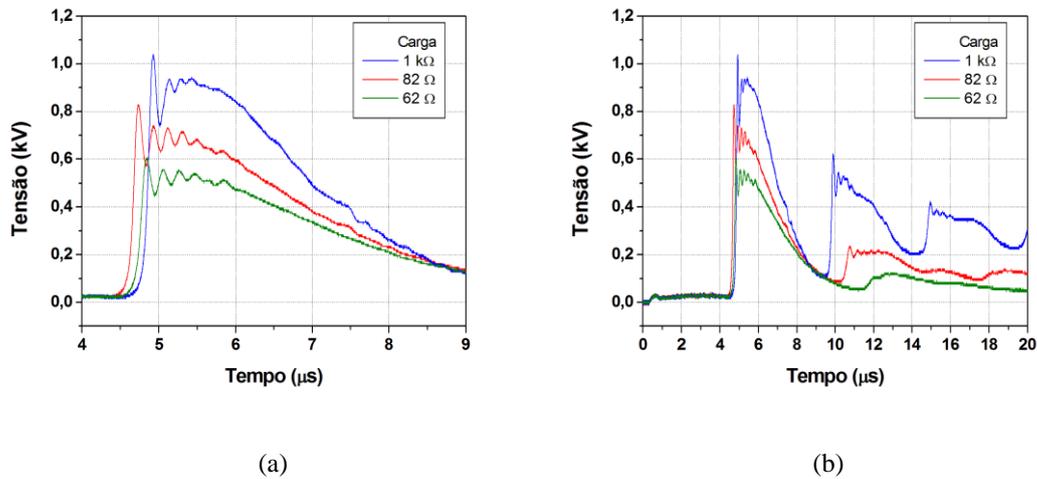


Figura 4.67- Pulso de saída com geração de sólitons em alta tensão para diferentes valores de carga com escala reduzida (a) e expandida (b).

Os espectros obtidos para os extremos de cargas, ou seja,  $62 \Omega$  e  $1 \text{ k}\Omega$  são apresentados na Figura 4.68, onde se observa um leve aumento na frequência obtida na carga de saída de  $3,3 \text{ MHz}$  para  $4,0 \text{ MHz}$  respectivamente para as cargas de  $62 \Omega$  e  $1 \text{ k}\Omega$ .

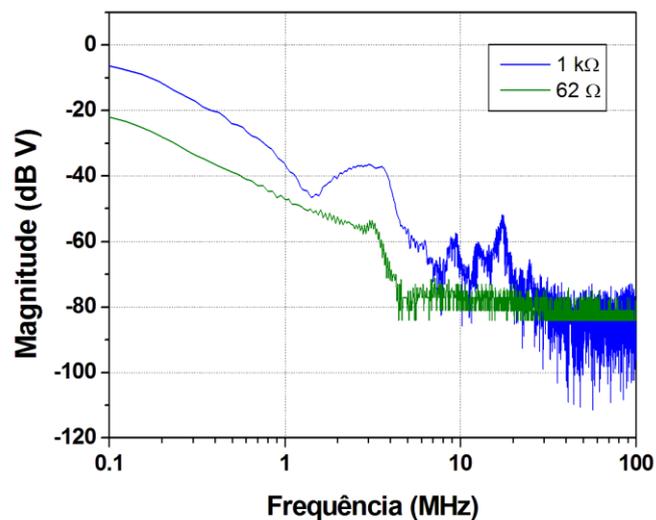
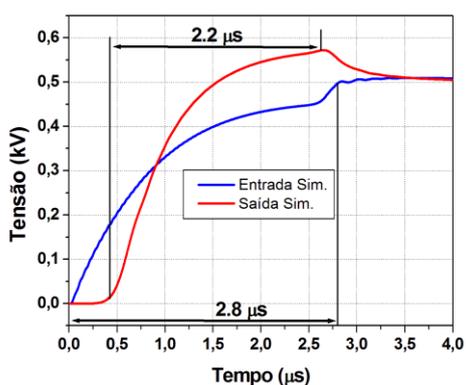
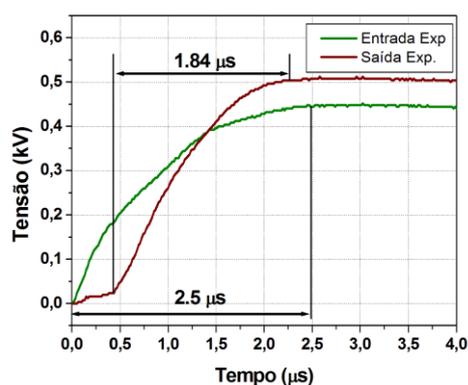


Figura 4.68- Espectro da FFT para o pulso de saída na LTNL com cargas de  $1 \text{ k}\Omega$  e  $62 \Omega$ .

Utilizando-se o modelo do capacitor C#1, mostrado na Figura 4.43, como dielétrico não linear para simular uma LTNL, obtemos na saída desta linha uma compressão do pulso conforme mostrado na Figura 4.69 (a). A linha em azul representa o pulso de entrada com  $t_{ri} = 2,8 \mu s$  e a linha vermelha o pulso de saída obtido sobre uma carga de  $82 \Omega$  com  $t_{ro} = 2,2 \mu s$ , o qual resulta em um fator de redução no tempo de subida do pulso de  $600 ns$ , confirmando o resultado calculado da ordem de  $600 ns$ . O resultado experimental obtido na saída da LTNL usando C#1 e o circuito de chaveamento apresentado na Figura 4.60 confirma as formas de onda da simulação, como  $t_{ri} > \Delta T$ , com  $2,5 \mu s$  (medido) e  $660 ns$  respectivamente, resultando somente na compressão do pulso na saída da linha conforme mostra a Figura 4.69 (b).



(a)



(b)

Figura 4.69- Formas de ondas mostrando as compressões de pulso obtido na saída da LTNL usando C#1 (a) na simulação e (b) experimental.

Outra configuração para alimentação da LTNL foi utilizada conforme mostra esquema elétrico da Figura 4.70. Inicialmente foi testado o circuito de chaveamento sem o emprego do driver e com uma carga resistiva de  $1 k\Omega$ .

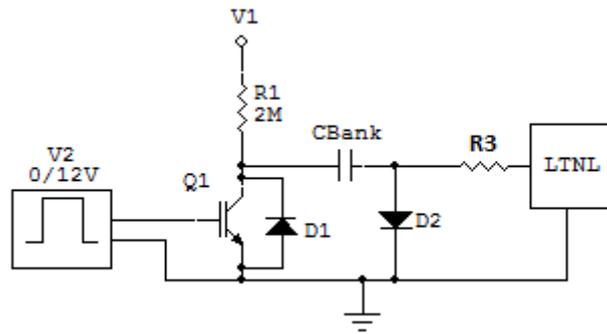
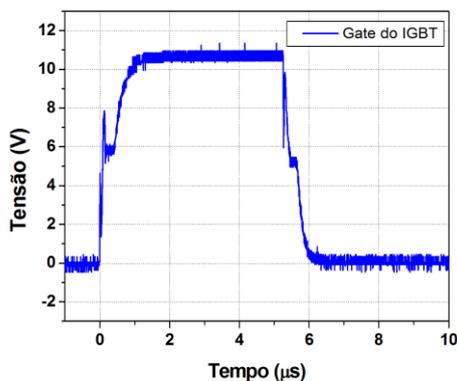
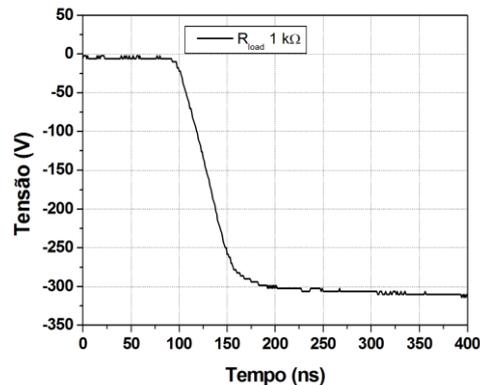


Figura 4.70- Segunda configuração para o circuito de chaveamento usando a chave IGBT para injetar pulso de entrada na LTNL.

O resultado obtido na carga, para um pulso de entrada de 300 V, mostrou que o tempo de chaveamento do IGBT ficou em torno de 80 ns de acordo com a Figura 4.71 (b), o sinal aplicado ao *gate* do IGBT é apresentado na Figura 4.71 (a). Para níveis de tensões mais altas este tempo de subida tende a aumentar.



(a)



(b)

Figura 4.71- Pulso (a) obtido na porta do IGBT e (b) na carga resistiva de 1 kΩ.

Outro teste realizado, sem o emprego do driver, foi utilizando uma carga resistiva igual 33 Ω com valor próximo da impedância da LTNL. O resultado mostra que para este valor de carga o tempo de chaveamento do IGBT aumenta drasticamente para um valor próximo de 1 μs, conforme mostra a Figura 4.72 (b). A explicação para o aumento do tempo de chaveamento do IGBT está na capacidade de fornecimento de corrente do gerador de função.

Para altas impedâncias  $> 1 \text{ k}\Omega$  a corrente solicitada pelo IGBT ao gerador de função é baixa, permitindo um tempo de chaveamento da ordem de algumas centenas de ns. Por outro lado, para valores baixos de impedância  $< 100 \Omega$  a corrente drenada pelo IGBT é alta, e como o gerador utilizado não tem capacidade de fornecer corrente alta para o IGBT tem-se um aumento no tempo de chaveamento como apresentado na Figura 4.72 (b). A limitação de corrente para um baixo valor de impedância também afeta o pulso de entrada do IGBT, conforme o vale apresentado na Figura 4.72 (a), onde há uma queda de tensão por volta de  $1 \mu\text{s}$ , sendo o mesmo tempo de chaveamento notado na Figura 4.72 (b).

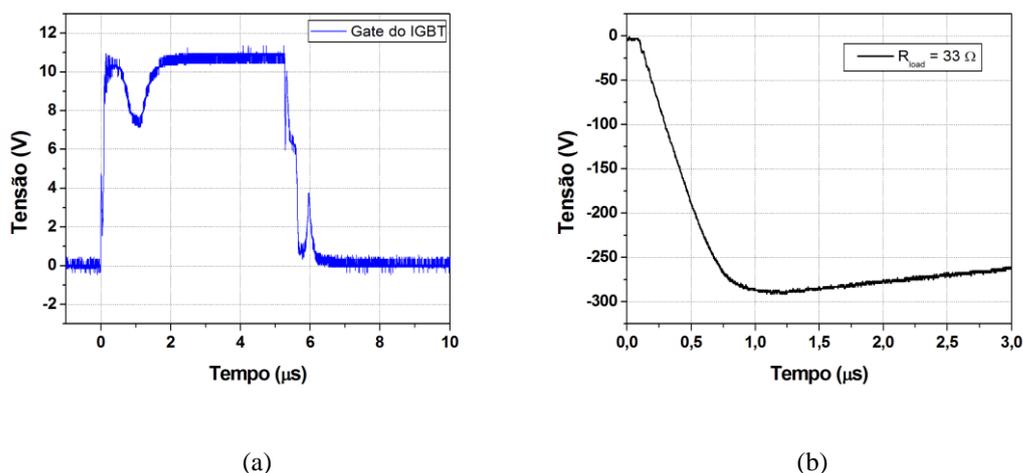


Figura 4.72- Pulso aplicado (a) no gate do IGBT e (b) na saída do IGBT para uma carga de  $33 \Omega$ .

Após os testes com polaridade negativa com carga resistiva, foi utilizado a LTNL capacitiva de 30 seções com capacitores C#2 (10 nF) e indutores lineares de  $3,3 \mu\text{H}$  fornecendo uma impedância inicial da ordem de  $21 \Omega$  e  $\Delta T = 3,27 \mu\text{s}$ . Aplicando-se um pulso com polaridade negativa em torno de 1 kV, conforme esquema da Figura 4.70 sem o driver, obteve-se na seção 29 a geração de sóliton conforme mostra a linha azul na Figura 4.73. A geração de sóliton é possível devido ao tempo de chaveamento do IGBT (da ordem  $2 \mu\text{s}$ ) ser mais rápido que o tempo de atraso da linha  $3,27 \mu\text{s}$ , resultado semelhante

obtido no caso anterior com pulso de entrada com polaridade positiva (ver Figura 4.60).

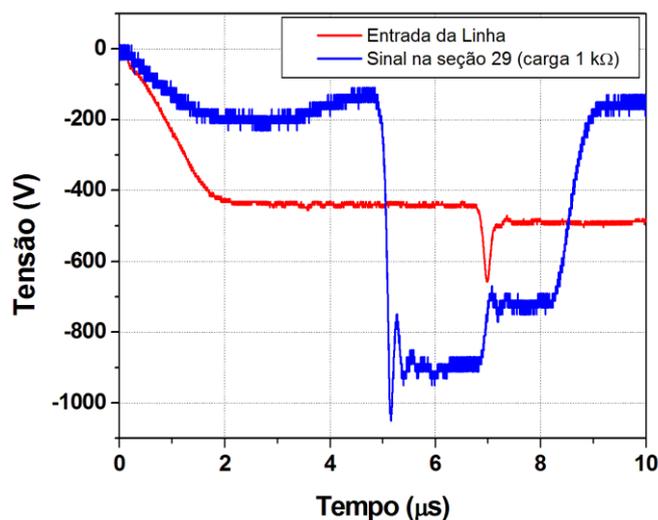


Figura 4.73- Pulso na entrada com polaridade negativa e na seção 29 da LTNL capacitiva com IGBT sem o uso do driver.

Um projeto de controle para o chaveamento do IGBT foi desenvolvido a fim de diminuir o tempo de subida aplicado na entrada da LTNL. De acordo com [102] o emprego de um driver na porta *Gate* do IGBT tem a função de fornecer mais corrente durante as transições de abertura e fechamento da chave, o que resulta em um tempo de subida e descida muito menor aplicado entre as portas dreno e fonte, conforme mostra o esquema elétrico da Figura 4.74. Este projeto foi desenvolvido de forma que o sistema seja o mais compacto possível. Para isto o sistema de armazenamento de energia (banco de capacitores), circuito de controle (driver) e chaveamento (IGBT) são interligados por uma placa de circuito impresso e não por cabos de alta tensão, resultando em um projeto com menores indutâncias parasitas, obtendo desta forma um  $t_{ri}$  menor. O modelo do driver utilizado para alimentar o IGBT é UCC37321 da *Texas Instruments*. Com a limitação da máxima tensão de trabalho dos IGBTs comercialmente disponíveis no mercado, em torno de 1,2 kV à 1,7 kV.

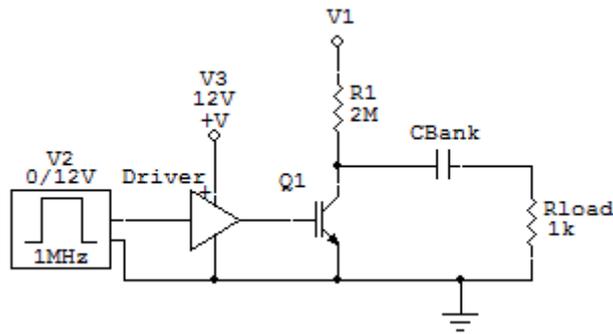
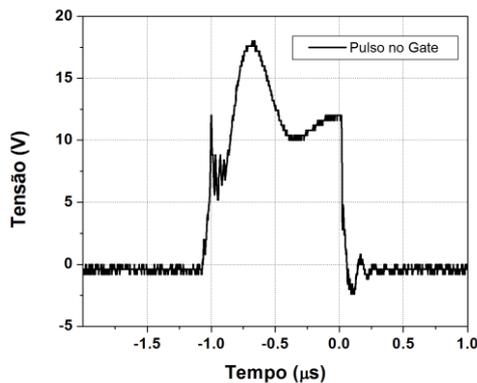
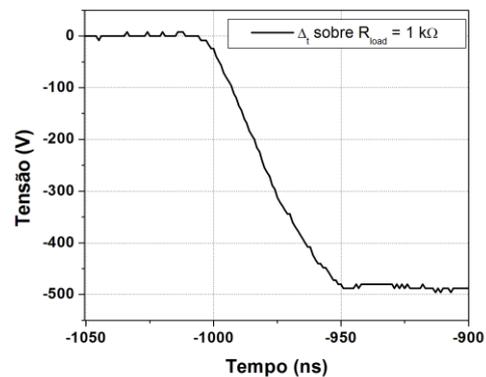


Figura 4.74- Circuito elétrico utilizado para o chaveamento em alta tensão.

Para testar o circuito de chaveamento, foi utilizada uma carga de 1 k $\Omega$ . O pulso aplicado na porta gate do IGBT é apresentado na Figura 4.75 (a). Conforme mostra a Figura 4.75 (b), o tempo de descida do pulso utilizando-se o driver no circuito de chaveamento ficou em torno de 50 ns, mostrando que este circuito pode ser fundamental para produção da geração das ondas de sólitons em LTNLs.



(a)

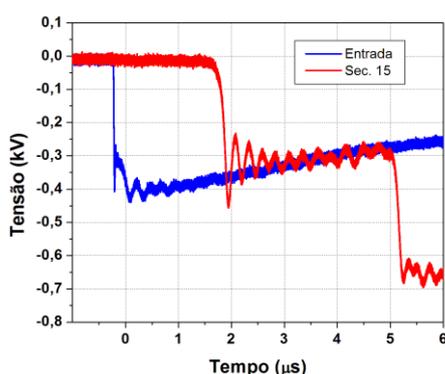


(b)

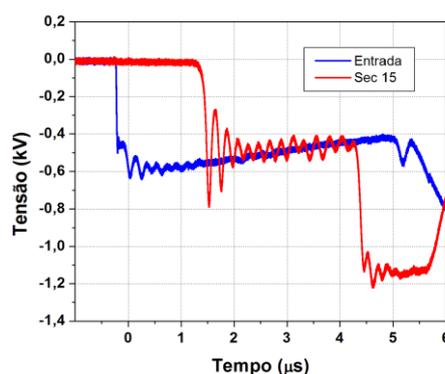
Figura 4.75- Formas de onda para (a) pulso no gate do IGBT e (b) tempo de descida do pulso sobre a carga de 1 k $\Omega$ .

Para verificar o funcionamento do circuito com driver, foi inicialmente usada a LTNL com capacitores de 10 nF (nominal) e indutores de 3,3  $\mu$ H. O resultado mostrou que o circuito opera com pulso de descida rápido, gerando as oscilações de sólitons conforme apresenta a Figura 4.76. Fazendo-se uma

análise da influência do nível de tensão para a LTNL AP#2 com capacitor de 10 nF para diferentes níveis de tensões em 400 V e 600 V para o pulso de entrada Figuras 4.76 (a) e (b) respectivamente, verifica-se que alguns parâmetros das oscilações são alteradas. A impedância inicial calculada para esta linha é de aproximadamente 21  $\Omega$ , e a carga resistiva colocada em paralelo com a última seção de 1 k $\Omega$ . O primeiro parâmetro analisado foi à amplitude de modulação que é aumentada de 215 V para 550 V, o que conseqüentemente eleva a potência de pico de 46 W para 302,5 W. O número de ciclos, ou picos de oscilações, foi aumentado de 11 para 13. Também foi observada uma diminuição no tempo de atraso da linha de 1,86  $\mu\text{s}$  para 1,32  $\mu\text{s}$ , este é explicado pela diminuição da capacitância de saturação de 1,76 nF para 1,18 nF por causa da maior amplitude do pulso de entrada. A reflexão do pulso se deve ao descasamento da linha, o coeficiente de reflexão calculado para este caso é de aproximadamente 0,958. Para um pulso de 400 V temos um pulso refletido calculado em torno de 383 V e para 600 V de 575 V que se somam ao pulso de propagação na seção 15 por causa de sua longa duração. Os valores experimentais obtidos para a somatória das amplitudes foram de 700 V e 1200 V, conforme mostram as curvas em vermelho nas Figuras 4.76 (a) e (b), o que está de acordo com os valores calculados acima.



(a)



(b)

Figura 4.76- LTNL usando o capacitor de 10 nF e a nova configuração do driver com sinais obtido na entrada e seção 15 para (a) tensão de 400 V e (b) 600 V.

A frequência também teve um aumento de 4,0 MHz para 5,0 MHz conforme mostram os espectros das Figuras 4.77 (a) e (b) para um pulso de entrada igual a 400 V e 600 V respectivamente.

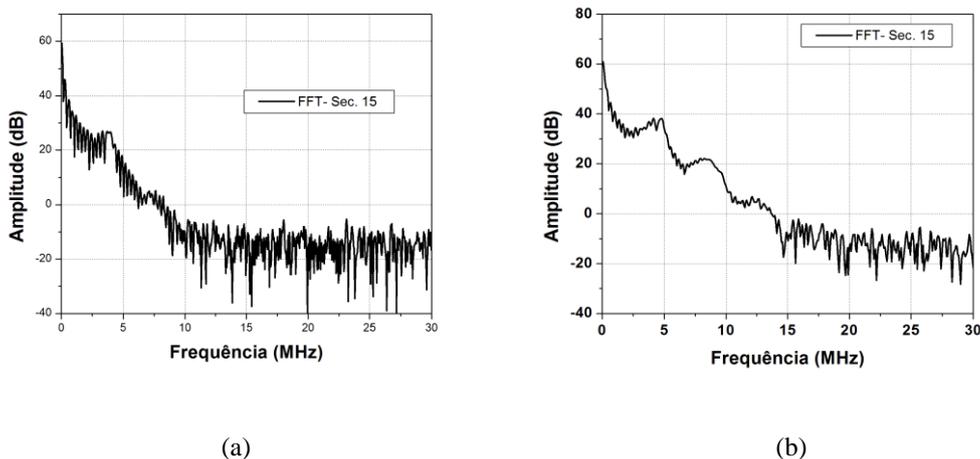
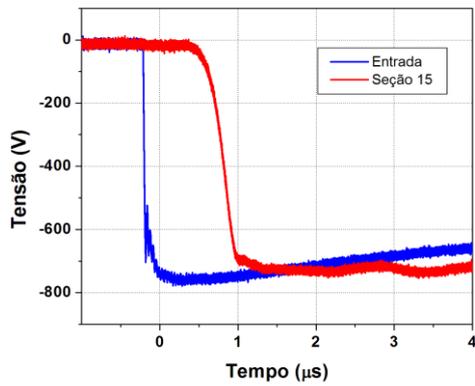
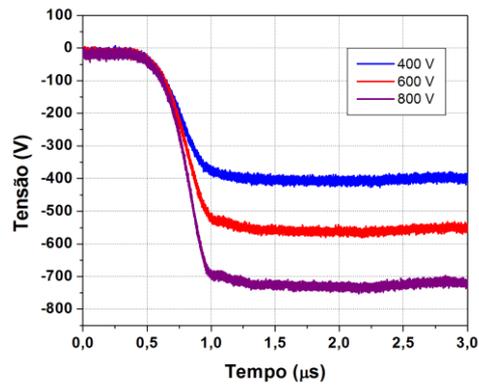


Figura 4.77- Espectro de FFT para seção 15 com amplitude do pulso de entrada igual (a) 400 V e (b) 600 V.

Utilizando-se a LTNL com capacitor cerâmico C#1 (1 nF) como elemento não linear e o sistema de chaveamento, com pulso negativo, não se obteve geração de sóliton nem compressão do pulso na seção 15 conforme mostra a Figura 4.78 (a). O pulso de entrada para um nível de 800 V apresentou  $\text{tri} \approx 34$  ns, e o fator de redução no tempo de descida do pulso calculado para esta linha foi da ordem de 300 ns. Apesar de  $\text{tri} \ll \Delta t$ , não se obteve a geração do sóliton, a explicação para isto se deve ao baixo fator de não linearidade do capacitor em torno de 30 % para  $V_{\text{fonte}} = 800$  V. Na Figura 4.78 (b) são apresentadas as curvas obtidas na seção 15 para tensões da fonte ajustada em 400 V, 600 V e 800 V, onde se observa que o tempo de descida se manteve aproximadamente o mesmo para os diferentes níveis de tensão em torno de 400 ns. Confirmando que houve na verdade um incremento do tempo de descida de pulso na saída. Isto pode ser explicado pelo fato de que o tempo de descida na saída é limitado pelo inverso da metade da frequência de Bragg de corte da linha (da ordem de 2,5 MHz), o que está condizente com os valores de L e C usados na linha [45].



(a)



(b)

Figura 4.78- Desempenho da LTNL usando C#4 e o sistema de chaveamento com pulso negativo com (a) pulso de entrada e seção 15 e (b) pulso para diferentes tensões na seção 15.

#### 4.2.3 Resultados da LTNL utilizando chave IGBT e a cerâmica PZT como elemento não linear

A linha PZT construída é composta por 10 seções utilizando o capacitor PZT despolarizado (de menores perdas) com dielétrico quadrado de (10 x 10 mm) espessura de 0,5 mm NL em torno de 50 % perto de 2 kV, pois como se observou o capacitor PZT circular apresenta baixa NL. O circuito usado para carregar a linha com polaridade positiva e  $V_{\text{fonte}} = 1100 \text{ V}$  é o mesmo apresentado na Figura 4.60. Outras características elétricas da linha PZT despolarizada são:  $C_{\text{PZT}(\text{inicial})} = 1.9 \text{ nF}$ ,  $C_{\text{PZT}(\text{vmax})} = 0,85 \text{ nF}$  (ver Figura 3.2),  $L = 3,3 \text{ nH}$ ,  $R_{\text{entrada}} = 32 \Omega$ . A disposição da linha PZT com 10 seções é apresentada na Figura 4.79.

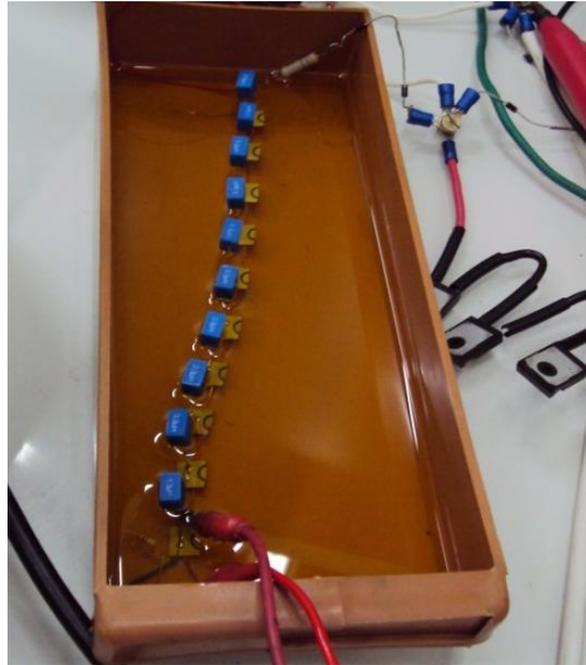
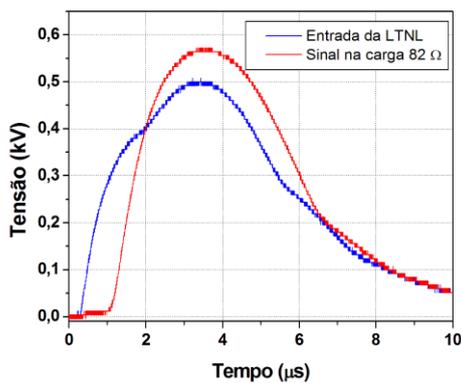
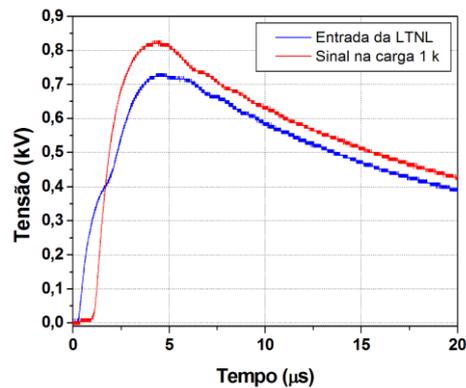


Figura 4.79- LTNL de alta potência utilizando o PZT despolarizado com 10 seções imerso no óleo.

Os resultados obtidos na saída da linha PZT despolarizada para valores de carga iguais a  $82 \Omega$  e  $1 \text{ k}\Omega$  são apresentados respectivamente na Figura 4.80 (a) e (b), os quais mostram que houve somente a compressão do pulso. Isto é explicado pela pequena variação de  $\epsilon_r$  com a tensão, limitada pela tensão máxima de operação do IGBT e também pelo divisor de tensão formado pelo resistor de entrada e impedância da linha, e com isto submetendo a LTNL à base de PZT a níveis de tensões da ordem de  $0,5 \text{ kV}$  e  $0,73 \text{ kV}$  (ver Figura 4.80) insuficientes para produção de sólitons. A linha deveria ser submetida a pulsos com tensão mínima de  $2 \text{ kV}$  para se obter ao menos  $50 \%$  da variação de  $\epsilon_r$  em função de  $V$ , conforme apresentado na Figura 3.2. Para valores de carga mais altos têm-se níveis de tensões maiores devido ao acréscimo no divisor de tensão, porém o tempo de descarga se torna mais longo como mostra a Figura 4.80 (b).



(a)



(b)

Figura 4.80- Pulso de saída na LTNL PZT despolarizada com cargas de (a)  $82 \Omega$  e (b)  $1 \text{ k}\Omega$ .

Utilizando-se o dielétrico PZT despolarizada como meio dielétrico não linear e indutores lineares de  $3,3 \mu\text{H}$  foi construída uma LTNL com 10 seções. O pulso aplicado na entrada da linha possui polaridade negativa (ver circuito da Figura 4.70) e atingiu níveis de tensão de até  $1,4 \text{ kV}$ . Mesmo empregando este novo sistema com níveis de tensões mais altas e tempos de descida rápidos (algumas centenas de ns) não foi suficiente para geração de sóliton nem compressão do pulso, conforme mostra a Figura 4.81. Isto é explicado mais uma vez, como no caso anterior do capacitor de  $1 \text{ nF}$  pelo baixo fator de não linearidade do dielétrico em torno de  $28,6 \%$  para este nível de tensão (ver PZT-D na Figura 3.2). Os tempos de descida do pulso de entrada e na carga estão próximos de  $200 \text{ ns}$  e  $1 \mu\text{s}$  conforme mostra a curva azul e vermelha respectivamente na Figura 4.81. O tempo de atraso calculado para esta linha ficou em torno de  $667,5 \text{ ns}$ , muito próximo do obtido experimentalmente de  $635 \text{ ns}$  conforme mostra a Figura 4.81. Neste caso, novamente em vez de compressão, houve apenas incremento do tempo de descida de pulso na saída uma vez que este é limitado pela metade da frequência de corte da linha, em torno de  $2,0 \text{ MHz}$  neste caso.

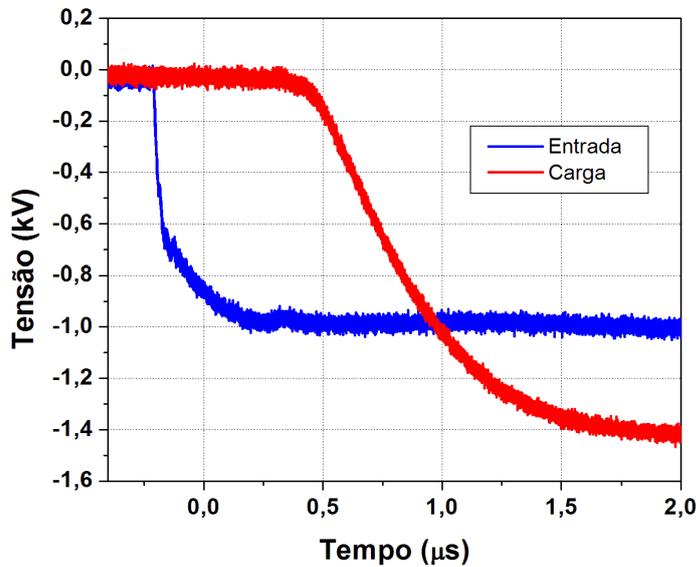


Figura 4.81- Formas de onda obtidas na entrada e carga da LTNL PZT despolarizada.

Outra LTNL construída foi utilizando a cerâmica PZT polarizada como meio dielétrico não linear e indutores linear de  $3,9 \mu\text{H}$ . A linha contém 17 seções, a impedância inicial calculada é de  $45,0 \Omega$  e a carga resistiva utilizada foi de  $1 \text{ k}\Omega$ . O circuito de chaveamento utilizado é apresentado na Figura 4.74 com pulso de polaridade negativa e tempo de descida em torno de  $30 \text{ ns}$  conforme apresentado pela Figura 4.82 (a). O fator de redução do tempo de pulso calculado para esta linha é da ordem de  $440 \text{ ns}$ . Para um pulso com amplitude de  $1,2 \text{ kV}$  não se obteve a geração de sóliton na saída da linha conforme apresentado na Figura 4.82 (b), isto se deve ao baixo fator de não linearidade da cerâmica PZT neste nível de tensão, chegando a uma variação em torno de  $21 \%$  (ver Figura 3.2). Novamente, a frequência de corte da linha limitou o tempo de descida de pulso de saída em  $500 \text{ ns}$  ou mais, obtendo um aumento do tempo em vez de compressão.

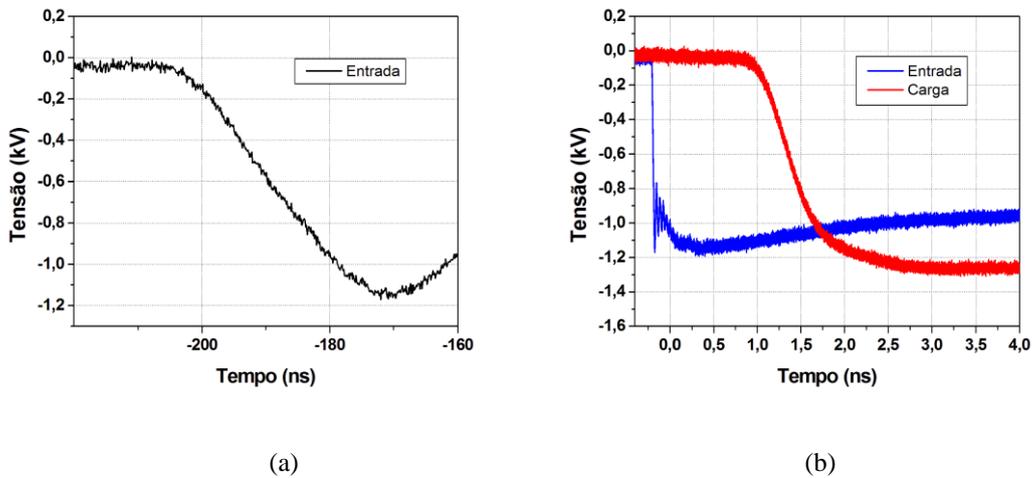


Figura 4.82- Formas de onda obtidas na LTNL com PZT polarizado na (a) entrada com escala reduzida e (b) entrada e carga.

Na Figura 4.83 são apresentadas as curvas na carga para diferentes tensões de entrada. Observa-se que nestes casos não há geração de sólitons nem compressão do pulso devido ao baixo fator de não linearidade do PZT polarizado  $< 20\%$  para diferentes tensões aplicadas na entrada da linha. Portanto, se a NL do dielétrico é baixa, o uso de um rápido tempo de subida ( $t_{ri} \ll \Delta T$ ) para um pulso longo de entrada (onde  $1/t_{width} > f_{Bragg}$ ) não é suficiente para a produção de sólitons na saída ou ao longo da linha, mas causa apenas expansão do tempo de subida (ou descida no caso de polaridade negativa) em vez de compressão devido à limitação pela frequência de corte da linha.

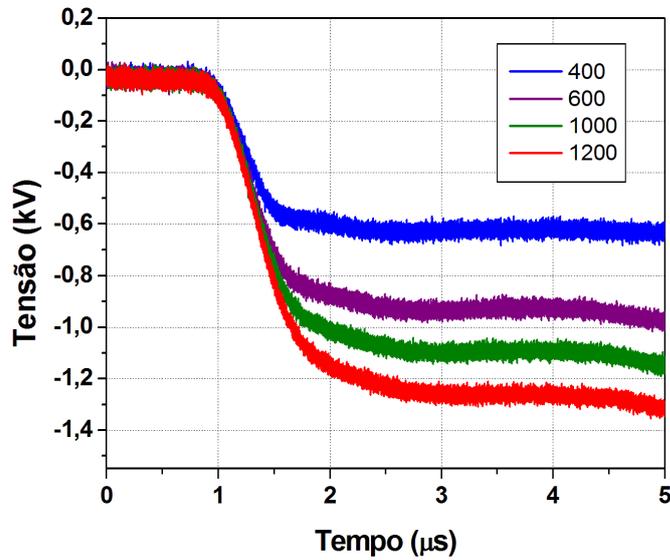
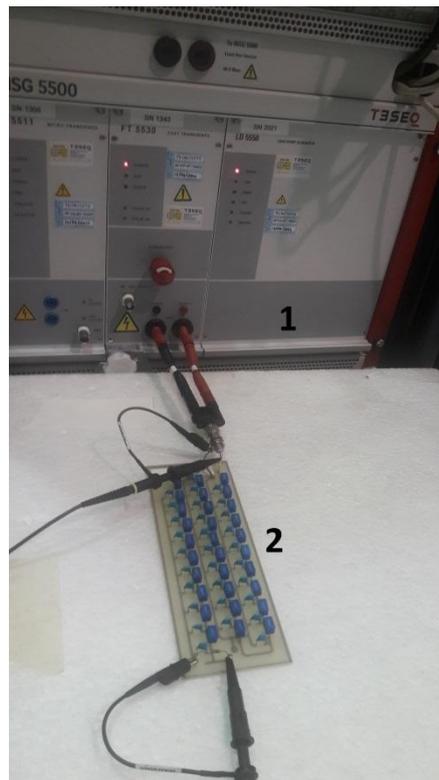


Figura 4.83- Formas de onda obtidas na LTNL com PZT polarizado para diferentes tensões aplicado na entrada.

#### 4.2.4 Resultado das linhas utilizando gerador de pulso rápido.

No Laboratório de Integração e Testes (LIT) do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) são utilizados geradores para testar e certificar subsistemas de satélites bem como equipamentos automobilísticos no campo eletromagnético definido pelos testes de interferência eletromagnética (EMI) e compatibilidade eletromagnética (EMC). Dentre os geradores utilizados na certificação de EMI e EMC têm-se o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 com especificações fornecidas pelo fabricante:  $t_{ri} \leq 5$  ns,  $t_w \leq 50$  ns e  $V_{max} = 5$  kV. O arranjo experimental montado na bancada para testar a LTNL AP#1 é mostrado na Figura 4.84.



**1- Gerador de pulso rápido**  
**2-LTNL-AP#1**

Figura 4.84- Arranjo experimental montado na bancada utilizando o gerador NSG5500 e a LTNL-AP#1.

Utilizando-se o gerador NSG5500 e a LTNL capacitiva com capacitor de BT de 1 nF/ 2 kV e com  $L = 3,3 \mu\text{H}$  e  $n = 30$ , foi ajustada uma tensão na saída do gerador de 400 V, e aplicando-se este pulso na entrada da mesma obtém-se um pulso (em azul) com  $t_{ri} = 10 \text{ ns}$  e  $t_w \approx 20 \text{ ns}$  conforme mostra a Figura 4.85 (a). Conforme pode se observar devido à baixa NL do dielétrico em 400 V, o tempo de atraso do pulso de saída (em azul) em relação a entrada na Figura 4.85 (b) é da ordem de  $1,5 \mu\text{s}$  igual  $n \times (LC_0)^{0,5}$ , isto é igual ao atraso da linha sem efeito não linear. Portanto, por causa da NL baixa do dielétrico (BT) do capacitor para esta condição não há geração de sólitons na saída da linha como visto na seção anterior. Contudo como a largura do pulso de entrada  $T$  é menor do que  $1/f_{\text{Bragg}}$ , a linha se comporta como um filtro para frequências maiores que  $f_{\text{Bragg}}$ , levando apenas uma formação de um lóbulo com amplitude bastante atenuada, como mostrado pela curva na Figura 4.85 (b), com uma carga resistiva casada de aproximadamente  $60 \Omega$ . A simulação no LT-Spice

compara o resultado experimental (em azul) com apenas um pulso na saída, conforme mostra a curva em vermelho na Figura 4.85 (b). Nota-se que para o pulso de entrada simulado (ver curva em vermelho na Figura 4.85 (a)) não se tem um casamento perfeito com o pulso de entrada devido ao fato de não se ter a opção de escolha no software SPICE para o formato do pulso com as mesmas características apresentada acima pelo gerador de pulso rápido. A baixa amplitude do pulso de saída deve-se a atenuação das harmônicas do pulso de entrada na linha LC que se comporta como um filtro passa-baixa. Considerando uma carga resistiva de 1 k $\Omega$ , ou seja, descasada com a LTNLs verificamos que não houve geração de RF, somente a formação de um lóbulo semelhante ao apresentado na Figura 4.85 (b).

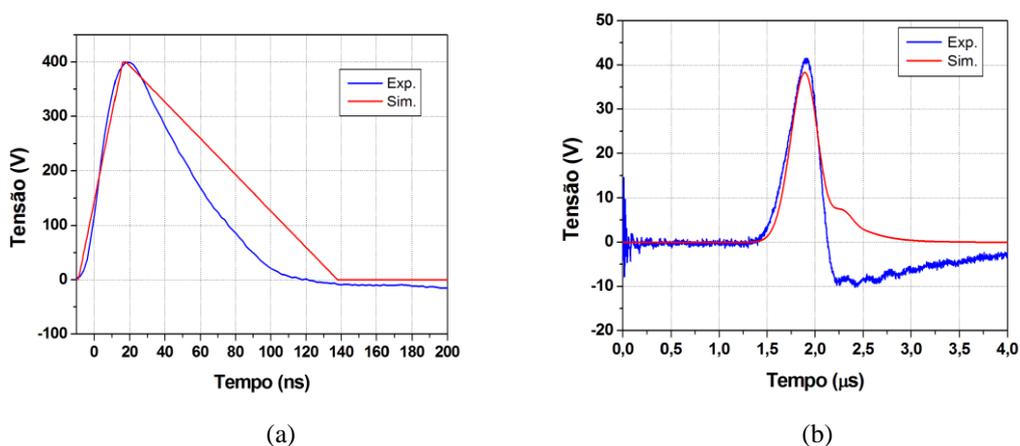
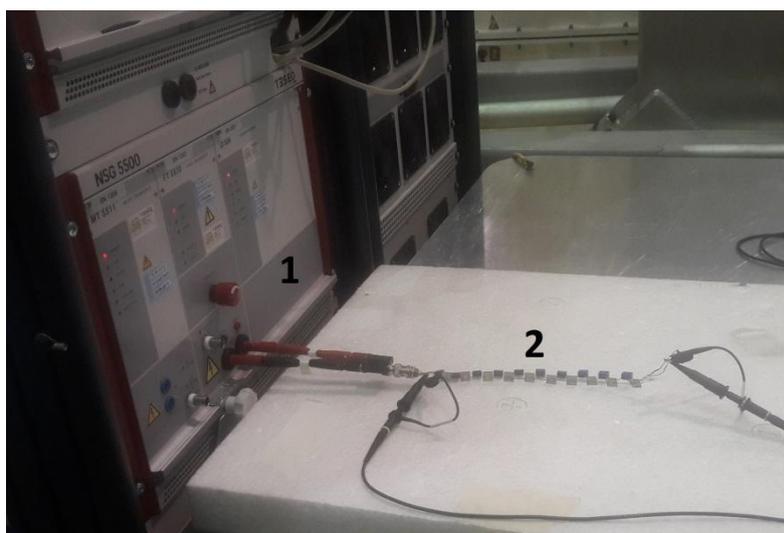


Figura 4.85- Forma de onda obtida usando o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 na (a) entrada e (b) saída da LTNL capacitiva.

Outra linha testada com o gerador de transiente foi LTNL-AP#3 utilizando o PZT-D-Q. Os componentes e os parâmetros elétricos calculados desta linha são:  $L = 3,3 \mu\text{H}$ ,  $C_0 = 1,89 \text{ nF}$ ,  $C_{v\text{max}} = 0,92 \text{ nF}$ ,  $n = 10$ ,  $\Delta T = 259,0 \text{ ns}$  para  $C_{v\text{max}}$  com tensão aplicada em 2 kV,  $Z_{(V\text{max})} = 45,0 \Omega$  e  $R_{\text{load}} = 1 \text{ k}\Omega$ . A fotografia do arranjo experimental montado para testar a LTNL AP#3 utilizando o gerador de pulso rápido é apresentada na Figura 4.86.

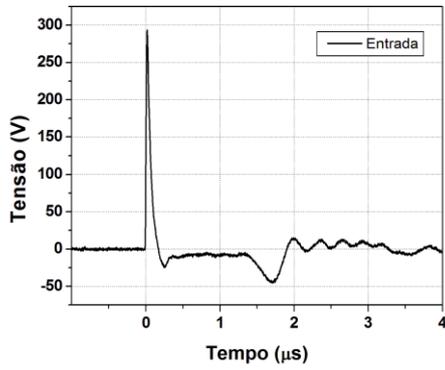


**1- Gerador de pulso rápido 2- LTNL-AP#3**

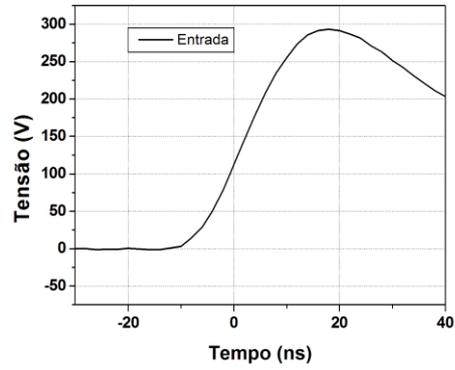
Figura 4.86- Fotografia do arranjo experimental montado na bancada utilizando o gerador NSG5500 e a LTNL-AP#3.

O pulso de entrada apresenta as mesmas características do pulso aplicado na LTNL capacitiva conforme mostra a Figura 4.87 (a) com escala ampliada e (b) escala reduzida. Novamente o efeito do dielétrico, o PZT, é desprezível e o atraso linear da linha calculado, como no caso anterior é da ordem de 790 ns, conforme mostra a Figura 4.88. Porém, neste caso, pode se notar que oscilações ocorreram na frequência de ressonância do filtro LC da ordem de 2,0 MHz, representada pela linha de elementos concentrados LC. De acordo com pesquisas na literatura, embora não sejam oscilações de sólitons, esta foi à primeira vez que em uma linha LC, utilizando o PZT-D-Q como elemento capacitivo, produziu RF, sendo uma das principais contribuições científicas desta tese de doutorado. A frequência obtida com a carga resistiva de 1 k $\Omega$  foi da ordem de 2,0 MHz conforme mostra a correspondente do sinal de saída simulado na Figura 4.88, o que confere com a frequência calculada analiticamente.

O número de oscilações obtida na carga foi da ordem de 13 picos com uma amplitude máxima de modulação em torno 75 V, o que leva a uma potência de pico próxima de 5,5 W de acordo com o gráfico da Figura 4.89.



(a)



(b)

Figura 4.87- Forma de onda obtida usando o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 na entrada da LTNL PZT-D-Q com escala (a) ampliada e (b) reduzida.

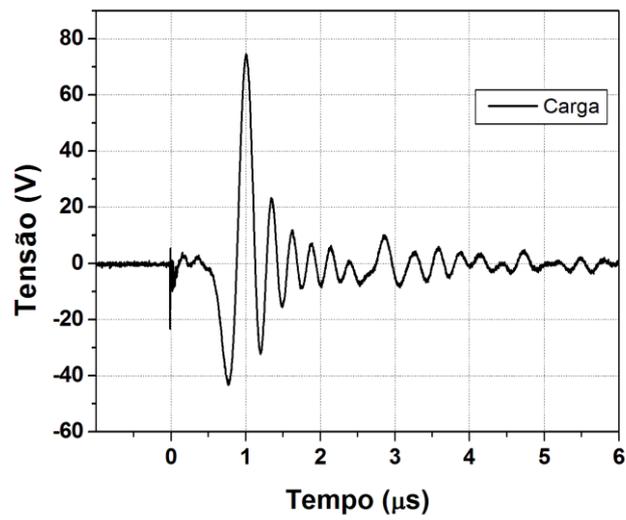


Figura 4.88- Forma de onda obtida na saída da LTNL usando o PZT-D-Q.

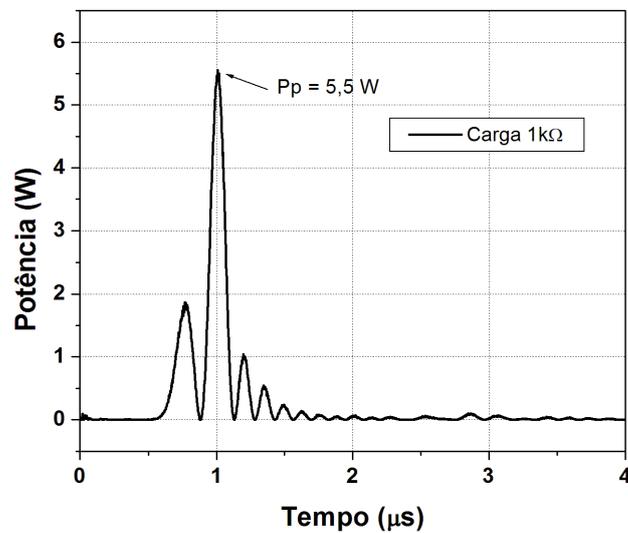
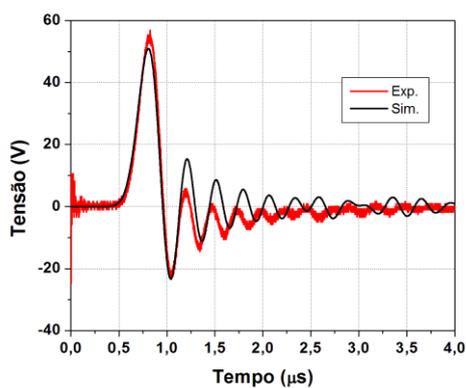
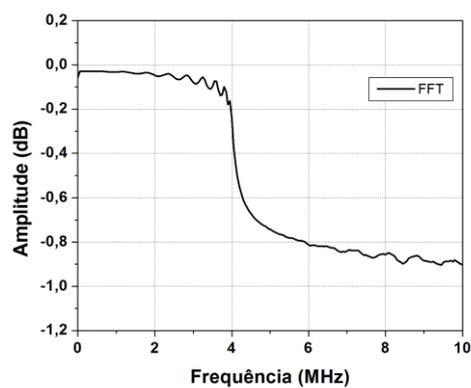


Figura 4.89- Potência média e de pico obtida na saída da linha PZT-D-Q.

O resultado de simulação da LTNL-AP#3 usando o gerador de pulso rápido e uma carga puramente resistiva casada com a impedância da linha de  $43 \Omega$ , mostrou boa concordância com o resultado experimental conforme apresentado na Figura 4.90 (a). A frequência do sinal de RF obtido na saída da linha PZT simulada ficou próxima de 2,0 MHz conforme apresenta o espectro da FFT mostrado na Figura 4.90 (b).



(a)



(b)

Figura 4.90- Geração de RF na LTNL-AP#3 utilizando o gerador de pulso rápido (a) experimental e simulado (b) FFT simulado.

Utilizando o mesmo gerador NSG5500 para aplicar um trem de pulsos com  $V = 300$  V,  $\tau_r = 10$  ns,  $\tau_w \approx 20$  ns e taxa de repetição igual a 100 kHz na entrada da linha PZT-D-Q conforme mostra a Figura 4.91 (a). Obtivemos na saída da linha a geração de RF na mesma faixa de frequência em 2,0 MHz e com potência máxima de 5,5 W, conforme mostra o gráfico da Figura 4.91 (b).

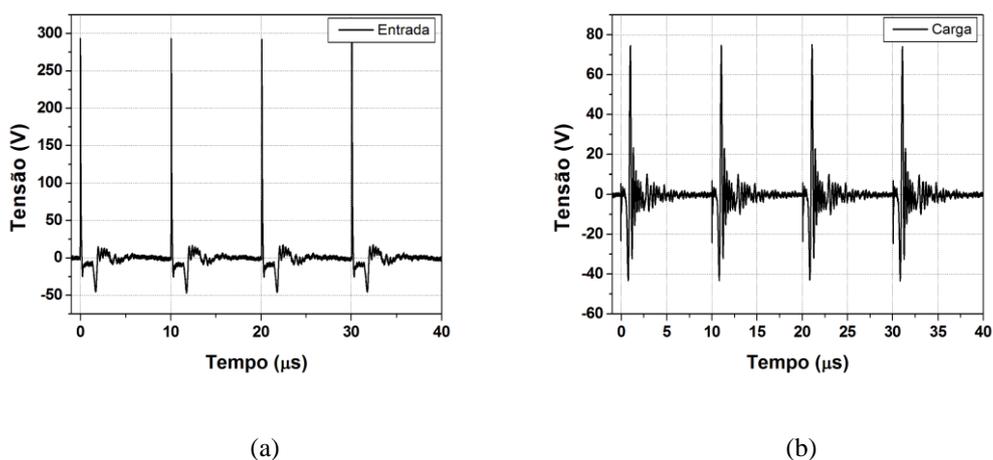


Figura 4.91- Formas de ondas obtida usando a fonte NSG5500 para gerar um trem de pulsos na (a) entrada e (b) saída da LTNL usando o PZT-D-Q.

A frequência de 2,0 MHz gerada na saída da linha PZT-D-Q é confirmada também pelo espectro da FFT do sinal de saída experimental apresentada na Figura 4.92.

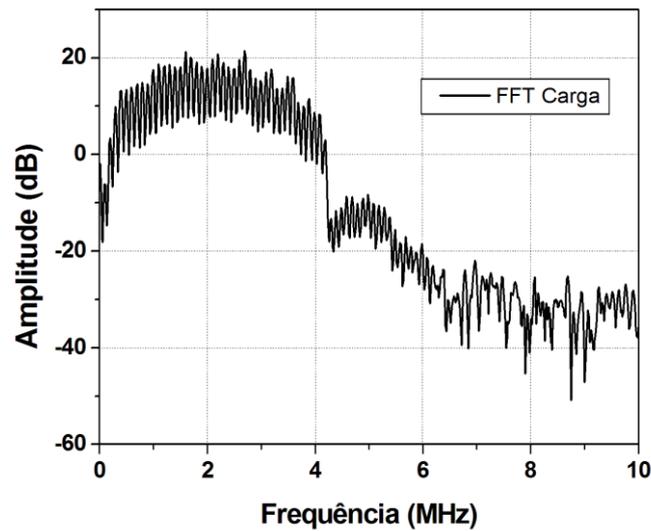


Figura 4.92- Espectro da FFT obtida na saída da linha PZT-D-Q utilizando o gerador NSG5500.

Além da linha PZT-D-Q foi construída uma linha PZT usando dielétricos polarizados, denominada de PZT-P-Q. Os componentes e os parâmetros elétricos calculados para esta linha são:  $L = 3,9 \mu\text{H}$ ,  $C_0 = 1,89 \text{ nF}$ ,  $C_{v\text{max}} = 0,92 \text{ nF}$  com tensão máxima aplicada em  $2 \text{ kV}$ ,  $n = 17$ ,  $\Delta T = 440 \text{ ns}$ ,  $Z_{(V\text{max})} = 45,0 \Omega$  e  $R_{\text{load}} = 1 \text{ k}\Omega$ . O pulso de entrada possui as mesmas características que aquela utilizada na linha despolarizada de acordo com a Figura 4.93 (a). Como no caso anterior do PZT despolarizado, a frequência de oscilação gerada na carga foi da ordem de  $2,0 \text{ MHz}$  e amplitude máxima de modulação igual a  $127 \text{ V}$ , e número de ciclos igual a 4 conforme mostra a Figura 4.93 (b). O baixo número de ciclos e a baixa amplitude de modulação nos picos secundários se devem as elevadas perdas do dielétrico polarizado.

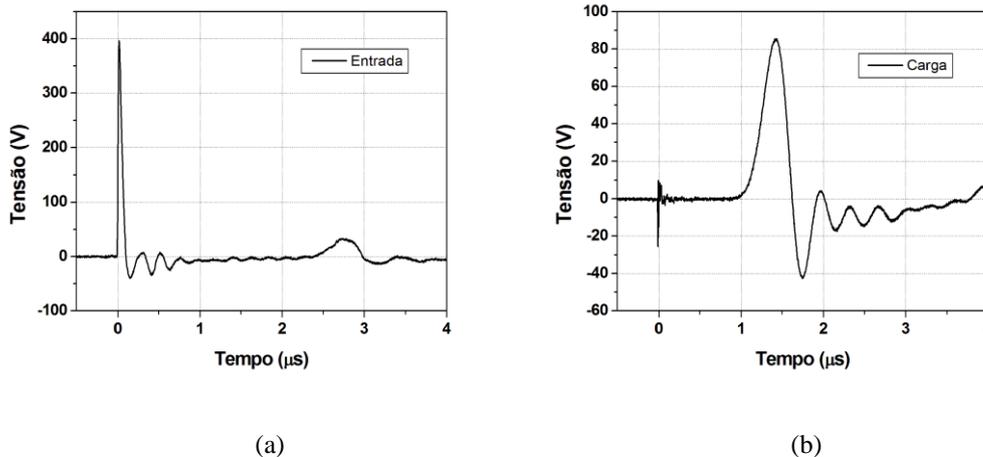


Figura 4.93- Forma de onda obtida usando o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 na (a) entrada e (b) saída da LTNL usando o PZT-P-Q.

A potência de pico medida na saída da linha PZT-P-Q foi da ordem de 7,3 W conforme mostra a Figura 4.94. A polarização do dielétrico contribui para um maior pico de potência quando a orientação inicial dos dipolos esta no mesmo sentido da passagem de corrente, porém com um menor número de ciclos com baixo VMD, devido as maiores perdas do dielétrico, embora a linha neste caso tenha um maior número de seções (17).

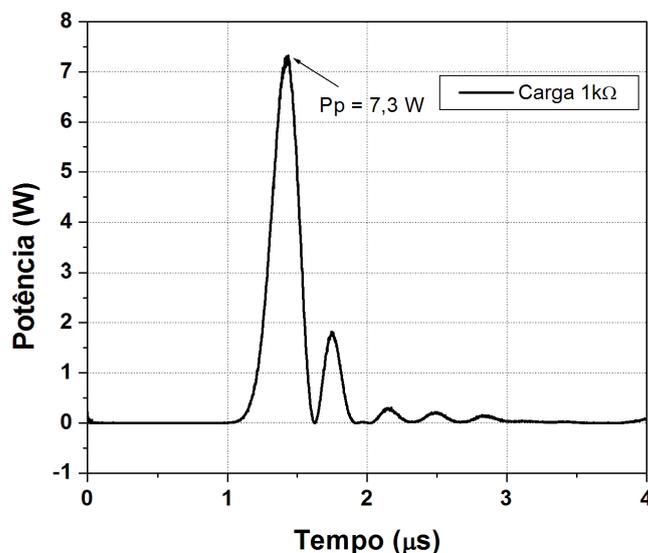


Figura 4.94- Potência de pico obtida na saída da linha PZT-P-Q.

Aplicando-se um trem de pulsos na entrada da LTNL-P-Q com tensão de entrada máxima de 300 V,  $t_{ri} = 10$  ns,  $t_w \approx 20$  ns e taxa de repetição em torno de 100 kHz conforme mostra a Figura 4.95 (a) obteve-se na saída da linha a geração de RF com frequência em torno de 2,0 MHz e com potência máxima de 7,3 W, conforme mostra o gráfico da Figura 4.95 (b). Utilizando o PZT polarizado obteve-se um menor número de oscilações devido as maiores perdas apresentadas por este tipo de dielétrico.

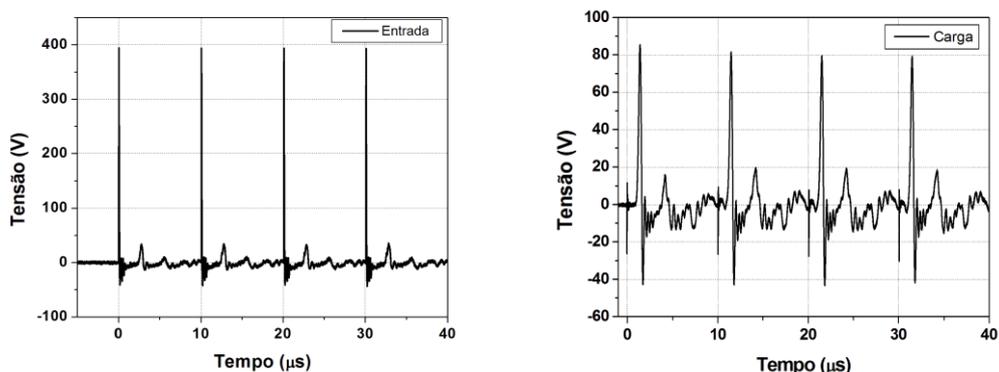


Figura 4.95- Formas de ondas obtidas usando a fonte NSG5500 para gerar um trem de pulsos na (a) entrada e (b) saída da LTNL usando o PZT-P-Q.

O espectro experimental da FFT obtido na saída da LTNL-P-Q confirma a frequência de geração do sóliton próximo de 2,0 MHz conforme mostra a Figura 4.96.

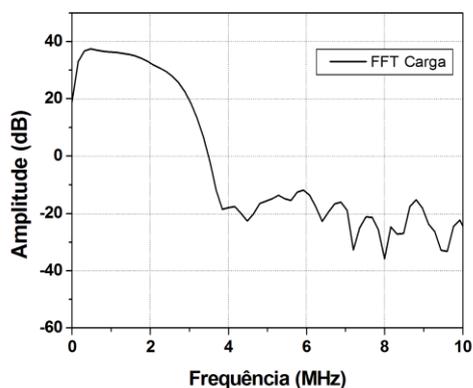


Figura 4.96- Espectro da FFT obtido na saída da linha PZT-P-Q utilizando o gerador NSG5500.

Realizando-se a simulação de uma LTNL constituída por capacitores lineares (1,9 nF) e indutores lineares (3,3  $\mu$ H) com  $n = 10$ , verifica-se que com a aplicação de um pulso rápido na entrada, obtém-se na saída a produção de RF como mostrado na Figura 4.97 (a), o que confirma que a NL do PZT pode ser fraca e não tem nenhum efeito sobre as oscilações obtidas. Conforme já discutido anteriormente isto é explicado pelo processo de filtragem formado pelo filtro passa baixa da rede LC, sendo que as oscilações neste caso não são causadas por sólitons devido a ausência de efeito não linear dos componentes LCs utilizados na linha. A frequência das oscilações geradas é da ordem de  $1/(2\pi(LC_0)^{0.5}) = 2.0$  MHz, o que está de acordo com o espectro da Figura 4.97 (b). Estas simulações no LT se assemelham bastante aos resultados experimentais e de simulação obtidos com o PZT nas Figuras 4.90 (a) e (b), uma vez que as perdas do dielétrico representadas por ESR em ambas as simulações foram mantidas em 1,5  $\Omega$  aproximadamente.

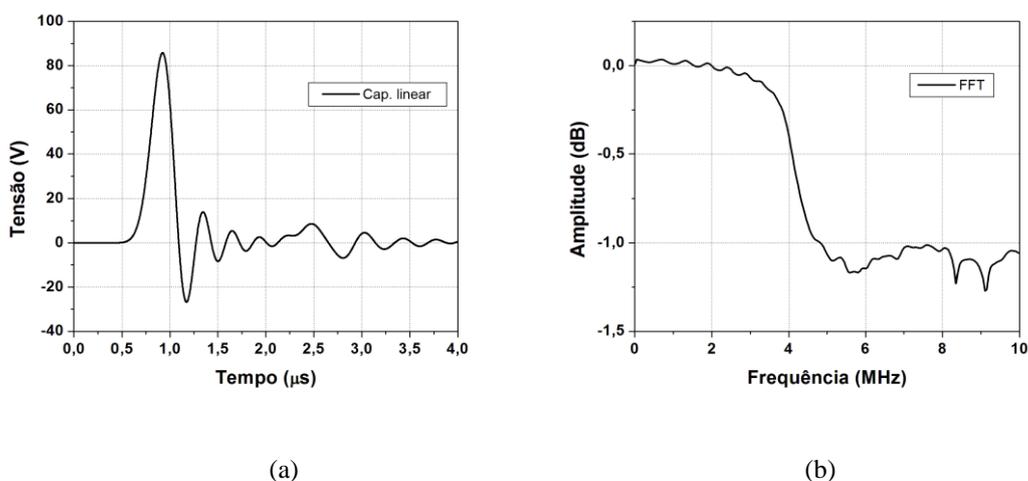


Figura 4.97- Forma de onda obtida usando o gerador de pulso rápido modelo NSG5500 e uma LTNL com capacitores lineares (a) RF produzido na saída e (b) FFT.

#### 4.2.5 Construção da LTNL Híbrida

O emprego de capacitores e indutores não lineares em um LTNL é denominado de linha híbrida, conforme já estudado em outros trabalhos [74], [103]. Nesta configuração têm-se frequências de oscilações mais altas devido a variação de ambos os elementos  $C(V)$  e  $L(I)$  que compõem a LTNL. Nesta tese foram construídas duas linhas híbridas, conforme especificações apresentadas na Tabela XIV.

Tabela XIV- LTNLs híbridas construídas utilizando capacitores e indutores não lineares.

Parâmetros	LTNL	
	Híbrida#1	Híbrida#2
Capacitor	DEBF33A222ZA2B	DEBF33A103ZA2B
$C_0$ (nF)	1,9	10,03
$C_{Vmax}$ (nF)	0,275	1,25
$L_0$ ( $\mu$ H)	8,00	8,00
Nº seções	30	30

Para a LTNL Híbrida#1 montada em uma placa de circuito impresso conforme mostra a Figura 4.98. Para esta linha foram utilizados capacitores cerâmicos do fabricante Murata modelo DEBF33A222ZA2B com característica F, ou seja, apresentando uma variação da capacitância em função da temperatura e tensão em torno de +80%/-20% de acordo com a folha de dados do fabricante [104]. A curva  $C \times V$  para este capacitor foi medida utilizando-se o circuito da Figura 3.1 e os resultados mostraram uma variação de 85,52 % da capacitância próximo da tensão de ruptura do dielétrico conforme mostra a Figura 4.99. O indutor utilizado foi o modelo 7427501 da RoHS com os

enrolamentos passando através de um núcleo de ferrite conforme mostra a Figura 4.100 (a). O comportamento da indutância em função da corrente foi medido utilizando o circuito da Figura 3.3, e os resultados mostraram uma variação próxima de 71,25 % conforme mostra a Figura 4.100 (b).



Figura 4.98- LTNL Híbrida#1 montada em uma placa de circuito impresso.

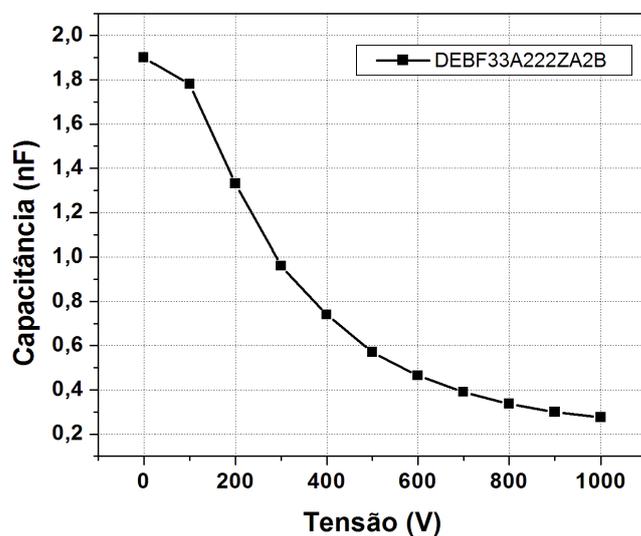
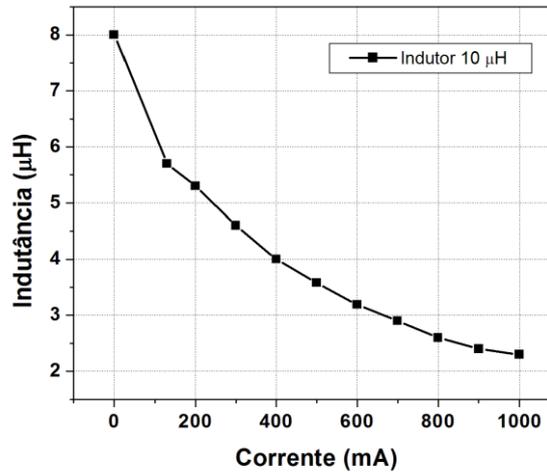


Figura 4.99- Variação da capacitância em função da tensão DC aplicada para o capacitor de 2,2 nF.



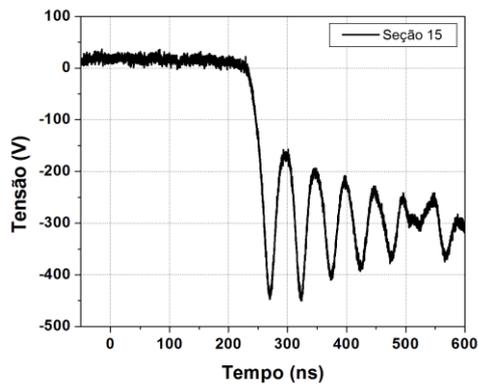
(a)



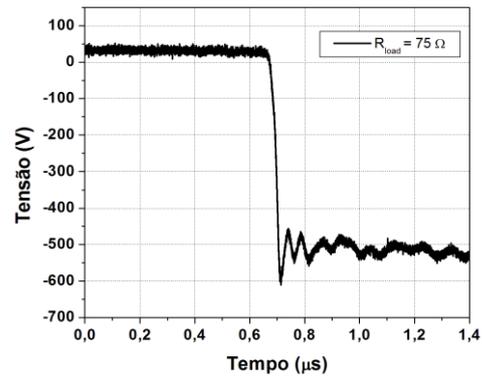
(b)

Figura 4.100- Indutor de 10 uH com (a) sua disposição física e (b) resposta em corrente DC.

Utilizando-se o circuito de chaveamento com polaridade negativa (ver Fig. 4.101), e ajustando-se a saída da fonte DC em 300 V, obtivemos um pulso com tempo de descida da ordem de 20 ns. O resultado experimental apresenta a geração de sóliton na LTNL Híbrida#1 obtida na seção 15 e carga conforme mostra a Figura 4.101 (a) e (b) respectivamente. A impedância inicial calculada da linha ficou próxima de  $28,3 \Omega$ , utilizando-se uma carga resistiva de  $75 \Omega$  em paralelo com a última seção e aplicando-se 300 V na entrada, tem-se uma corrente circulando pela linha da ordem de 4 A. Como o comportamento da indutância em função da corrente DC foi medida até 1 A, desta forma o comportamento da indutância em função da corrente será estimado pela frequência gerada na linha. A frequência de oscilação obtida para este nível de tensão foi da ordem de 20 MHz. Com  $C_{Vmax} = 0,96 \text{ nF}$  (ver Figura 4.99) e  $f = 20 \text{ MHz}$  é possível estimar o valor da indutância que ficou próximo de 65,96 nH, ou seja, uma variação de 99,17%. A amplitude de modulação obtida na seção 15 ficou em torno de 290 V e na carga 130 V (ver novamente a Figura 4.101).



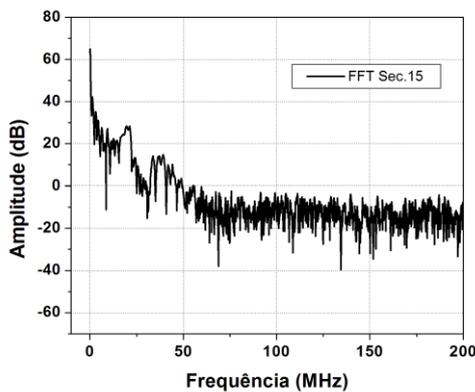
(a)



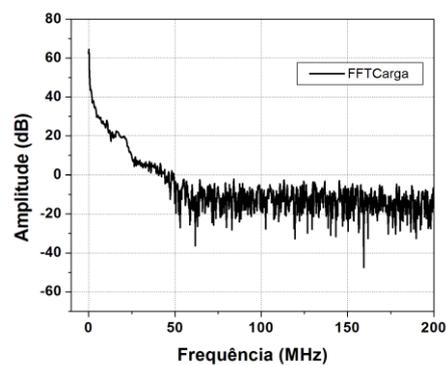
(b)

Figura 4.101- Geração de sóliton na LTNL híbrida obtida na (a) seção 15 e (b) na carga para um pulso de entrada de 200 V.

A frequência obtida na linha híbrida é confirmada pelos espectros de FFT que apresentam picos em torno de 20 MHz conforme mostram as Figuras 4.102 (a) e (b) para a seção 15 e carga respectivamente.



(a)



(b)

Figura 4.102- Espectro da FFT obtido (a) na seção 15 e (b) carga para um pulso de entrada igual à 200 V.

A potência de pico medida na carga foi da ordem de 5,0 kW de acordo com a Figura 4.103.

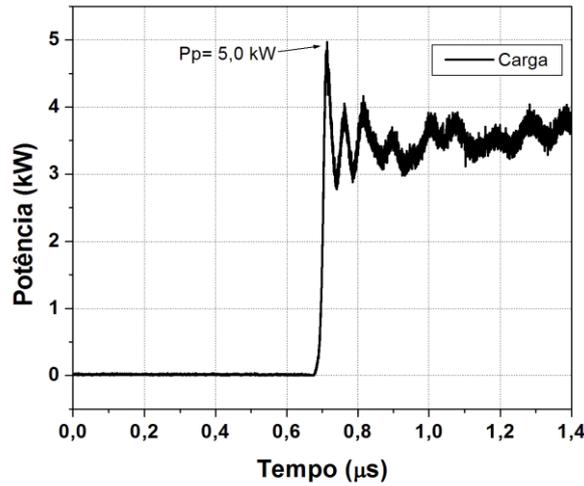


Figura 4.103- Potência de pico obtido na carga para um pulso de entrada igual a 200 V.

Devido à limitação no fornecimento de corrente pela fonte de alta tensão, foi possível aplicar um pulso com baixa taxa de repetição em torno de 5,0 Hz, onde a frequência de oscilação se manteve aproximadamente 20 MHz para um nível de tensão de 300 V conforme mostram os resultados nas Figuras 4.104 (a) na escala ampliada com taxa de repetição e (b) na escala normal que mostra apenas um pulso.

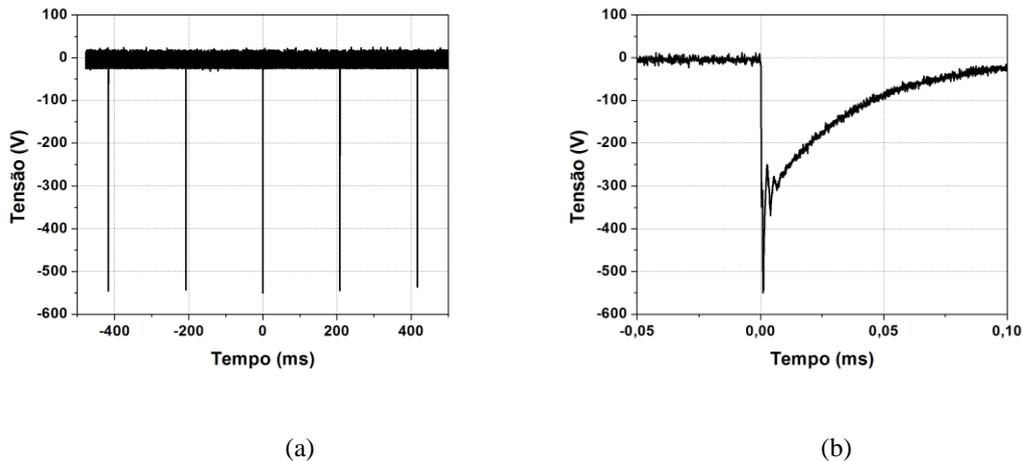


Figura 4.104- Geração de sóliton utilizando uma taxa de repetição igual a 5 Hz (a) escala ampliada e (b) para um pulso.

Com foco em aumentar a frequência de geração do sóliton, ajustou-se a tensão da fonte para 1kV, trabalhando próximo da tensão nominal do capacitor. Neste nível de tensão a variação da capacitância, fica em torno de 85,52 %, e a corrente que circula pela linha próxima de 13,33 A. A frequência medida experimentalmente de 33,2 MHz permite calcular o valor da indutância saturada que fica próxima de 83,56 nH. A amplitude máxima de modulação para este pulso ficou próxima de 700 V conforme mostra a Figura 4.105.

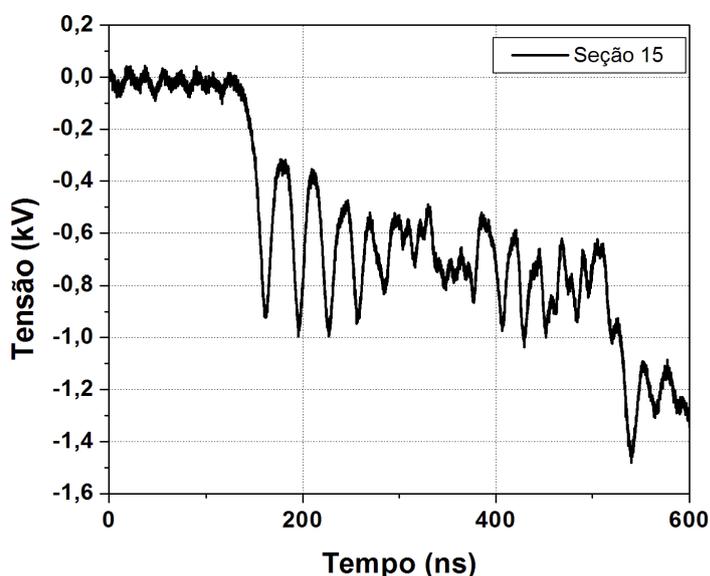


Figura 4.105- Geração de sóliton na LTNL híbrida utilizando capacitor 2,2 nF e indutor de 10 uH.

O espectro da FFT obtido na seção 15 apresenta um pico com frequência próximo de 34 MHz, ficando bem próximo do valor medido e calculado de acordo com a Figura 4.106.

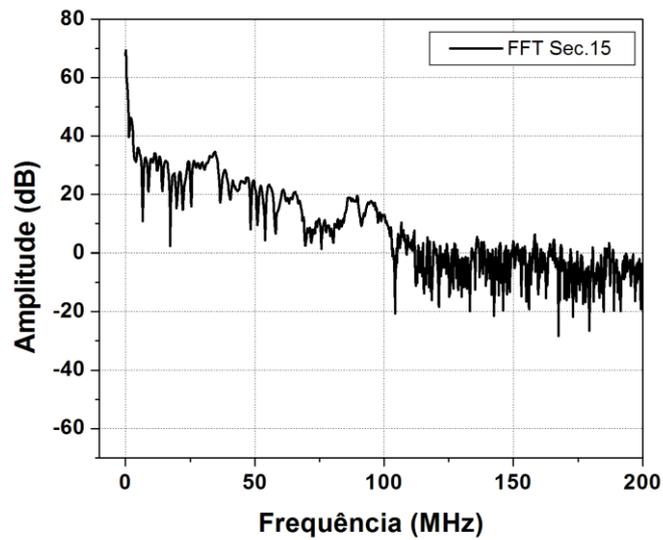


Figura 4.106- Espectro da FFT obtido na sec.15 para um pulso de entrada igual a 1 kV.

Na LTNL Híbrida#2 foi usado o capacitor cerâmico com capacitância nominal de 10 nF, modelo DEBF33A103ZA2B. A montagem desta linha em uma placa de circuito impresso é apresentada na Figura 4.107. A curva CxV medida para este capacitor é apresentada na Figura 4.108, mostrando um fator de não linearidade próximo da tensão nominal do capacitor de 87,53 %.

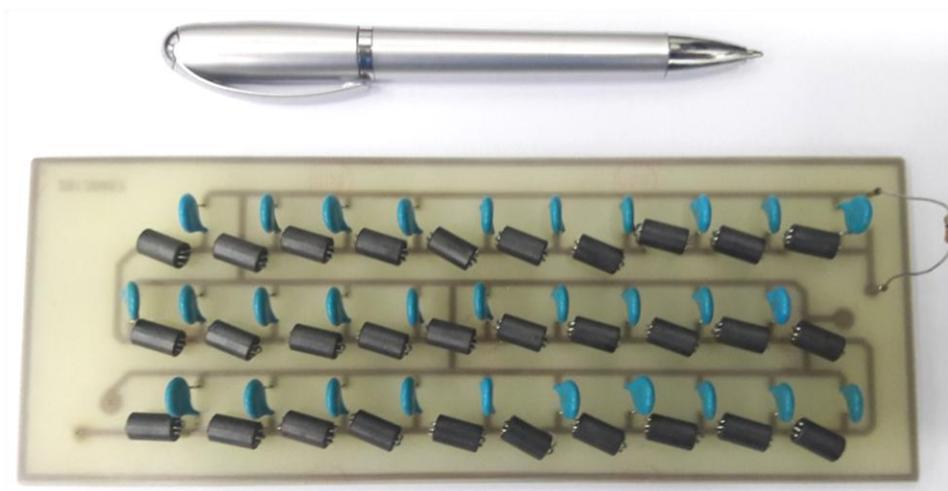


Figura 4.107- LTNL Híbrida#2 montada em uma placa de circuito impresso.

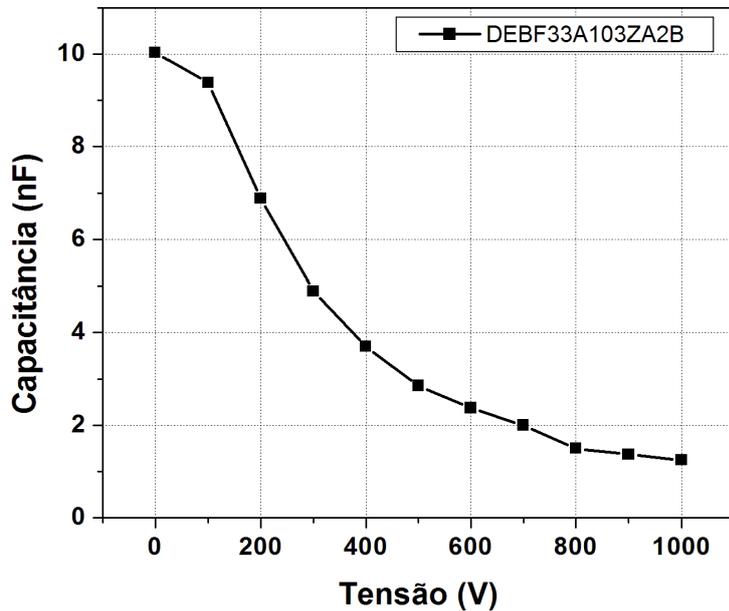
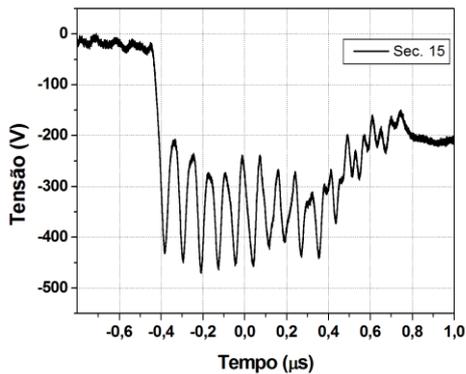
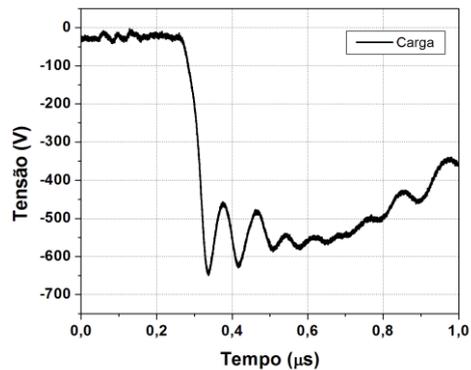


Figura 4.108- Variação da capacitância em função da tensão DC aplicada para o capacitor de 10 nF.

A impedância inicial calculada para a LTNL Híbrida#2 ficou em torno de  $32 \Omega$ , e foi utilizada uma impedância comercial de  $33 \Omega$ . Para uma tensão de 600 V a corrente que circula através da linha fica próxima de 18 A, corrente suficiente para saturar a indutância. Utilizando-se o valor de capacitância igual a 2,37 nF (ver Figura 4.108) e a frequência de sólito obtida na seção 15 de 11,63 MHz, tem-se um valor de indutância próximo de 94,58 nH. A máxima amplitude de modulação obtida na seção 15 foi de 250 V conforme mostra a Figura 4.109 (a). A frequência do sólito obtida na carga ficou em torno de 11,23 MHz e amplitude de modulação próxima de 200 V conforme mostra a Figura 4.109 (b). A diminuição do número de ciclos com pequena amplitude de modulação deve-se às perdas ao longo da linha e à dificuldade de extração de RF na carga.



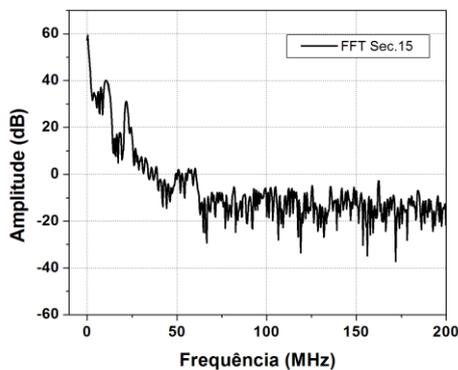
(a)



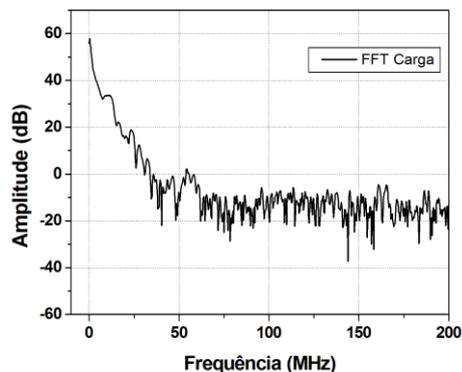
(b)

Figura 4.109- Geração de sóliton na LTNL híbrida utilizando capacitor 10 nF e indutor de 10 uH.

Os espectros de FFT obtidos na seção 15 e carga apresentaram frequências em torno de 11,0 MHz conforme mostram nas Figuras 4.110 (a) e (b) respectivamente.



(a)



(b)

Figura 4.110- Espectro da FFT obtido (a) na seção 15e (b) carga para a LTNL Híbrida#2.

A potência de pico medida na carga ficou próxima de 12,8 kW conforme mostra a Figura 4.111.

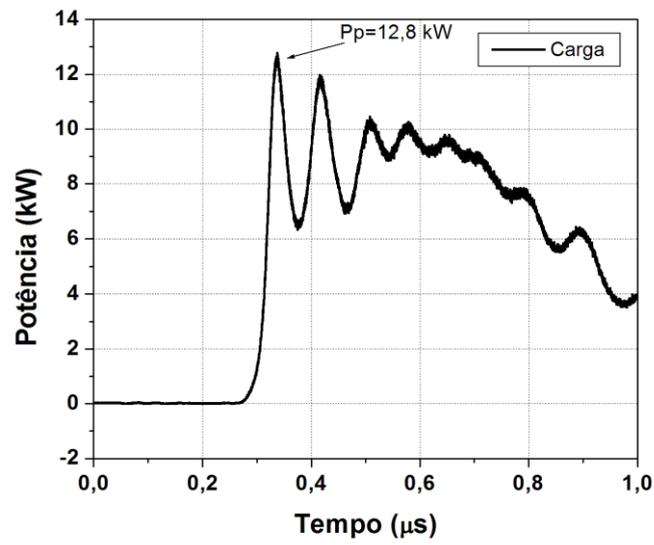


Figura 4.111- Potência de pico medida na carga para a LTNL Híbrida#2.

A Tabela XV resume os principais parâmetros calculados e medidos para as linhas Híbridas #1 e #2.

Tabela XV- Resumo dos parâmetros elétricos medidos e calculados para as LTNLs Híbrida#1 e #2.

Parâmetro	Híbrida#1	Híbrida#2
$C_0$ (nF)	1,9	10,03
$C_{V1}$ (nF)	0,275	1,25
Vsaturação (V)	1000	1000
Fator não linear	85,53 %	87,54 %
$L_0$ ( $\mu$ H)	8,0	8,0
$L_{I1}$ (nH)	83,56	94,58
Isaturação (A)	13,33	18,18
$Z_0$	65 $\Omega$	28 $\Omega$
$Z_{Vmax}$	17 $\Omega$	9 $\Omega$
$t_{ri}$	20 ns	20 ns
$\Delta T$	3,55 $\mu$ s	8,17 $\mu$ s
Geração de Soliton	Sim	Sim
$f_{C0}$ (MHz)	33,2 MHz	14,63 MHz
$f_{sec.15}$ (MHz)	33,2 MHz	11,63 MHz
$P_{pico}$ (kW)	5,0	12,8



## 5 CONCLUSÕES

Os resultados de caracterização em função da tensão estática (DC) mostraram que o tipo de dielétrico utilizado (classe I ou classe II) é essencial na determinação do fator de não linearidade. Por sua vez, este fator é essencial na geração de RF por meio de sólitons em LTNLs. Em particular, neste trabalho de tese, foi verificado que um fator de NL em capacitores cerâmicos acima de 80 % já é suficiente para se gerar RF em LTNLs, tendo-se em mente que é necessário concomitante a isto o uso de geradores de pulso de entrada com rápidos tempos de subida na faixa de algumas dezenas de ns. Embora 80 % de NL seja um valor aceitável para a geração de sólitons, é recomendável o uso de capacitores com alto fator de NL da ordem de 90 % para se atingir oscilações com amplitudes de grande profundidade de modulação (VMD).

Outra importante conclusão deste trabalho foi à caracterização em frequência dos dielétricos de capacitores cerâmicos que mostrou a presença de indutância parasita nos terminais do componente, a qual limita a sua frequência de operação abaixo de 200 MHz, embora a frequência de relaxação de dielétricos a base titanatos seja da ordem de 1 GHz. Este efeito pode ser entendido quando se aplica um pulso de alta tensão e de alta frequência nos terminais de um capacitor. Por causa da indutância parasita, caso a frequência do pulso seja igual ou fica acima da frequência de ressonância do dispositivo, o capacitor tende a se tornar um indutor e o efeito não linear do decréscimo de  $C$  com  $V$  não pode ser mais explorado, e no caso de uma LTNL capacitiva as oscilações serão suprimidas num ponto de operação perto da frequência de ressonância. O mesmo efeito aplica-se para o caso de uma LTNL indutiva, embora neste caso a frequência de ressonância de materiais magnéticos, como ferritas, devido à presença de capacitância parasitas, encontra-se em valores bem acima de 200 MHz, podendo chegar próximo de 1 GHz. Neste sentido, a resposta em frequência de materiais magnéticos é superior ao de materiais dielétricos, como atestam os resultados experimentais de geração de RF obtidos com LTNLs indutivas e capacitivas.

O projeto e construção das linhas de baixa potência, a partir de diodos varactores, permitiram o estudo preliminar das LTNLs. De acordo com os resultados obtidos em linhas de baixa potência os únicos parâmetros que interferem na frequência de oscilação são a intensidade do pulso de entrada e o valor de carga. Outro parâmetro, tal como o número de seções, afeta apenas o tempo de atraso da linha e até certo ponto o número de ciclos obtido. Tempo de subida de pulso de entrada é outro parâmetro importante que deve ser levado em consideração como já visto anteriormente, bem como o fator de não linearidade do dielétrico. Em suma, foi verificado que usando LTNLs de baixa potência a base de diodos varactores é possível gerar sólitons com frequência de operação da ordem de 300 MHz, operando-se no limite da tensão reversa do dispositivo varactor e com indutores na faixa de dezenas de nH. Obviamente, que para isto é necessário de geradores de pulso rápido com tempo de subida menor do que 100 ns para que o fator de redução do pulso de entrada  $\Delta T$  seja menor que  $t_{ri}$  (condição necessária para a geração de sólitons).

Utilizando-se capacitores cerâmicos a base de titanatos de bário, como meio dielétrico não linear na LTNL de alta potência, foram geradas ondas de sólitons em duas configurações de chaveamento, uma fornecendo tensão positiva e outra com tensão negativa. Em ambos os casos a frequência de oscilação obtida na saída da linha ficou próxima de 4,0 MHz com nível de potência de pico em torno de 500 W.

A geração de RF em uma LTNL, usando-se o capacitor à base de PZT despolarizado como meio dielétrico só foi possível com o emprego de um gerador de pulso rápido,  $t_{ri} < 5$  ns. A frequência gerada nesta LTNL com cerâmica PZT foi da ordem de 2,0 MHz, determinada pela frequência de ressonância do filtro passa-baixa LC formado na linha. A produção de oscilações na saída da LTNL usando-se o gerador de pulso rápido se deve ao processo de filtragem, desprezando-se o efeito não linear do capacitor, pois neste caso o dielétrico PZT usado tem fraca NL. Observou-se que as perdas do

dielétrico também interferem na geração das oscilações, por exemplo, usando-se um PZT de maiores perdas (polarizado), verifica-se que as oscilações na saída da linha possuem amplitudes menores (baixo valor de VMD). Por outro lado, aumentando-se mais as perdas do dielétrico por meio do emprego de capacitores cerâmicos a base titanato de bário com fraca NL, verifica-se que as oscilações cessam. Estes resultados são inéditos na literatura, uma vez que foi descrito a geração de RF apenas com LTNLs a base de capacitores cerâmicos de titanato de bário. Este tipo de geração de RF precisa ser investigado através de mais experimentos, sendo que as limitações deste processo estão na profundidade de modulação obtida na saída da linha que fica apenas entre 100 V a 200 V, na baixa frequência de saída (2,0 MHz), e na potência de pico próxima de apenas algumas dezenas de watts.

Por outro lado, LTNLs híbridas de alta potência apresentaram melhores resultados comparados aos da LTNL capacitivas, com frequência de oscilação em torno de 30,0 MHz, potência de pico próximo de 10,0 kW e alta profundidade de modulação observada (max. de 700 V) associado à um grande número de ciclos ( $> 5$ ).

Como uma das conclusões finais desta tese, verifica-se que para a produção de ondas de sólitons em uma LTNL capacitiva é necessário o uso de capacitores com alto fator de não linearidade ( $> 80\%$ ) e de baixo fator de perdas no dielétrico ( $< 0,05$ ), o que é conseguido com capacitores com capacitância da ordem de alguns nF. Porém esta faixa de capacitância limita a máxima frequência de oscilação máxima obtida na saída da linha. Verificou-se que para baixos valores de LC não se obtém oscilações de RF, isto é explicado pelo baixo fator de não linearidade do capacitor, sobreposto aos efeitos das impedâncias parasitas que atenuam fortemente o sinal (profundidade de modulação obtida geralmente é desprezível nestes casos). Por último, através do emprego de geradores de entrada com tempos rápidos de subida, na faixa de alguns ns, usando dielétricos de baixas perdas e de fraca NL, verificou-se a

geração de RF com baixo VMD e de baixa potência na saída por meio de processo de filtragem devido ao efeito dispersivo da linha LC discreta.



## 6 TRABALHOS FUTUROS

Com a finalidade de continuar a pesquisa em LTNLs de baixa e alta potência, é apresentada abaixo uma lista de investigações, as quais podem ser efetuadas com objetivo de se atingir frequência e amplitude de modulação mais alta na saída das LTNLs:

→ Utilizar diodos Schottky ou PIN à base de carbeto de silício (SiC) com tensão reversa nominal  $> 1,2$  kV para construção de LTNLs capacitivas e híbridas, possibilitando a geração de sólitons com frequências ( $> 300$  MHz) e profundidade de modulação mais alta (1 kV);

→ Construção de LTNLs capacitivas ou híbridas, utilizando componentes de montagem superficial (SMD);

→ Utilizar cargas RLC em linhas de alta potência;

→ Geração de RF através de uma linha LC linear atuando como filtro passa-baixa, utilizando geradores com tempo de subida  $< 5$  ns e dielétricos do tipo PZT de baixas perdas, abrindo desta forma uma linha de pesquisa alternativa para geração de RF;

→ Acoplamento das LTNLs em antenas para testes de transmissão e recepção.

→ Ensaios de qualificação das LTNLs (termo vácuo, ciclagem térmica, EMI/EMC, radiação, vibração) para aplicações espaciais.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] IKEZI, H.; DEGRASSIE, J. S.; DRAKE, J. Soliton generation at 10 MW level in the very high frequency band. **Applied Physic letters**, v. 58, n. 9, p. 986-987, 1991.
- [2] SEDDON, N.; SPIKINGS, C. R.; DOLAN, J. E. RF pulse formation in nonlinear transmission lines. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2007, Albuquerque, New Mexico. **Proceedings...**Albuquerque: IEEE, 2007. p. 678-681.
- [3] GAUDET, J.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J. O.; BUCHENEAUER, C. J.; FROST, C. Nonlinear transmission lines for high power microwave applications – a survey. In: INTERNATIONAL IEEE INTERNATIONAL POWER MODULATORS AND HIGH VOLTAGE CONFERENCE, 2008, Las Vegas, NE. **Proceedings...**Las Vegas: IEEE, 2008. p. 131-138.
- [4] FRENCH, D. M.; LAU, Y. Y.; GILGENBACH, R. M. High power nonlinear transmission lines with nonlinear inductance. In: INTERNATIONAL POWER MODULATOR AND HIGH VOLTAGE CONFERENCE, 2010, Atlanta, GA. **Proceedings...**Atlanta: IEEE, 2010. p. 598-599.
- [5] KUEK, N. S. **Theoretical and experimental studies on nonlinear lumped element transmission lines for RF generation**. 2013. Thesis (Doctorate in Electrical Engineering) National University of Singapore. Electrical & Computer Eng. Dept. 2013. Disponível em: <<http://mtc-m18.sid.inpe.br/col/sid.inpe.br/iris@1916/2005/05.19.15.27/doc/publicacao.pdf>>. Acesso em: 23 de junho de 2014.
- [6] BUDGE, M. C. JR; GERMAN, S.R. **Basic Radar Analysis**, Artech House, Norwood , 2015. p. 1-727.
- [7] SOARES, J. V. **Fundamentos de sensoriamento remoto por radar**. São José dos Campos: INPE. p. 1-100. Disponível em: <[http://www.dsr.inpe.br/dsr/vianeiradar/DOCs\\_PDFs/Livro\\_Radar.pdf](http://www.dsr.inpe.br/dsr/vianeiradar/DOCs_PDFs/Livro_Radar.pdf)>. Acesso em: 01 de jun de 2014.
- [8] LARSON, W. J.; WERTZ, J. R. **Space mission analysis and design**. 3. ed. USA: Microcosm Press and Kluwer Academic Publishers, 2005, p.1-38.
- [9] PILLAI, S.U.; LI, K.Y.; HIMED, B. **Space based radar theory & applications**. SA: McGraw Hill, 2008, p. 1-450.

- [10] IBUKA, S.; OHNISHI, M.; YAMADA, T.; YASUOKA, K.; ISHII, S. Voltage amplification effect of nonlinear transmission lines for fast high voltage pulse generation. In: INTER. PULSED POWER CONFERENCE, 11., 1997, Baltimore. **Proceedings...** IEEE, 1997. p. 1548-1553.
- [11] SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J.; SILVA JUNIOR, A. R.; CASTRO, P. J., DIAS, P. A. G. Ceramic dielectric characterization for sub-GHz applications using nonlinear transmission lines. In: INTERNATIONAL MICROWAVE AND OPTOELECTRONIC CONFERENCE, 2013, Rio de Janeiro. **Proceedings...**IEEE, 2013.
- [12] ROSSI, J. O.; SILVA NETO, L. P.; YAMASAKI, F. S.; BARROSO, J. J. State of the art of nonlinear transmission lines for applications in high power microwaves. In: INTERNATIONAL MICROWAVE AND OPTOELECTRONIC CONFERENCE, 2013, Rio de Janeiro. **Proceedings...**IEEE, 2013.
- [13] ARLT, G. Strong ultrasonic microwaves in ferroelectric ceramics. **IEEE Trans. on Ultrasonics, ferroelectrics and Frequency control**, v. 45, n.1, p.4-10, January 1998.
- [14] MCNEAL, M.P.; SEI-JOO JANG; NEWNHAM, R.E. The effect of grain and particle size on the microwave properties of barium titanate (BaTiO<sub>3</sub>). **Journal of Applied Physics**, v. 83, n.6, p. 3288-3297, March 1998.
- [15] ROSSI, J. O. AND RIZZO, P. N. Study of hybrid nonlinear transmission lines for high power RF generation. In: PULSED POWER CONFERENCE, 2009, Washington. **Proceedings...**USA: IEEE, 2009. p. 46-50. ISBN: 9781424440641.
- [16] SMITH, P. W. **Transient electronics: pulsed circuit technology**. West Sussex, England: John Wiley & Sons, 2002. p. 237-264.
- [17] IBUKA, S.; ABE, K.; MIYAZAWA, T.; ISHII, A.; ISHII, S. Fast high-voltage pulse generator with nonlinear transmission line for high repetition rate operation. **IEEE Transaction on Plasma Science**, v. 25, n. 2, April 1997, p. 266-271.
- [18] ROSSI, J. O.; SILVA NETO, L. P.; BARROSO, J. J.; YAMASAKI, F. S.; SCHAMILOGLU, E. Overview of RF generation using nonlinear transmission lines. In: IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2015, Austin. **Proceedings...** USA: IEEE, 2015. p. 1-6.
- [19] GALLEAS, W.; YMAI, L.H.; NATTI, P.L.; TAKANO, E.R. Ondas do tipo sóliton em guias dielétricos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 25, n. 03, Setembro de 2003.

- [20] PERRING, J. K.; SKYRME, T. H. R. A model unified field equation. **Nuclear physics**, p. 550-555, 1962.
- [21] ZABUSKY, N. J.; KRUSKAL, M. D. Interaction of solitons in a collision-less plasma and the recurrence of initial states. **Physical review letters**, p. 240-243, 1965.
- [22] BROWN, M. P.; SMITH, P. W. High power, pulsed soliton generation at radio and microwave frequencies. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 1997, Baltimore. **Proceedings...USA: IEEE**, 1997. p. 346-354.
- [23] AFSHARI, E.; HAJIMIRI, A. Nonlinear transmission lines for pulse shaping in silicon. **IEEE Journal of solid-state circuits**, v.40, n. 03, p. 744-752, 2005.
- [24] AFSHARI, E.; BHAT, H.S.; HAJIMIRI, A.; MARSDEN, J.E. Extremely wide band signal shaping using one and two dimensional non uniform nonlinear transmission lines. **Journal of Applied Physics**, v. 99, n. 5, American Institute of Physics, 2006.
- [25] KUEK, N. S.; LIEW, A. C.; SCHAMILOUGLU, E.; ROSSI, J. O. Circuit modeling of nonlinear lumped element transmission lines including hybrid lines. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 40, no. 10, p. 2523-2534, Oct. 2012.
- [26] INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIS – INPE. **Lançamento CBERS-4** . Disponível em: <[http://www.cbbers.inpe.br/sobre\\_satelite/lancamento\\_cbbers4.php](http://www.cbbers.inpe.br/sobre_satelite/lancamento_cbbers4.php)>, Acesso em: 15 de set. de 2015.
- [27] PROCHNOW, S. L.; DURÃO, O. S. C.; SCHUCH, N. J. **Miniaturização de satélites**. Relatório final de projeto de iniciação científica. Santa Maria: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2006. Disponível em: < <http://mtc-m16.sid.inpe.br/attachment.cgi/sid.inpe.br/mtc-m16@80/2006/08.15.13.13/doc/Silvano%20Lucas%20Prochnow.pdf> . >. Acesso em: 25 de agosto de 2015.
- [28] RUMBURG, J. NASA’s Science Mission Directorate Cubesat Initiative. National Aeronautics and Space Administration – NASA. Washington, 18 June 2014. Disponível em: < <https://www.nasa.gov/content/goddard/nasas-science-mission-directorate-cubesat-initiative/#.VfiRLvIViko> >. Acesso em: 10 de set. de 2015.
- [29] FONSECA, L. **CubeSats** - introdução aos sistemas espaciais. São Carlos: Universidade de São Paulo, Escola de Engenharia de São Carlos, março 2013. Disponível em: <<http://airvantis.com.br/wp/wp-content/uploads/2013/03/Cubesats.pdf>>. Acesso em: 11 de set. de 2015.

- [30] SCHUCH, N. J. **Amateur satellite frequency coordination request**. abril de 2011. Disponível em: <[http://www.inpe.br/crs/nanosat/arquivos\\_nanosat-br/pdf/NANOSATC\\_BR1\\_April\\_2011\\_AMATEUR\\_SATELLITE\\_FREQUENCY\\_COORDINATION\\_REQUEST.pdf](http://www.inpe.br/crs/nanosat/arquivos_nanosat-br/pdf/NANOSATC_BR1_April_2011_AMATEUR_SATELLITE_FREQUENCY_COORDINATION_REQUEST.pdf)>. Acesso em: 22 de agosto de 2015.
- [31] GROENENDAAL, H. V. **Request of the international amateur radio Union for NANOSATC-BR**. maio de 2011. Disponível em: <[http://www.inpe.br/crs/nanosat/arquivos\\_nanosat-br/pdf/Resposta\\_Hans\\_NANOSATC\\_BR1\\_10\\_5\\_2011.pdf](http://www.inpe.br/crs/nanosat/arquivos_nanosat-br/pdf/Resposta_Hans_NANOSATC_BR1_10_5_2011.pdf)>. Acesso em: 22 de agosto de 2015.
- [32] PROTZEK, M. A.; DESCARDECI, J. R. Comunicações por satélites – técnicas de transmissão, multiplexação e de acesso. **Revista Científica Periódica – Telecomunicações**, vol. 04, n.02, dez. 2001.
- [33] MOREIRA, A. Synthetic Aperture Radar (SAR): principles and applications. In: ADVANCED TRAINING COURSE IN LAND REMOTE SENSING, 4., 2013, Atenas. **Transparências...** ESA, July 2013. Disponível em: <<https://earth.esa.int/documents/10174/642943/6-LTC2013-SAR-Moreira.pdf> > Acesso em: 30 de agosto de 2015.
- [34] COSTA, M. M. S.; BOGOSSIAN, O. L.; PASSARO, A. Basic Requirements for synthetic aperture radar satellite mission. In: WORKSHOP EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA ESPACIAIS, 6. (WETE), , São José dos Campos. **Anais...** São José dos Campos: INPE, 2015. On-line. ISSN 2177-3114. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3L8HBTL>>. Acesso em: 16 maio 2016.
- [35] LEITE, B. R. A.; HABERMANN, M. Utilização do SAR R-99 para busca marítima: metodologias e possibilidades de emprego. In: SIMPÓSIO DE APLICAÇÕES OPERACIONAIS EM ÁREAS DE DEFESA – SIGE, 15., 2013, São José dos Campos. **Anais...** São José dos Campos: ITA, 2013. 1 CD-ROM.
- [36] NATURAL RESEARCH CANADA. **Radar basics**. Disponível em: <<http://www.nrcan.gc.ca/earth-sciences/geomatics/satellite-imagery-air-photos/satellite-imagery-products/educational-resources/9355>>. Acesso em: 25 de agosto de 2015.
- [37] MARKUS, O. **Sistemas analógicos, circuitos com diodos e transistores**. 8. ed. São Paulo, Brasil: Editora Érica Ltda, 2008. p. 102.
- [38] SILVA NETO, L. P. **Caracterização de dielétricos para sistemas de armazenamento de alta energia e de geração de RF em aplicações aeroespaciais**. 2012. 151 p. (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.15.16.56-TDI). Dissertação (Mestrado em Engenharia e Gerenciamento de Sistemas Espaciais) -

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BCCSFP>>. Acesso em: 16 maio 2016.

- [39] PAN, M. -J.; RANDALL, C.A. A brief introduction to ceramic capacitors. **IEEE Electrical Insulation Magazine**, v. 26, p. 44-50, 2010.
- [40] MOULSON, A. J.; HERBERT, J. M. **Electroceramics material properties and applications**. 3. ed. England: John Wiley & Sons, 2003. p. 251-260.
- [41] REYNOLDS, T.G.; BUCHANAN, R.C. **Ceramic capacitor materials, in ceramic materials for electronics**. New York: Marcel Dekker, Inc., 2004.
- [42] OLADEINDE, T. O. **Síntese e propriedades elétricas de cerâmicas a base de titanato de bário dopado com Er<sup>3+</sup> e Zr<sup>2+</sup>: Ba<sub>1-x</sub>Er<sub>x</sub>(Ti<sub>0,98</sub>Zr<sub>0,02</sub>) O<sub>3</sub> (x = 0,01, 0,02 e 0,04)**. Trabalho de conclusão de curso em Engenharia Elétrica ênfase Eletrônica, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.
- [43] PADAM, R. A.; PIKA JHA, ASHOK, K. G. Synthesis, Characterization and dielectric properties of nanometer sized barium strontium titanates prepared by the polymeric citrate precursor method. **Journal of Materials Chemistry**, v. 13, 2003, p. 415-423.
- [44] RICHERSON, D. W. **The magic of ceramics**. Westerville, USA: The American Ceramic Society, 2000. p.122-148.
- [45] SMITH, P.W. Pulsed, high power, RF generation from nonlinear dielectric ladder networks – performance limits. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2011, Chicago, IL. **Proceedings...USA: IEEE**, 2011. p. 167-172.
- [46] CALLISTER JR., W.D. **Materials Science and engineering an introduction**. 7. ed. USA: John Wiley & Sons, 2007. p. 700-712.
- [47] BARSOUM, M. W. **Fundamentals of ceramics**. England: Institute of Physics Publishing, 2003. p. 465-497. Series in Materials Science and Engineering.
- [48] CASTRO, P. A. **Studies of electric breakdown under pulsed conditions**. 2010. Thesis-Msc. (In Electrical Engineering- Electrical & Computer Eng. Dept.) – University of New Mexico (UNM), NM, May 2010.
- [49] BURFOOT, J.C.; TAYLOR, G.W. **Polar dielectrics and their applications**. Berkeley: University of California Press, 1979. p. 39.
- [50] MARKUS, O. **Circuitos elétricos, corrente contínua e corrente alternada**. 9. Ed. Brasil, Editora Érica Ltda, 2004. p. 99-105.

- [51] PAUL, C. R. **Introduction to electromagnetic compatibility**. 2. ed. USA: John Wiley & Sons, 2006, p. 336-346.
- [52] THORTON ELETRÔNICA LTDA. **IP6**. Disponível em: <[http://www.thornton.com.br/materiais\\_ip6.htm](http://www.thornton.com.br/materiais_ip6.htm)>. Acesso em 03 de Fev. de 2016.
- [53] FERROXCUBE. EMI Supression. Disponível em: <[http://www.ferroxcube.com/FerroxcubeCorporateReception/material/action.do;jsessionid=\(J2EE2566700\)ID1858402550DB1e9e80795391aa35f27c880c5a618b3ce93277ebEnd;saplb\\_\\*= \(J2EE2566700\)2566750?action=gotoPage&pageType=\\_en&pageName=material-1](http://www.ferroxcube.com/FerroxcubeCorporateReception/material/action.do;jsessionid=(J2EE2566700)ID1858402550DB1e9e80795391aa35f27c880c5a618b3ce93277ebEnd;saplb_*= (J2EE2566700)2566750?action=gotoPage&pageType=_en&pageName=material-1)>. Acesso em 05 de Fev. de 2016.
- [54] FERROXCUBE. Special ferrites. Disponível em: <[http://www.ferroxcube.com/FerroxcubeCorporateReception/material/action.do?action=gotoPage&pageType=\\_en&pageName=material-4](http://www.ferroxcube.com/FerroxcubeCorporateReception/material/action.do?action=gotoPage&pageType=_en&pageName=material-4)>. Acesso em 05 de Fev. de 2016.
- [55] FAIR-RITE PRODUCTS CORPORATION. **68 Material characteristics**. Disponível em: <<http://www.fair-rite.com/newfair/materials68.htm>>. Acesso em: 25 de nov. de 2013.
- [56] SAARIO, S.A.; THIEL, D.V.; O'KEEFE, S.G.; LU, J.W. Analysis of ferrite beads for RF isolation on straight wire conductors, In: **Electronics Letters**, v. 33, n. 16, July 1997, p. 1359-1360.
- [57] FAIR-RITE PRODUCTS CORPORATION. **61 high frequency material bead**. Disponível em: < <http://www.fair-rite.com/cgibin/catalog.pgm?THEONEPART=2761019447%20&SEARCHAGAIN=Y#select:onepart> >. Acesso em: 29 de nov. de 2013.
- [58] KUEK, N. S.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J. O. Pulsed RF oscillations on a nonlinear capacitive transmission line. **IEEE Transaction on Dielectric and Electrical Insulation**, v. 20, n. 4, Aug. 2013. p. 1129-1135.
- [59] WILSON, C.R.; TURNER, M. M.; SMITH, P. W. Pulse sharpening in a uniform lc ladder network containing nonlinear ferroelectric capacitors. **IEEE Trans. Electron Dev.**, v. 38, n. 4, April 1991, p.767-771.
- [60] WILSON, C.R.; TURNER, M. M.; SMITH, P. W. Pulse sharpening in a uniform LC ladder network containing nonlinear ferroelectric capacitors. In: POWER MODULATOR SYMPOSIUM, 1990, San Diego, USA. **Proceedings...USA: IEEE**, 1990. p. 204-207.

- [61] FERROXCUBE DATASHEET. **Ferrite toroids TN14/9/5**. Sept. 2004. Disponível em:  
<<http://www.ferroxcube.com/FerroxcubeCorporateReception/datasheet/tn1495.pdf>>  
. Acesso em: 17 de julho de 2015.
- [62] LAZIM, N.F.M.; AWANG, Z.; MAJID, Z. A.; YUSOF, A.; DOLLAH, A.  
Improved characterization and modeling of PZT thin film capacitors. In: ASIA-PACIFIC CONFERENCE ON APPLIED ELECTROMAGNETICS, 2007, Melaka, Malasya. **Proceedings...IEEE**, 2007.
- [63] AL-OMARI, A.N.; LEAR, K.L. Dielectric characteristics of spin-coated dielectric films using on-wafer parallel-plate capacitors at microwave frequencies. **IEEE Trans. on dielectrics and electrical insulation**, v.12, n.6, p.1151-1161, Dec. 2005.
- [64] DIAS, P. A. G. **Caracterização de propriedades eletromagnéticas de substratos dielétricos e magnéticos em alta frequência**. 2014. 119 p. (sid.inpe.br/mtc-m21b/2015/01.22.16.29-TDI). Dissertação (Mestrado em Engenharia e Gerenciamento de Sistemas Espaciais) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2014. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3HQLE5P>>. Acesso em: 16 maio 2016.
- [65] RADONIC, V.; BLAZ, N.; ZIVANOV LJ. Measurement of complex permeability using short coaxial line reflection method. In: CONFERENCE MATERIALS RESEARCH SOCIETY OF SERBIA, YUCOMAT, 2009, Herceg Novi, Yugoslavia. **Proceedings...** Belgrade: Institute of Technical Sciences of the Serbian Academy of Sciences and Arts, 2009. v. 117, n. 5. p. 820 – 824.
- [66] AGILENT TECHNOLOGIES. **Solutions for measuring permittivity and permeability with LCR meters and impedance analyzers**. Santa Clara, CA, May 28, 2014. Application Note 1369-1.
- [67] SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J.; SILVA, A. R.  
Characterization of ceramic dielectrics for sub-GHz applications in nonlinear transmission lines. **IEEE Trans. on Plasma Science**, v. 42, n. 10, Oct. 2014.
- [68] SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J. Characterization of multilayer ferroelectric ceramic capacitors in a wide frequency Range for RF applications. **Advanced Materials Research**, v. 975, p. 61-66, July 2014.
- [69] SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O. PZT Dielectric Ceramic Characterization for Application in Nonlinear Transmission Lines. **Advanced Materials Research**, v. 975, p. 23-28, July 2014.

- [70] SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; DIAS, P. A. G.; BARROSO, J. J. Frequency characterization of ferrite beads in the microwave range for nonlinear applications. **Material Science Forum**, v.802, p. 552-557, December 2014.
- [71] FAIR Rite Product's catalog. Disponível em: <[http://www.fair-rite.com/catalog\\_pdfs/Chip%20Beads\\_Medium%20Current.PDF](http://www.fair-rite.com/catalog_pdfs/Chip%20Beads_Medium%20Current.PDF)>. Acesso em: 10 de julho de 2015.
- [72] DIAS, P. A. G. **Caracterização de propriedades eletromagnéticas de substratos dielétricos e magnéticos em alta frequência**. 2014. 119 p. (sid.inpe.br/mtc-m21b/2015/01.22.16.29-TDI). Dissertação (Mestrado em Engenharia e Gerenciamento de Sistemas Espaciais) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2014. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3HQLE5P>>. Acesso em: 16 maio 2016.
- [73] BENDIXSEN, L. S. C. and SMITH, P. Very low impedance pulse forming lines built from ferroelectric tiles. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 15., 2005. Monterey, USA. **Proceedings...IEEE**, 2005. p. 1333 - 1336.
- [74] KUEK, N. S.; LIEW, A. C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J. O. RF pulse generator based on a nonlinear hybrid line. **IEEE Transaction on Plasma Science**, v. 42, no. 10, p.1-6, Oct. 2014.
- [75] KUEK, N. S.; LIEW, A. C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J. O. Circuit modeling of nonlinear lumped element transmission lines. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 18., 2011, Chicago. **Proceedings... IEEE**, 2011. p. 1-5.
- [76] FRENCH, D. M.; HOFF, B. W.; HEIDGER, S.; SHIFFLER, D. Dielectric nonlinear transmission line. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 18., 2011, Chicago. **Proceedings... IEEE**, 2011. p. 1-4.
- [77] YAMASAKI, F. S.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J. RF generation using nonlinear transmission lines for aerospace applications. In: INTERNATIONAL MICROWAVE AND OPTOELECTRONICS CONFERENCE, 2013, Rio de Janeiro. **Proceedings... SBMO/IEEE MTTs**, 2013. p. 1-5.
- [78] FRENCH, D. M. **Investigation of novel configurations for high power microwave generation**. 2011, Thesis (Doctorate in Nuclear Science Dept.) – University of Michigan, 2011.
- [79] KUEK, N. S.; LIEW, A. C.; SCHAMILOGLU, E. Experimental demonstration of nonlinear lumped element transmission lines using COTS components. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2011, Chicago. **Proceedings... IEEE**, 2011. p. 1-4.

- [80] ROSSI, J. O.; YAMASAKI, F. S.; KUEK, N. S.; SCHAMILOGLU, E. Design considerations in lossy dielectric nonlinear transmission lines. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2013, Rio de Janeiro. **Proceedings...** IEEE, 2013. p. 1-4.
- [81] ZUCKER, O. S. F.; BOSTICK, W. H. **Theoretical and practical aspects of energy storage and compression**. In: Bostick, W. H.; Nardi, V.; Zucker, O. S. F. (eds.). **Energy storage, compression and switching**. Springer-Verlag US, 1976.
- [82] ZUCKER, O. S. F.; GIORGI, D. M.; MCINTYRE, I. A. Nonlinear transmission lines using photo-dependent nonlinear capacitors. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 8., 1991, San Diego. **Proceedings...** IEEE, 1991. p. 299-301.
- [83] PHILIPS SEMICONDUCTORS. **Data sheet BB809 VHF variable capacitance diode**. May, 1996. Disponível em: [http://www.datasheetcatalog.com/datasheets\\_pdf/B/B/8/0/BB809.shtml](http://www.datasheetcatalog.com/datasheets_pdf/B/B/8/0/BB809.shtml). Acesso em: 09 maio 2015.
- [84] SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J.; YAMASAKI, F. S. RF pulse formation in NLTLs using varactor diode. In: SIMPÓSIO DE APLICAÇÕES OPERACIONAIS EM ÁREAS DE DEFESA, set. 2014, São José dos Campos. **Anais...** São José dos Campos: ITA, 2014. p. 43-48. 1 CD-ROM.
- [85] YAMASAKI, F. S.; SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J. Soliton generation using nonlinear transmission lines. **IEEE Transaction on Plasma Science** , v. 42, n. 11, p. 3471 – 3477, Nov. 2014.
- [86] THORPE, J. R.; STEENSON, P.; MILES, R.E. Non-linear transmission lines for millimeter-wave frequency multiplier applications. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON TERAHERTZ ELECTRONICS, 6., 1998, Leeds, UK. **Proceedings...USA: IEEE**, 1998. p. 54 -57.
- [87] COLEMAN, P. D.; BORCHARDT, J. J.; ALEXANDRE, J. A.; WILLIAMS, J. T.; PETERS, T. F. Characterization of a synchronous wave nonlinear transmission line. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2011, Chicago, June 2011. **Proceedings...USA: IEEE**, 2011. p.173 - 177.
- [88] ROSSI, J. O.; SILVA NETO, L. P.; YAMASAKI, F. S. Key Issues in Design of NLTLs. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON PLASMA SCIENCES, 2014, Washington, DC, USA. **Proceedings...IEEE**, 2014. p. 1-6.
- [89] DECANINI, J.M.E.; COLEMAN, D.; MOORMAN, M.; PETNEY, S.; DUDLEY, E.; YOUNGMAN, K.; PENNER, T.; FANG, L.; MYERS, K. Soliton production with nonlinear homogeneous lines. **IEEE Transaction on Plasma Science** , v. 43, n. 12, December 2015, p. 4136 – 4142.

- [90] DARLING, J. **High power pulsed RF generation by Soliton type oscillation on nonlinear lumped element transmission lines**. 2009. Thesis-Doctorate. University of Oxford, Department of Engineering Science. 2009.
- [91] INFENEON. **Silicon variable capacitance diode model BB640**. Disponível em: <<http://www.farnell.com/datasheets/1835976.pdf>>. Acesso em: 11 de set. de 2015.
- [92] DARLING, J. D.; SMITH, P. W. High power RF generation from non-linear delay lines. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 16., 2007, Albuquerque, New Mexico USA. **Proceedings...** IEEE, 2007. p. 472-475.
- [93] DARLING, J. D. C.; SMITH, P. W. High power pulse burst generation by soliton-type oscillation on nonlinear lumped element transmission lines. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 17., 2009, Washington. **Proceedings...** IEEE, 2009. p. 119-123.
- [94] KUEK, N. S.; LIEW, A. C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J. O. Generating oscillating pulses using nonlinear capacitive transmission lines. In: POWER MODULATOR AND HIGH VOLTAGE CONFERENCE, June 2012, San Diego, CA, USA. **Proceedings...** IEEE, 2012. p. 231-234.
- [95] WILSON, C. R.; TURNER, M. M.; SMITH, P.W. Electromagnetic shockwave generation in a lumped element delay line containing nonlinear ferroelectric capacitors. **Applied physics letters**, v. 56, n. 24, p. 2471- 2473,1990.
- [96] KUEK, N. S.; LIEW, A. C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J. O. Oscillating pulse generator based on a nonlinear inductive line. **IEEE Transaction on Plasma Science**, v. 41, n. 10, p. 2619-2624, 2013.
- [97] SEDDON, N.; THORNTON, E. A high voltage, short-time pulse generator based on a ferrite pulse sharpener. **Rev. Sci. Instrum.**, v. 59, n. 11, p. 2497-2498, Nov. 1988.
- [98] POULADIAN-KARI, R.; BENSON, T.M.; SHAPLAND, A.J.; PARKES, D.M. The electrical simulation of pulse sharpening by dynamic lines. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 7., 1989, Monterey, California. **Proceedings...**USA: IEEE, 1989. p. 178-181.
- [99] KUEK, N. S.; LIEW, A. C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J. O. Generating RF pulses using a nonlinear hybrid line. In: INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2013, Rio de Janeiro. **Proceedings...** IEEE, 2013. p. 1-5.
- [100] KUEK, N.S.; LIEW A. C. SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J. O. Generating oscillating pulses using nonlinear capacitive transmission lines. In: INTERNATIONAL POWER MODULATOR AND HIGH VOLTAGE CONFERENCE, 2012, San Diego, CA. **Proceedings...** IEEE, 2012.

- [101] International rectifier model IRGP30B120KD-E. Disponível em:  
<<http://www.farnell.com/datasheets/195087.pdf>>. Acesso em: 09 de fev. de 2015.
- [102] MARKSTEINER, Q. R.; CARLSTEN, B.; RUSSELL S. Efficient generation of RF using a biased soliton generating nonlinear transmission line with a bipolar input. **Microwave and Optical technology letters**, v. 52, n. 6 Jun. p. 1411-1413, 2010.
- [103] ROSSI, J. O.; RIZZO, P. N.; YAMASAKI, F. S. Prospects for applications of hybrid lines in RF generation. In: INTERNATIONAL POWER MODULATOR AND HIGH VOLTAGE CONFERENCE, 2010. Atlanta. **Proceedings...USA**: IEEE, 2010. p. 632-635.
- [104] MURATA, **Safety standard certified ceramic capacitors/ high voltage ceramic capacitors**. 3. ed., Japan: EU RoHS compliant, 2011. p. 81. Cat. No. C85E-3.

## **APÊNDICE A – RESULTADOS DA ANÁLISE DA COMPOSIÇÃO QUÍMICA**

No apêndice A são apresentadas as tabelas e espectros de EDX (Energy Dispersive Spectroscopy) de alguns materiais, para identificação da composição química e posterior classificação do tipo de material que está sendo utilizado na construção das LTNLs.

### **A.1 Análise de EDX**

Para amostras apresentadas nas Tabelas de II a VI, obteve-se pelo menos um espectro EDX a fim de determinar os elementos químicos que constituem os dielétricos dos capacitores bem como os elementos químicos dos indutores e contas de ferrita de montagem superficial.

#### **A.1.1 Capacitor cerâmico comercial**

Para o grupo de capacitores da Tabela II, é apresentado o espectro EDX do capacitor C#1 (ver Figura A.1), neste espectro são identificados os elementos químicos Ti, Ba e O que são os elementos base para formulação do óxido de titanato de bário e o Sr para formulação do óxido de titanato de estrôncio, utilizado para deslocar a temperatura de Curie do material para próximo da temperatura ambiente, mantendo o composto na fase paraelétrica. Já o elemento químico C pode ser devido à contaminação da amostra durante a medida EDX. Análises EDX para os outros capacitores comerciais de alta tensão podem ser consultadas no trabalho [38].

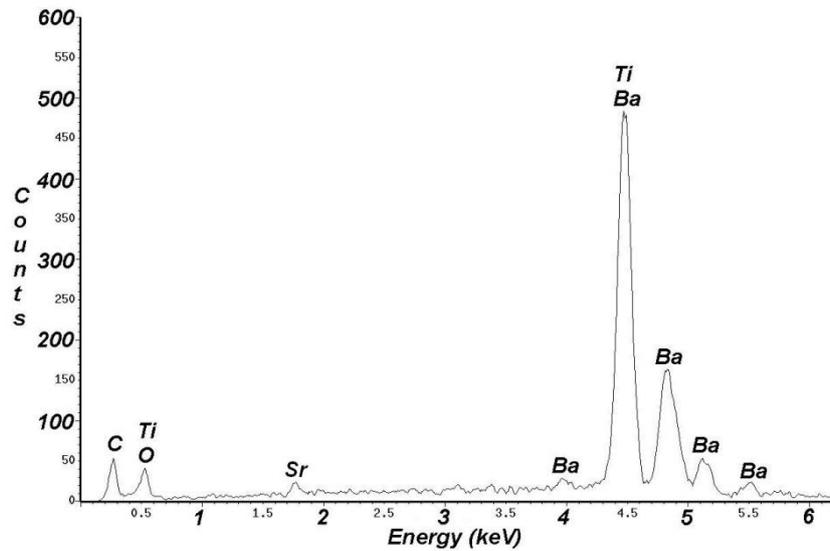


Figura A.1- Espectro de EDX para o capacitor C#1.

Para os capacitores de montagem superficial com baixa capacitância nominal, normalmente são empregados titanato de estrôncio ( $\text{SrTiO}_3$ ) ou titanato de cálcio ( $\text{CaTiO}_3$ ) para manter a constante dielétrica na faixa de 100-200. Para capacitores com capacitância ( $< 10 \text{ pF}$ ) e  $\epsilon_r$  (em torno de 16) extremamente baixa são utilizados os compostos à base de titanato de magnésio ( $\text{MgTiO}_3$ ). Além disso, titanato de cálcio e magnésio são utilizados em pequenas proporções como agente dopante para controlar a estabilidade de  $\epsilon_r$  em temperatura, desde que  $\text{MgTiO}_3$  possui gradiente de temperatura negativa e  $\text{CaTiO}_3$  gradiente positivo. O espectro EDX para o SMC#4 é apresentado na Figura A.2 com picos de Ca, Ti, Mg e O indicando que o material dielétrico é uma mistura de  $\text{MgTiO}_3$  e  $\text{CaTiO}_3$  com baixa proporção de titanato de cálcio conforme apresentado na Tabela A.1. A Tabela A.1 fornece a porcentagem do peso atômico (wt%) e a porcentagem do número atômico (at%) para cada elemento identificado no espectro EDX. Neste caso, o titanato de cálcio, identificado no espectro, é usado como dopante para controlar o coeficiente de temperatura e assim estabilizar  $\epsilon_r$  com a temperatura. A composição química deste capacitor resulta em um dielétrico com alto fator de qualidade e baixas perdas, que são parâmetros importantes em aplicações de cerâmicas na faixa de micro-ondas. A análise de EDX para os outros capacitores da classe SMC

apresenta espectro semelhante ao do SMC#4, com pequenas variações na proporção dos elementos químicos, o que resulta em diferentes valores de  $\epsilon_r$ .

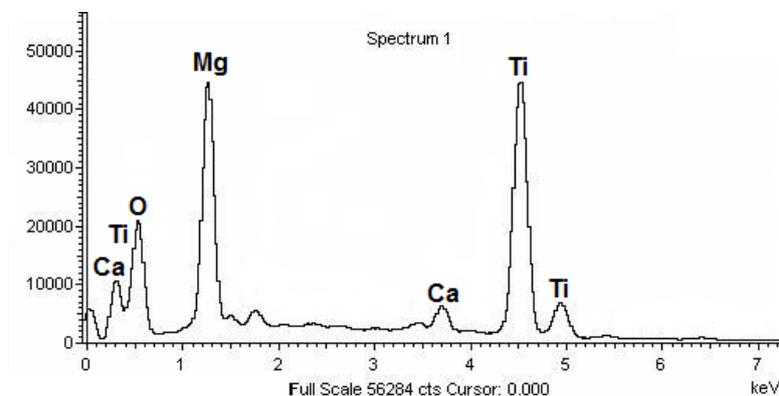


Figura A.2- Espectro de EDX para o SMC#4.

Tabela A.1 – Quantificação dos elementos químicos identificados no espectro EDX para o SMC#4.

Elemento	Wt%	At%
O	47,90	66,94
Ti	31,34	14,63
Mg	18,90	17,39
Ca	1,86	1,04
Total	100,00	100,00

### A.1.2 Capacitor cerâmico PZT

No espectro EDS da cerâmica PZT tipo 4, é possível identificar os picos de titânio (Ti), zircônia (Zr) e chumbo (Pb) que correspondem ao titanato e zirconato de chumbo, como ilustram a Figura A.3 e a Tabela A.2. O espectro não mostra agentes dopantes para efeito de deslocamento de Tc, como no caso dos dielétricos dos capacitores a base de titanato de bário. O elemento carbono encontrado no espectro EDX está relacionado à contaminação da amostra durante a preparação da mesma (processo de abrasão) para a realização da medida.

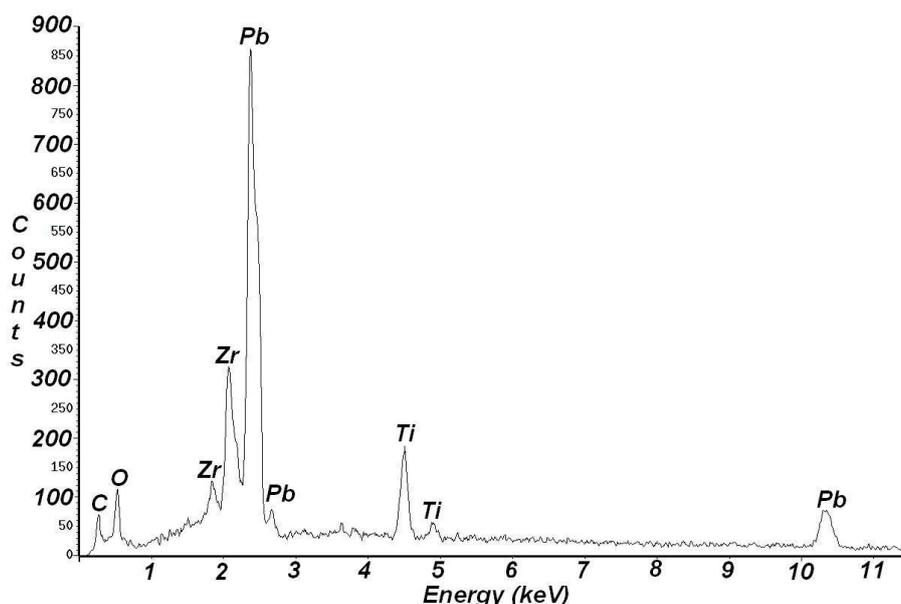


Figura A.3- Espectro de EDX para o PZT-DC.

Tabela A.2 – Quantificação dos elementos químicos identificados no espectro EDX para o PZT-DC.

Elemento	Wt%	Erro %
Ti	5,67	+/- 0,25
Pb	62,99	+/- 1,70
Zr	11,24	+/- 0,87
O	20,10	+/- 1,25
Total	100,00	

### A.1.3 Indutores e contas de ferrita do tipo SMD

A análise de EDX para o indutor SMI#1 (ver Figura A.4) permitiu a identificação dos elementos Si e O, demonstrando que o indutor é uma cerâmica à base de sílica e que a presença de C conforme já mencionado anteriormente se deve a contaminação. O elemento Cu identificado no espectro se deve aos contatos metálicos depositados por laser no substrato cerâmico para a formação do enrolamento indutivo. Finalmente o elemento químico Au visto no espectro é causado pela técnica de metalização realizada na superfície da amostra para análise de EDX.

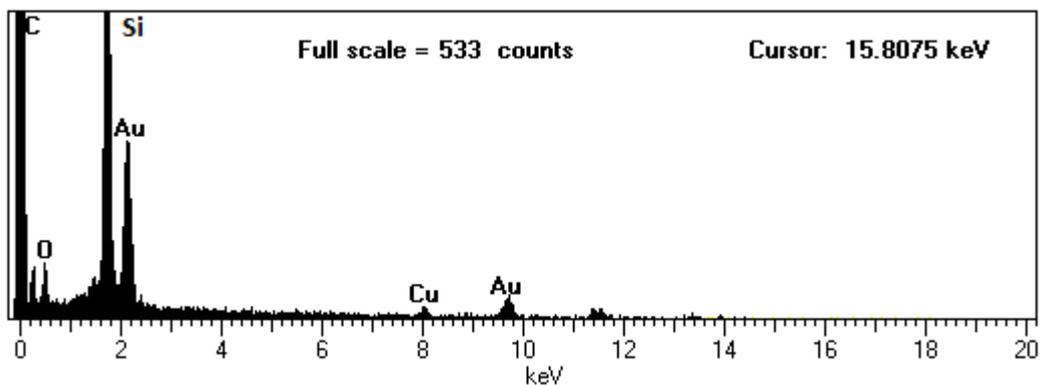


Figura A.4- Espectro de EDX SMI#1.

O espectro de EDX para a conta de ferrita SMF#2, conforme Figura A.5, apresentou picos de Fe, Zn, Ni e O indicando que este é um material do tipo NiZn, ferrita do tipo mole ( $\text{Ni}_a\text{Zn}_{(1-a)}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ) muito usada em altas frequências devido a sua alta resistividade.

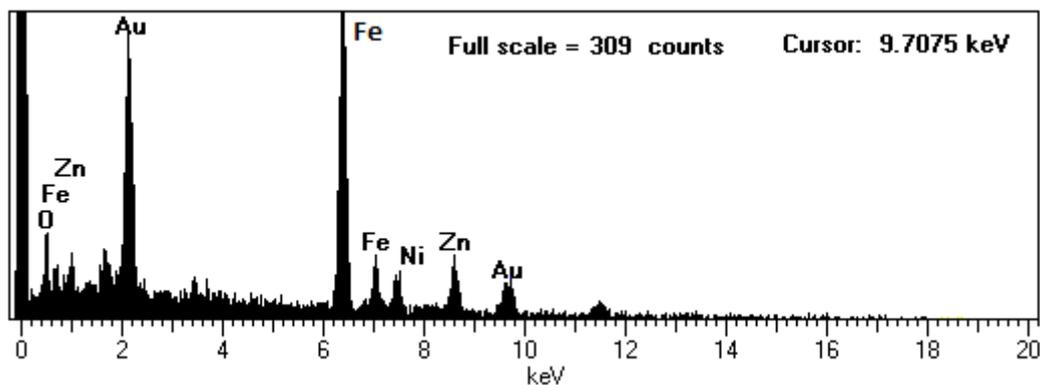


Figura A.5- Espectro de EDX para SMF#2.

## ANEXO A – PRODUÇÃO BIBLIOGRÁFICA

### A.1 Artigos publicados em periódicos

**Neto, Lauro P. Silva**; Rossi, J. O.; Barroso, Joaquim J.; Silva, Ataide R. Characterization of ceramic dielectrics for sub-GHz applications in nonlinear transmission lines. IEEE Transactions on Plasma Science, 2014. DOI: 10.1109/TPS.2014.2307921, ISSN: 0093-3813.

Silva Jr, Ataide R.; Rossi, Jose Osvaldo; **Neto, Lauro P. Silva**; Ueda, Mario. Adherence enhancement of metallic film on PZT-Type ceramic using nitrogen plasma implantation. IEEE Transactions on Plasma Science, 2014. DOI: 10.1109/TPS.2014.2314026, ISSN: 0093-3813.

**SILVA NETO, L. P.**; ROSSI, J. O. PZT Dielectric Ceramic Characterization for Application in Nonlinear Transmission Lines. Advanced Materials Research, July 2014. vol. 975, pp. 23-28. DOI: 10.4028/www.scientific.net/AMR.975.23.

**SILVA NETO, L. P.**; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J. Characterization of Multilayer Ferroelectric Ceramic Capacitors in a Wide Frequency Range for RF Applications. Advanced Materials Research, July 2014. Vol. 975, pp. 61-66. DOI: 10.4028/www.scientific.net/AMR.975.61.

YAMASAKI, F. S.; **SILVA NETO, L. P.**; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J. “Soliton Generation Using Nonlinear Transmission Lines,” IEEE Transaction on Plasma Science, v. 42, n. 11, November 2014, pp. 3471 – 3477.

**SILVA NETO, L. P.**; ROSSI, J. O.; DIAS, P. A. G.; BARROSO, J. J. Frequency characterization of ferrite beads in the microwave range for nonlinear applications. Materials Science Forum.

## A.2 Artigos publicados em congressos



ROSSI, JOSE O.; **NETO, LAURO P. SILVA** ; YAMASAKI, FERNANDA S.; SCHAMILOGLU, E. Prospects of building capacitive nonlinear lines using ceramic PZT for high-frequency operation. In: Proc. of the IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC), 2012, San Diego.



04, 05 e 06 Junho de 2012

**SILVA NETO, L. P.**; ROSSI, J. O. Caracterização de Cerâmicas Dielétricas em Médias Frequências para Geração de RF em Aplicações Aeroespaciais. In: Anais do 3º Workshop em Engenharia e Tecnologia Espaciais, 2012, São José dos Campos.



ROSSI, JOSE O.; **NETO, LAURO P. SILVA**; DE SIQUEIRA, RAFAEL H. M. Study of the ceramic capacitor dielectric for pulsed power. In: Proc. of the IEEE Pulsed Power and Plasma Science Conference (PPPS), 2013, San Francisco.

SILVA, A. R.; ROSSI, J. O.; UEDA, M.; **NETO, L. P. SILVA**. Adherence enhancement of metallic film on PZT type ceramic using nitrogen plasma implantation. In: Proc. of the IEEE Pulsed Power and Plasma Science Conference (PPPS), 2013, San Francisco.

# IMOC 2013

**Neto, L.P. Silva;** Rossi, J.O.; BARROSO, J.J.; Silva, A.R.; CASTRO, P.J.; DIAS, P.A.G. Characterization of ceramic dielectrics for sub-GHz applications in nonlinear transmission lines. In: Proc. of the SBMO/IEEE MTTT International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2013, Rio de Janeiro.

ROSSI, JOSE O.; **SILVA NETO, LAURO P.**; YAMASAKI, FERNANDA S.; BARROSO, JOAQUIM J. State of the art of nonlinear transmission lines for applications in high power microwaves. In: Proc. of the SBMO/IEEE MTTT International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2013, Rio de Janeiro.



06, 07 e 08 Agosto de 2013

**SILVA NETO, L. P.;** DIAS, P. A. G.; Rossi, J.O.; BARROSO, J. J. Characterization of Radial and SMD Ceramic Capacitors in Microwave Frequency Range for NLTL Applications. In: Anais do 4º Workshop em Engenharia e Tecnologia Espaciais, 2013, São José dos Campos.



**Silva Neto, L.P.;** ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J. Caracterização de Capacitores cerâmicos na faixa de Sub-GHz para Aplicações em Fontes de RF de Alta Potência. In: Anais do XV SIGE- Simpósio de Aplicações Operacionais em Áreas de Defesa, 2013, São José dos Campos.



**SILVA NETO, L. P.;** ROSSI, J. O.; DIAS, P. A. G.; BARROSO, J. J. Frequency characterization of ferrite beads in the microwave range for nonlinear applications. In: International Latin American Conference on Powder Technology (PTECH), 2013, Campos do Jordão.



**SILVA NETO, L. P.;** ROSSI, J. O. PZT Dielectric Ceramic Characterization for Application in Nonlinear Transmission Lines. In: Abstracts of the International Conference on Electroceramics (ICE), 2013, João Pessoa.

**SILVA NETO, L. P.;** ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J. Characterization of Multilayer Ferroelectric Ceramic Capacitors in a Wide Frequency Range for RF Applications. In: Abstracts of the International Conference on Electro ceramics (ICE), 2013, João Pessoa.



SILVA NETO, L.P.; ROSSI, J. O.; SILVA JUNIOR, A. R. PZT dielectric applications in ceramic commercial capacitors at low frequencies. In: Abstracts of the XII Brazilian MRS Meeting, 2013, Campos do Jordão, Brasil. **Anais do XII SBPMat...** Brasil: MRS, 2013.

SILVA JUNIOR, A. R.; ROSSI, J. O.; SILVA NETO, L.P.; UEDA, M. Study of PVD-type silver film deposition on ceramics for use in electronic components. In: Abstracts of the XII Brazilian MRS Meeting, 2013, Campos do Jordão, Brasil. **Anais do XII SBPMat...** Brasil: MRS, 2013.



ROSSI, J. O.; SILVA NETO, L. P.; YAMASAKI, F. S. "Key Issues in Design of NLTLs," Proceedings of IEEE International Conference on Plasma Sciences (ICOPS), Washington DC, USA, May 2014, pp. 1-6.



SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; YAMASAKI, F. S.; BARROSO, J. J. Análise do comportamento de uma LTNL em baixa tensão. In: Workshop Engenharia e Tecnologia Espaciais, Agosto 2014, São José dos Campos, Brasil. **Anais do 5º WETE...**Brasil: INPE, 2014.

DIAS, P. A. G.; SILVA NETO, L. P.; BARROSO, J. J. Caracterização de propriedades magnéticas de ferritas em alta frequência. In: Workshop Engenharia e Tecnologia Espaciais, Agosto 2014, São José dos Campos, Brasil. **Anais do 5° WETE...**Brasil: INPE, 2014.



SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J.; YAMASAKI, F. S. RF pulse formation in NLTLs using varactor diode. In: Simpósio de Aplicações Operacionais em Áreas de Defesa, Setembro 2014, São José dos Campos, Brasil. **Anais do XVI SIGE...** Brasil: ITA, 2014, ISSN: 1983 7402, p.43-48

DIAS, P. A. G.; SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O. Caracterização de propriedades magnéticas de ferritas em alta frequência. In: Simpósio de Aplicações Operacionais em Áreas de Defesa, Setembro 2014, São José dos Campos, Brasil. **Anais do XVI SIGE...** Brasil: ITA, 2014, ISSN: 1983 7402, p. 49-53.



YAMASAKI, F. S.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J.; SILVA NETO, L. P. Geração de RF usando linhas de transmissão não lineares. In: Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, Setembro 2014, Curitiba, Brasil. **Anais do MOMAG....**Brasil: SBMO, 2014.

DIAS, P. A. G.; SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J.

Caracterização de propriedades eletromagnéticas de substratos magnéticos em alta frequência. In: Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, Setembro 2014, Curitiba, Brasil.

**Anais do MOMAG....**Brasil: SBMO, 2014.



ROSSI, J. O.; SILVA, A. R.; SILVA NETO, L. P.; UEDA, M. Study of hydrophobicity and the surface flashover dependence in UHMWPE dielectric modified by PIII. In: Congresso latino-americano em superfície, materiais e aplicações de vácuo, Outubro 2014, Natal, Brasil. **Anais do XXXV**

**CBRAVIC....**Brasil: SBV, 2014.



ROSSI, J. O., SILVA NETO, L. P., YAMASAKI, F.S. Operation of dielectric nonlinear transmission lines based on ceramic PZT slabs. In: IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference, June 2014, Santa Fe, USA.



SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J. J. High power RF generation in nonlinear lumped transmission lines using commercial ceramic capacitors as nonlinear elements. In IEEE International Pulsed Power Conference, June 2015, Austin, USA. Proceedings 20<sup>th</sup> IEEE PPC 2015.

SILVA, A. R.; ROSSI, J. O.; SILVA NETO, L. P.; UEDA, M. Improvement on PMMA surface breakdown using plasma immersion ion implantation. In IEEE International Pulsed Power Conference, June 2015, Austin, USA. Proceedings 20<sup>th</sup> IEEE PPC 2015.

ROSSI, J. O.; SILVA NETO, L. P.; BARROSO, J. J.; YAMASAKI, F. S.; SCHAMILOGLU, E. Overview of RF generation using nonlinear transmission lines. In IEEE International Pulsed Power Conference, June 2015, Austin, USA. Proceedings 20<sup>th</sup> IEEE PPC 2015.



SILVA NETO, L. P.; ROSSI, J. O.; BARROSO, J.J. “Geração de RF em alta potência através de uma LTNL capacitiva”. In: Workshop Engenharia e Tecnologia Espaciais, Agosto 2015, São José dos Campos, Brasil. **Anais do 6º WETE...Brasil: INPE, 2015.**