



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.23.19.30-TDI

GERAÇÃO DE RADIO FREQUÊNCIA PARA APLICAÇÕES AEROESPACIAIS USANDO LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO LINEARES

Fernanda Sayuri Yamasaki

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Engenharia e Tecnologia Espaciais/
Gerenciamento de Sistemas Espaciais,
orientada pelos Drs. José Osvaldo Rossi,
e Joaquim José Barroso de Castro,
aprovada em 27 de fevereiro de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DUQ3M2>>

INPE
São José dos Campos
2013

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@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

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

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Luciana Manacero - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.23.19.30-TDI

GERAÇÃO DE RADIO FREQUÊNCIA PARA APLICAÇÕES AEROESPACIAIS USANDO LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO LINEARES

Fernanda Sayuri Yamasaki

Dissertação de Mestrado do
Curso de Pós-Graduação em
Engenharia e Tecnologia Espaciais/
Gerenciamento de Sistemas Espaciais,
orientada pelos Drs. José Osvaldo Rossi,
e Joaquim José Barroso de Castro,
aprovada em 27 de fevereiro de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DUQ3M2>>

INPE
São José dos Campos
2013

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Y14g Yamasaki, Fernanda Sayuri.
Geração de radio frequência para aplicações aeroespaciais usando linhas de transmissão não lineares / Fernanda Sayuri Yamasaki. – São José dos Campos : INPE, 2013.
xxx + 96 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.23.19.30-TDI)

Dissertação (Mestrado em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Gerenciamento de Sistemas Espaciais) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013.

Orientadores : Drs. José Osvaldo Rossi, e Joaquim José Barroso de Castro.

1. diodo varactor. 2. capacitor não linear. 3. indutor saturado
4. linha híbrida 5. geração de RF 6. sóliton. I.Título.

CDU 621.3.01/02

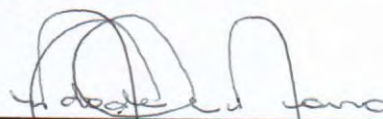
Copyright © 2013 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2013 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

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

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

Dra. Maria do Carmo de Andrade Nono



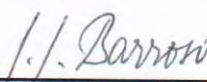
Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. José Osvaldo Rossi



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

Dr. Joaquim José Barroso de Castro



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Olympio Lucchini Coutinho



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

Dr. André Franceschi de Angelis



Convidado(a) / UNICAMP / Limeira - SP

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a):  **Fernanda Sayuri Yamasaki**

São José dos Campos, 27 de Fevereiro de 2013

*“Escolha um trabalho que você ame, e não terá que
trabalhar um único dia em sua vida.”*

Confúcio

À minha família.

AGRADECIMENTOS

A meus pais Vicente e Rosângela, por acreditarem nos meus sonhos e fazerem o possível para torná-los realidade.

A meu orientador José Osvaldo Rossi, pela oportunidade e honra de trabalhar ao seu lado, por ser meu maior incentivo a continuar a desenvolver pesquisa e por compartilhar o conhecimento necessário para o desenvolvimento deste projeto.

A meu orientador Joaquim José Barroso, por enxergar além do que os olhos podem ver, cujas críticas sempre contribuíram de forma notável ao enriquecimento do trabalho desenvolvido.

Ao meu namorado Gleisson, pelo interesse, entusiasmo e orgulho do meu trabalho. Por tantas horas me ouvindo, acalmando e aconselhando. Seu companheirismo e carinho são fantásticos.

A INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais) pela oportunidade de estudo e utilização de suas instalações.

A meu irmão Hiromi, pelo exemplo de persistência e força de vontade. A meu irmão Minoru, pelos conselhos e pela amizade. À minha cunhada Marina, que me trouxe a primeira vez ao INPE. A meus sobrinhos Octávio e Kazuki, cujos sorrisos iluminam minha vida.

À minha tia Kátia e ao meu tio Paulo por me acolherem tão calorosamente boa parte do curso de mestrado. À minha prima Lígia, por dividir seu quarto comigo, me ouvir tantas vezes e me fazer dar risada dos meus medos.

Aos amigos do INPE, pelo companheirismo que facilitou a superação de desafios que surgiram ao decorrer desta jornada.

Aos colegas do grupo de pesquisa do LAP (Laboratório Associado de Plasma), pelas reuniões que muito contribuíram para a melhora da minha desenvoltura em apresentações orais.

Aos professores do Curso CSE/ETE pelo conhecimento transmitido.

À CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento Pessoal de Nível Superior), pela bolsa concedida durante todo o decorrer do mestrado, sem a qual não teria sido possível dedicação exclusiva ao projeto executado.

Ao Escritório de Pesquisa Científica da Força Aérea Americana (AFOSR) pelo auxílio financeiro dado sob contrato no. FA9550-10-1-0013.

Ao setor de Pós Graduação do INPE pela qualidade e presteza no atendimento.

Enfim, a todos que de alguma forma contribuíram para que a realização deste trabalho se tornasse possível. Meus sinceros agradecimentos.

RESUMO

Com o objetivo de trocar tubos eletrônicos utilizados para a geração de radiofrequência na comunicação de satélites por um sistema mais compacto, esta dissertação apresenta, o uso de Linhas de Transmissão Não Lineares (LTNLS) com configurações diversificadas para verificar qual delas satisfaz as especificações necessárias, utilizou-se como componentes não lineares: diodos varicaps, capacitores modelados não linearmente e/ou indutores modelados não linearmente. Com o objetivo de melhor quantificar os pulsos, a profundidade de modulação da tensão (VMD) e também se analisou a frequência dos pulsos. As análises do comportamento da LTNL em questão implicam modificações para obter os valores ótimos do gerador, assim como os parâmetros dos componentes utilizados, através de análises experimentais e também de simulações (os circuitos ideais, sem perdas ôhmicas, e reais, com perdas ôhmicas), para as quais se utilizaram os aplicativos elétricos, gráficos e matemáticos: Circuit Maker e LT-SPICE. Verificou-se uma maior versatilidade do aplicativo elétrico LT-SPICE em relação ao Circuit Maker, porque o primeiro permite que os componentes L e C sejam modelados de forma não linear, de acordo com os cálculos efetuados, enquanto o segundo possui restrição neste aspecto. Ao decorrer do desenvolvimento desta pesquisa, verificou-se também a influência direta da quantidade de seções contidas no circuito, em relação ao número de oscilações produzidas. Todas as simulações e testes experimentais tiveram seus resultados confirmados através de equacionamentos encontrados na literatura, verificando assim sua concordância. Em particular, para a comprovação destes resultados nesta dissertação foi descrito uma Linha de Transmissão Não Linear (LTNL) capacitiva de baixa potência com diodos varicaps (1,5 mW de potência de pico) para gerar RF da ordem de 40 MHz com VMD de aproximadamente 2,44 V, utilizando os aplicativos LT-SPICE e Circuit Maker. Por outro lado, para testar a técnica SPICE em alta potência, utilizou-se apenas o LT (por causa da limitação do Circuit Maker) para simular uma LTNL capacitiva de 30 MHz / 3 kW descrita na literatura. Em suma, as principais contribuições desta pesquisa foram: a demonstração dos principais parâmetros que influenciam no sinal de saída da LTNL, como por exemplo, o número de seções, o descasamento da resistência de carga, o tempo de subida do sinal de entrada em relação ao tempo de redução de pulso e o coeficiente de não linearidade do diodo. Também se verificou a concordância das equações encontradas na literatura com a análise do gráfico, e a inviabilidade de se utilizar diodos varactores quando altas tensões são aplicadas, optando-se assim por capacitores cerâmicos. E, finalmente, em relação às ferramentas elétricas utilizadas, verificou-se que o Circuit Maker é limitado quando comparado ao LT-SPICE.

RADIO FREQUENCY GENERATION FOR AEROSPACE APPLICATIONS USING NONLINEAR TRANSMISSION LINES

ABSTRACT

To replace electronic tubes used nowadays to generate radio frequency satellite communication in compact space vehicle systems, this work presents an alternative method, the use of Nonlinear Transmission Lines (NLTL) with diversified configurations to determine which of them satisfies the required specifications, being made of nonlinear components: varicap diodes, capacitors modeled nonlinearly and / or inductors modeled nonlinearly. To better quantify the oscillatory pulses, the Voltage Modulation Depth (VMD) and the pulse frequency were also analyzed. The circuit analysis in question implies modifications to obtain the optimal generator performance as well as the parameters of the components used, through experimental analyses and simulations (ideal circuits, without ohmic losses and real, with ohmic losses) by means of SPICE softwares Circuit Maker and LT-SPICE. It was also observed greater versatility of the software LT-SPICE compared to Circuit Maker, because the first one allows the L and C components to be modeled nonlinearly, according to calculations made, while the second one has restriction with this respect. It was also verified the direct influence of the number of circuit sections on the cycle number of oscillations generated. All simulations and experimental tests were confirmed using equations found in the literature, to verify the models validity for confirming these results. In this work has been described a prototype of a capacitive NLTL of low power with varicaps (1.5 mW peak power) to generate RF of the order of 40 MHz with a VMD of approximately 2.44 V using both simulators (LT-SPICE and Circuit Maker). Moreover, to test the SPICE technique at high power operation, was used only the LT-SPICE (because of the Circuit Maker limitation) to simulate a capacitive NLTL 30 MHz / 3 kW described herein. Finally, the main contribution of this work was to demonstrate the feasibility of the LT-SPICE software in the NLTL design and simulation for space applications. In summary, the major contribution of this study were: demonstration of the main parameters that influence the NLTL's output signal, for example, the number of sections, the mismatching of load resistance, the rise time of the input signal relative the reduction time pulse and the coefficient of non-linearity of the diode. There was also a correlation equations found in the literature examining the chart, and the impossibility of using varactors diodes when high voltages are applied, thus opting for ceramic capacitors. Finally, with respect to electrical tools used, it was found that the Circuit Maker is limited when compared to LT-SPICE.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 1.1 - Características de formação de um sóliton.....	2
Figura 2.1 - Configurações que foram utilizadas no decorrer do projeto.....	5
Figura 2.2 - LTNL capacitiva de placas paralelas para uso em frequências acima de 100 MHz, onde blocos de ferrite preencheriam os espaços vazios indutivos na configuração híbrida.	6
Figura 3.1 - Colisão de sólitons demonstrando equivalência da amplitude com a velocidade de propagação.	12
Figura 3.2 - Linha de Transmissão Não Linear genérica.	13
Figura 3.3 - Representação de uma onda de sóliton $V(x, t)$ viajando numa LTNL com velocidade v	14
Figura 3.4 - Ilustração do processo de compressão numa LTNL.	18
Figura 3.5 - Processo de geração de onda de sóliton mostrado em uma LTNL.	18
Figura 3.6 - Borda de subida de um degrau V composto por pequenos pulsos estreitos crescentes e correspondente saída.	19
Figura 3.7 - Representação de um pulso estreito de largura w que se propaga numa LTNL aproximado por um sóliton.	19
Figura 3.8 - Borda de descida de um pulso V composto por pequenos degraus decrescentes e correspondente saída.	21
Figura 3.9 - Entrada e saída de pulso numa LTNL com somente compressão de pulso (a) com geração de sólitons (b) para dois casos: quando $dC/dV < 0$ e $dC/dV > 0$	23
Figura 3.10 - Decomposição de um pulso estreito em um determinado número de sólitons em uma LTNL, o qual depende da área A do pulso estreito.	24

Figura 3.11 - Exemplo típico de um capacitor de placas paralelas.	26
Figura 3.12 - Capacitor de polímero à base de poliéster.	26
Figura 3.13 - Curva do comportamento da capacitância x tensão reversa para varactor FMMV109.....	28
Figura 3.14 - Comparação das curvas do datasheet do varactor FMMV109 e do equacionamento para capacitância de junção igual a 80,0 pF e igual a 61,3 pF.....	29
Figura 3.15 - Curvas C x V teórica e experimental obtidas para o capacitor da Murata de 1 nF / 2 kV geradas por Kuek com $C_0 = 1 \text{ nF}$, $V_{sat} = 620 \text{ V}$ e $C_{sat} = 143 \text{ pF}$	30
Figura 3.16 - Indutores feitos de fios de cobre enrolados sobre ferrites.	31
Figura 3.17 - Variação de μ para um núcleo de ferrite (IP6) do fabricante Thornton. ...	32
Figura 4.1 - Parâmetros do diodo FMMV109 que podem ser modificados, cujos valores destacados (C_{j0} , V_j , m) são os de interesse no caso do diodo varactor usado.	35
Figura 4.2 - LTNL experimental montada na PCI.	36
Figura 4.3 - Osciloscópio Tektronix com largura de banda de 100 MHz utilizado.....	37
Figura 4.4 - Esquema geral de um circuito de simulação Spice.	38
Figura 4.5 – Diagrama do circuito da LTNL usando varicap FMMV109 com $L = 2,7 \mu\text{H}$	38
Figura 4.6 - Esquema da simulação da LTNL híbrida com indutor saturado.....	40
Figura 5.1 - Pulsos de entrada/saída da LTNL mostrando o caso de compressão.	43
Figura 5.2 - Pulsos de entra/saída da LTNL mostrando o caso oscilatório.....	44
Figura 5.3 - Comparação de resultados para o pulso de entrada no caso de compressão.	45

Figura 5.4 - Comparação de resultados para o pulso de saída no caso de compressão.	46
Figura 5.5 - Comparação de resultados para os pulsos de entrada (pulso quadrado) e saída (pulso oscilatório) no caso oscilatório.	47
Figura 5.6 - Comparação dos pulsos saída entre linha híbrida com indutor saturado de fluxo convencional e LTNLs com indutores fixos e sem perdas.....	50
Figura 5.7 - Comparação dos pulsos de saídas entre linha híbrida com fluxo modificado e LTNLs com indutores fixos e sem perdas.	51
Figura 5.8 - Comparação das tensões de saída com o indutor saturado utilizando fluxo convencional e modificado.	52
Figura 5.9 - Esquema da simulação da LTNL híbrida com perdas.	52
Figura 5.10 - Comparação com perdas dos pulsos de saídas de LTNLs com indutores fixos e linha híbrida com indutor saturado de fluxo convencional.....	53
Figura 5.11 - Comparação dos pulsos de saída de LTNLs com perdas com indutores fixos e de linha híbrida com o indutor saturado de fluxo modificado.	53
Figura 5.12 - Comparação entre pulsos de saída da linha híbrida com e sem perdas usando indutor saturado com fluxo convencional.	55
Figura 5.13 - Comparação entre pulsos de saída da linha híbrida com e sem perdas usando indutor saturado com fluxo modificado.....	55
Figura 5.14 - Função Lorentzian normalizada.	57
Figura 5.15 - Curva $C \times V$ medida por French et al. para o capacitor à base do compósito PMN38.....	58
Figura 5.16 - Comparação das curvas $C \times V$ do capacitor PMN38: a) experimental (em preto); b) modelo proposto por French (Lorentzian em azul); e c) modelo proposto por Kuek (em vermelho).....	60

Figura 5.17 - Comparação das curvas $C \times V$ do capacitor de 1 nF/ 2 kV da Murata: a) experimental (em preto); b) modelo proposto proposto por French (Lorentzian em azul); e c) modelo proposto por Kuek (em vermelho).....	61
Figura 5.18 - Circuito geral simulado equivalente ao do French.....	63
Figura 5.19 - Entrada e saída da PMN38 LTNL em 2 kV : a) nosso caso e b) [15].	63
Figura 5.20 - Entrada e saída da PMN38 LTNL em 16 kV: a) nosso caso e b) [15].	64
Figura 5.21 - Saída da PMN38 LTNL com perda de 1,00 Ω inclusa em série com o capacitor.....	65
Figura 5.22 - LTNL capacitiva experimental desenvolvida por Kuek et al.	67
Figura 5.23 - Pulso retangular gerado para alimentar a LTNL.....	67
Figura 5.24 - Circuito de medida $C \times V$ em condição estática.	68
Figura 5.25 - Circuito de medida $C \times V$ em condição dinâmica.....	69
Figura 5.26 - Medidas $C \times V$ do capacitor de 1 nF/ 2 kV em condições estática e dinâmica mais curva teórica dinâmica de simulação.....	70
Figura 5.27 - Pulso de saída da LTNL no tempo e correspondente simulação no MATHCAD.....	70
Figura 5.28 - Configuração ASP para extração de RF proposta por Darling e Smith.....	72
Figura 5.29 - Simulação de RF de saída em condição dinâmica e respectiva comparação experimental	72
Figura 5.30 - Circuito capacitivo no LT-SPICE.	75
Figura 5.31 - Pulso de saída do experimento comparado com simulações obtidas a partir de $C \times V$ em condições estáticas e dinâmicas.	75
Figura 5.32 - FFT do Pulso de saída simulado para o experimento de Kuek et. al com condição estática $C \times V$	76

Figura 5.33 - Simulação de pulso de saída de RF do experimento de Kuek et. al em condição dinâmica sem componente DC no LT-Spice.	78
Figura 5.34 - Modelo de circuito usado no LT-Spice para simulação da LTNL com extração de RF.....	78

LISTA DE QUADROS

	<u>Pág.</u>
Quadro 3.1 Espectro de Radiofrequência normatizado pelo ITU	25

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

LTNL	Linha de Transmissão Não Linear
RF	Radiofrequência
VMD	<i>Volt Modulation Depth</i>
CM	Circuit Maker
LT	LT-Spice
LC	Com indutores e capacitores
PZT	Titanato Zirconato de Chumbo
ANATEL	Agência Nacional de Telecomunicações
UIT	União Internacional de Telecomunicações
ITU	<i>International Telecommunications Union</i>
KdV	Korteweg-de Vries
VLF	Frequência muito baixa
LF	Frequência baixa
MF	Frequência média
HF	Frequência alta
VHF	Frequência muito alta
UHF	Frequência ultra alta
SHF	Super alta frequência
EHF	Frequência extremamente alta

LISTA DE SÍMBOLOS

pF	Picofarad (10^{-12})
mA	Miliampere (10^{-3})
L	Valor do indutor, Henry (H)
C	Valor do capacitor, Coulomb (C)
f_{c0}	Frequência de corte de Bragg
v	Velocidade de propagação
v_0	Velocidade inicial
h	Fator de não linearidade
C_0	Capacitância inicial, Farad (F)
δ	Unidade de comprimento
V	Tensão, Volt (V)
μ	Permeabilidade magnética
ϵ	Constante dielétrica do meio
ΔT	Redução do tempo de subida de pulso na saída (ns)
t_{ri}	Tempo de subida na entrada (ns)
t_{ro}	Tempo de subida na saída (ns)
C_{j0}	Capacitância de junção inicial (F)
$C_{(V_{max})}$	Capacitância máxima (F)
n	Número de seções da linha
δ_1	Atraso para a baixa amplitude do pulso (ns)
δ_2	Atraso para o pico do pulso (ns)
q	Carga do capacitor (C)
V_j	Potencial de junção (V)
m	Fator de inclinação
V_0	Tensão de polarização (V)
V_1	Tensão de saturação (V)
C_0	Capacitância inicial na tensão de polarização (F)
C_1	Capacitância final na tensão de saturação (F)
	Fluxo magnético
B	Densidade do fluxo magnético
A	Área da seção transversal do núcleo
H	Intensidade do campo magnético, Henry

L_0	Indutância inicial (H)
L_f	Indutância final (H)
I_S	Corrente de saturação (A)
R_L	Resistência do Indutor (ohm)
R_C	Resistência do Capacitor (ohm)
GHz	Giga hertz
MW	Megawatt
%	Por cento
t	Tempo
x	Espaço
KHz	Kilo hertz
F	Farad
i	Corrente que flui através do componente ou do circuito
nH	Nano Henry
V/div	Volts por divisão
s/div	Segundos por divisão
s	Segundo
f	Frequência
Hz	Hertz
T	Período
GND	Ground ou terra
V_{pt}	Tensão de oscilação no pico através da carga
j	Número de ciclo de oscilações
R_{gen}	Impedância de entrada ou resistência do gerador (ohm)
R_{load}	Carga resistiva (ohm)
R_L	Resistência do indutor (ohm)
R_C	Resistência do capacitor (ohm)
μH	Micro Henry
Ω	Ohm
k Ω	Kilo ohm
V_i	Amplitude inicial
FEM	Força eletromotriz
Z_0	Impedância da linha (ohm)
Z	Impedância de saída (ohm)
tanh	Tangente hiperbólica
C_f	Capacitância final (F)

C_{sat}	Capacitância de saturação (F)
kV	Kilo volts
arctan	Arco tangente
C_{st}	Capacitor de armazenamento (F)
sech	Secante hiperbólica
DC	DC (Direct Current ou Corrente Contínua)

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 OBJETIVOS	5
3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	7
3.1 O AMBIENTE ESPACIAL.....	7
3.2 SUBSISTEMAS DE TELECOMUNICAÇÕES DE SERVIÇO	9
3.3 SUBSISTEMA DE CONTROLE TÉRMICO	10
3.4 GERAÇÃO DE SÓLITONS EM LTNLS.....	11
3.5 RADIOFREQUÊNCIA	24
3.6 CAPACITORES	25
3.7 INDUTORES	30
4 METODOLOGIA E MATERIAIS UTILIZADOS.....	33
4.1 CIRCUITO DE ANÁLISE	37
4.2 CARACTERIZAÇÃO DA SAÍDA DE RF	40
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES	43
5.1 CAPACITOR NÃO LINEAR SIMULADO PELO DIODO VARACTOR	43
5.2 INDUTOR SATURADO E LINHA HÍBRIDA	49
5.3 CAPACITOR CERÂMICO	56
5.4 ANÁLISE DE UMA LTNL CAPACITIVA EM 30 MHZ USANDO O APLICATIVO SPICE	65
5.4.1 LTNL EXPERIMENTAL DE KUEK ET AL.....	66
5.4.2 ANÁLISE DO EXPERIMENTO DE KUEK USANDO O APLICATIVO LT-SPICE	72
6 CONCLUSÃO	83

7 SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS	85
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	87
ANEXO A - TRABALHOS E APRESENTAÇÕES EM EVENTOS CIENTÍFICOS.....	93
ANEXO B – FOLHA DE DADOS DO COMPONENTE UTILIZADO	95

1 INTRODUÇÃO

O custo de lançamento de um satélite tem relação direta com seu peso, sendo assim, quanto mais pesado, mais elevado seu custo efetivo se torna. Hoje em dia, para se estabelecer comunicação entre um satélite e estações solo, são utilizadas válvulas eletrônicas para a geração de radiofrequência (RF). Tais válvulas são pesadas e de alto custo (consumindo muita potência) para serem acomodadas no subsistema de controle térmico¹, devido aos extremos de temperatura a que o veículo espacial fica submetido quando está próximo ao Sol e quando está na fase de eclipse. Devido a isto, o desenvolvimento de novas tecnologias e materiais aplicados à construção de satélites favorece a construção de equipamentos mais compactos e confiáveis, resultando em um sistema mais eficiente e mais barato [1].

Uma Linha de Transmissão Não Linear (LTNL), que consiste de seções com indutores e/ou capacitores não lineares (em cascata), pode ser usada para produzir formas de onda. Um pulso quadrado de entrada injetado na linha é alterado pelos efeitos dispersivo e não linear e, subseqüentemente, modulado e fragmentado em uma série de sólitons (pulsos oscilatórios) [2]. A razão disto é o princípio de funcionamento de LTNLs: a) linhas de transmissão com elementos discretos são responsáveis pelo efeito de dispersão e b) redes construídas com diodos varactores ou indutores saturados são responsáveis pela característica de não linearidade da linha [3]. Geralmente, como capacitor variável utiliza-se uma rede de diodos varicaps por causa da excelente característica de não linearidade de sua capacitância de junção [3-12]. Outro método para se produzir sólitons por meio de LTNLs consiste em utilizar-se

¹ O subsistema de controle térmico é responsável por monitorar e controlar as temperaturas no interior do veículo espacial, garantindo que as temperaturas dos componentes mecânicos, elétricos e eletrônicos permaneçam dentro das faixas requeridas de funcionamento, os objetivos deste subsistema são atingidos basicamente pelo controle das trocas de calor envolvidas internamente e externamente ao satélite. [1]

uma linha de transmissão chamada de híbrida, que emprega indutores e capacitores variáveis simultaneamente [3,7,9,13]. Uma das primeiras publicações sobre o assunto foi feita por Gaudet et al. em 2008 [13], seguida entre outras por Rossi e Rizzo [3], em 2009, e finalmente Rossi et al. [7] em 2010.

As propriedades da linha correspondentes às características de formação de um sóliton (não linearidade e dispersão) agindo em conjunto, permitem o aparecimento de oscilações de alta frequência ao longo da linha, as quais podem ser usadas para alimentar uma carga de RF através de uma antena casada com a saída da linha (Figura 1.1).

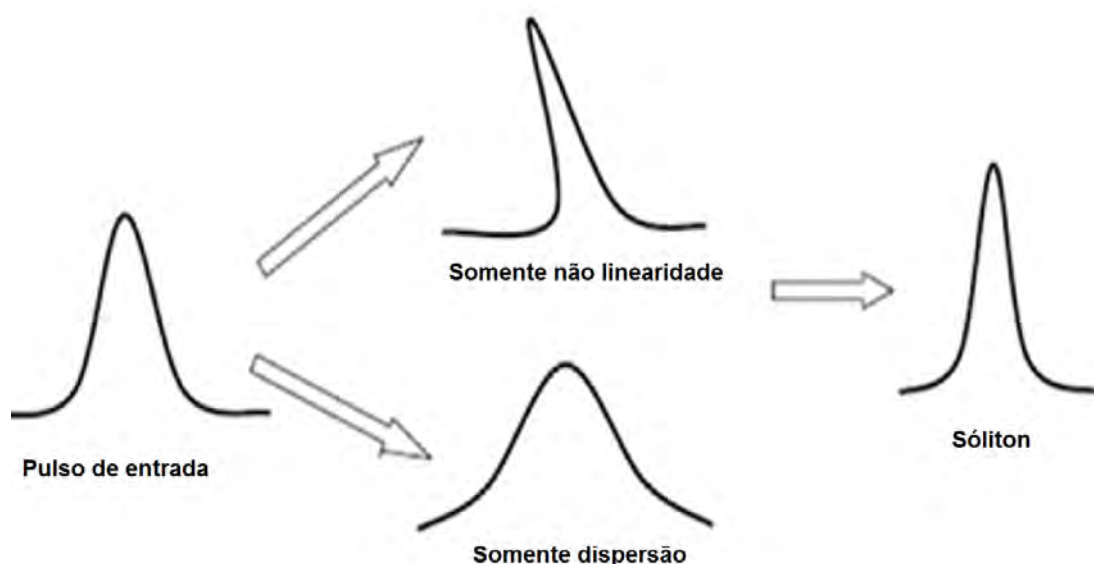


Figura 1.1 - Características de formação de um sóliton

Desde 1940, materiais não lineares têm sido utilizados em linhas de transmissão para gerar sinais de banda larga com uma extraordinária potência de pulso [14]. Estes tipos de formas de onda são possíveis graças às propriedades dos materiais não lineares para gerar sólitons que se propagam numa estrutura periódica [15]. Ao longo das últimas seis décadas, uma

quantidade significativa de investigação centrou-se no desenvolvimento de materiais não lineares. Por volta de 1950, capacitores lineares foram combinados com indutores não lineares como base para LTNLs, sendo que, em meados de 1960, núcleos de ferrite com elevada permissividade foram adicionados à linha, de forma a permitir pulsos de frequência mais elevada. [14]

O presente estudo foi motivado basicamente por três trabalhos, sendo que o primeiro [16] descreve uma LTNL (usando ferrita como meio magnético não linear) capaz de gerar picos de potência RF em torno de 20 MW com eficiência de 20 % em 1,0 GHz. Os outros dois são os trabalhos experimentais desenvolvidos por Brown [17] e Smith [18], demonstrando a geração de 60 MW de potência de RF na faixa de frequências entre 100 e 200 MHz (com base em uma LTNL, tendo a cerâmica de titanato de bário como o dielétrico não linear), devido às perdas capacitivas no dielétrico, não foi possível se atingir frequências superiores a 200 MHz.

Dada a impossibilidade de se fazer um estudo analítico completo incorporando os efeitos não lineares das linhas, tem-se investido no uso de ferramentas computacionais por meio de aplicativos elétricos e/ou matemáticos para a análise do problema. Neste caso, antes do modelamento dos componentes não lineares (capacitores e indutores) ser efetuado, uma rede de varicaps é utilizada [3-12], uma vez que a capacitância de junção destes dispositivos varia com a tensão reversa aplicada [3,7,8,21], sendo o mesmo caso do comportamento do capacitor cerâmico [21,22] ou de um dielétrico não linear à base de titanato de bário e estrôncio [23-26]. Já o indutor não linear (também conhecido como indutor saturado) possui como característica a variação da indutância em função da corrente [2, 3, 7, 9,27].

2 OBJETIVOS

Esta pesquisa teve por objetivo demonstrar experimentalmente o princípio de geração de RF usando linhas dispersivas e não lineares LC. Para isto, o comportamento das LTNLs foi estudado usando ferramentas de simulações de circuito, abrangendo quatro diferentes configurações: 1) diodos varicaps empregados como elementos não lineares em conjunto com indutores lineares, 2) capacitores modelados não linearmente juntamente com indutores lineares, 3) indutores não lineares com capacitores lineares e, 4) indutores e capacitores não lineares numa mesma linha (neste último caso, denominada de linha híbrida), a figura abaixo ilustra os quatro casos.

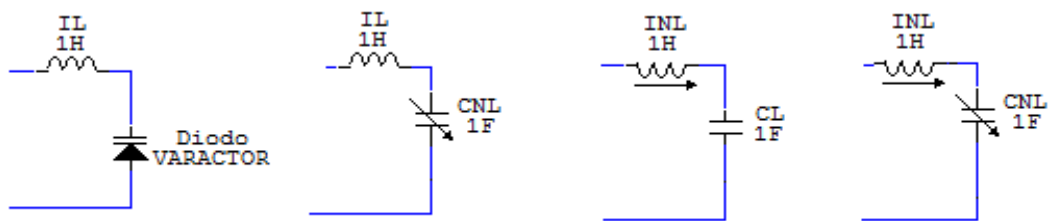


Figura 2.1 - Configurações que foram utilizadas no decorrer do projeto

Em um futuro próximo pretende-se utilizar os resultados deste trabalho para aplicações em satélites e em plataformas móveis de defesa, uma vez que a frequência de operação do satélite CBERS, que opera em banda 'S', que se estende de 2 a 4 GHz [28]. Para isto, poder-se-iam usar LTNLs capacitivas ou híbridas de geometria plana [13,15,29,30], conforme mostra a Figura 2.2, desde que as perdas do dielétrico sejam minimizadas a partir do emprego de novos materiais cerâmicos [29] (como do tipo titanato zirconato de chumbo - PZT).

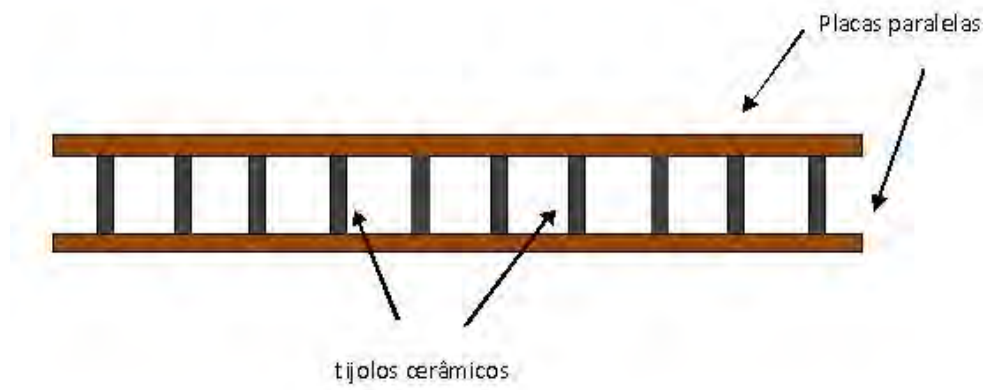


Figura 2.2 - LTNL capacitiva de placas paralelas para uso em frequências acima de 100 MHz, onde blocos de ferrite preencheriam os espaços vazios indutivos na configuração híbrida.

Fonte: [15]

3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Este capítulo apresenta as informações básicas para a compreensão do trabalho, começando pelo ambiente espacial, visto que a principal aplicação de LTNLs a ser discutida nesta dissertação é em subsistemas de telecomunicações de satélites, com algumas considerações sobre o subsistema de controle térmico. Passando para a teoria de sólitons, uma vez que ela é essencial para se entender como oscilações pulsantes são geradas na saída da LTNL. Seguida destas informações, vem a parte que aborda sobre o espectro eletromagnético que ocupa a radiofrequência, finalizando com os conhecimentos essenciais para compreensão dos componentes elétricos, capacitores e indutores, já que estes são os responsáveis pelo comportamento não linear do circuito em questão.

3.1 O AMBIENTE ESPACIAL

O satélite constitui a parte mais importante de um conjunto de sistemas concebidos com o propósito de explorar o espaço exterior. Estes veículos são concebidos tendo em mente exclusivamente sua função e o ambiente onde deverão operar, ou seja, dependendo da finalidade, suas especificações mudarão totalmente de uma missão para outra. Veículos espaciais são conceitualmente divididos em duas partes: a carga útil (não sendo necessariamente única) e a plataforma (que conta com as partes necessárias para realizar o lançamento e gerenciar a operação da carga útil) [1].

A plataforma dos satélites artificiais é dividida em subsistemas, para sistematizar o trabalho de engenharia do projeto, montagem e testes, o qual é dividido em várias áreas de competência. Os subsistemas usualmente encontrados são os seguintes [1,31-39]:

- Controle de atitude: controla o apontamento do satélite no espaço;

- Suprimento de energia: fornece a energia necessária aos diversos subsistemas;
- Telecomunicação de serviço: envia e recebe os dados que permitem o acompanhamento do funcionamento e o comando do satélite;
- Gestão de bordo: processa as informações internas ao satélite, e as recebidas da Terra ou a serem enviadas para as estações terrestres;
- Estruturas e mecanismos: fornece o suporte mecânico e de movimento para as partes do satélite. Também oferece proteção contra as vibrações de lançamento e contra a radiação em órbita;
- Controle térmico: mantém os equipamentos dentro de suas faixas nominais de temperatura;
- Propulsão: fornece o empuxo necessário para o controle da atitude e da órbita do satélite.

Alguns fatores que influenciam a especificação dos satélites devem ser considerados, sendo os principais [1,31-39]:

- Dimensão e massa: usualmente crescem com as demandas associadas às cargas úteis e/ou à vida (necessidade de combustível e potência elétrica). São limitadas pela capacidade do lançador escolhido;
- Potência requerida: cresce com as demandas das cargas úteis e é limitada por fatores como peso e dimensão;
- Taxa de transferência de dados: está associada à missão e é limitada pela capacidade de processamento e armazenamento de dados a bordo, e também pela capacidade do sistema de transmissão para solo;
- Sistemas de comunicação: associados à carga útil e à missão. São limitados pela disponibilidade de estações de solo;
- Apontamento: associado à carga útil e à missão. É limitado por fatores como custo e massa;
- Número de satélites: associado à missão e é limitado pelo custo;

- Altitude: associada à carga útil e à missão. É limitada pelo lançador e pela massa do satélite;
- Cobertura: associada à missão. É limitada pela órbita e campo de alcance da carga útil;
- Programação das passagens ao redor do globo terrestre: associada à missão;
- Operações: associadas ao nível de autonomia do satélite (dependência maior ou menor em relações às estações terrestres). São limitadas pela disponibilidade de comunicação, pessoal e custo.

3.2 SUBSISTEMAS DE TELECOMUNICAÇÕES DE SERVIÇO

Os subsistemas de telecomunicações de serviço devem assegurar as comunicações entre o solo e o espaço através das seguintes funções: rastreamento (determina a posição do satélite e segue seu movimento utilizando informações das posições angulares e respectivas velocidades), telemetria (coleta, codifica e transmite medidas de sensores e dados digitais que caracterizam o estado e a configuração do satélite) e comando (recebe, verifica e executa comandos para o controle remoto das funções do satélite, bem como de sua configuração e movimento).

Os conceitos básicos para este subsistema são os seguintes [1,31-39]:

- Determinação do estado ou situação do satélite por meio de telemetria transmitida pelo satélite via RF;
- Atuação no satélite através de telecomando transmitido pelo Segmento Solo via rádio;
- Faixa de RF alocada para operação espacial em banda S (Telecomando em 2025 – 2120 MHz e Telemetria em 2200 – 2300 MHz) – ANATEL – Agência Nacional de Telecomunicações / UIT – União Internacional de Telecomunicações);

- Determinação de órbita através de: medidas de distância entre o satélite e a estação, medida de velocidade radial do satélite em relação à estação, e finalmente, medidas angulares da antena;
- Determinação da atitude do satélite (orientação do satélite no espaço obtida através de dados de sensores a bordo, pertencentes ao Subsistema de Controle de Atitude).

3.3 SUBSISTEMA DE CONTROLE TÉRMICO

A complexidade e a longa vida dos satélites exigem análise detalhada, projeto cuidadoso e testes extensivos que garantam que cada parte do mesmo permaneça dentro das suas faixas de temperatura em todos os modos de operação e ambientes [31-33]. Existem equipamentos conhecidos como “termicamente críticos”, que são aqueles que possuem uma faixa muito estreita de temperaturas aceitáveis. Em contrapartida, componentes e equipamentos externos costumam tolerar largas faixas de temperatura [34]. Todo o calor gerado no satélite deve ser, em última instância, emitido por radiação térmica para o espaço [35]. São muitos dados a serem considerados para a análise térmica, dentre eles: as temperaturas admissíveis para os equipamentos, os modos de operação ao longo da missão, a energia absorvida do meio externo, a energia gerada internamente e a energia irradiada para o meio externo [36]. As fontes de calor são variadas e vão desde equipamentos eletrônicos, passando pelo Sol, Terra e motores de foguete [37].

A transferência de calor no interior do satélite ocorre por três modos distintos: radiação que é quando o calor é transferido por meio de ondas eletromagnéticas emitidas por uma fonte, e que se propagam em um meio ou no vácuo, condução que ocorre com o calor transferido de um ponto a outro por um meio sólido, líquido ou gasoso e convecção referente à situação de quando o calor deixa uma fonte por intermédio de um fluido em movimento, ou de um

gás, que flui pela fonte de calor – neste caso, somente em missões tripuladas [1].

3.4 GERAÇÃO DE SÓLITONS EM LTNLS

Ondas de sólitons foram notadas pela primeira vez por John Scott Russel, em 1834, que estava observando um barco (num canal de Edimburgo, Escócia). Ele verificou que, quando o barco era subitamente freado, surgia uma grande onda solitária de forma arredondada e bem definida que se propagava com velocidade constante através do canal. Depois desta observação, Russell realizou várias experiências em laboratório, gerando ondas solitárias de translação ao mergulhar pesos em uma das extremidades de recipientes longos preenchidos com água que simulavam canais rasos, como nas suas primeiras observações de ondas solitárias. Nestas experiências, Russell observou que, quanto maior era a amplitude da onda, maior era a sua velocidade de propagação. Na Figura 3.1 são mostrados quatro instantes diferentes da propagação de duas ondas solitárias no mesmo meio. Observa-se que a onda solitária de menor pico e mais lenta é ultrapassada pela de maior pico e mais rápida, o que está de acordo com as observações de Russell [40-42].

Em 1895, Diederik Korteweg e Gustav de Vries obtiveram teoricamente a fórmula do cálculo para a velocidade da onda solitária estudada por Russell², a partir de uma equação diferencial parcial não linear de terceira ordem com três termos (equação 3.1), onde os sub-índices representam diferenciações parciais).

$$ut - 6uux + uxxx = 0 \quad (3.1)$$

² A velocidade v da onda é dada por $v = \sqrt{g(h + a)}$, onde a é a amplitude da onda, h a profundidade do canal não perturbado e g a aceleração da gravidade.

Outro fato observado por Russell em 1844, que permaneceu sem explicação por mais de um século, é que em colisões ondas solitárias retêm suas características (conforme se pode observar na Figura 3.1³, onde as duas ondas colidem e, após o choque, continuam a se propagar com a mesma forma de onda anterior à interação). Da mesma maneira que se observa na Figura 3.1, em uma de suas experiências, Russell criou duas ondas solitárias com velocidades 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 [40].

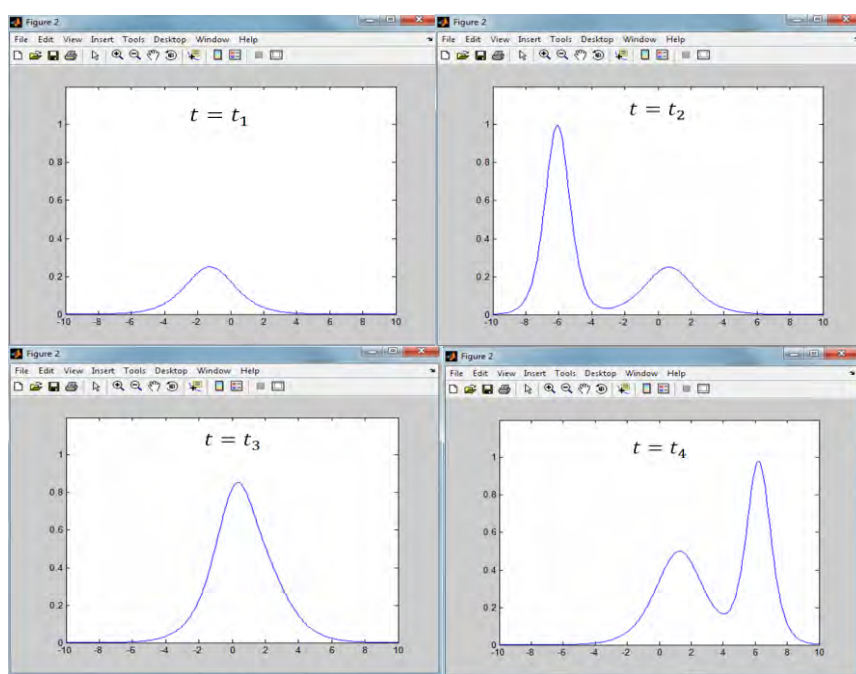


Figura 3.1 - Colisão de sólitons demonstrando equivalência da amplitude com a velocidade de propagação.

Fonte: [40]

³ Nesta Figura é possível observar o comportamento do sóliton, de forma que em $t = t_1$ uma onda se propaga, seguido de $t = t_2$ uma segunda oscilação com amplitude maior se aproxima; em $t = t_3$ elas se sobrepõem; em $t = t_4$ a oscilação de maior amplitude ultrapassa a de menor amplitude, sem alterar a velocidade de propagação e nem a forma de onda de nenhuma das duas. É importante ressaltar que $t_4 > t_3 > t_2 > t_1$.

Contudo, este modelamento ficou em segundo plano até os anos de 1960-1970. A partir daí, com o surgimento dos computadores e novas técnicas computacionais, o fenômeno de propagação de ondas solitárias passou a ser investigado mais detalhadamente. Tais resultados são de vital importância hoje em dia para muitas aplicações em física dos plasmas, dinâmica dos fluídos, óptica, LTNLs, etc. [40].

O mecanismo de geração do sóliton é de fácil explicação em termos qualitativos em LTNL, embora a sua análise matemática seja uma tarefa bastante complexa, conforme segue. Através da análise do circuito genérico da Figura 3.2 (que representa uma linha capacitiva não linear e dispersiva) pela Lei de Kirchhoff, Afshari et al. [43,44] obtiveram uma equação modificada de Korteweg-de Vries:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - \frac{1}{LC_0} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{1}{12 LC_0} \frac{\partial^4 V}{\partial x^4} + \frac{h}{2} \frac{\partial (V^2)}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

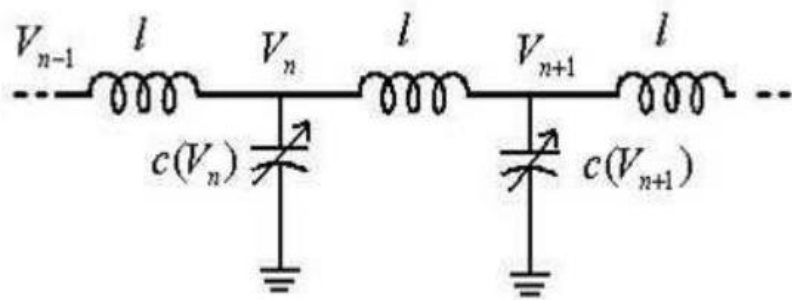


Figura 3.2 - Linha de Transmissão Não Linear genérica.

Fonte: [43].

Pode-se provar que a equação (3.2) atende a solução da seguinte forma $V(x, t) = a \operatorname{sech}^2[b(x - vt)]$; substituindo-se $a = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2}$ e $b = \frac{\sqrt{3(v^2 - v_0^2)}}{v_0 \delta}$, tem-se:

$$V(x, t) = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2} \operatorname{sech}^2 \left[\frac{\sqrt{3(v^2 - v_0^2)}}{v_0 \delta} (x - vt) \right] \quad (3.3)$$

onde v é a velocidade de propagação e v_0 é a velocidade inicial, definidas respectivamente por $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ e $v_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_0}}$, x é o espaço percorrido, h é o fator de não linearidade em $C = C_0(1 - hV)$ (já que para $h = 0$, $C = C_0$), onde $L = \frac{1}{\delta}$ e $C = \frac{c}{\delta}$, δ é unidade de comprimento e, C_0 é a capacitância inicial por unidade de comprimento. Portanto em (3.4) nota-se claramente que a amplitude A do sóliton depende diretamente da velocidade de propagação, pois a amplitude é dada por:

$$A = \frac{3(v^2 - v_0^2)}{hv^2} \quad (3.4)$$

De (3.4) a dependência da largura do pulso w à meia amplitude com a velocidade v de propagação do sóliton pode ser obtida (ver Figura 3.3) fazendo-se $x = 0$ e $t = w/2$ na equação (3.3):

$$A \operatorname{sech}^2 \left[\frac{\sqrt{3(v^2 - v_0^2)}}{v_0 \delta} v \left(\frac{w}{2} \right) \right] = \frac{A}{2} \quad (3.5)$$

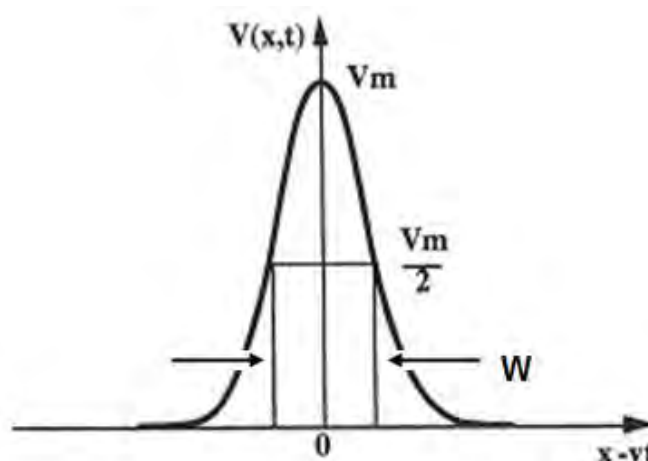


Figura 3.3 - Representação de uma onda de sóliton $V(x, t)$ viajando numa LTNL com velocidade v

Fonte: [45].

Se pode provar que a largura a meia amplitude do pulso varia inversamente com a velocidade do s3liton atrav3s de (3.6), e de acordo com as equa33es (3.4) e (3.5)), conclui-se que s3litons com maiores amplitudes viajam mais r3pido e s3o mais estreitos.

Desde que $\text{sech}^2(0,88) = 0,5001$, tem-se que:

$$w \cong \frac{\delta v_0}{v\sqrt{v^2-v_0^2}} \quad (3.6)$$

Em termos pr3ticos, a dist3ncia ao longo da linha 3 expressa em termos de n3mero de se33es ou c3lulas LC e uma vez que $\frac{x}{\delta} = n$, onde n 3 n-3sima se333o, a express3o (3.3) transforma-se em:

$$V(x, t) = \frac{3(v^2-v_0^2)}{hv^2} \text{sech}^2 \left[\frac{\sqrt{3(v^2-v_0^2)}}{v_0} (n - vt/\delta) \right] \quad (3.7)$$

Olhando-se novamente a Figura 3.3, pode-se calcular a largura de pulso 3 meia amplitude em fun333o do n3mero de se33es N da linha discreta, assumindo $t = 0$ e $n = N/2$ como:

$$A = \frac{3(v^2-v_0^2)}{hv^2} \text{sech}^2 \left[\frac{\sqrt{3(v^2-v_0^2)}}{v_0} \left(\frac{N}{2} \right) \right] = A/2 \quad (3.8)$$

Mais uma vez considerando-se $\text{sech}^2(0,88) = 0,5001$, obt3m-se que:

$$N = 1,76 \frac{v_0}{\sqrt{3(v^2-v_0^2)}} \approx \frac{v_0}{\sqrt{(v^2-v_0^2)}} \quad (3.9)$$

Como o atraso da linha 3 da ordem de \sqrt{LC} por c3lula ou se333o para a onda de propaga333o, a largura de pulso 3 meia amplitude w em segundos pode ser calculada como:

$$w = N \sqrt{LC} = \sqrt{LC} \frac{v_0}{\sqrt{(v^2-v_0^2)}} \quad (3.10)$$

Para uma forte depend3ncia de C com alto fator de n3o linearidade, pode-se supor $C \ll C_0$, ent3o $v^2 \gg v_0^2$ e (3.10) transforma-se em:

$$w \sim \sqrt{LC} \sqrt{\frac{c}{c_0}} \quad (3.11)$$

Portanto, de acordo com (3.11) a melhor maneira de se propagar um sóliton apenas numa LTNL consiste em ajustar a largura t_p do pulso retangular, desde que se tenha um alto fator de não linearidade. Na prática, de acordo com Smith [18] basta apenas ter $t_p \sim w$.

Por outro lado, para se entender o efeito da não linearidade da linha quando se injeta um degrau de tensão ou um pulso de entrada, inicialmente despreza-se o efeito dispersivo. Quando o pulso de entrada é injetado, este se propaga ao longo do comprimento da linha com uma velocidade dada por $v = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$, onde μ e ϵ são a permeabilidade magnética e a constante dielétrica do meio, respectivamente. Porém, se o dielétrico da linha é não linear (por exemplo, materiais cerâmicos), durante a propagação do pulso neste meio, as porções do pulso de tensão mais alta viajarão mais rápido do que aquelas iniciais desde que ϵ diminua com o aumento da tensão. Desta forma, o atraso 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 [46]. De forma análoga, este mesmo efeito de compressão pode ser obtido usando materiais magnéticos não lineares, pois a permeabilidade μ destes materiais diminui com o aumento da amplitude de corrente (como exemplo de material tem-se o ferrite) [2,3,7,9,27]. Qualquer uma destas duas abordagens pode ser usada para gerar pulsos de saída muito rápidos com altos níveis de potência.

As linhas não dispersivas produzem ondas de choque de saída com tempo de subida mais rápido, uma vez que ele é limitado pelo tempo de relaxação molecular do material usado como meio não linear (pois o tempo de subida de pulso de saída não pode ser zero). Por exemplo, para uma mistura do composto cerâmico dielétrico de titanato-bário-estrôncio, a frequência de relaxação está acima de 1,0 GHz, o que corresponde a um tempo de relaxação da ordem de 1,0 ns [18]. Contudo, se uma linha não linear e dispersiva é

usada, a velocidade de propagação proporcional a $1/\sqrt{LC}$ dependerá dos valores de L e C e o tempo de subida será limitado aproximadamente pelo inverso da frequência de corte de Bragg da linha dada por [3,18]:

$$f_{c0} = \frac{1}{\pi\sqrt{LC(V_{max})}} \quad (3.12)$$

onde $C(V_{max})$ é a capacitância de menor valor, no caso do uso de capacitores não lineares na linha, quando submetidos à amplitude de pico do pulso. O cálculo preciso para a redução do tempo de subida do pulso de saída é difícil de calcular devido a não linearidade da linha e à dependência da velocidade de fase com relação à frequência na rede dispersiva. Contudo, uma estimativa é feita calculando-se a diferença do tempo de atraso produzido pelas seções da rede LC entre a propagação da porção de baixa amplitude do pulso e a de seu pico. Para a baixa amplitude do pulso, o atraso δ_1 é igual a $n\sqrt{LC_{j0}}$, onde C_{j0} é a capacitância inicial do capacitor sem polarização e n é o número de seções da linha. Para o pico do pulso, o atraso é equivalente a $\delta_2 = n\sqrt{LC(V_{max})}$ e, portanto, de acordo com a Figura 3.4, a redução do tempo de subida de pulso na saída $\Delta T = \delta_1 - \delta_2$ é dado por [3,18]:

$$\Delta T = t_{ri} - t_{ro} = n(\sqrt{LC_{j0}} - \sqrt{LC(V_{max})}) \quad (3.13)$$

onde t_{ri} e t_{ro} são respectivamente os tempos de subida de pulso de entrada e saída.

Com relação aos parâmetros ΔT e t_{ri}

- $t_{ri} \leq \Delta T$: a dispersão contrabalança a não linearidade (sólitons);
- $t_{ri} > \Delta T$: a não linearidade supera a dispersão (compressão do pulso de saída);

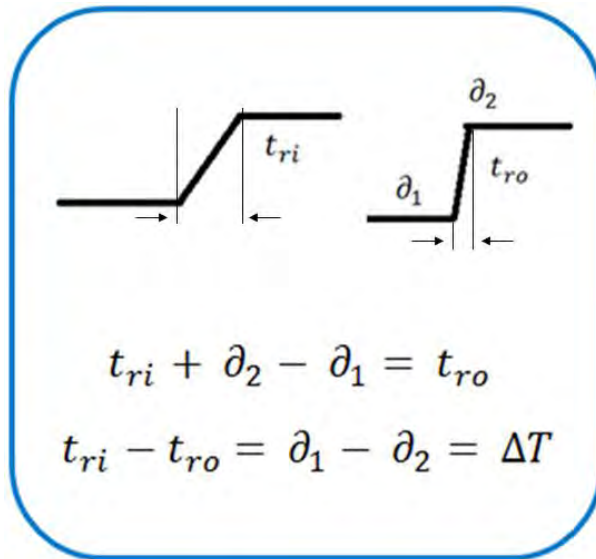


Figura 3.4 - Ilustração do processo de compressão numa LTNL.

Na condição em que o tempo de subida de entrada $t_{ri} > \Delta T$, o tempo de subida final para a onda de choque de saída é calculado como $t_{ro} = t_{ri} - \Delta T$. Por outro lado, quando $t_{ri} \leq \Delta T$, o tempo de subida da onda de choque de saída não pode cair para zero, uma vez que, neste caso, é limitado pela frequência de corte f_{c0} da linha, isto é: neste caso $t_{ro(min)} = \pi \sqrt{LC(V_{max})}$. Portanto, acima desta frequência a energia não pode se propagar, ocorrendo uma série de pulsos estreitos (ondas solitárias) ao longo da linha e em sua saída, pois o pulso de saída não pode ser mais comprimido (veja Figura 3.5) [46].

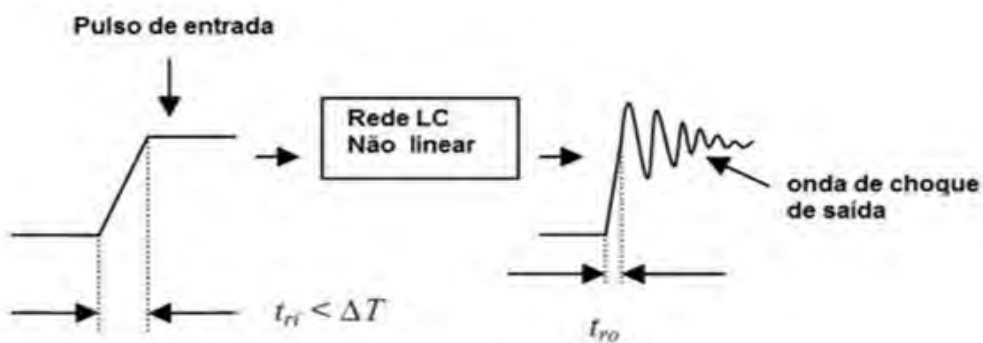


Figura 3.5 - Processo de geração de onda de sóliton mostrado em uma LTNL.

Fonte: [3].

Outra maneira de se entender como os sólitons são produzidos está mostrada na Figura 3.6. Suponha-se que um pulso trapezoidal de entrada V com tempo de subida t_r é injetado na linha e imagine-se que a porção do tempo de subida é aproximada por uma série de pequenos pulsos retangulares com amplitudes crescentes de largura w , de acordo com a equação (3.11).

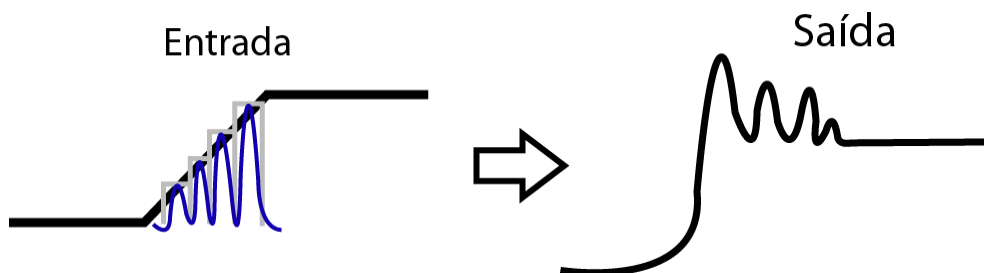


Figura 3.6 - Borda de subida de um degrau V composto por pequenos pulsos estreitos crescentes e correspondente saída.

Esta hipótese é viável desde que a geração de sólitons comece a ocorrer quando t_r se aproxima de $1/f_{c0}$, sendo que os pulsos são bem mais estreitos do que este valor (ver (3.11) novamente). Então, cada pulso retangular estreito ajustado com largura w de acordo com (3.11) gera um sóliton que se propaga na linha, conforme mostra a Figura 3.7, de tal forma que suas áreas sejam iguais (conservadas) [47,49].

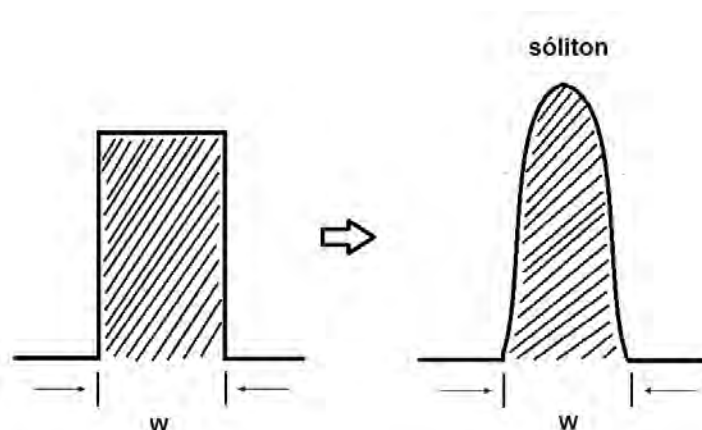


Figura 3.7 - Representação de um pulso estreito de largura w que se propaga numa LTNL aproximado por um sóliton.

O sólton de maior amplitude chega primeiro na saída seguido pelos de menores amplitudes, já que aqueles viajam mais rápido do que estes últimos, supondo que $dC/dV < 0$. Portanto, isto gera uma série de sólitons com amplitudes decrescentes como mostra a Figura 3.6, superposta à componente DC (*Direct Current* ou Corrente Contínua) do degrau ou de um pulso, caso sua largura seja grande. Na realidade, a produção de sólitons começa a ocorrer antes de t_r ser igual a $1/f_{c0}$, pois o efeito da dispersão da linha torna-se mais pronunciado, sendo que a diferença entre dois picos dos sólitons define uma pseudofrequência de oscilação de saída. Esta frequência de oscilação de saída não é constante e fica próxima de f_{c0} para o primeiro ciclo, decrescendo gradativamente para os próximos. Então, quando $t_{ri} < \Delta T$, o tempo de subida não é mais comprimido e passa a ser expandido, onde no limite com $t_{ri} = 0$, considerando-se que o tempo mínimo de subida de pulso de saída é dado aproximadamente por $1/f_{c0}$, tem-se que:

$$\Delta T = t_{ro} - t_{ri} = t_{ro} = n(\sqrt{LC_0} - \sqrt{LC(V_{\max})}) = \pi\sqrt{LC(V_{\max})} \quad (3.14)$$

Na equação acima, cancelando-se \sqrt{L} em ambos os lados, obtém-se:

$$n(\sqrt{C_0} - \sqrt{C(V_{\max})}) = \pi\sqrt{C(V_{\max})} \quad (3.15)$$

Donde, isolando-se $C(V_{\max})$:

$$\sqrt{C(V_{\max})} = \frac{n}{n+\pi}\sqrt{C_0} \quad (3.16)$$

Portanto, da expressão (3.16) observa-se que para um valor grande de n , $C(V_{\max})$ fica um pouco abaixo do valor de C_0 o que indica que para um número grande de seções o fator de não linearidade da linha não precisa ser de alto valor. Isto explica porque na prática é mais fácil se produzir um número suficiente de oscilações (ou a série de sólitons) com amplitudes razoáveis na saída quando se constrói a LTNL com 50 ou mais seções.

Outra característica importante da linha não linear é que, para $dC/dV > 0$, ocorre uma expansão do tempo de subida de pulso de saída, ao invés de compressão. Esta situação acontece quando um pulso trapezoidal invertido é injetado na linha com variação de V para 0 na descida. Por exemplo, observe o correspondente pulso com borda de descida t_f na Figura 3.8. As porções de maior amplitude chegam na saída após $n\sqrt{LC(V_{max})}$ e as de mais baixa amplitude após $t_f + n\sqrt{LC_0}$, e então, o tempo de descida de saída é dado por:

$$t_{f0} = t_f + n\sqrt{LC_0} - n\sqrt{LC(V_{max})} = t_f + \Delta T \quad (3.17)$$

Agora, se o tempo de descida se aproxima de $1/f_{c0}$, pode-se supor que a borda de descida do pulso é composta na forma de degrau, como feito anteriormente na Figura 3.6 para a borda de subida, por uma série de sólitons com largura w , de acordo com a equação (3.11), só que neste caso com amplitudes decrescentes. Como os sólitons de maiores amplitudes na borda de descida viajam mais rápido, fica claro neste caso que na saída os sólitons se espalham ao longo de uma cauda expandida, com os sólitons de menores amplitudes chegando mais tardiamente, conforme mostra a Figura 3.8.

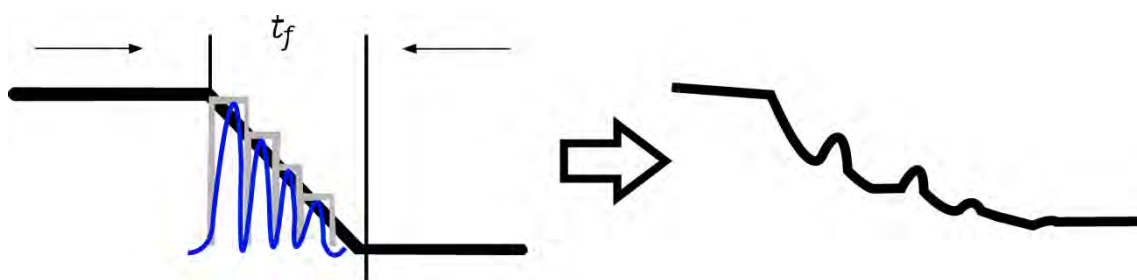


Figura 3.8 - Borda de descida de um pulso V composto por pequenos degraus decrescentes e correspondente saída.

Por outro lado, se um pulso com parte plana longa é injetado na linha, pode ocorrer apenas compressão do pulso na subida e expansão da cauda, conforme já visto se C decresce com a tensão aplicada V (Figura 3.9 (a)). No

entanto, dependendo do material e da variação da constante dielétrica ou C numa determinada região da curva $C \times V$ pode ocorrer o inverso, isto é, expansão do tempo de subida e compressão da cauda do pulso, caso C aumente com a tensão aplicada, conforme a Figura 3.9 (a). Mas, se os tempos de subida e de descida são tais que se aproximam de $1/f_{c0}$, sólitons aparecem superpostos a componente DC tanto na entrada como na saída, como mostrado na Figura 3.9 (b). Por outro lado, se o pulso é estreito, mas com tempo de subida da ordem de $1/f_{c0}$, começa a haver uma composição dos sólitons uma vez que o pulso não é suficientemente longo para isolar os sólitons gerados na borda de subida daqueles gerados na borda de descida. No caso de pulsos de pequena duração, Lonngren e Scott [49] relatam que um pulso estreito é observado como sendo composto em número finito de sólitons com uma cauda composta por oscilações de baixa amplitude, de tal forma que a área do pulso de entrada seja igual à área definida pelos sólitons na saída, conforme mostra a Figura 3.10. Por último, no caso em que a borda de subida t_{ri} do pulso estreito é muito menor do que $1/f_{c0}$, basicamente nenhum efeito ocorre na geração de sólitons, uma vez que após a primeira seção, o tempo de subida do pulso será limitado aproximadamente em $1/f_{c0}$ por causa da dispersão da linha.

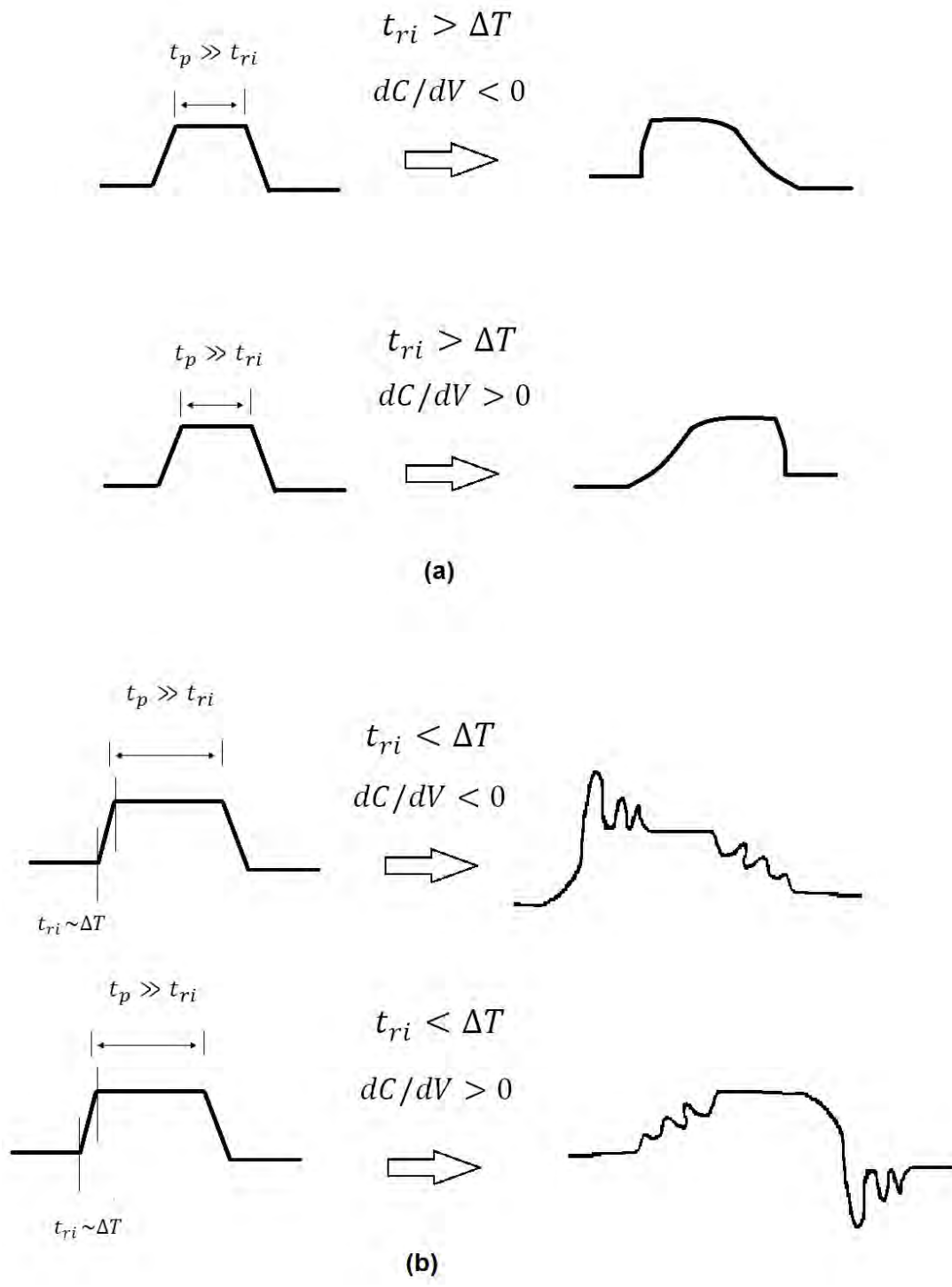


Figura 3.9 - Entrada e saída de pulso numa LTNL com somente compressão de pulso (a) com geração de sólitons (b) para dois casos: quando $dC/dV < 0$ e $dC/dV > 0$.

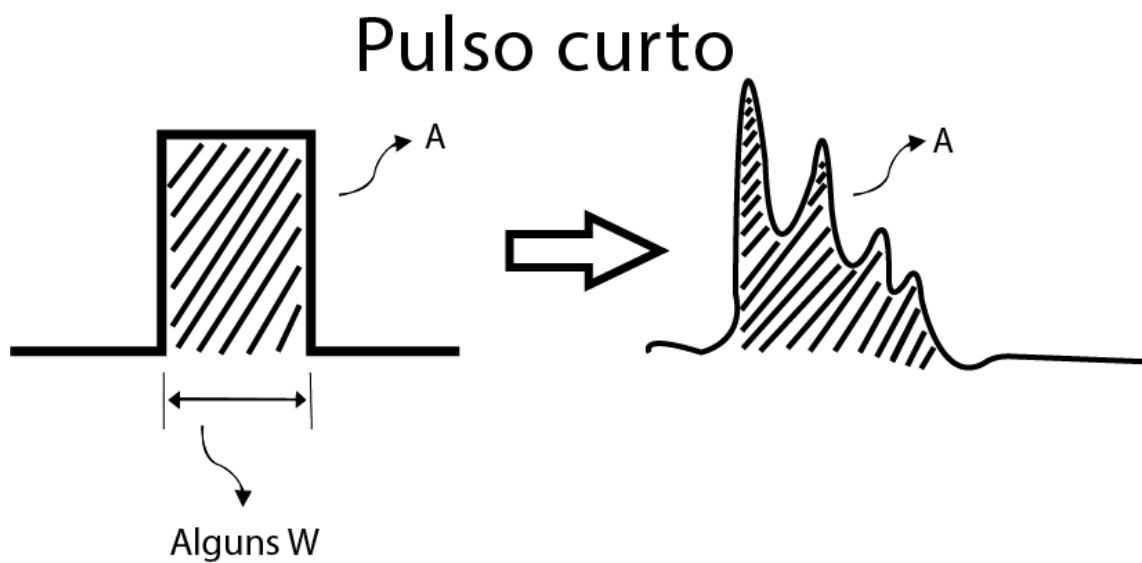


Figura 3.10 - Decomposição de um pulso estreito em um determinado número de sólitons em uma LTNL, o qual depende da área A do pulso estreito.

3.5 RADIOFREQUÊNCIA

A parte de radiofrequência do espectro eletromagnético, situada entre 3,0 KHz e 300 GHz (Quadro 3.1), tem sido usada principalmente em telecomunicações civis (rádio, TV, telefonia móvel), militares, e a comunicação com satélites. As faixas usadas são UHF, SHF e EHF. Outros dispositivos operam nestas frequências, a exemplo de sistemas médicos e industriais, fornos de micro-ondas, etc.

Quadro 3.1. Espectro de Radiofrequência normatizado pelo ITU –*International Telecommunications Union*.

FONTE: www.itu.int/ITU-T

Símbolo	Intervalo de Frequência	Classificação das frequências
VLF (Frequência Muito Baixa)	3 ~ 30 kHz	Miriamétricas: usadas por submarinos, em radares, etc.
LF (Frequência Baixa)	30 ~ 300 kHz	Quilométricas: usadas em radiofaróis para orientação de embarcações.
MF (Frequência Média)	300 ~ 3000 kHz	Hectométricas: conhecidas como ondas médias, usadas na radiofonia principalmente comercial.
HF (Frequência Alta)	3 ~ 30 MHz	Decamétricas: também conhecidas como ondas curtas, usadas em radiofonia comercial, amadora, pública e privada.
VHF (Frequência Muito Alta)	30 ~ 300 MHz	Métricas: usadas na transmissão de imagens (TV), canais de 2 a 13, radiofonia comercial, amadora, privada, pública.
UHF (Frequência Ultra Alta)	300 ~ 3000 MHz	Decimétricas: usadas na transmissão de imagens (TV), dados via rádio (Internet), telefonia móvel (celulares).
SHF (Super Alta Frequência)	3 ~ 30 GHz	Centimétricas: usadas na transmissão de imagens (TV) via satélite, transmissão de dados via rádio (Internet), forno micro-ondas.
EHF (Frequência Extremamente Alta)	30 ~ 300 GHz	Milimétricas: usadas em radioastronomia.
	Acima de 300 GHz	Usadas em pesquisas espaciais.

3.6 CAPACITORES

O capacitor é um componente eletrônico cuja função é armazenar cargas elétricas. Este componente eletrônico é formado por dois eletrodos metálicos, separados por um isolante chamado de dielétrico, conforme mostra a Figura 3.11. A designação do capacitor é especificada pelo tipo de material dielétrico empregado. Como exemplo, no caso do dielétrico polímero, o capacitor é denominado de poliéster [50], como mostrado na Figura 3.12.

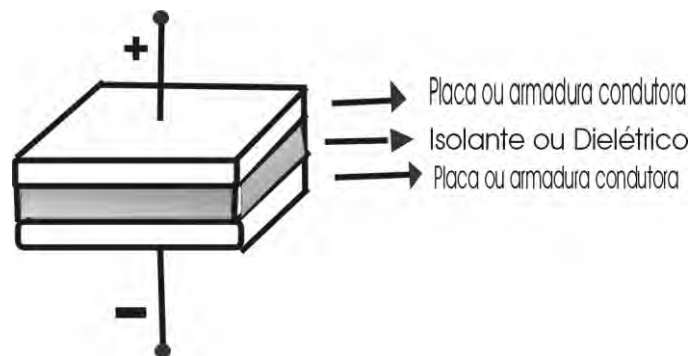


Figura 3.11 - Exemplo típico de um capacitor de placas paralelas.

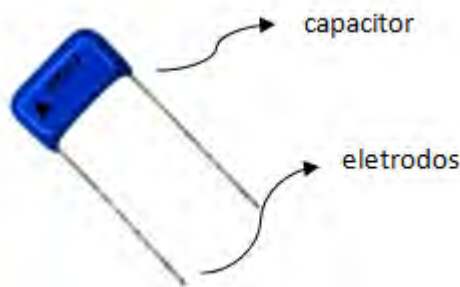


Figura 3.12 - Capacitor de polímero à base de poliéster.

Fonte: [50] modificada.

Os capacitores são especificados pelas suas características elétricas e mecânicas, sendo a capacitância é a principal delas e qual caracteriza a propriedade dos capacitores de armazenarem cargas elétricas. A unidade de capacitância é o FARAD, representado por F e se define como a capacitância de reter uma carga de 1,0 Coulomb (1,0 C), quando é aplicada a tensão de 1,0 volt (1,0 V). Os capacitores podem ser lineares ou não lineares, dependendo da estabilidade de sua capacitância ou da constante dielétrica ϵ com a tensão aplicada [48]. No caso de dielétricos poliméricos, o capacitor pode ser considerado linear por causa da boa estabilidade da capacitância ou da constante dielétrica com respeito à tensão V em uma ampla faixa de voltagem. Porém, no caso de dielétricos cerâmicos, devido às propriedades ferroelétricas

do material cerâmico, a permissividade varia com a tensão e a capacitância não é constante, apresentando um comportamento mais complexo [50], como demonstrado a seguir.

Para entender como um capacitor não linear se comporta, considera-se a definição usual da relação linear entre carga e capacitância:

$$q = CV \quad (3.18)$$

Onde q é a carga em Coulomb, C é a capacitância em Farad e V é a tensão em Volts. A corrente (cuja unidade é Ampère) que flui através do capacitor é calculada como:

$$i(t) = \frac{d(CV)}{dt} = \frac{CdV}{dt} = c \frac{dV}{dt} \quad (3.19)$$

desde que C seja constante, como no caso de capacitores lineares. Por outro lado, se C varia com a tensão aplicada V , que por sua vez varia com t (tempo), é importante notar que:

$$\frac{d(C(V(t))V(t))}{dt} \neq c(V(t)) \frac{dV(t)}{dt} \quad (3.20)$$

Então no caso de capacitores não lineares, a corrente deve ser simplesmente computada como [21]:

$$i(t) = \frac{d(q(t))}{dt} \quad (3.21)$$

onde aqui, a função de carga $q(t)$ no tempo deve ser calculada através da integral da capacitância variável $C(V(t))$ com a respeito V , isto é,

$$q(V) = \int_0^V C(V)dV \quad (3.22)$$

Portanto, no caso de capacitores não lineares é importante conhecer a variação da capacitância C com V como mostrado, por exemplo, na Figura 3.13 para o diodo varactor FMMV109. Em particular, esta curva característica $C \times V$ dada pelo fabricante pode ser modelada como (3.23), uma vez que, em varactores, a capacitância $C(V)$ varia inversamente com a tensão aplicada V [51]:

$$C(V) = \frac{C_{j0}}{\left(1 + \frac{V}{V_j}\right)^m} \quad (3.23)$$

onde V_j é o potencial de junção, em torno de 0,7 V; C_{j0} é a capacitância inicial da junção sem polarização e m é o fator de inclinação.

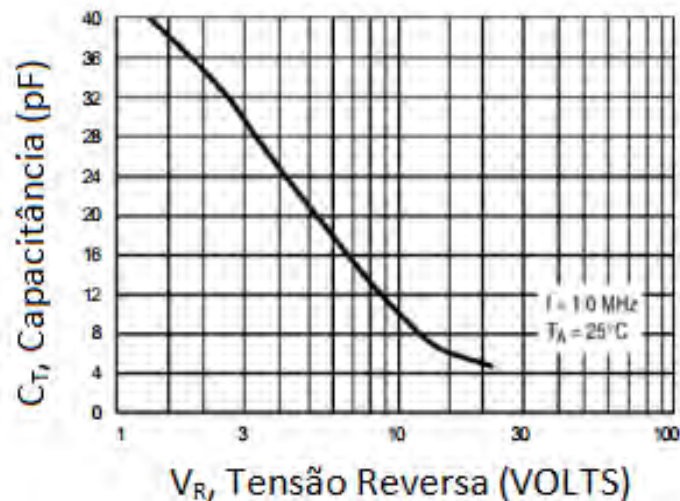


Figura 3.13 - Curva do comportamento da capacitância x tensão reversa para varactor FMMV109.

Fonte: [52].

Esta função dada por (3.23) consiste no modelamento usado por programas de simulação tipo Spice. A Figura 3.14 abaixo mostra no MATLAB duas curvas obtidas de (3.23) que fazem um bom casamento com a curva experimental do fabricante.

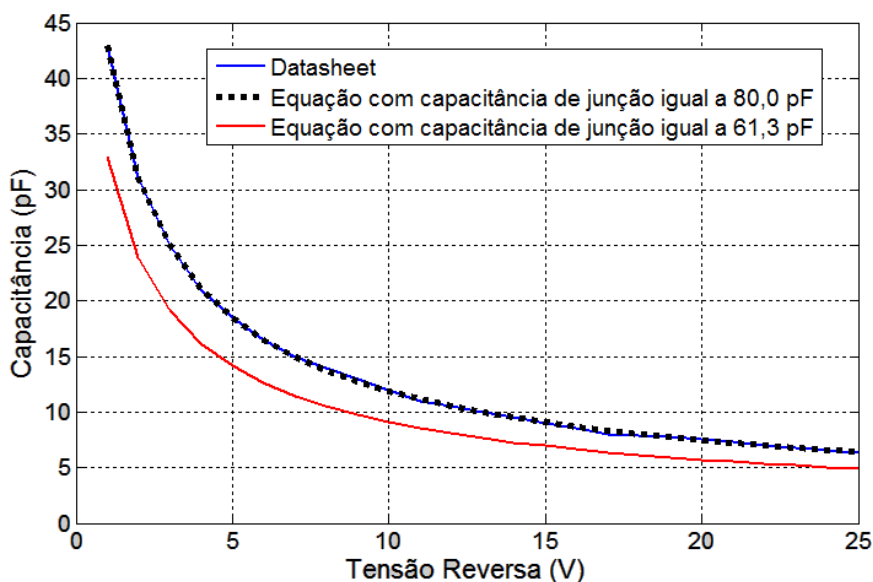


Figura 3.14 - Comparação das curvas do datasheet do varactor FMMV109 e do equacionamento para capacitância de junção igual a 80,0 pF e igual a 61,3 pF.

No caso de capacitores cerâmicos ou não lineares, a forma da dependência de $C \times V$ é semelhante à da Figura 3.14, [23]. Porém, em particular, utilizam-se funções hiperbólicas [2,8-10,12] ou do tipo gaussiana [15] para uma melhor concordância com os dados do fabricante. Por exemplo, Kuek et al. [11] demonstraram que uma função do tipo \tanh^2 (dada em (3.24)) pode representar a dependência $C \times V$ com razoável precisão (Figura 3.15), para um capacitor cerâmico do fabricante Murata de 1 nF/2 kV:

$$C(V) = (C_0 - C_{sat}) \cdot \left[1 - \tanh^2 \left(\frac{V}{V_{sat}} \right) \right] + C_{sat} \quad (3.24)$$

onde C_0 é a capacitância inicial, C_{sat} é a capacitância de saturação e V_{sat} é a tensão onde começa a ocorrer a saturação.

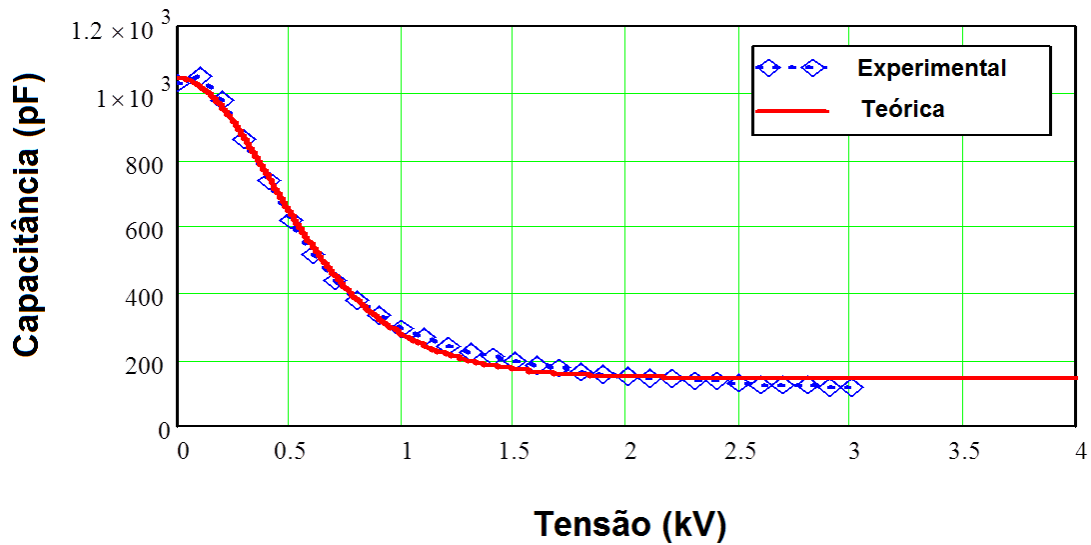


Figura 3.15 - Curvas C x V teórica e experimental obtidas para o capacitor da Murata de 1 nF / 2 kV geradas por Kuek com $C_0 = 1 \text{ nF}$, $V_{sat} = 620 \text{ V}$ e $C_{sat} = 143 \text{ pF}$.

Fonte: [12]

3.7 INDUTORES

O indutor é um dispositivo elétrico passivo que armazena energia na forma de energia magnética, sendo a indutância (medida em Henry - H) a sua principal propriedade de caracterização. Este componente é geralmente construído por uma bobina de material condutor, por exemplo, fio de cobre [48], como mostra a Figura 3.16. Um núcleo de material ferromagnético aumenta a indutância concentrando as linhas de força de campo magnético que circulam em torno das espiras. Pequenos indutores usados em frequências altas são algumas vezes feitos com um fio espiralado sobre um cilindro de ferrite. No caso de indutores com núcleos magnéticos ou ferrites, por causa das propriedades não lineares destes materiais, dependendo do valor da corrente aplicada, o material do indutor satura em função da queda de permeabilidade, diminuindo a indutância [50]. Esta propriedade não linear dos indutores saturados pode

também ser usada em aplicações de LTNLs, ao invés do uso de capacitores não lineares [2,3,7,9,27], como mostrado a seguir.



Figura 3.16 - Indutores feitos de fios de cobre enrolados sobre ferrites.

Fonte: [48].

Indutores com núcleos ferromagnéticos são considerados não lineares porque saturam dependendo do valor da corrente aplicada. Em um indutor não linear, quando se aumenta a corrente, o fluxo magnético diminui devido à queda da permeabilidade em núcleos magnéticos, conforme mostra a Figura 3.17 em dois valores de temperaturas para um núcleo de ferrite.

Considerando-se $L = d\varphi/di$ (o valor da indutância sendo equivalente à derivada do fluxo em relação à derivada da corrente) e sabendo-se que o fluxo magnético é dado por:

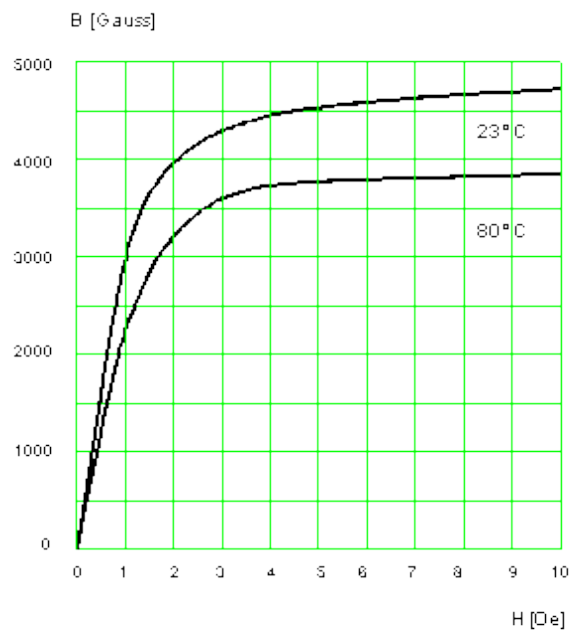
$$\varphi = BA = \mu HA \quad (3.25)$$

onde B é a densidade de fluxo magnético, A a área da seção transversal do núcleo, μ é a permeabilidade magnética e H a intensidade de campo magnético, a variação de φ é aproximada por uma função hiperbólica da corrente aplicada i , de acordo com a forma mostrada na Figura 3.17, como:

$$\varphi = L_0 I_S \tanh\left(\frac{i}{I_S}\right) \quad (3.26)$$

onde L_0 é a indutância linear inicial com $i \ll I_S$ e I_S a corrente de saturação do indutor no joelho da curva da Figura 3.17. Como $d\varphi = Ldi$, a derivada de (3.26) com respeito à corrente aplicada i produz o valor da indutância final:

$$L_f = L_0 \left[1 - \tanh^2 \left(\frac{i}{I_S} \right) \right] \quad (3.27)$$



B x H Típica

Figura 3.17 - Variação de μ para um núcleo de ferrite (IP6) do fabricante Thornton.

Fonte: [53].

4 METODOLOGIA E MATERIAIS UTILIZADOS

Neste capítulo, são apresentados a metodologia e os materiais utilizados, com suas respectivas características fornecidas pelo fabricante.

Para as simulações, foi utilizado um computador Windows 7 Home Basic de 32 bits, Pentium Dual-Core, 2,0 GB de RAM, 2,60 GHz.

O estudo das propriedades das LTNLs foi feito analisando-se as respostas das linhas perante às mudanças efetuadas nos componentes e nos valores atribuídos aos parâmetros do gerador. As respostas das linhas são analisadas de forma a identificar quais os valores ótimos para que o circuito opere de forma satisfatória. Por último, para validação dos modelos, são comparadas as simulações dos respectivos resultados experimentais através de ferramentas de simulação gráfica.

O procedimento adotado para a execução do projeto da LTNL consistiu primeiramente em se determinar a frequência em que se deseja operar a linha e o valor da carga (em ohms), quando a capacitância ou a indutância atinge um valor mínimo para um determinado valor de V_{max} ou I_{max} , respectivamente. Neste ponto, foi definido o que se queria construir: uma LTNL capacitiva, LTNL indutiva ou híbrida (com ambos os valores de L e C variando). A partir daí, selecionou-se o respectivo componente variável a partir de dados do fabricante quando possível, ou a caracterização experimental das curvas de $C \times V$ ou $L \times I$. Para um pequeno número de seções ($n < 30$) o valor da frequência de Bragg ($\omega_B = 2/\sqrt{LC(V_{max})}$) determina a frequência de saída de RF enquanto que a impedância característica da linha ($Z = \sqrt{L/C(V_{max})}$) dá o valor da carga para um casamento perfeito, no caso de uma LTNL capacitiva. No caso de uma LTNL híbrida ou indutiva, deve-se considerar também a variação da indutância com a corrente na formulação anterior. Geralmente, a impedância de carga é tomada de 2 a 3 vezes a impedância de linha, pois o descasamento faz com que a frequência de saída fique mais próxima da frequência de Bragg com

maiores amplitudes de oscilações. Feito isto, procede-se com o uso do aplicativo elétrico conhecido como LT-SPICE para que a resposta temporal do pulso de saída e do seu espectro de frequência (FFT) sejam obtidas para o projeto e análise da LTNL, modelando assim os componentes variáveis da linha a partir de $C \times V$ ou $L \times I$, ou de ambas as curvas características se for o caso de uma linha híbrida. Durante esta fase de análise, alteram-se parâmetros do componente variável escolhido (diodo de capacitância variável tipo varicap, capacitor cerâmico ou indutor saturado) modelados em aplicativos SPICE (por exemplo, a Figura 4.1 mostra os possíveis parâmetros a serem modificados no programa Circuit Maker do varicap usado, FMMV109) de forma a se observarem as mudanças ocorridas nas simulações (na saída e ao longo da linha) e possibilitar uma melhor concordância das mesmas com os resultados experimentais. Por último, a potência de pico de RF que se vai obter dependerá da amplitude do pulso de entrada, do parâmetro VMD e resistência de carga, sendo que a taxa de repetição de pulso de entrada no tempo influirá no valor da potência média final obtida. Desta maneira, verificam-se a concordância dos resultados obtidos graficamente (como por exemplo, frequência e amplitude das oscilações da saída) com informações disponíveis na literatura relacionadas à operação de um modelo básico para análise de uma LTNL usada para a geração de ondas de sólitons em sua saída.

Tendo em vista os requisitos de projeto já descritos, as simulações foram efetuadas usando dois aplicativos de circuito distintos (Circuit Maker 2000 (CM) e LT-Spice IV (LT))⁴ para verificar se havia diferença nos resultados de saída, quando se utilizava ferramentas computacionais Spice, com os mesmos valores dos parâmetros de interesse. Tanto os dados experimentais quanto os de simulação foram comparados através de uma ferramenta de simulação

⁴ Ambas são ferramentas computacionais voltadas para a simulação tanto de circuitos analógicos quanto de circuitos digitais. Como todo software de simulação, neles é possível prever o comportamento de sistemas sem que seja necessário montá-los. Durante a fase de projetos é possível prever a quantidade de componentes que serão gastos no circuito total.

gráfica (*Origin 6.0*)⁵. Para a compreensão do comportamento do varactor também foi utilizado o *MATLAB 7.5*⁶ para comparar a curva da capacitância pela tensão fornecida pelo fabricante com a curva obtida pelo modelo Spice do dispositivo. Através do MATLAB, também se avaliou o comportamento não linear do indutor variável $L(i)$, bem como do capacitor variável $C(V)$ (no caso, um capacitor cerâmico) para sua implementação nos aplicativos de simulação Spice.

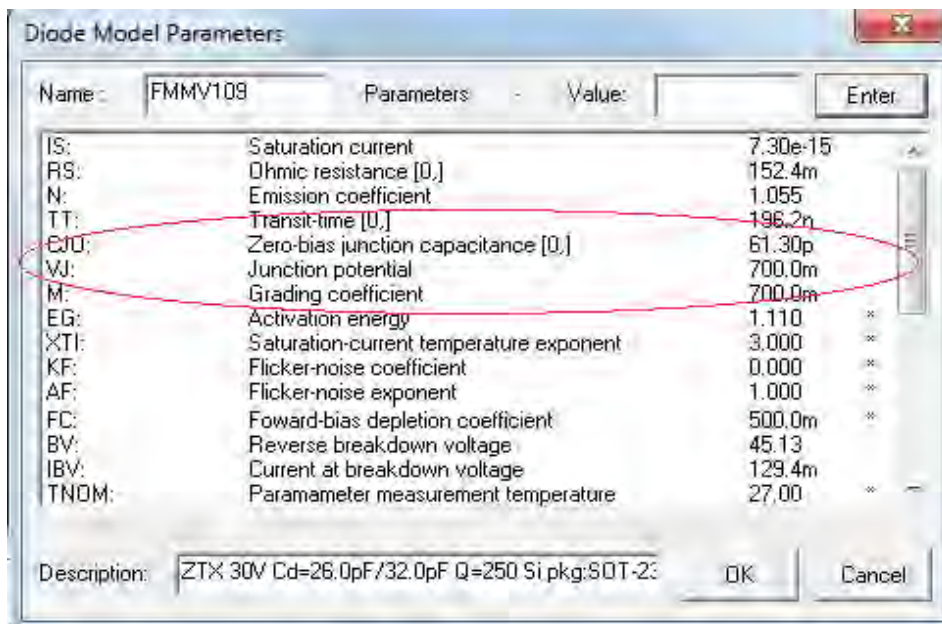


Figura 4.1 - Parâmetros do diodo FMMV109 que podem ser modificados, cujos valores destacados (C_{j0} , V_j , m) são os de interesse no caso do diodo varactor usado.

⁵ O programa importa dados de instrumentos de medida e ajusta os dados experimentais de modo a evidenciar as características do fenômeno observado. Na confecção dos gráficos, permite a visualização de vários gráficos em uma única janela, o que explica seu uso em publicações técnicas e científicas quando diversas variáveis são analisadas simultaneamente.

⁶ É um software interativo de alto desempenho voltado para o cálculo numérico.

Para a análise da LTNL experimental foi utilizada uma placa de circuito impresso (PCI)⁷, mostrada na Figura 4.2, onde a LTNL foi montada a partir de uma rede LC de diodos varicaps, ligados no modo reverso e indutores. Os dados experimentais obtidos das tensões de entrada e saída da LTNL foram armazenados digitalmente em um osciloscópio Tektronix mostrado na Figura 4.3 e transferidos para o computador. Finalmente através do Origin, os resultados experimentais do osciloscópio foram comparados com os obtidos via simulação Spice.



Figura 4.2 - LTNL experimental montada na PCI.

⁷ É um laminado plástico industrial utilizado como isolante elétrico, recoberto de uma fina camada de cobre metálico, usa-se como suporte mecânico e trilha condutora nos circuitos impressos e placas para computador.

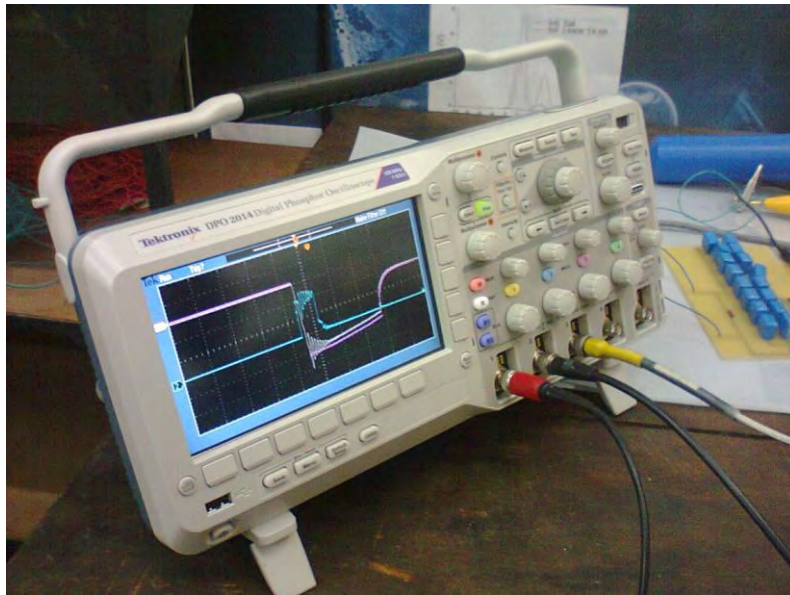


Figura 4.3 - Osciloscópio Tektronix com largura de banda de 100 MHz utilizado.

4.1 CIRCUITO DE ANÁLISE

O circuito esquemático da LTNL com varicaps está mostrado na Figura 4.4. Duas situações foram analisadas, o caso ideal onde as perdas do circuito são desprezadas e também o caso real com perdas, para ser comparado com os resultados experimentais.

O modelo básico para análise de uma LTNL para a geração de onda de sólitons na saída consiste em um circuito composto de três partes (Figura 4.4): a entrada, englobando o gerador de pulso retangular e sua impedância de entrada R_{gen} (destacada pela linha em vermelho); a própria LTNL com n sessões (conteúdo da linha em verde); e a carga resistiva na saída R_{load} (evidenciada pela linha em cor azul). As resistências R_L e R_C são incluídas no circuito de simulação devido a perdas ôhmicas da linha.

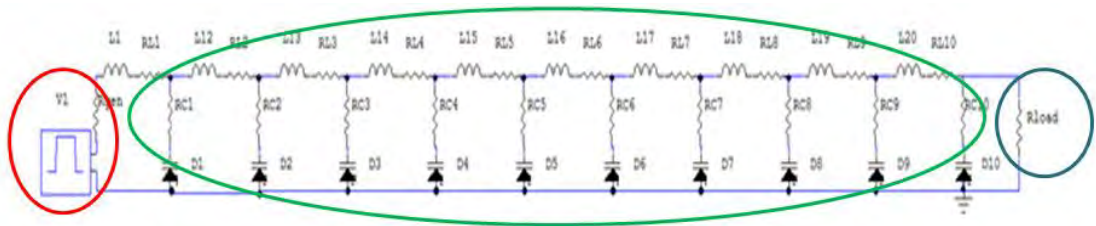


Figura 4.4 - Esquema geral de um circuito de simulação Spice.

No primeiro caso, a LTNL foi montada com 10 sessões mostradas na Figura 4.5, onde uma rede de varicaps FMMV109 ligados no modo reverso é responsável pelo efeito não linear. O esquema do circuito da LTNL é composto de indutores com $L = 2,7 \mu H$, resistência do indutor de $R_L = 0,56 \Omega$ e resistência do diodo de $R_C = 6,8 \Omega$, sendo a LTNL alimentada por um gerador de pulso com impedância de saída de 50Ω , onde é injetado um pulso trapezoidal com $10 V$ de amplitude. O valor da resistência da carga $R_{load} = 1 k\Omega$ não está casado com o circuito ⁸ porque quanto maior o descasamento no caso em que $R_L \gg Z_0$, maior serão as amplitudes das oscilações da saída e sendo assim, maior VMD de saída com a reflexão.

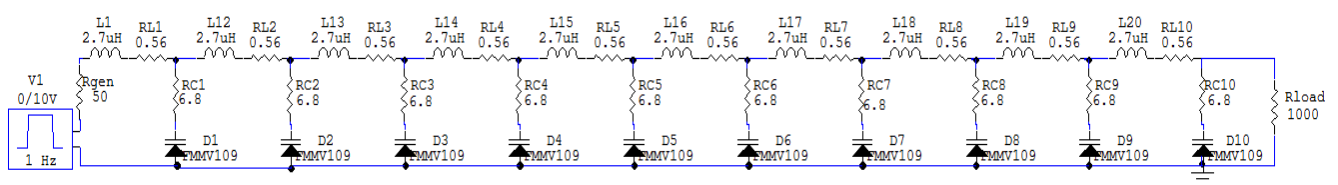


Figura 4.5 – Diagrama do circuito da LTNL usando varicap FMMV109 com $L = 2,7 \mu H$.

Esta segunda etapa de análise abrangeu o estudo do comportamento da LTNL agora de uma forma diferente da anterior, usando um varicap MV2201

⁸ Já que para estar casada, a carga deveria ser igual à impedância característica da linha, considerando-se que o valor de $C = 60 \text{ pF}$, então a impedância da linha seria $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{2,7 \times 10^{-6}}{6,13 \times 10^{-12}}} \cong 212 \Omega$

considerando três casos de simulação da LTNL com: a) indutor fixo de 54,00 nH; b) indutor fixo de 22,68 nH; e c) um indutor saturável variando de 54,00 a 22,68 nH na saturação. Para este estudo utilizou-se somente o aplicativo elétrico *LT-SPICE*, o qual possui um modelo simplificado para o indutor saturado, determinado pela equação (4.1) que relaciona o fluxo com a corrente de saturação.

$$= L_0 I_s \tanh\left(\frac{i}{I_s}\right) \quad (4.1)$$

onde L_0 é a indutância inicial, I_s é a corrente de saturação, e i é a corrente de entrada na linha obtida através de:

$$i = \frac{FEM}{R_g + Z_0} \quad (4.2)$$

onde FEM é a força eletromotriz do gerador, R_g é a resistência do gerador e Z_0 é a impedância da linha. Por outro lado, há uma segunda equação de fluxo modificado proposto por [2], a qual relaciona a variação do fluxo com a corrente menos abrupta na saturação, conforme o seguinte modelo apresentado abaixo:

$$= (L_0 - L_f) I_s \tanh\left(\frac{i}{I_s}\right) + L_f i \quad (4.3)$$

Paras as simulações, utilizaram-se as duas opções disponíveis de equação do fluxo para representar o indutor saturado não linear, comparando-se ambos os resultados obtidos para verificar qual o modelo mais satisfatório. Os dados obtidos foram transferidos para o aplicativo gráfico conhecido como *Origin 6.0*. A Figura 4.6 mostra o correspondente esquema elétrico do circuito da LTNL sem perdas, onde as simulações foram feitas com quatro diferentes valores para os indutores, sendo o único parâmetro a ser alterado. Além disto, foi utilizado o diodo varactor MV2201 ligado no modo reverso numa LTNL de 50 seções, sendo alimentada por um pulso retangular com 10 V de amplitude de um gerador de pulso com impedância de entrada de 50,0 Ω .

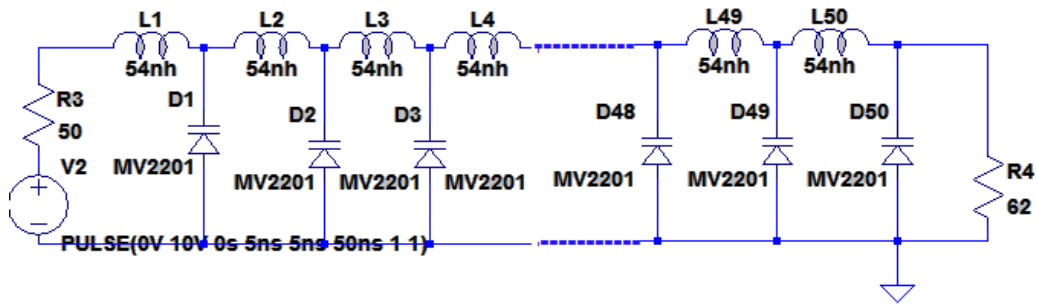


Figura 4.6 - Esquema da simulação da LTNL híbrida com indutor saturado.

4.2 CARACTERIZAÇÃO DA SAÍDA DE RF

Com o objetivo de quantificar os pulsos oscilatórios [11,12], define-se o parâmetro VMD (*Voltage Modulation Depth*) para um sinal com componente DC, onde a amplitude de oscilação é medida entre o pico e o vale V_{pt} para os três primeiros ciclos como:

$$VMD = V_{media} = \sum_{j=1}^3 \frac{(V_{pt})^j}{3} \quad (4.4)$$

onde, j é o número de ciclos e V_{pt} é a amplitude de oscilação entre o pico e o vale. Para o ciclo de oscilação j , também se mede o respectivo período T entre dois picos consecutivos para se obter a correspondente frequência, onde $f = 1/T$. Normalmente, mede-se para os três picos consecutivos para se calcular um valor médio de frequência.

Outro fator importante refere-se ao cálculo da potência média de pico de RF em W ou da parte oscilante do pulso de saída em função do parâmetro VMD, dado por [2,8-12]:

$$P_{RF} = \frac{(VMD/2)^2}{R_c} \quad (4.5)$$

onde R_c é a resistência carga, medida em ohms.

É importante se obter a eficiência de conversão de RF definida como [2,8-12]:

$$\eta_{RF} = \frac{E_{RF}}{E_{ent}} \quad (4.6)$$

onde E_{ent} é energia total de entrada calculada a partir da integral da potência durante o intervalo de aplicação do pulso que é injetado na primeira seção da LTNL e E_{RF} é a energia de RF de saída calculada a partir da integral da potência no tempo da parte oscilante do pulso de saída. Para este cálculo, a estimativa é feita através de programas de simulação numérica (tipo MATHCAD OU MATHEMATICA), onde os equacionamentos de $V(t)$ e $I(t)$ permitem fazer o cálculo da integral da potência no tempo (ou mesmo ainda se dados experimentais tabelados de tensão e corrente estejam disponíveis). Entretanto, os aplicativos SPICE não permitem fazer este cálculo e sofrem desta limitação, embora alguns aplicativos como o Circuit Maker forneçam a potência instantânea no nó do circuito. Por outro lado, esta limitação pode ser compensada em aplicativos SPICE, através do espectro FFT do pulso de saída para se estimar aproximadamente a eficiência de RF. Isto é consideravelmente simples de se utilizar no programa LT-SPICE devido à facilidade de uso de sua ferramenta gráfica. No entanto, no Circuit Maker o ambiente de uso da FFT é mais restrito, dependendo das condições da análise transiente do circuito em questão.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados os resultados e as discussões referentes à simulação, análise experimental e comparação entre ambos os casos.

5.1 CAPACITOR NÃO LINEAR SIMULADO PELO DIODO VARACTOR

Para a compreensão do circuito, a primeira situação a ser examinada é aquela na qual somente foram considerados elementos capacitivos não lineares para a implementação da LTNL, através do uso de diodos varicaps, em que se analisaram os casos de compressão de pulso e geração de sólitons (oscilação).

Para o caso de compressão, tem-se 350 ns de duração com tempo de subida da ordem de 110 ns, como mostrado na Figura 5.1. Neste caso, como o tempo de subida é maior que $\Delta T \cong 80 \text{ ns}$ ⁹, nota-se que o tempo de subida do pulso de saída é bastante reduzido (30 ns), conforme pode-se verificar na Figura 5.1, sem praticamente ocorrência de oscilações com amplitudes significativas.

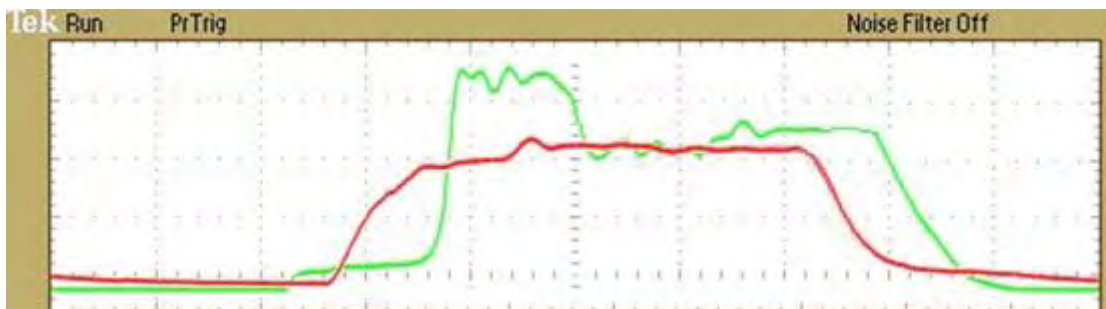


Figura 5.1 - Pulsos de entrada/saída da LTNL mostrando o caso de compressão.

9

$$\Delta T = n(\sqrt{LC_{j0}} - \sqrt{LC(V_{\max})}) = 10 \left(\sqrt{2,7 \times 10^{-6} \times 61,3 \times 10^{-12}} - \sqrt{2,7 \times 10^{-6} \times 9,08 \times 10^{-12}} \right) \cong 80,0 \text{ ns}, \text{ onde } C(V_{\max}) \text{ é calculado através da equação (3.22) com } V = 10 \text{ V, } V_j = 0,7 \text{ V, } C_{j0} = 61,3 \text{ pF e } m = 0,7.$$

No caso de oscilação empregou-se um segundo gerador com duração de pulso de 130 ns e tempo de subida de pulso (de 30 ns) menor que a taxa de compressão, da ordem de 50 ns. O resultado obtido encontra-se na Figura 5.2 para um pulso de entrada com amplitude de 10 V, onde se verifica que pulso de saída é comprimido, porém seu tempo de subida é limitado pela própria frequência de corte da linha. Desta forma, acima da frequência de Bragg toda a energia é refletida e oscilações equivalentes a sólitons na carga de saída $R_{load} = 1\text{ k}\Omega$ são geradas em $f_{c0} = 40\text{ MHz}$ aproximadamente.

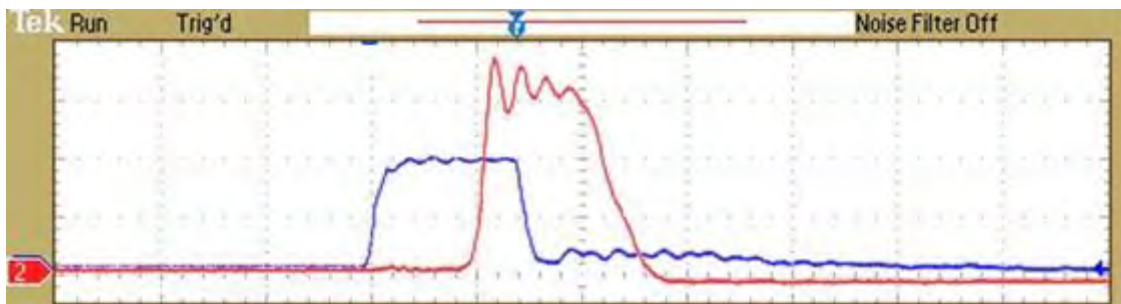


Figura 5.2 - Pulsos de entra/saída da LTNL mostrando o caso oscilatório.

A capacitância de junção do diodo C_j para qualquer tensão aplicada é modelada em ambos os circuitos de simulação por (3.22) e V_j é igual a 0,70 V para diodos de silício. Para o diodo testado FMMV109, a capacitância inicial de junção fornecida pelo fabricante é da ordem de 61,30 pF. Em particular, para o nosso caso serão considerados estes valores padrões para varicap, isto é, $C_{j0} = 61,30\text{ pF}$ e $V_j = 0,7\text{ V}$, com exceção de m que será principal parâmetro de ajuste para haver boa concordância entre os resultados experimentais e de simulação. A razão disto é que m depende das propriedades não lineares da linha, onde um alto valor ($m > 0,5$) significa oscilações de alta frequência com grandes amplitudes no caso oscilatório e grande redução do tempo de subida de saída no caso de compressão do pulso.

As Figuras 5.3 e 5.4 comparam as simulações com os resultados experimentais para os pulsos de entrada e saída para o caso de compressão de pulso com dois diferentes valores de m (0,36 e 0,70). Com relação à entrada, há uma boa concordância entre os resultados, pois a impedância de saída do gerador de 50Ω é bem menor que a impedância de entrada da linha para ambos os valores de m (da ordem 350Ω e 560Ω , respectivamente para $m = 0,36$ e $m = 0,70$ desde que $Z = \sqrt{(L/C(V_{max}))}$). Com relação à saída, um melhor ajuste entre as curvas experimentais e de simulação é conseguido com $m = 0,70$. Este valor alto de m pode ser explicado levando-se em consideração que no caso de apenas compressão do pulso o efeito de não linearidade é bem maior do que o da dispersão da linha.

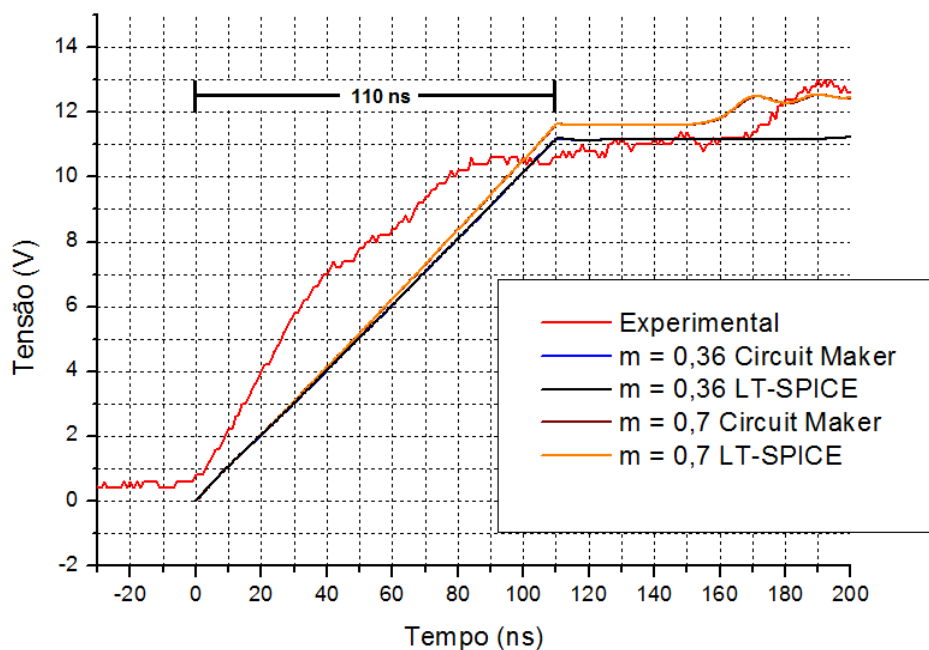


Figura 5.3 - Comparação de resultados para o pulso de entrada no caso de compressão.

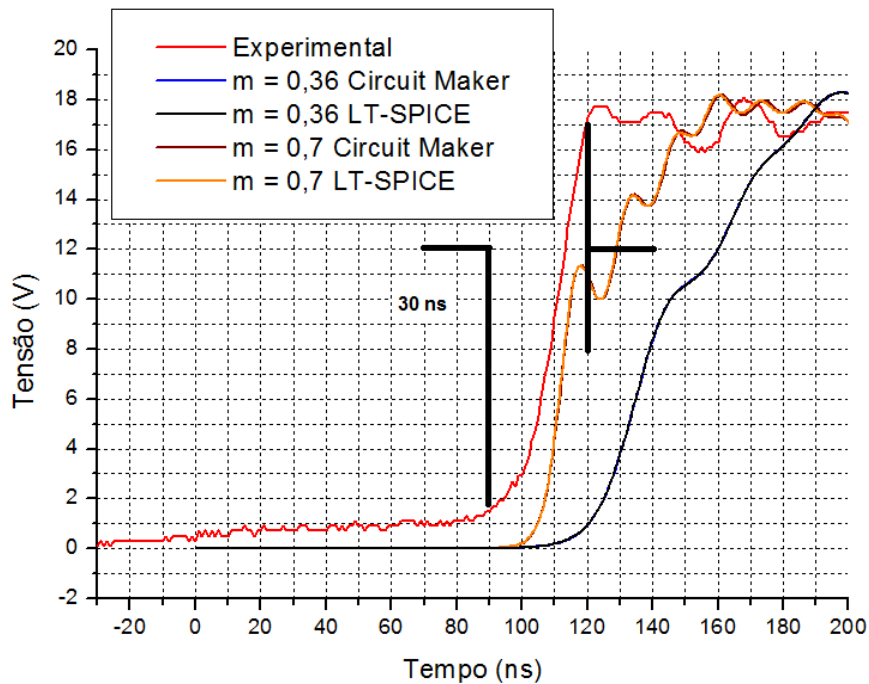


Figura 5.4 - Comparação de resultados para o pulso de saída no caso de compressão.

Observando-se ambas as figuras, nota-se que o pulso de saída experimental emerge após o pulso de entrada na faixa de 80 - 90 ns para uma amplitude inicial na parte baixa do pulso de 2 V aproximadamente. Sabendo-se que o atraso da linha não linear para um pulso de entrada com amplitude inicial V_i é dado por:

$$\delta = n\sqrt{LC(V_i)} \quad (5.1)$$

calcula-se que o atraso para a amplitude inicial $V_i = 2V$ é da ordem de 80 ns, o que está de acordo com a Figura 5.5, desde que $C(V_i = 2V) \approx 24 pF$ com $m = 0,7$ e $L = 2,7 \mu H$. Com relação à redução do tempo de subida de pulso, tem-se que ΔT é da ordem de 80 ns novamente para um pulso de entrada com $V_{max} = 10V$, $n = 10$, $C_{j0} = 61,30 pF$, $V_j = 0,7V$ e $m = 0,7$. Isto está de acordo com o resultado experimental, uma vez que o tempo de subida de entrada da ordem de 110 ns (ver Figura 5.3) é reduzido na saída para aproximadamente 30 ns (ver Figura 5.4), o que coincide com o tempo de redução ΔT calculado de

80 ns. Por outro lado, a discrepância observada entre os resultados experimentais e as simulações (mesmo com $m = 0,7$) em relação ao tempo de subida de pulso de saída, observado na Figura 5.4, deve-se ao fato de que a subida do pulso de entrada é simulada por meio de uma rampa ajustada no gerador de entrada no aplicativo, enquanto que no caso experimental a subida do pulso de entrada do gerador assemelha-se mais a uma curva convexa que fica acima da rampa de entrada.

Para o caso de oscilação, foi utilizado um gerador com menor tempo de subida de pulso da ordem de 30 ns de tal maneira que $t_{ri} < \Delta T = 50 \text{ ns}$. A Figura 5.5 ilustra este caso, onde o melhor ajuste entre as curvas experimentais e de simulação foi obtido com m reduzido ($= 0,36$) para um pulso com amplitude de 10 V. Nesta situação, deve-se atentar para o fato de que o efeito dispersivo da linha tende a compensar o efeito da não linearidade, atrasando a frente de onda de propagação, o que implica num menor valor para o fator de não linearidade m .

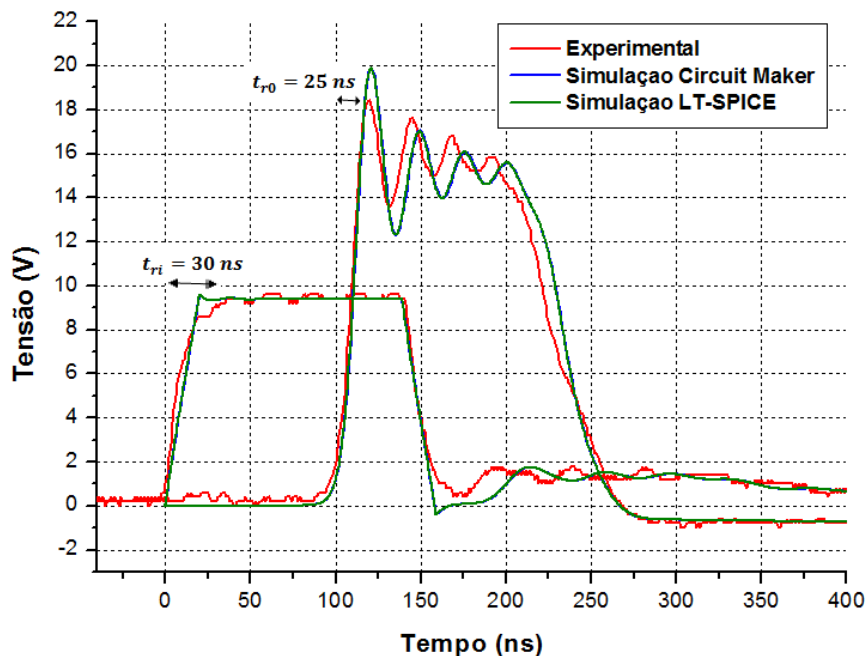


Figura 5.5 - Comparação de resultados para os pulsos de entrada (pulso quadrado) e saída (pulso oscilatório) no caso oscilatório.

Com os parâmetros de ajustes definidos da LTNL anteriormente na simulação, pode-se calcular a capacitância final do varicap FMMV109 da ordem de 23 pF e com isto determinar o tempo de redução de tempo de subida com $n = 10$ e $L = 2,7 \mu H$, donde se obtém que $\Delta T^{10} = 50 ns > t_{ri} = 30 ns$, como esperado para a saída oscilatória. Por outro lado, na parte baixa do pulso para $V_i = 2 V$, $C(V_{max}) = 38 pF$ com $m = 0,36$ obtém-se para esta situação um atraso da linha de aproximadamente de 100 ns através de (5.1)¹¹, o que é confirmado experimentalmente na Figura 5.5, pois o pulso de saída emerge aproximadamente em 100 ns. Utilizando as equações (4.4) e (4.5), calculou-se o VMD e a potência média de pico para este caso, sendo 2,44 V e 1,49 mW respectivamente. Outro fator importante observado no resultado experimental da Figura 5.5 é a medida da frequência das oscilações de 40 MHz, o que condiz com o cálculo da frequência de corte da linha. Além disto, o tempo de subida do pulso de saída t_{r0} da ordem de 25 ns foi limitado, como previsto pela frequência de corte da linha, estando aproximadamente de acordo com $1/f_{c0}$. Conforme observado nas simulações com $\Delta T \gg t_{ri}$, uma vez que a linha é capaz de produzir ondas solitárias, a frequência de oscilação permanece a mesma, caso o tempo de subida de pulso de entrada decaia mais. Contudo, o número de oscilações diminui se o tempo de subida aumenta porque limita o número de ciclos se a duração do pulso é fixa. Por outro lado, quando t_{ri} começa a se aproximar de ΔT , a frequência e as amplitudes das oscilações aumentam à medida que o efeito dispersivo da linha cresce, sendo contrabalançado pela não linearidade do sistema, quando $\Delta T \ll t_{ri}$. Além

¹⁰

$$\Delta T = n(\sqrt{LC_{j0}} - \sqrt{LC(V_{max})}) =$$

$$10 \left(\sqrt{2,7 \times 10^{-6} \times 61,3 \times 10^{-12}} - \sqrt{2,7 \times 10^{-6} \times 23 \times 10^{-12}} \right) \cong 50 ns, \text{ onde } C(V_{max})$$

é calculado através da equação (3.22) com $V = 10 V$, $V_j = 0,7 V$, $C_{j0} = 61,3 pF$ e $m = 0,36$.

$$^{11} \delta = n\sqrt{LC(V_i)} = 10\sqrt{2,7 \times 10^{-6} \times 38 \times 10^{-12}} \cong 100 ns$$

disto, foi observado que é necessária uma mínima duração de pulso para o início das oscilações. Porém mesmo que a duração do pulso aumente, a frequência das oscilações permanece a mesma, bem como as amplitudes das mesmas continuam a decair, como no caso de pulsos mais estreitos [9].

Finalmente, observa-se de novo certa discrepância entre os resultados experimentais e de simulação na Figura 5.5. Isto se deve ao problema de se modelar o tempo de subida de entrada por uma rampa que não coincide com o de entrada. Associado a estas discrepâncias está o fato de que para cada varicap dentro de um lote há uma tolerância da ordem de 10 % em termos dos valores para C_{j0} . Poder-se-ia estimar a capacitância inicial de cada varicap na rede para haver uma melhor concordância de resultados, mas o modelo de diodos nos simuladores assume parâmetros iguais para todos os varicaps da rede.

5.2 INDUTOR SATURADO E LINHA HÍBRIDA

Denomina-se linha híbrida quando se tem indutores e capacitores variáveis. Quando a indutância varia em função da corrente aplicada, seu valor diminui para maiores valores do indutor por causa da saturação do fluxo magnético. Por outro lado, a capacitância diminui em função da maior tensão aplicada, resultando em mais oscilações de maior frequência.

Para este diodo varactor foi assumida uma capacitância de junção inicial sem polarização C_{j0} de 14,93 pF, potencial de junção V_j equivalente a 750 mV, fator de não linearidade $m = 0,4261$ e capacitância final C de 6,26 pF para $V_j \approx 5 V$. Então com um valor de C da ordem de 6,26 pF, pode-se calcular a impedância de saída Z da linha através de (5.2), obtendo-se aproximadamente 62 Ω .

$$Z = \left(\sqrt{\frac{L}{C}} \right) \quad (5.2)$$

Para uma linha híbrida, considerando que o indutor satura quando a corrente aplicada i atinge $I_S = 80 \text{ mA}$, obtém-se uma indutância final L_f ¹² na saturação de aproximadamente $22,68 \text{ nH}$.

Para estimar o valor inicial da indutância, considerou-se primeiramente o caso de uma linha não linear construída apenas com elementos capacitivos não lineares, sendo assim neste caso com indutores lineares. Admitindo-se uma frequência de corte final de 550 MHz , o valor da indutância inicial foi calculado através da expressão (3.11), que após a substituição de seus devidos valores, resulta em $54,00 \text{ nH}$. A Figura 5.6 compara as simulações para três casos, sendo em linha preta a linha híbrida com L decrescendo de $54,00 \text{ nH}$ para $22,68 \text{ nH}$ e os outros dois casos, considerando-se linhas convencionais com indutores fixos de $54,00 \text{ nH}$ e $22,68 \text{ nH}$ (linhas vermelha e azul, respectivamente).

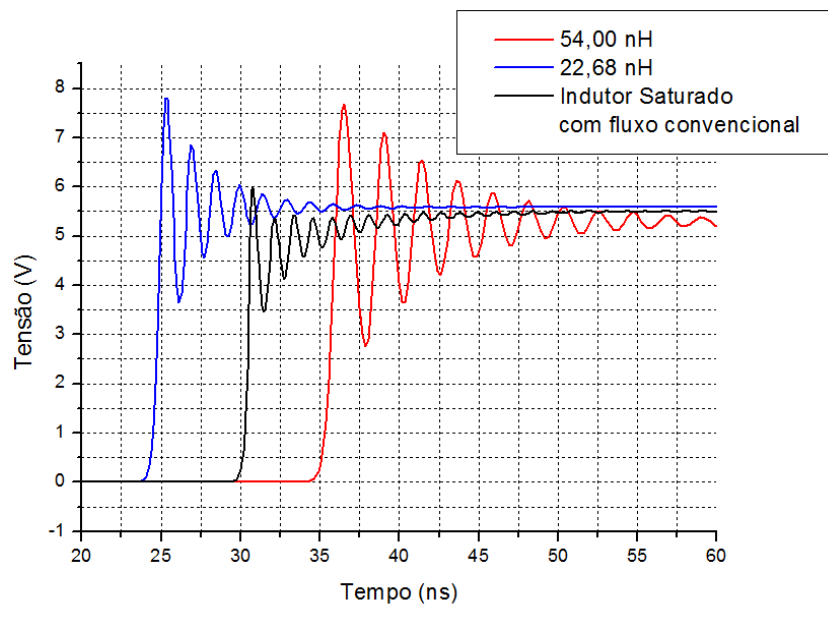


Figura 5.6 - Comparação dos pulsos saída entre linha híbrida com indutor saturado de fluxo convencional e LTNLs com indutores fixos e sem perdas.

¹² $L_f = L_0[1 - \tanh^2(i/I_S)]$, fazendo-se a derivada do fluxo em relação à corrente na equação (5.2).

Kuek et al. [2] desenvolveram um modelo modificado da equação do fluxo utilizada para simular o indutor da linha híbrida, onde se pode observar seu comportamento de acordo com a Figura 5.7, representado pela cor preta, onde mais uma vez é mostrada a comparação com as simulações com LTNLs com indutores fixos de $54,00\text{ nH}$ e $22,68\text{ nH}$. Uma comparação entre ambos os resultados de simulação da tensão de saída da linha híbrida com fluxo convencional e modificado, encontra-se mostrada na Figura 5.8, em que observa-se que, para o fluxo modificado, as oscilações de saída apresentam maiores amplitudes de modulação e emergem com um tempo de atraso ligeiramente menor do que as oscilações com fluxo convencional.

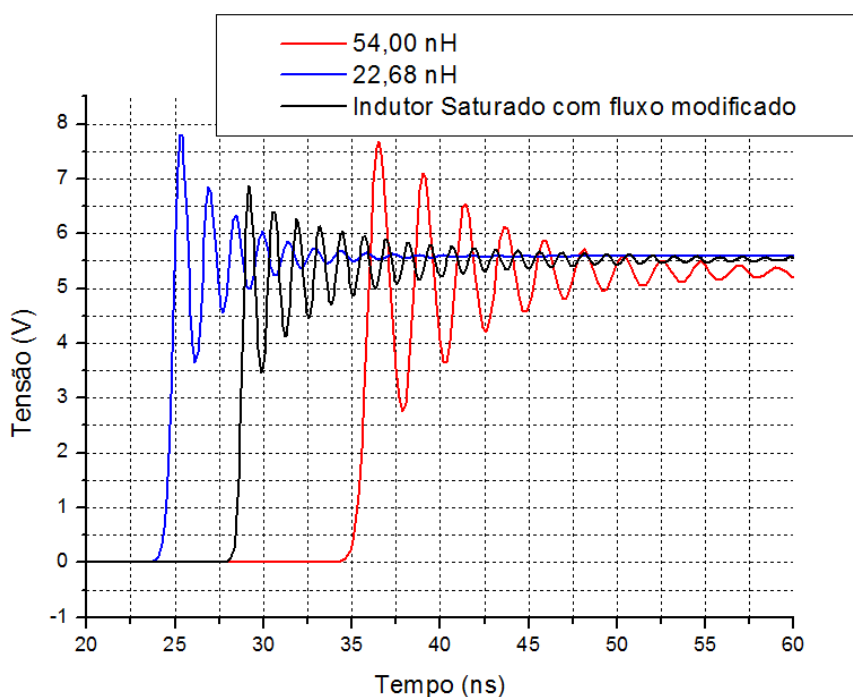


Figura 5.7 - Comparação dos pulsos de saídas entre linha híbrida com fluxo modificado e LTNLs com indutores fixos e sem perdas.

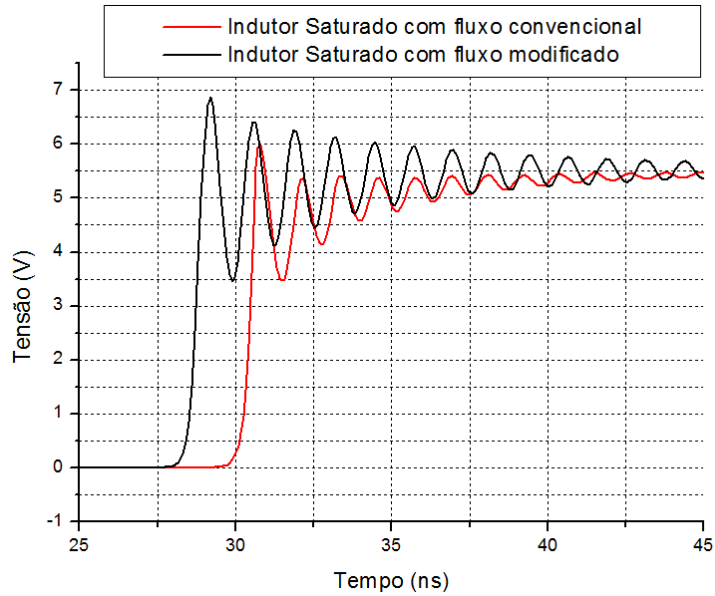


Figura 5.8 - Comparação das tensões de saída com o indutor saturado utilizando fluxo convencional e modificado.

As saídas das simulações apresentadas sugerem um circuito ideal, já que as perdas não foram consideradas. Para o circuito real, ou seja, aquele que poderá ser executado experimentalmente, as perdas no circuito atenuam as amplitudes das oscilações, de forma que se incluiu um valor fictício (sendo $0,1\ \Omega$ em série com o indutor e $1,0\ \Omega$ em série com o diodo varactor) para representar as perdas ôhmicas do circuito, o qual está representado na Figura 5.9.

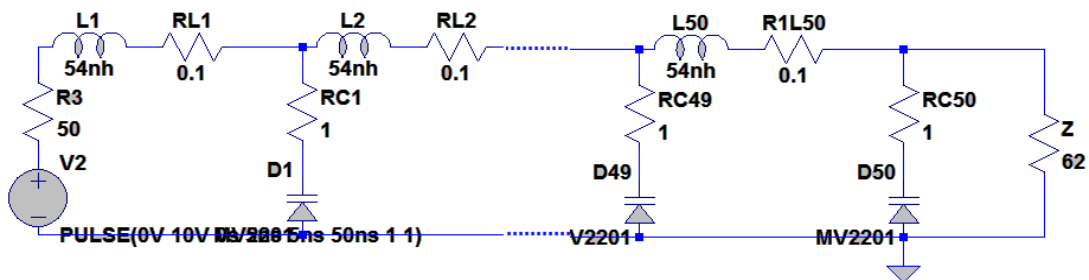


Figura 5.9 - Esquema da simulação da LTNL híbrida com perdas.

As Figuras 5.10 e 5.11 a seguir mostram os resultados de simulação da LTNL híbrida com perdas respectivamente para fluxo convencional e modificado. Nos

mesmos gráficos, para efeito de comparação são mostrados os resultados para uma LTNL convencional com perdas com indutores fixos de $54,00\text{ nH}$ e $22,68\text{ nH}$ (respectivos valores iniciais e de saturação do indutor da linha híbrida).

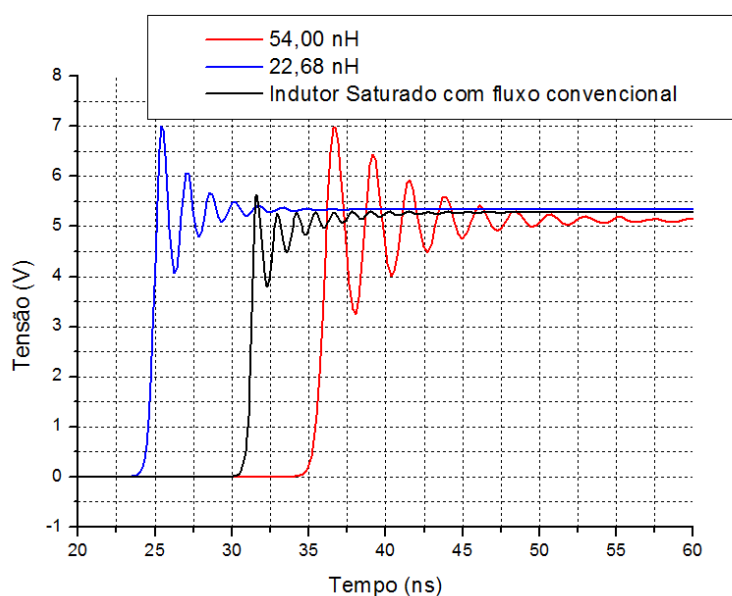


Figura 5.10 - Comparação com perdas dos pulsos de saídas de LTNLs com indutores fixos e linha híbrida com indutor saturado de fluxo convencional.

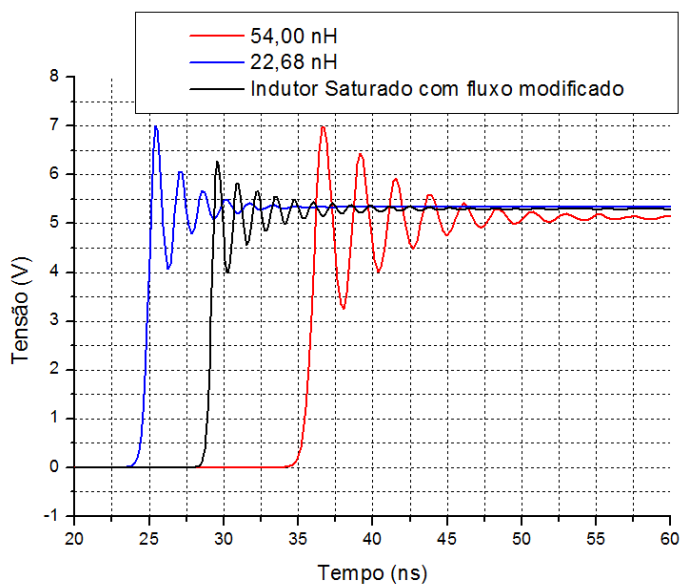


Figura 5.11 - Comparação dos pulsos de saída de LTNLs com perdas com indutores fixos e de linha híbrida com o indutor saturado de fluxo modificado.

Nas Figuras 5.10 e 5.11 são mostradas diferentes simulações dos pulsos de saídas obtidos para cada uma das três linhas, sendo os dois principais fatores diferenciais entre elas: a) o valor atribuído ao indutor L e b) a linearidade ou não de L. O pulso de saída referente à linha com indutor fixo de 22,68 nH emergiu antes devido ao menor atraso possível da linha, visto ele é proporcional a $n(LC)^{1/2}$ e L. Já para linha com indutor fixo de 54,00 nH o atraso é maior, como esperado, da ordem de 35 ns, pois das três linhas ela possui o maior valor de L. Na linha híbrida, o atraso ficou em um valor intermediário ao redor de 30 ns, pois o indutor decresce de um valor inicial de 54,00 nH para um valor final da ordem 22,00 nH na saturação. Outro ponto importante nos resultados obtidos é que a frequência das oscilações aumenta quando L decresce, como esperado, como demonstrado no caso das LTNLs com indutores fixos. Observe nas Figuras 5.10 e 5.11 que a frequência é maior no caso da LTNL com L= 22,68 nH (da ordem de 645 MHz) do que com $L = 54,00 \text{ nH}$ (da ordem de 420 MHz). No caso da linha híbrida, a frequência é maior ainda (ao redor de 800 MHz¹³ do fluxo convencional e em torno de 750 MHz para o fluxo modificado) devido ao efeito conjunto da não linearidade do indutor e do capacitor, porém ao custo da redução das amplitudes das oscilações, conforme se pode observar nas Figuras 5.12 e 5.13.

É interessante comparar no mesmo gráfico o comportamento da linha híbrida com e sem perdas, conforme Figura 5.13 enquanto que a comparação da mesma com fluxo modificado é dada na Figura 5.14.

¹³ A medida da frequência é feita através da média dos três primeiros períodos calculados entre os quatro primeiros picos consecutivos. Esta média é equivalente ao período T da equação $f = \frac{1}{T}$, obtendo-se assim a frequência citada. Por exemplo, no caso do indutor saturado com fluxo convencional tem-se: 1º pico = 30,78 ns, 2º pico = 32,12 ns, 3º pico = 33,33 ns, 4º pico = 34,55 ns. Sendo $T = T_{final} - T_{inicial}$, onde 2º pico - 1º pico = 1,34 ns, 3º pico - 2º pico = 1,21 ns, 4º pico - 3º pico = 1,22 ns, portanto a média é 1,25 ns, o que dá $f = \frac{1}{1,25}$ aproximadamente igual a 800 MHz.

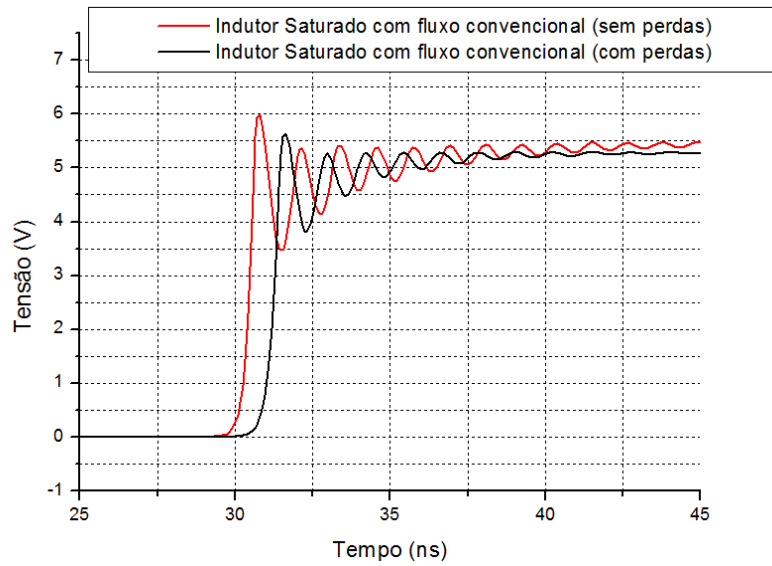


Figura 5.12 - Comparação entre pulsos de saída da linha híbrida com e sem perdas usando indutor saturado com fluxo convencional.

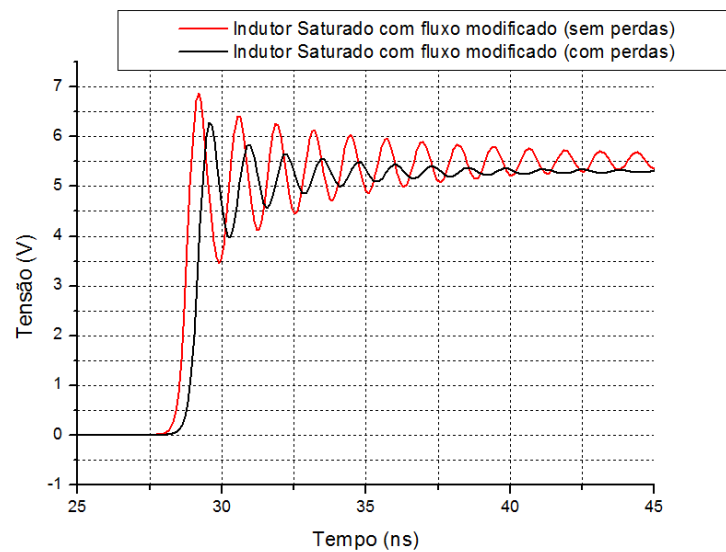


Figura 5.13 - Comparação entre pulsos de saída da linha híbrida com e sem perdas usando indutor saturado com fluxo modificado.

Com fluxo modificado, observa-se que a modulação em amplitude das oscilações de saída é maior quando comparado com o caso de fluxo convencional. Nas linhas com perdas, as amplitudes das oscilações são

reduzidas consideravelmente, tanto nas linhas híbridas com fluxo modificado ou convencional como nas LTNLS com indutores fixos.

Portanto, a linha híbrida possui um desempenho superior em relação à linha com somente um componente não linear por causa da maior frequência das oscilações obtidas na saída.

5.3 CAPACITOR CERÂMICO

Normalmente, para aplicações de LTNLS em alta potência, diodos varicaps não são adequados por causa de sua pequena tensão reversa de *breakdown* e baixa corrente de condução. Então, nestas aplicações, capacitores cerâmicos são mais adequados e, desta maneira, sua caracterização e a subsequente implementação de modelos $C \times V$ para estes dispositivos em programas Spice são de suma importância. Basicamente, existem na literatura dois modelos similares para os capacitores, sendo que o primeiro, proposto por French et al.[15], baseia-se numa função do tipo gaussiana para modelar a variação da capacitância com a tensão aplicada, denominada Lorentzian e definida como:

$$y = \frac{A(x_{1/2})^2}{(x_{1/2})^2 + (x-a)^2} \quad (5.3)$$

onde A é o pico máximo em $x = a$ e $x_{1/2}$ é a metade da largura completa na coordenada x à meia altura (isto é, quando $y = A/2$), como mostrado na Figura 5.14.

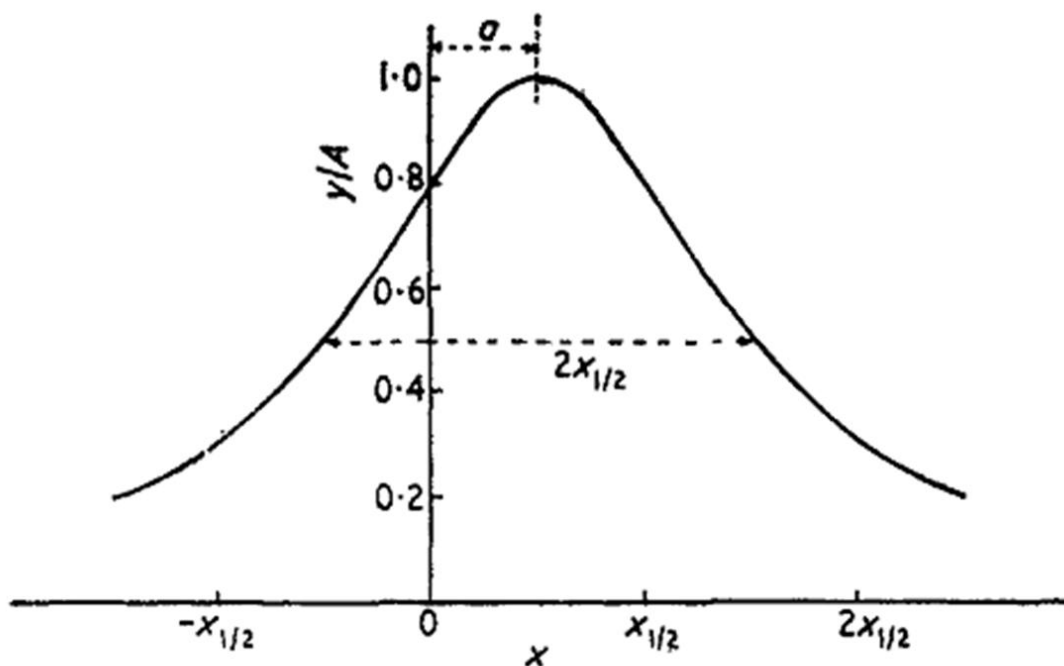


Figura 5.14 - Função Lorentzian normalizada.

Fonte: [56].

Esta função é bastante útil para modelar algumas cerâmicas dielétricas, que dependendo da sua composição, apresentam um comportamento $dC/dV > 0$ durante o alinhamento inicial dos dipolos. Após este alinhamento inicial, geralmente em dielétricos não lineares começa a ocorrer saturação, pois à medida que o campo elétrico aumenta, a capacitância diferencial medida, dQ/dV varia inversamente aproximadamente com o quadrado do campo elétrico aplicado. No limite, quando a polarização está totalmente saturada, a capacitância diferencial torna-se correspondente àquela que se tem com o vácuo entre os eletrodos. Contudo, na prática, esta situação hipotética é restrita pela rigidez dielétrica do material [57]. A função Lorentzian foi usada por French et al. [15] para modelar o comportamento de capacitores à base de um compósito de chumbo, manganês e nióbio (PMN38) utilizados numa LTNL de estrutura planar (Figura 2.2), cuja curva característica medida $C \times V$ está na Figura 5.15.

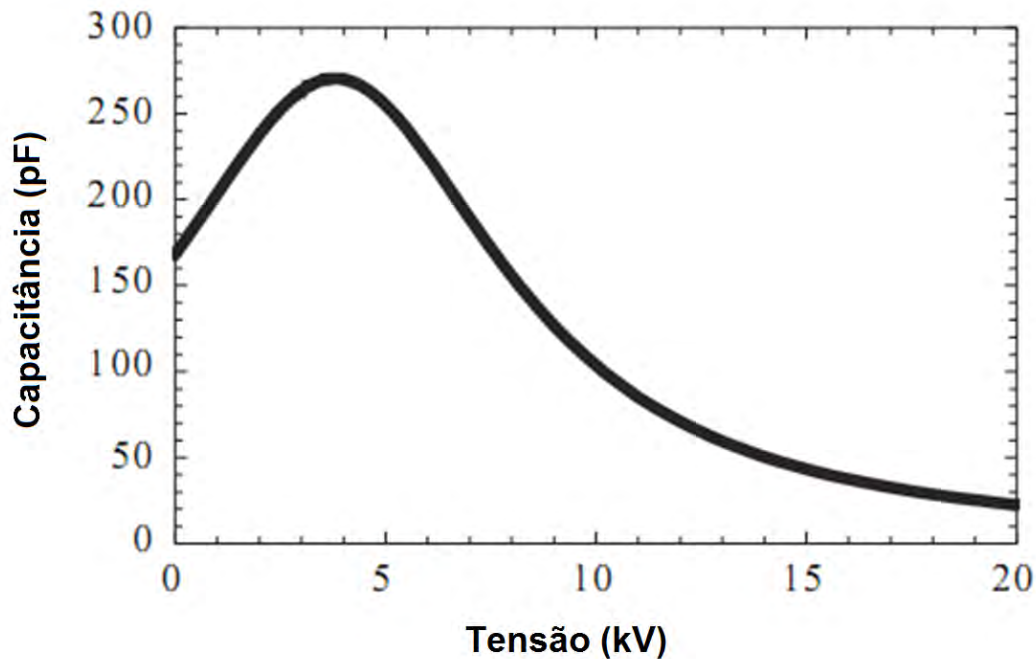


Figura 5.15 - Curva $C \times V$ medida por French et al. para o capacitor à base do composto PMN38.

Fonte: [15]

French et al. [15] reportam que a função Lorentzian foi usada para modelar o comportamento do capacitor, apresentando apenas os resultados finais de simulação no LT-Spice. Neste trabalho, comprovou-se esta afirmação, comparando (por meio de simulação numérica no MATLAB) o traçado da função Lorentzian modelada com alguns pontos experimentais obtidos da curva $C \times V$ da Figura 5.16. Então, observando-se a Figura 5.16, obtém-se a seguinte função Lorentzian para a curva $C \times V$ tal como:

$$C(V) = \frac{C_0 \cdot V_{HWFM}^2}{V_{HWFM}^2 + (V - V_0)^2} \quad (5.4)$$

onde $V_{HWF\!M} = x_{1/2} = 4500\text{ V}$ é a tensão à meia altura do pico; $C_0 = 270\text{ pF}$ é a capacitância de pico a um potencial $V_0 = 4000\text{ V}$.

O segundo modelo, proposto por Kuek et al. [12], equaciona o fenômeno da dependência de $C \times V$ com a tensão aplicada em termos de uma função hiperbólica conforme descrito na seção 3.4.1 (equação (3.23)). Basicamente, ambos os modelos podem ser usados para qualquer tipo de capacitor cerâmico, apresentando comportamento do tipo gaussiano ou de decréscimo com V apenas, por causa do rápido alinhamento inicial dos dipolos. Para isto, no caso da equação de Kuek, para modelar o comportamento gaussiano basta colocar o potencial V_0 em que C é máximo de tal maneira que:

$$C(V) = (C_0 - C_{sat}) \cdot \left[1 - \tanh^2 \left(\frac{V - V_0}{V_{sat}} \right) \right] + C_{sat} \quad (5.5)$$

onde C é a capacitância final variando em função da tensão V aplicada, C_0 é a capacitância de pico em $V = V_0$, C_{sat} é a capacitância de saturação, e V_{sat} é a tensão em que começa ocorrer a saturação. Desta maneira, para efeito de comparação, os resultados dos dois modelos propostos (equações (5.4) e (5.5)) foram traçados via MATLAB, juntamente com alguns pontos extraídos da Figura 5.15. Em particular, substituiu-se então na equação (5.5) de acordo com os valores interpretados pela curva Lorentzian na Figura 5.15, onde o gráfico indica que capacitância de pico $C_0 = 270\text{ pF}$ em $V_0 = 4\text{ kV}$ e quando a curva começa a decair é que encontramos a tensão de saturação $V_{sat} = 5\text{ kV}$, estabilizando-se numa capacitância de saturação C_{sat} da ordem de 20 pF . Conforme se pode observar, a comparação de ambas as curvas mostra uma boa concordância, o que demonstra que ambos os modelos propostos podem servir como base para o modelamento do circuito final da LTNL com o capacitor cerâmico.

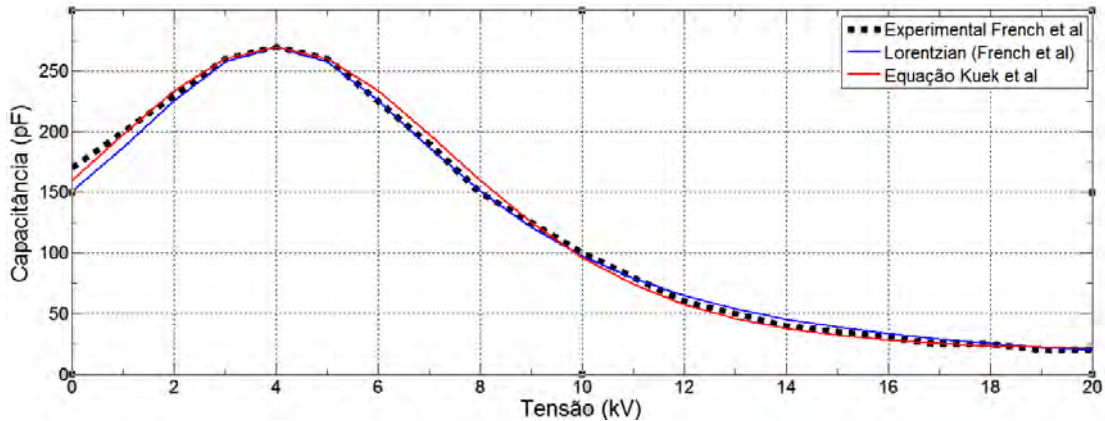


Figura 5.16 - Comparação das curvas $C \times V$ do capacitor PMN38: a) experimental (em preto); b) modelo proposto por French (Lorentzian em azul); e c) modelo proposto por Kuek (em vermelho).

Por outro lado, para demonstrar a generalidade de ambos os modelos, traçam-se na Figura 5.17 as curvas $C \times V$ experimental e teóricas obtidas para o capacitor de 1 nF/ 2 kV apresentado na Figura 3.15, seção 3.41 , incluindo desta vez o resultado do modelo fornecido pela curva Lorentzian. Mais uma vez, observa-se a boa concordância entre os resultados experimental e teórico fornecido por ambos os modelos, o que atesta a sua validade geral para modelar mesmos capacitores com curva característica $C \times V$ que apresentam pouco efeito de alinhamento inicial dos dipolos com a tensão, dado que C medido decresce com a tensão aplicada. Contudo, para ambos os modelos nas equações (5.4) e (5.5) $V_0 = 0 V$ com $C_0 = 1 nF$, desde que a curva seja simétrica em relação ao eixo y , caso seja considerado tensão negativa aplicada. Ainda na função Lorentzian (equação 5.4) $V_{FMHW} = 620 V$ para esta simulação, o que coincide com valor de $V_{sat} = 620 V$ usado na equação de Kuek (5.8), como esperado. Por último, como no caso da Figura 3.15, observa-se que a equação de Kuek usou o valor de capacitância de saturação $C_{sat} = 143 pF$ para a simulação da Figura 5.18 e que as equações (5.5) e (3.23) são equivalentes quando $V_0 = 0 V$.

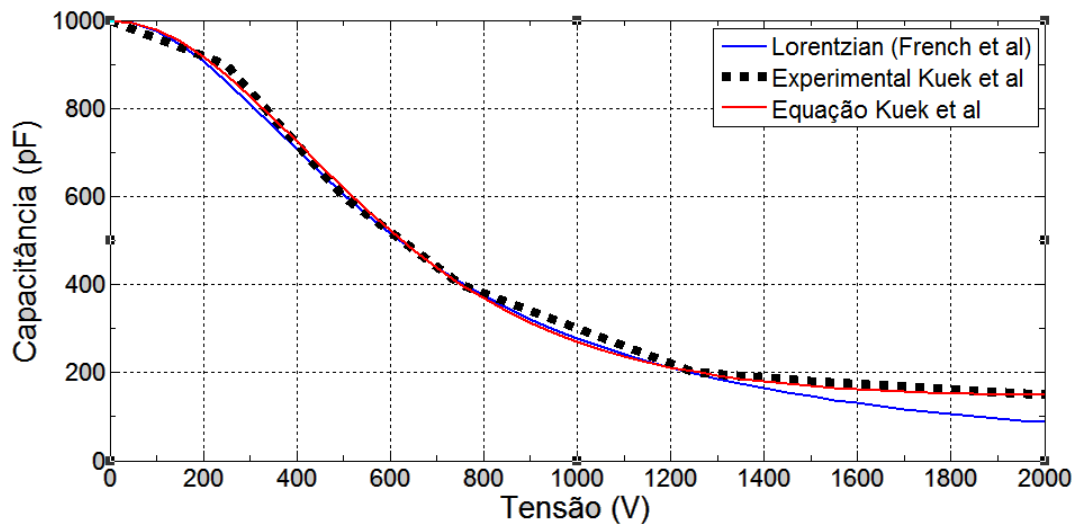


Figura 5.17 - Comparação das curvas $C \times V$ do capacitor de 1 nF/ 2 kV da Murata: a) experimental (em preto); b) modelo proposto proposto por French (Lorentzian em azul); e c) modelo proposto por Kuek (em vermelho).

Para que seja possível simular um capacitor cerâmico num programa SPICE é necessário que o aplicativo permita a implementação de componentes variáveis. Como visto na seção anterior, o LT-SPICE permite o modelamento de uma indutância variável, desde que seja conhecida a equação de fluxo que pode ser implementada como uma linha de comando alocada como valor da indutância diretamente na janela gráfica do simulador. Apesar de muitas vezes se conhecer a expressão da indutância, deve-se fazer uma integração de Ldl para se obter a expressão do fluxo, que é o requisito essencial para se modelar este componente. Da mesma forma, isto acontece para a implementação da capacitância variável, onde se tem de conhecer a expressão da carga Q partindo-se da equação $C \times V$. Portanto, integrando-se $\int C(V)dV$ o resultado será igual à carga em Coulomb que será alocada na posição de valor do capacitor no circuito de simulação. Para comprovar como a simulação no LT-Spice produz os resultados desejados quando se projeta uma LTNL, por exemplo, as simulações das tensões de entrada/saída dadas em French et al. [15] para uma linha não linear de 50 seções, utilizando capacitores PMN38,

numa estrutura planar como Figura 2.2, uma vez que no artigo não foram demonstrados os procedimentos para a obtenção destes respectivos resultados. Portanto, usando a equação Lorentzian (5.4) proposta em French et al. [15] tem-se que, após a resolução da integral, a expressão da carga obtida que será atribuída no simulador é da seguinte forma:

$$Q = C_0 * V_{HWFEM} * \arctan \left[\frac{V-V_0}{V_{HWFEM}} \right] \quad (5.6)$$

uma vez que se sabe que:

$$\int \frac{dx}{1+\left(\frac{x-x_0}{a}\right)^2} = a * \arctan \left(\frac{x-x_0}{a} \right) \quad (5.7)$$

Os mesmos valores utilizados no circuito de simulação dado em French et al. [15] foram aqui alocados, com uma resistência do gerador de 6,25 Ω , indutância planar entre os capacitores de 13,00 nH, impedância na saída da linha da ordem de 7,00 Ω , tempo de subida / descida de aproximadamente 5 ns e tempo de largura de pulso de 40 ns. Foram testados ambos os casos apresentados, tanto com alimentação de 2 kV quanto alimentação de 16 kV no gerador. Como no caso apresentado em French et al. [15], as perdas ôhmicas foram desprezadas. Primeiramente o circuito testado para ajuste, apresentou 10 sessões, de forma que quando funcionou adequadamente, aumentou-se para 50 sessões, inicialmente com $C_0 = 270$ pF, $V_0 = 4000$ V e $V_{HWFEM} = 4500$ V, como definido originalmente em (5.4). No entanto, para um perfeito ajuste com as simulações encontradas no artigo, os parâmetros C_0 e V_{HWFEM} foram ajustados respectivamente em 270 pF e 5000 V, cujas saídas são apresentadas nas Figuras 5.19 e 5.20 e comparadas com as respectivas simulações encontradas no artigo em questão (French et al. [15]). Observa-se na Figura 5.19, uma vez que a tensão de carregamento da linha é menor que 4 kV ($dC/dV > 0$), que a expansão do pulso ocorre na subida e a compressão do pulso na saída, onde são geradas oscilações na frequência de 150 MHz, porém com baixo VMD (< 1 kV). Na Figura 5.20, note que a compressão do

pulso ocorre na subida, pois $dc/dV < 0$ já que a tensão de carregamento é muito maior que 4 kV, gerando oscilações da ordem de 200 MHz com VMD de alguns kV, como esperado.

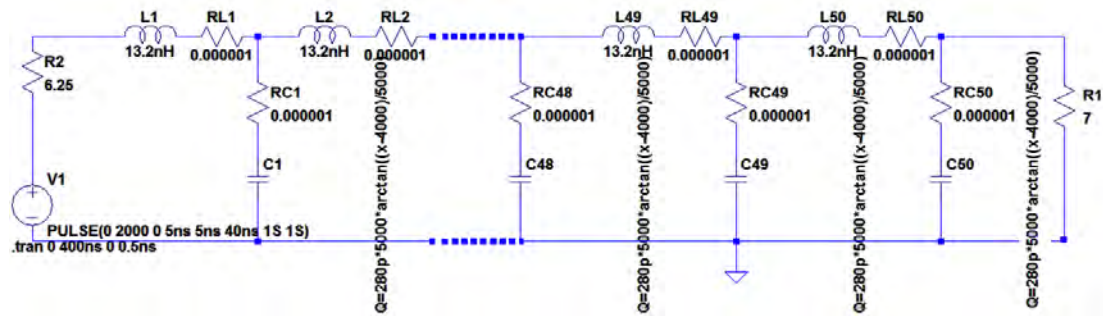


Figura 5.18 - Circuito geral simulado equivalente ao do French

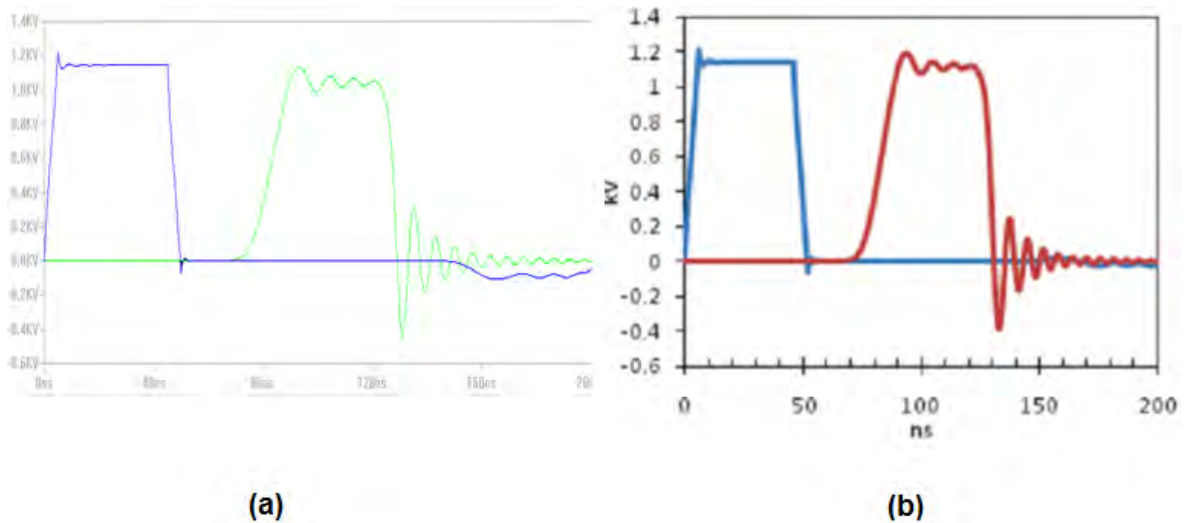


Figura 5.19 - Entrada e saída da PMN38 LTNL em 2 kV : a) nosso caso e b) [15].

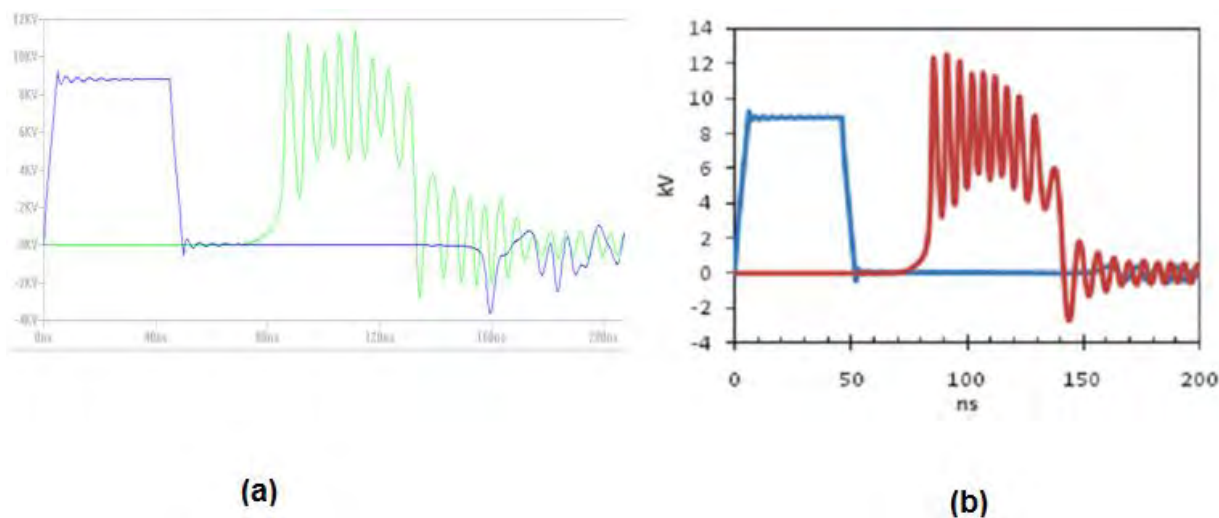


Figura 5.20 - Entrada e saída da PMN38 LTNL em 16 kV: a) nosso caso e b) [15].

Ambas as saídas obtidas foram equivalentes às fornecidas pelo artigo desenvolvido por French et al. [15], donde se conclui que a equação da carga utilizada para modelar o capacitor cerâmico condiz com o resultado esperado. O modelo incluindo as perdas ôhmicas do capacitor com resistência equivalente em série R_s da ordem de $1,00 \Omega$ também foi simulado neste trabalho, como lustrado na Figura 5.21. Nesta figura, observe também que as perdas ôhmicas no dielétrico do capacitor amortecem consideravelmente a amplitude das oscilações, eliminando basicamente a geração de RF em alta potência (baixo VMD). Daí importância de se usar um dielétrico de baixas perdas, tendo em vista que, no caso do PMN38, as perdas aumentam consideravelmente em alta frequência acima de 100 MHz.

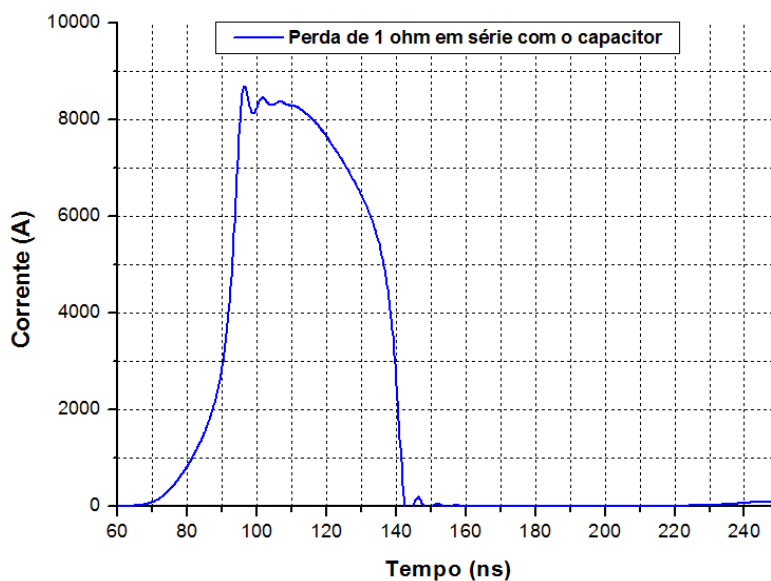


Figura 5.21 - Saída da PMN38 LTNL com perda de $1,00 \Omega$ incluída em série com o capacitor.

5.4 ANÁLISE DE UMA LTNL CAPACITIVA EM 30 MHz USANDO O APLICATIVO SPICE

Nesta seção, é feita a análise usando o aplicativo SPICE de uma LTNL capacitiva, a qual utiliza uma configuração de indutores lineares com núcleo de ar e capacitores cerâmicos não lineares construída por Kuek et al. [11,12]. A ideia consiste em usar mais uma vez o aplicativo LT-SPICE devido ao seu excelente desempenho, como descrito na subseção anterior. A principal motivação desta análise reside no fato de que Kuek et al. [11,12] usaram uma ferramenta computacional de simulação numérica (MATHCAD) e aqui se está propondo o uso do LT-SPICE para a análise de um caso prático de geração de RF em 30 MHz, devido à facilidade do uso do aplicativo. Também, cabe ressaltar que French et al. [15] utilizaram o LT-SPICE para fazer a análise de sua LTNL capacitiva, porém ele não descrevem o processo todo. Além disto, as perdas ôhmicas limitaram drasticamente a geração de RF do dispositivo em 400 MHz, como proposto, não sendo possível se observar o aparecimento de

fortes oscilações. Desta forma, o trabalho desenvolvido por Kuek et al. [11,12] passa a ser de primordial interesse para análise SPICE, tendo em vista que o parâmetro VMD normalizado conseguido na saída foi da ordem de 60 %, no melhor caso, para as oscilações na frequência de 30 MHz aproximadamente para uma amplitude de pulso de 3 kV, embora seja significativamente inferior a frequência do gerador de RF proposto por French [15]. A seguir é descrito o experimento realizado por Kuek et al. [11,12] e passaremos adiante com a análise transiente da tensão de saída da LTNL usando o aplicativo LT-SPICE e posterior discussão sobre sua resposta em frequência (FAST FOURIER TRANSFORM - FFT espectro) para determinação da eficiência de conversão de RF.

5.4.1 LTNL EXPERIMENTAL DE KUEK ET AL.

Basicamente, a LTNL foi montada com 10 sessões ($n = 10$) com indutores a ar de $0,9 \mu H$ (formados com 3 voltas de fio 48 mm de diâmetro sem núcleo magnético) e capacitores cerâmicos de $1,0 \text{ nF} / 2 \text{ kV}$ do fabricante Murata, conforme mostra a Figura 5.22. Ao invés de utilizar uma linha formadora de pulso (LFP) para alimentar a LTNL, eles usaram um capacitor de armazenamento ($C = 1 \mu F$) e uma chave semicondutora rápida (MOSFET), que tem uma boa aproximação da forma de um pulso quadrado [11,12], quando descarregado diretamente numa resistência de carga de 100Ω , conforme mostra o resultado experimental na Figura 5.23, onde o pulso gerado possui tempos de subida e de descida da ordem de 30 e 60 ns, respectivamente.

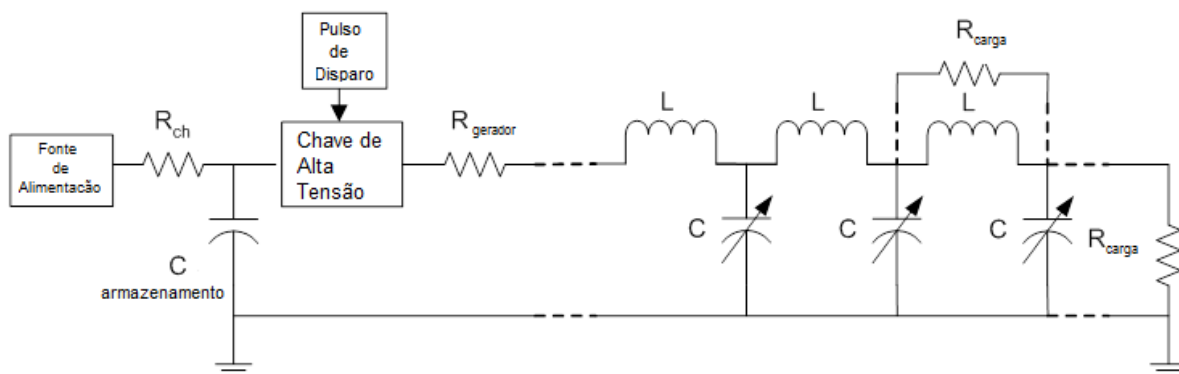


Figura 5.22 - LTNL capacitiva experimental desenvolvida por Kuek et al.

Fonte: [12].

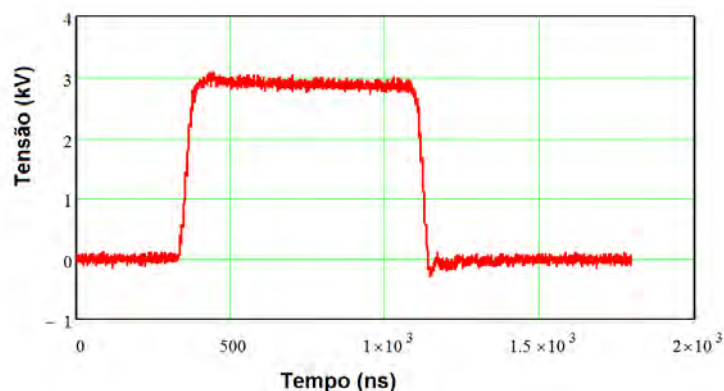


Figura 5.23 - Pulso retangular gerado para alimentar a LTNL.

Fonte: [12].

Para projetar a LTNL é de primordial importância a caracterização do componente não linear, isto é no caso da linha capacitiva obtenção da curva $C \times V$ do capacitor. Normalmente, como encontrado na literatura o mais comum para se medir a curva $C \times V$ é em condição estática, na qual o capacitor não linear sob teste é carregado através de uma fonte DC de alta tensão, cuja capacitância diferencial é medida ao longo do carregamento por meio de um medidor LC, conforme mostra a Figura 5.24. A fim de isolar o medidor do potencial DC de alta tensão, é usado um capacitor linear de mais alta capacitância para não interferir na medida. Este valor corresponde a medida

apresentada do capacitor de 1 nF/ 2kV (fabricante Murata) na Figura 3.15, seção 3.4.

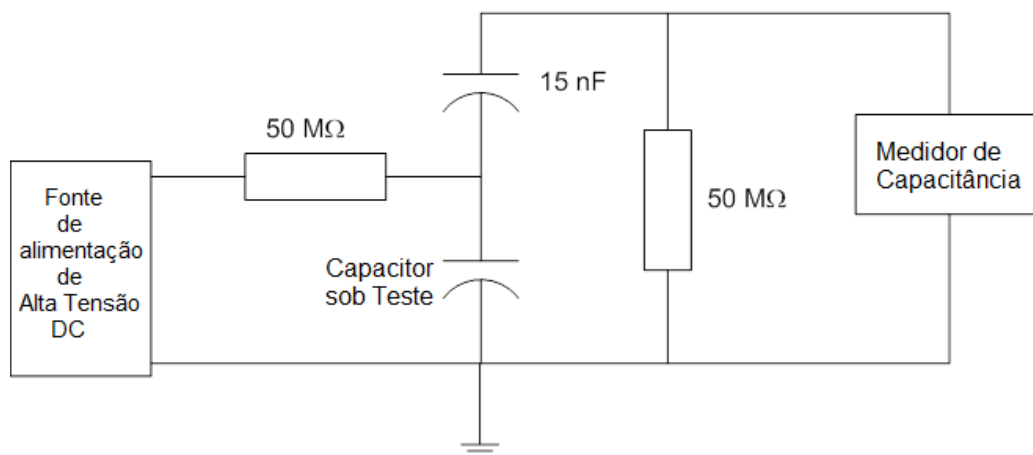


Figura 5.24 - Circuito de medida $C \times V$ em condição estática.

Fonte: [12].

No entanto, para verificar a correta caracterização $C \times V$ dos capacitores e melhorar a precisão do modelo, Kuek et al. [11,12] mediram a capacitância do capacitor não linear sob o estresse em condição pulsada (ou dinâmica). Neste caso, o pulsador foi conectado de forma direta ao capacitor não linear sob teste, como ilustrado na Figura 5.25. Durante a descarga de $C_{armazenamento}$ em C para uma determinada tensão de carregamento, a capacitância não linear é medida através da tensão V_c no capacitor e da corrente I_{gen} . Basicamente $C(V)$ é obtida dividindo-se a derivada de V_c pela corrente I_{gen} que flui através do capacitor como:

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ/dt}{dV/dt} = \frac{I_{gen}}{dV_c/dt} \quad (5.8)$$

onde Q é carga acumulada no capacitor durante a aplicação do pulso.

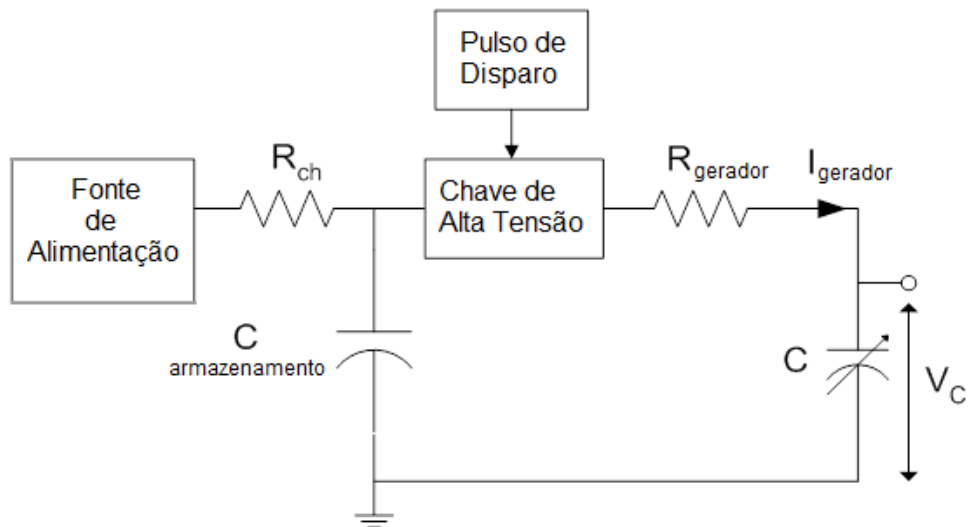


Figura 5.25 - Circuito de medida $C \times V$ em condição dinâmica.

Fonte: [12].

A Figura 5.26 mostra no mesmo gráfico as medidas realizadas (condições estática e dinâmica) por Kuek et al. [11,12] para o capacitor cerâmico de 1 nF / 2 kV empregado na LTNL. Observe que, no caso de condição dinâmica, o parâmetro C_0 , parte bem abaixo de 1 nF, isto é $C_0 = 623 \text{ pF}$, com V_{sat} ligeiramente superior ao caso estático (da ordem de 658 V, em vez de 620 V), porém com o mesmo valor de C_{sat} de aproximadamente 140 pF. Ainda, utilizando-se os parâmetros das condições dinâmicas de $C \times V$, mais uma vez na equação (3.23), por meio de um programa de simulação numérica, eles obtiveram a curva $C \times V$ simulada (em vermelho na Figura 5.26) que apresenta novamente boa concordância com o resultado experimental. De posse deste modelamento, a simulação no MATHCAD da LTNL também mostrou uma excelente aproximação com o pulso de saída, conforme mostra a Figura 5.27, onde se pode notar que a frequência das oscilações está próxima da frequência de Bragg da ordem de 30 MHz (ver equação (3.11)). A potência de pico de RF calculada usando equação (4.2), foi da ordem de 973 W, enquanto que os parâmetros VMD teórico e experimental obtidos (equação (4.1)) foram

respectivamente 659 V e 624 V, para um pulso de entrada de 3 kV. Outro parâmetro importante medido nas simulações foi a eficiência da conversão de RF [58] de apenas 0,36 % devido ao efeito da componente DC de alto valor no pulso de saída, cujo cálculo foi feito via MATHCAD, usando-se a equação (4.3).

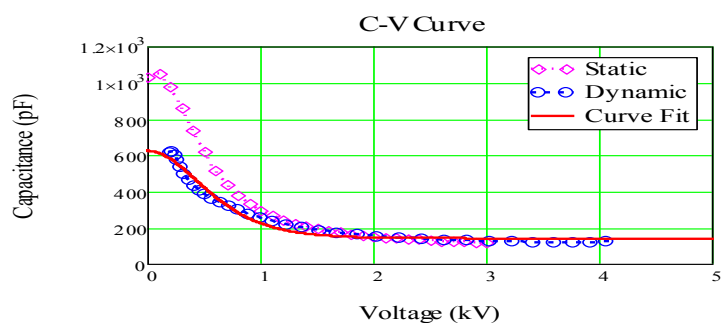


Figura 5.26 - Medidas $C \times V$ do capacitor de 1 nF/ 2 kV em condições estática e dinâmica mais curva teórica dinâmica de simulação.

Fonte: [12].

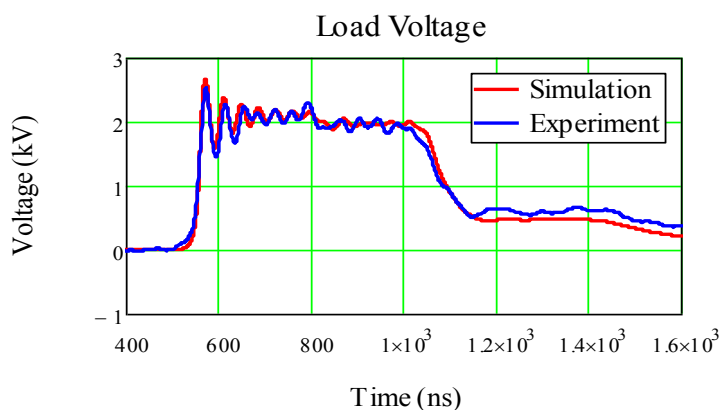


Figura 5.27 - Pulso de saída da LTNL no tempo e correspondente simulação no MATHCAD.

Fonte: [12].

Com o objetivo de se fazer a extração de RF para posterior irradiação através de uma antena, a carga foi colocada em paralelo com o indutor da última seção, como mostrado pela linha tracejada da Figura 5.22. Isto representou uma nova maneira de se fazer a extração de RF, pois o usual seria a colocação

de um capacitor adicional em série entre a carga e a última seção da LTNL. Acontece que, neste caso, a eficiência de conversão de RF que se consegue na saída ainda é muito baixa ($< 1\%$), não melhorando a eficiência de conversão de RF, que como já foi visto no parágrafo anterior é baixíssima, quando a componente DC não é removida. Entretanto, Darling e Smith [4] anteriormente sugeriram a técnica chamada de ASP (Configuração Paralela Assimétrica) baseando-se no fato de que as tensões nos capacitores da LTNL capacitiva em seções adjacentes estão em antifase. Deste modo, a diferença de tensão entre estes dois pontos resulta em maiores amplitudes de alto VMD, especialmente extraindo-se a tensão entre as duas seções mais próximas da saída. Para isto, eles testaram esta ideia usando duas LTNLs com n e $n-1$ seções, onde as linhas foram ligadas em paralelo na entrada e a carga ligada entre ambas as saídas das linhas, conforme mostra a Figura 5.28. Por outro lado, Kuek et al. [2,9-12] perceberam que o mesmo efeito poderia ser obtido colocando-se a carga em paralelo com o último indutor da LTNL (ver Figura 5.22 novamente, linha tracejada). De fato, eles comprovaram quando se faz a remoção da componente DC através desta técnica, a potência de pico média de RF aumenta significativamente (três vezes, sendo da ordem de 2784 W neste caso) melhorando a eficiência de conversão de RF 0,36 % para 4,6 % (calculando-se através do MATHCAD conforme equação (4.3) na seção 4.4). Por último, eles efetuaram a simulação da oscilação de saída RF (sem componente DC) em condição dinâmica $C \times V$ e compararam com a obtida experimentalmente, como mostra a Figura 5.29 obtendo novamente uma boa concordância de resultados.

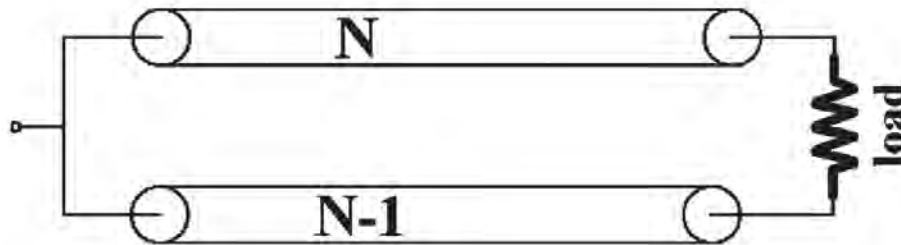


Figura 5.28 - Configuração ASP para extração de RF proposta por Darling e Smith.

Fonte: [4]

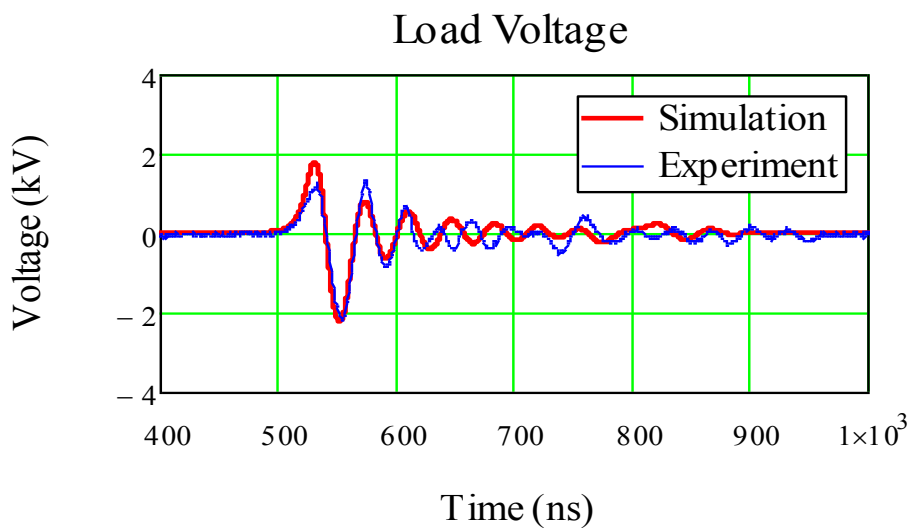


Figura 5.29 - Simulação de RF de saída em condição dinâmica e respectiva comparação experimental

Fonte: [12]

5.4.2 ANÁLISE DO EXPERIMENTO DE KUEK USANDO O APLICATIVO LT-SPICE

O aplicativo LT-Spice tem sido uma poderosa ferramenta para análise de LTNL uma vez que possibilita o modelamento de componentes Ls e Cs variáveis. No experimento da seção anterior, foi relatado que

Kuek usou um programa de simulação numérica (MATHCAD) para realizar as simulações e comparar com os respectivos resultados experimentais. A vantagem destes programas de simulação numérica é que após o equacionamento da LTNL, eles permitem para uma determinada simulação apenas a mudança dos parâmetros fundamentais da linha como: L, C, número de seções, tensão de entrada, largura do pulso de entrada, etc. Por outro lado, programas Spice possuem vantagem de operar num ambiente Windows com facilidade de uso de interface gráfica, enquanto que programas numéricos consomem bastante tempo no sistema de equacionamento da LTNL.

No entanto, uma vez equacionado o problema programas numéricos levam uma vantagem significativa quando se trata de um número elevado de seções ($n > 50$), visto que em programas Spice, neste caso, aumenta-se o tempo requerido para se desenhar o circuito na interface gráfica antes de se proceder com a simulação. Porém, em particular para LTNLs, esta limitação do programa Spice não chega a ser um grave problema, desde que o número máximo de seções fique limitado entre 50 e 100 seções, pois os sólitons tendem a se espalhar em longas seções, como mostrado na subseção 3.2 de geração de sólitons, o que reduz consideravelmente a frequência (cerca de 50/60 % da frequência de Bragg para seções com $n > 200$ (de acordo com Darling & Smith [4])). Por exemplo, no projeto de linhas LTNL capacitivas construídas com 50 seções proposta por French et al. [15], discutido na seção 5.3, os resultados indicam uma frequência de oscilação da ordem de 200 MHz, para $dC/dV > 0$, isto é metade da frequência de Bragg. Contudo, no caso de LTNLs apenas com 10 sessões, como no caso dos experimentos de Kuek com capacitores cerâmicos, a frequência de oscilação fica bem próxima da frequência de Bragg por causa do menor espalhamento dos sólitons. Esta propriedade também é confirmada pelo experimento da LTNL com varicaps, embora neste caso seja mais difícil de verificar o decréscimo da frequência expressivamente com o aumento do número de sessões nas simulações ou experimento, por causa da menor linearidade dos varicaps operando em baixa

tensão. Contudo uma vantagem devido ao espalhamento dos sólitons com maior n é que VMD tende a ser maior visto que os sólitons estarão mais separados na saída.

Então, para se dar sequência ao modelamento da LTNL de Kuek através do LT-Spice primeiramente é feita a integral da equação (3.23), que descreve corretamente o modelo $C \times V$ do capacitor cerâmico através de uma função hiperbólica. Sabendo-se que $sech^2 x = 1 - tanh^2 x$ e $\int sech^2 ax dx = \frac{tanh ax}{a}$, tem-se que a equação de carga a partir de integral de $C(V)$ como:

$$Q(V) = (C_0 - C_{sat}) V_{sat} \tanh\left(\frac{V}{V_{sat}}\right) + C_{sat} V \quad (5.9)$$

De posse de (5.9), é possível se fazer o modelamento do capacitor a partir das medidas feitas em condição dinâmicas e estáticas, mostradas na Figura 5.29. Portanto, para o caso dinâmico com $C_{sat} = 140 \text{ pF}$, $V_{sat} = 658 \text{ V}$ e $C_0 = 623 \text{ pF}$, tem-se que:

$$Q(V) = 140 * 10^{-12} * V + 317.91 * 10^{-9} * \tanh(V/658) \quad (5.10)$$

E para o caso estático com $C_{sat} = 143 \text{ pF}$, $V_{sat} = 621 \text{ V}$, $C_0 = 1 \text{ nF}$ obtém-se que:

$$Q(V) = 143 * 10^{-12} * V + 559.88 * 10^{-9} * \tanh(V/621) \quad (5.11)$$

Modelando-se o experimento de Kuek da Figura 5.22, obtém-se o circuito da Figura 5.30, onde a chave MOSFET é representada pela chave SW no modelo de simulação. As equações de carga (5.10) e (5.11) são alocadas como linhas de comando nos valores das capacitâncias dos capacitores no modelo do circuito no LT-Spice, onde a Figura 5.33 mostra as respectivas simulações em condições estáticas e dinâmicas comparadas com o resultado experimental, cujos dados foram gentilmente fornecidos pelo autor [12]. Neste gráfico, pode-se notar que há uma boa concordância entre os resultados de simulação e experimentais, sendo que não existem diferenças significativas entre as

simulações obtidas a partir de $C \times V$ em condições dinâmicas e estáticas. Contudo, apesar de haver uma melhor concordância em condições dinâmicas com o resultado experimental, opta-se normalmente pelo modelamento em condições estáticas, sendo a medida de $C \times V$ é de mais fácil implementação e de menor custo, o que é respaldado pela maioria dos resultados encontrados na literatura.

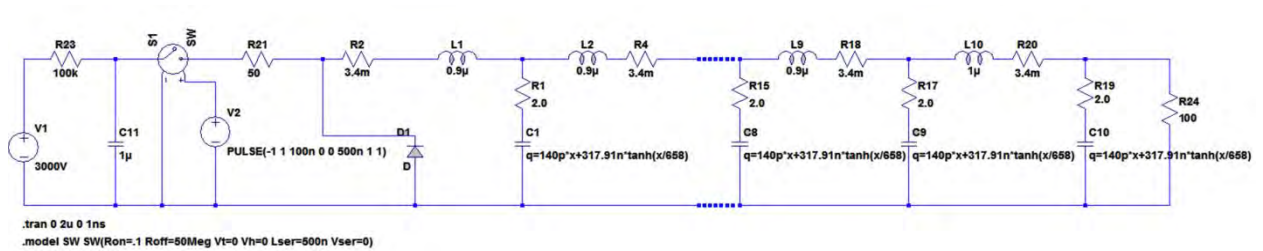


Figura 5.30 - Circuito capacitivo no LT-SPICE.

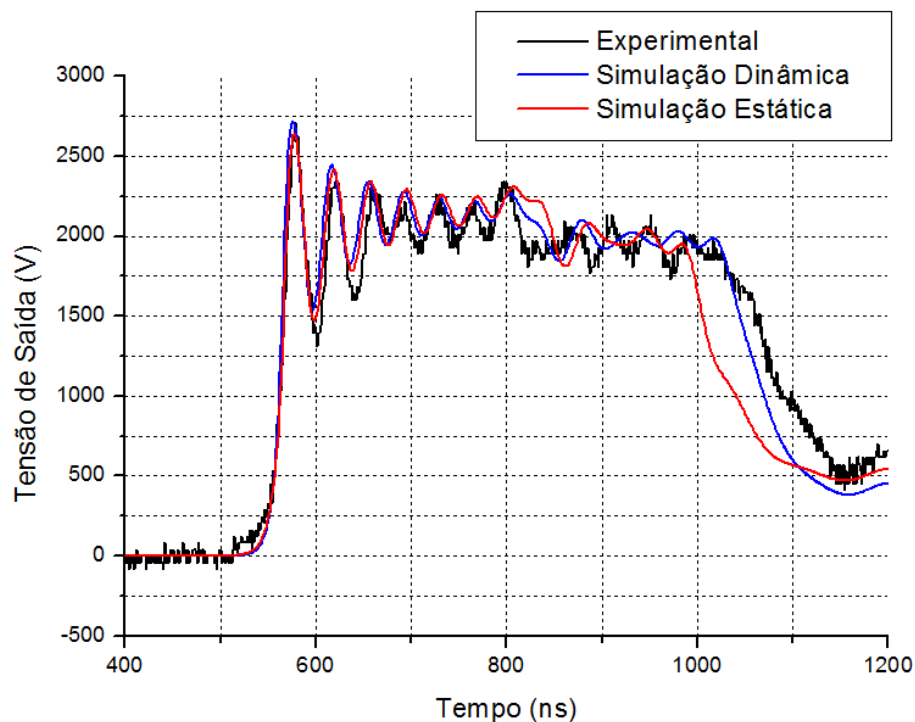


Figura 5.31 - Pulso de saída do experimento comparado com simulações obtidas a partir de $C \times V$ em condições estáticas e dinâmicas.

Por exemplo, tomando-se o resultado da forma de onda em condições estáticas da Figura 5.31, desde que não há significativa diferença com o resultado experimental, pode-se através do LT calcular a FFT do sinal de saída, como mostrado na Figura 5.34. Assumindo que a eficiência de conversão de RF pode ser obtida aproximadamente por:

$$\eta_{RF} = \frac{V_{CO}^2/R_L}{V_{LF}^2/R_L} = \frac{V_{CO}^2}{V_{LF}^2} \quad (5.12)$$

onde R_L é a carga, V_{LF} é a amplitude da frequência mais baixa no gráfico da FFT e V_{CO} é a amplitude na frequência de corte da linha. Portanto, a partir da FFT da Figura 5.32, calcula-se uma eficiência de conversão da ordem de 0,22 % para $V_{CO} = 26 V$ em 30 MHz e $V_{LF} = 560 V$ em 500 KHz.

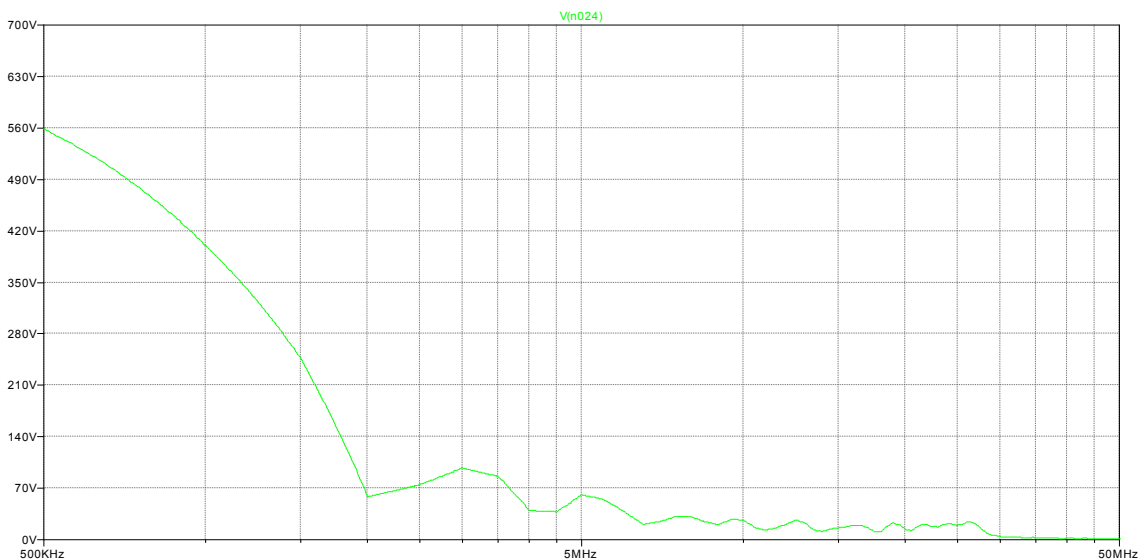


Figura 5.32 - FFT do Pulso de saída simulado para o experimento de Kuek et. al com condição estática CxV

Comparando-se com a eficiência de aproximadamente de 0,36 % calculada por Kuek et. al por meio de integração, pode-se observar que este método é razoavelmente eficiente para se estimar a ordem de grandeza da eficiência de conversão, uma vez que a eficiência é de baixo valor neste caso e o sistema

está razoavelmente casado com baixo coeficiente de reflexão, pois a impedância de saída é de 100Ω para uma impedância característica da linha calculada (a partir de $Z = \sqrt{(L/C(V_{max}))}$) da ordem de 80Ω . Contudo quando a componente DC é removida do sinal de saída para a extração, o cálculo da eficiência a partir da FTT não se torna tão fácil como no caso anterior e a melhor solução para este caso aparenta ser o emprego do cálculo através de programas de simulação numérica, como descrito na subseção anterior. Ainda considerando a situação no experimento de Kuek et. al, quando a componente DC é removida, a mesma simulação em condição dinâmica da Figura 5.32 é realizada utilizando o LT-Spice, em vez do MATHCAD, conforme o gráfico da Figura 5.33. Para a implementação do modelo do circuito no LT, foi basicamente usado o mesmo esquema da Figura 5.30, porém com algumas modificações introduzidas para empregar a técnica de extração de RF da Figura 5.22 (linha tracejada). Para isto, a posição do terra do circuito foi alterado para o lado da carga em paralelo com o indutor da última de seção e um resistor terminal de alta impedância em paralelo com a saída usual da linha foi usado, conforme mostra a Figura 5.34. Em princípio, comparando-se ambos os resultados de simulação da Figura 5.29 e 5.33, nota-se novamente um bom ajuste visual entre ambas as curvas, o que demonstra a confiabilidade de se empregar o programa LT-Spice na análise e projeto de LTNLs.

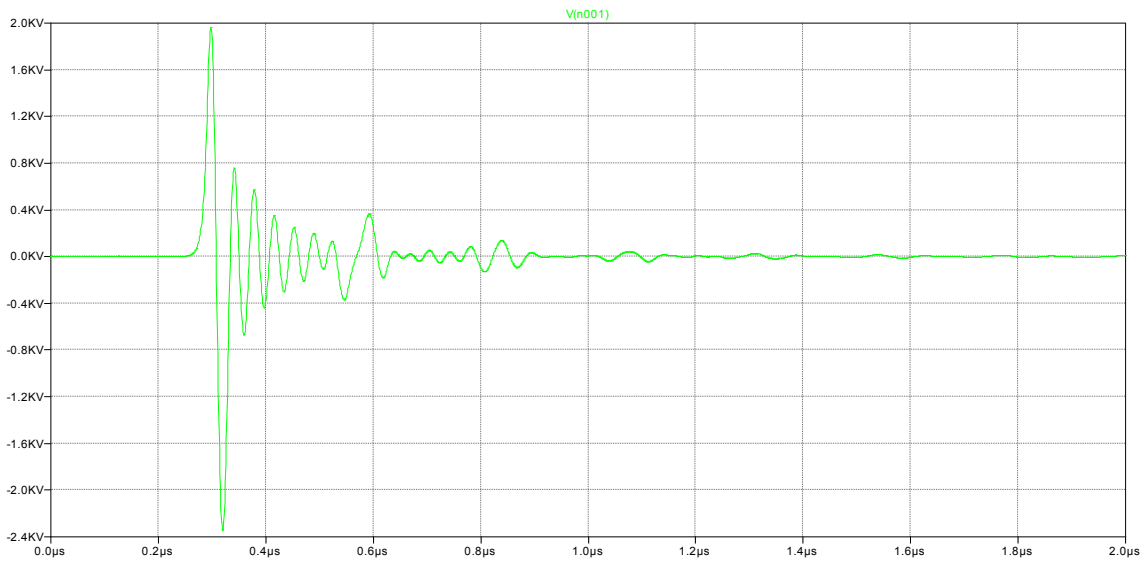


Figura 5.33 - Simulação de pulso de saída de RF do experimento de Kuek et. al em condição dinâmica sem componente DC no LT-Spice.

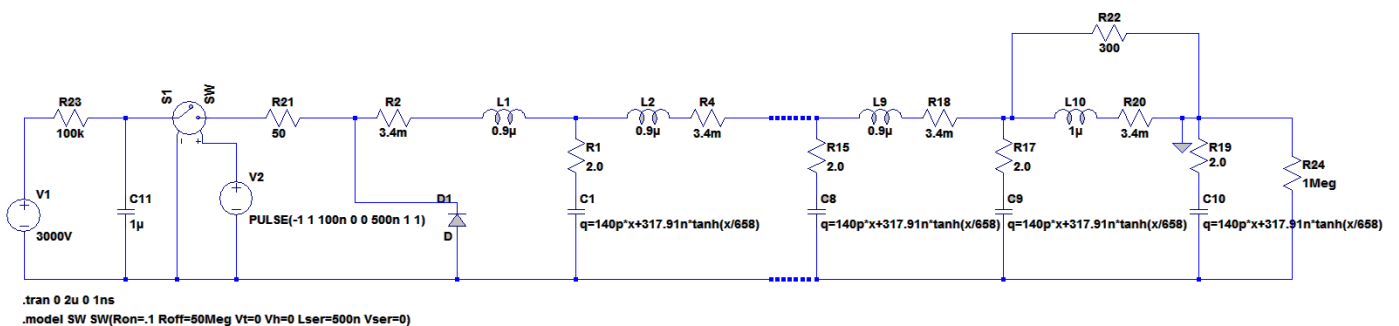


Figura 5.34 - Modelo de circuito usado no LT-Spice para simulação da LTNL com extração de RF.

5.5 COMENTÁRIOS FINAIS

Diante das simulações efetuadas, pôde-se observar que o número de seções no circuito em análise aumenta o número de ciclos na saída e tende a aumentar o parâmetro VMD e a frequência das oscilações na saída, contudo

diminui a amplitude das oscilações devido ao amortecimento resistivo no caso de perdas ôhmicas ao qual o pulso fica submetido, já que a linha é mais longa. Mesmo com um maior número de ciclos a frequência das oscilações permaneceu a mesma, quando linha não é excessivamente longa ($n < 30$) ou se fator de não linearidade não é muito alto (no caso da linha com varicaps). O descasamento da resistência de carga tem relação direta com a amplitude das oscilações de saída, evidenciando assim a formação do sólitons com maiores amplitudes por causa da reflexão. Observou-se que é necessária uma mínima duração de pulso para o início das oscilações. O valor do tempo de subida t_{ri} do sinal de entrada relacionado ao tempo de redução do pulso ΔT foi o que determinou o aparecimento das oscilações na saída. Sendo assim, no caso de apenas compressão do tempo de subida do pulso de saída $t_{ri} > \Delta T$ ($110 \text{ ns} > 80 \text{ ns}$), ao passo que para a condição de oscilação $t_{ri} < \Delta T$ ($30 \text{ ns} < 50 \text{ ns}$) em que o tempo de subida do pulso de saída é limitado pela própria frequência de corte da linha, pois acima desta, toda a maior parte da energia é refletida de volta para a linha, gerando sólitons em 40 MHz na carga de saída. Verificou-se também que um dos principais parâmetros influenciáveis no comportamento da LTNL construída com varicaps refere-se ao coeficiente de não linearidade m do diodo, normalmente igual 0,50, pois dependendo do seu valor podem ocorrer oscilações de alta frequência com grandes amplitudes (no caso oscilatório) ou grande redução do tempo de subida de saída (no caso de compressão do pulso). Por exemplo, no experimento da LTNL com varicaps em baixa tensão, as simulações revelaram que a não linearidade foi maior do que a dispersão da linha no caso de compressão do pulso ($m = 0,70$) e no caso oscilatório o oposto aconteceu com o efeito dispersivo superando o de não linearidade ($m = 0,36$).

Ainda foi observado que as equações encontradas na literatura condizem com o comportamento da propagação do pulso de entrada e com a oscilação de saída, tanto para o caso de simulação quanto experimental da LTNL. Como foi visto para uma LTNL construída com varicaps, a medida do atraso da linha δ ,

calculado através do equacionamento proposto ($n\sqrt{LC}$) foi exatamente igual ao medido através do gráfico. A mesma concordância entre experimento e teoria foi observada quanto ao cálculo da redução do tempo de subida do pulso ΔT .

Nem sempre é possível observar uma perfeita concordância entre os resultados de simulação SPICE e experimentais dos circuitos não lineares. Isto se deve ao fato de não se conseguir modelar perfeitamente todos os parâmetros da linha que afetam na prática o resultado experimental, como indutâncias e capacitâncias parasitas nas conexões do circuito, pequenas discrepâncias no modelamento dos dispositivos não lineares, etc. Por exemplo, nos resultados do caso oscilatório da LTNL com varicaps, a curva experimental da subida do pulso de entrada do gerador na Figura 5.7 (seção 5.1), é semelhante a uma curva convexa devido a impedâncias parasitas nas conexões do gerador/circuito, porém na simulação o pulso de entrada foi representado por uma curva de forma trapezoidal. Outra limitação no modelamento SPICE para varicaps é que cada componente na prática pode ter uma variação de até 10 % no valor da sua capacitância.

Para as simulações do indutor variável em linhas híbridas, utilizaram-se dois modelos para o cálculo do fluxo relacionado à corrente de saturação: um convencional baseado na variação do fluxo em termos de \tanh e um segundo proposto por Kuek et al [2] baseado numa variação do fluxo mais suave com a corrente, o que está mais de acordo com o observado na prática, entretanto sendo basicamente uma versão modificada do primeiro modelo. De acordo com os resultados de simulação, o segundo modelo gerou oscilações com maiores amplitudes de modulação (VMD), porém com tempo de atraso e frequência levemente menores. Para a linha com o indutor saturado também se observou que a frequência de oscilações aumentou quando L decresceu com a corrente I aplicada, em comparação com uma linha composta por indutores fixos. Em suma, verificou-se que a linha híbrida possuiu um desempenho melhor do que LTNLs convencionais com apenas capacitâncias variáveis, pois

as simulações indicam que a frequência de operação obtida foi superior a 700 MHz, porém com o custo da redução da amplitude das oscilações (menor VMD).

A análise do comportamento do capacitor cerâmico em LTNLS mostrou ser viável através das medidas $C \times V$ tanto em condições dinâmicas como em condições estáticas e respectivos equacionamentos em aplicativos do tipo SPICE, como o LT, por meio da integração de $C(V)$ para obtenção da carga acumulada a ser alocada no aplicativo como uma linha de comando. Este equacionamento foi desenvolvido usando dois modelos propostos por French et al [15] e Kuek et al. [12], cuja equação de carga do capacitor é calculada em termos de funções $arctanh$ e $tanh$, respectivamente. Além disto, como uma grande contribuição desta dissertação, foi demonstrado que o LT-SPICE pode ser usado com grande flexibilidade no projeto e análise de LTNLS de qualquer tipo (capacitiva, indutiva ou mesmo híbrida) uma vez que o LT permite o modelamento de ambos os componentes variáveis $L(I)$ e $C(V)$.

LTNLS construídas com varicaps são ideais apenas para operação em baixa potência, como demonstrado pelo protótipo com diodos FMMV109, uma vez que a potência de pico de RF média medida da ordem de 40 MHz foi de apenas 1,5 mW com parâmetro $VMD = 2,44 V$. Por outro lado, em alta potência, como visto na literatura, LTNLS construídas com capacitores cerâmicos podem fornecer potência de pico de RF da ordem de 3 kW, com eficiência de RF da ordem de 5 a 10 %, da ordem de 30 MHz. Contudo para aplicações acima de 100 MHz, também de acordo com a literatura, LTNLS com estruturas planares são mais adequadas e, especial cuidado deve ser tomado em relação à seleção do dielétrico do capacitor cerâmico, pois se as perdas ôhmicas no dielétrico forem elevadas ($ESR > 0,5 \Omega$) as oscilações de RF são amortecidas fortemente, obtendo-se potência de pico média desprezível na saída. O espectro de Fourier gerado pela ferramenta FFT do LT-SPICE pode ser usado para o cálculo da conversão de RF quando a componente DC não é removida do espectro do sinal de saída.

Em relação às ferramentas elétricas utilizadas, o Circuit Maker é limitado quando comparado ao LT-SPICE, já que este último permite, através do equacionamento da carga (para o capacitor) e do fluxo (para o indutor), o modelamento e a simulação dos componentes não lineares para projetos em LTNLs. Também o LT-SPICE possui uma ferramenta FFT mais adequada para análise do espectro de Fourier de saída. Por último, cabe ressaltar que o Circuit Maker está basicamente limitado à análise com LTNLs construídas com varicaps, embora neste caso tenha comprovado respostas idênticas quando o LT-SPICE foi utilizado.

6 CONCLUSÃO

De acordo com os resultados obtidos a partir da investigação das propriedades de propriedades de propagação de LTNLs para geração de sólitons e das simulações comparadas com as medidas obtidas experimentalmente, pode-se fazer as seguintes considerações:

- ✓ O descasamento da resistência de carga tem relação direta com a amplitude das oscilações de saída, evidenciando assim a formação do sólitons com maiores amplitudes por causa da reflexão.
- ✓ Verificou-se que um dos principais parâmetros influenciáveis no comportamento da LTNL construída com varicaps refere-se ao coeficiente de não linearidade do diodo.
- ✓ Verificou-se também que as equações encontradas na literatura condizem com o comportamento da propagação do pulso de entrada e com a oscilação de saída, tanto para o caso de simulação quanto experimental da LTNL.
- ✓ Nem sempre é possível observar uma perfeita concordância entre os resultados da simulação SPICE e experimentais dos circuitos não lineares. Isto se deve ao fato de não se conseguir modelar perfeitamente todos os parâmetros da linha que afetam na prática o resultado experimental.
- ✓ Verificou-se que a linha híbrida possuiu um desempenho melhor do que LTNLs convencionais com apenas capacitâncias variáveis, pois as simulações indicam que a frequência de operação obtida foi superior a 700 MHz, porém com o custo da redução da amplitude das oscilações (menor VMD).
- ✓ O espectro de Fourier gerado pela ferramenta FFT do LT-SPICE pode ser usado para o cálculo da conversão de RF quando a componente DC não é removida do espectro.

- ✓ Em relação às ferramentas elétricas utilizadas, o Circuit Maker é limitado quando comparado ao LT-SPICE.

7 SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS

A seguir são listadas sugestões para possíveis trabalhos futuros, tendo em vista as considerações da seção anterior:

- ✓ Aumentar o número de seções nas simulações de LTNLs capacitivas com capacitores cerâmicos (através do LT-SPICE) ou indutivas com núcleos de ferrite para verificar até que ponto a geração de RF é satisfatória em termos de frequência e VMD.
- ✓ Construir e testar LTNLs capacitivas e indutivas para operação na faixa frequência de 30 a 60 MHz.
- ✓ Modelar, construir e testar uma linha não linear híbrida (L's e Cs variáveis) para operação na faixa de 30 a 60 MHz e comparar com os resultados obtidos através das simulações efetuadas no LT. A ideia consiste basicamente em checar se o aumento da frequência é conseguido ao custo de menores amplitudes das oscilações de RF de saída (baixo VMD).
- ✓ Montar uma LTNL capacitiva com capacitores cerâmicos compostos por dielétrico de menores perdas (tipo PZT) para verificar se é possível obter frequências da ordem de 100 a 200 MHz com picos de potência média de RF acima de 5 kW com VMD da ordem de alguns kV.
- ✓ Verificar se uma LTNL híbrida de estrutura planar (com dielétrico PZT e ferrite) pode fornecer potência média de RF e VMD com melhor desempenho do que uma respectiva LTNL planar capacitiva (caso anterior).
- ✓ Investigar novas técnicas de extração de RF com a finalidade de aumentar a eficiência de conversão na faixa de 5 -10 %.
- ✓ Pesquisar a possibilidade de usar a técnica FFT no LT-SPICE para se calcular a eficiência de conversão de RF para o caso em que a técnica de

extração de RF é empregada para se remover a componente DC no espectro de Fourier do sinal de saída [58,59].

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] LARSON, W. J.; WERTZ, J. R. **Space mission analysis and design**. 3. ed. Portland, USA: Microcosm Press and Kluwer Academic Publishers, 2005, p.1-38.
- [2] KUEK, N.S.; LIEW, A.C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J.O. Nonlinear inductive line for producing oscillating pulses. Accepted to the IEEE INTERNATIONAL POWER MODULATOR AND HIGH CONFERENCE, 2012, June 3-7, San Diego, CA. **Proceedings...** San Diego: IEEE, 2012
- [3] ROSSI, J.O.; RIZZO, P.N. Study of hybrid nonlinear lines for high power RF generation. In: IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2009, June 28 – July 2, Washington, USA. **Proceedings...** Washington: IEEE, 2009. p. 46-50.
- [4] DARLING, J.D.C.; SMITH, P.W. High-power pulsed RF extraction from nonlinear lumped element transmission lines. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 36, n. 5, p. 2598-2603, Oct. 2008.
- [5] DARLING, J.D.C.; SMITH, P.W. High power pulse burst generation by soliton-type oscillation on nonlinear lumped element transmission lines, IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2009, June 28 – July 2, Washington, USA. **Proceedings...** Washington: IEEE, 2009. p. 119-123.
- [6] DARLING, J.D.C.; SMITH, P.W. High power rf generation from non-linear delay lines, IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2009, June 28 – July 2, Washington, USA. **Proceedings...** Washington: IEEE, 2009. p. 472-475.
- [7] ROSSI, J.O.; RIZZO, P.N.; YAMASAKI, F.S. Prospects for applications of hybrid lines in RF generation, IEEE INTERNATIONAL POWER MODULATOR AND HIGH VOLTAGE CONFERENCE, 2010, May 23-27, Atlanta, USA. **Proceedings...** Atlanta: IEEE, 2010. p. 632-635.
- [8] KUEK, N.S.; LIEW, A.C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J.O. Circuit modeling of nonlinear lumped element transmission lines, IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2011, June 19-23, Chicago, USA. **Proceedings...** Chicago: IEEE, 2011. p. 185-192.
- [9] KUEK, N.S.; LIEW, A.C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J.O. Circuit modeling of nonlinear lumped element lines including hybrid lines. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 40, n. 10, p. 2523-2534, Oct. 2012.

- [10] KUEK, N.S.; LIEW, A.C.; SCHAMILOGLU, E. Experimental demonstration of nonlinear lumped element transmission lines using COTS components, IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2011, June 19-23, Chicago, USA. **Proceedings...** Chicago, 2011. p. 193-198.
- [11] KUEK, N.S.; LIEW, A.C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J.O. Generating oscillating pulses using nonlinear capacitive transmission lines. Accepted to the IEEE POWER MODULATOR AND HIGH CONFERENCE, 2012, June 3-7, San Diego, USA. **Proceedings...** San Diego: IEEE, 2012.
- [12] KUEK, N.S.; LIEW, A.C.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J.O. Oscillating pulse generator based on a nonlinear capacitive transmission line. Accepted to the IEEE TRANSACTIONS ON DIELECTRICS AND ELECTRICAL INSULATION, 2013, June 28- July 2, Washington, USA. **Proceedings...** Washington: IEEE, 2013.
- [13] GAUDET, J.A.; SCHAMILOGLU, E.; ROSSI, J.O.; BUCHENAUER, C.J.; FROST, C. Nonlinear transmission lines for HPM applications - A survey, IEEE INTERNATIONAL POWER MODULATOR AND HIGH VOLTAGE CONFERENCE, 2008, May 27-31, Las Vegas, USA. **Proceedings...** Las Vegas, 2008. p. 131-138.
- [14] LU, H. **A modified genetic algorithm for design peak pulse power in nonlinear transmission lines.** A thesis submitted to the Graduate Faculty of Auburn University, Alabama, May 9, 2011.
- [15] FRENCH, D.M.; HOFF, B.W.; HEIDGER, S.; SHIFFLER, D. Dielectric nonlinear transmission line, IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2011, June 19-23, Chicago, USA. **Proceedings...** Chicago: IEEE, 2011. p. 341-345.
- [16] SEDDON, N.; SPIKINGS, C.R.; DOLAN, J.E. RF Pulse formation in NLTLs, IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2007, June 17-22, Albuquerque, USA. **Proceedings...** Albuquerque: IEEE, 2007. p. 678-681.
- [17] BROWN, M.P.; SMITH, P.W. High power, pulsed soliton generation at radio & microwave frequencies, IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 1997, June 29- July 2, Baltimore, USA. **Proceedings...** Baltimore: IEEE, 1997. p. 346-354.
- [18] SMITH, P.W. **Transient electronics** – pulsed circuit technology, West Sussex, England: John Wiley & Sons, 2002, p. 237-264.
- [19] SMITH, P.W. Pulsed, high power, RF generation from nonlinear dielectric ladder networks – Performance Limits, IEEE INTERNATIONAL PULSED

- POWER CONFERENCE, 2011, June 19-23, Chicago, USA. **Proceedings...** Chicago: IEEE, 2011. p. 167-172.
- [20] IKEZI, H.; DEGRASSIE, J.S.; DRAKE, J. Soliton generation at 10 MW level in the very high frequency band. **Applied Physics Letters**, v. 58, p. 986, 1991.
- [21] KUNDERT, K. S. **Modeling varactors** - designer's guide consulting Inc., June 2002. Disponível em: <<http://www.designers-guide.org/modeling/varactors.pdf>>
- [22] ROSSI, J.O.; SIQUEIRA, R.H.M.; SILVA NETO, L.P. Estudo da dependência da capacitância de capacitores cerâmicos comerciais com a tensão e temperatura. In: CBECiMat – CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS, 2010, Nov. 21-25, Campos do Jordão, Brasil. **Anais...** Campos do Jordão: CBECiMat, 2010. artigo 110-003.
- [23] SILVA NETO, L.P.; ROSSI, J.O.; SILVA JR., A.R. Characterization of dielectric properties of commercial ceramic capacitors for pulsed power. In: BRAZILIAN POWER ELECTRONICS CONFERENCE, 2011, Sept. 11-15, Natal, Brazil. **Proceedings...** Natal: COBEP, 2010. p. 347-351.
- [24] ROSSI, J.O.; L.P., SILVA NETO; A.R. SILVA JR. Study of HV dielectric ceramics for applications in compact pulsed power: In: IEEE INTERNATIONAL PULSED POWER CONFERENCE, 2011, June 19-23, Chicago, USA. **Proceedings...** Chicago: IEEE, 2011. p.459-464
- [25] SILVA NETO, L.P.; ROSSI J.O. Caracterização de dielétricos para sistemas de armazenamento de alta energia e de geração de RF em aplicações aeroespaciais. In: WORKSHOP DE ENGENHARIA E TECNOLOGIA ESPACIAIS, 2011, 03-05 maio, São José dos Campos, SP, Brasil. **Anais...** São José dos Campos: INPE, 2011.
- [26] ROSSI, J.O.; SILVA NETO, L.P.; SILVA JR., A.R. Estudo das propriedades elétricas das cerâmicas do tipo titanato zirconato de chumbo. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE CERÂMICA, 2011, Referência 10-026, 29 maio – 01 junho, Porto de Galinhas/PE, Brasil. **Anais...** ABC, 2011.
- [27] FRENCH, D.M.; LAU, Y.Y.; GILBENBACH, R. M. High power nonlinear transmission lines with nonlinear inductance, IEEE INTERNATIONAL POWER MODULATOR AND HIGH VOLTAGE CONFERENCE, 2010, May 23-27, Atlanta, USA. **Proceedings...** Atlanta: IEEE, 2010. p. 598-599.

- [28] INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS (INPE). **Satélite sino brasileiro de recursos terrestres**. São José dos Campos, <http://www.cbbers.inpe.br>. Acesso em 22 de agosto de 2012.
- [29] ROSSI, J.O.; SIVA NETO, L.P.; YAMASAKI, F.S.; SCHAMILOGLU, E. Prospects of building capacitive nonlinear lines using ceramic PZT for high-frequency operation, Accepted to the IEEE INTERNATIONAL POWER MODULATOR AND HIGH CONFERENCE, 2012, June 3-7, San Diego, CA. **Proceedings...** San Diego: IEEE, 2012
- [30] ROSSI, J.O. **Desenvolvimento de fontes pulsadas compactas para geradores e lasers embarcados no espaço**. Relatório Técnico Final – PDE, UNM, USA, Set. 2008, Processo CNPq número 210051/2006-0.
- [31] FLEETER, R. **Micro space craft**. The Edge City Press, 1995.
- [32] DOODY, D.; STEPHAN, G. **Basics of space flight** – learners’workbook, advanced mission operations section, Jet propulsion laboratory, Rev. A, 1995.
- [33] PISACANE, V. L.; MOORE, R. C. **Fundamentals of space systems**. New York: Oxford University Press, 1994.
- [34] NEAL, V.; LEWIS, C. S.; WINTER, F. H. **Spaceflight: a smithsonian guide** New York: Mc Millan, 1995.
- [35] NASA. **NASA Systems engineering handbook**. Washington, 1995, SP - 610S.
- [36] PRADO, A.F.B.; KUGA, H.K. **Fundamentos de tecnologia espacial**. INPE, São José dos Campos, 2001.
- [37] WERTZ, J.R.; LARSON, W.J. **Reducing space mission cost, Space technology library**. Dordrech: Kluwer, 1999.
- [38] Agência Espacial Brasileira(AEB). **Plataforma Multimissão (PMM)**. Disponível em: <<http://aev.gov.br>>. Acesso em 22 de agosto de 2012.
- [39] Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). **Difusão de conhecimento**. Disponível em: <<http://www.inpe.br>>. Acesso em 22 de agosto de 2012.
- [40] YAMASAKI, F.S.; DE ANGELIS, A.F.; ROSSI, J.O. **Simulação gráfica no MATLAB da solução de ondas de sólitons para a equação de Korteweg-de Vries (KdV)**. Trabalho de graduação interdisciplinar apresentado junto à Faculdade de tecnologia, como requisito de conclusão

do curso de Tecnologia em telecomunicações, UNICAMP, Limeira, Julho de 2010.

- [41] DRAZIN, P. G.; JOHNSON, R. S. **Solitons**: an introduction. Cambridge: texts in applied Mathematics, 1989.
- [42] GALLEAS, W.; YMAI, L.H.; NATTI, P.L.; TAKANO, E.R. Ondas do tipo sólton em guias dielétricos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 25, nº 03, set. de 2003.
- [43] AFSHARI, E.; HAJIMIRI, A. Nonlinear transmission lines for pulse shaping in silicon. **IEEE Journal of solid-state circuits**, v. 40, n. 03, Mar. p. 744 – 752, 2005.
- [44] AFSHARI, E.; BHAT, H.S.; HAJIMIRI, A.; MARSDEN, J. E. Extremely wide band signal shaping using one and two dimensional nonuniform nonlinear transmission lines. **Journal of Applied Physics**, v. 99, n. 5, 2006. American Institute of Physics.
- [45] REMOISSNET, M. **Waves calles solitons** – concepts and experiments. 3. Ed. Chapter 3, p. 43, 1999.
- [46] YAMASAKI, F. S., ROSSI, J. O., BARROSO, J. J. Estudos de linhas de transmissão não lineares para geração de radio frequência. In: SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICRO-ONDAS E OPTOELETRÔNICA E CONGRESSO BRASILEIRO DE ELETROMAGNETISMO, 15., e 10., 2012, João Pessoa. **Anais...** João Pessoa: GTEMA/IFPB/DCO/UFRN/SBMO/SBMag, 2012. artigo nº 99241
- [47] HIROTA, R.; SUZUKI, K. Theoretical and experimental studies of lattice solitons in nonlinear lumped networks, in the **Proceedings of the IEEE**, v.61, n.10, Oct. p. 1483 – 1491, 1973,
- [48] SADIKU, M.N.O.; ALEXANDER, C. **Fundamentos de circuitos elétricos.** , 3. Ed. Editora Mcgraw-hill Interamericana, 2008.
- [49] LONNGREN, K.; SCOTT, A. **Solitons in action**. New York: Academic Press, 1978. p. 133.
- [50] CALLISTER JR., W.D. **Materials science and engineering an introduction**. 7. ed. USA: John Wiley & Sons, 2007. p.700-715.
- [51] KOZYERV, A.B; VAN DER WEIDE, D.W. Nonlinear wave propagation phenomena in left-handed transmission line media. **IEEE Transactions on microwave theory and techniques**, v. 53., n. 1, p. 238-245, Jan. 2005.

- [52] Silicon epicap diode, Folha de dados do MV209 datasheet do Leshan Radio Company, p. 2. Disponível em: <www.datasheetcatalog.org/datasheet/lrc/MMBV109.pdf>. Acessado em 03 de Setembro de 2012.
- [53] THORTON ELETRÔNICA LTDA. **Núcleos de ferrite para várias aplicações e segmentos**. Gráfico 3, B x H típica, Disponível em: <www.thornton.com.br/materiais_ip6.htm>. Acesso em 03 de Setembro de 2012.
- [54] Folha de dados, Osciloscópio digital Tektronix. Disponível em: <chasqueweb.ufrgs.br/~hklimach/Labs/MuTDS200.pdf>. Acesso em 27 de novembro de 2012.
- [55] Folha de dados, Gerador de sinais TTL. Disponível em <fisexp3.if.ufrj.br/Roteiros/Aula2_wania.pdf>. Acesso em 27 de novembro de 2012.
- [56] GOUGH, W. The graphical analysis of a Lorentzian function and a differentiated Lorentzian function. **J. Phys. A (Proc. Phys. Soc.)**, v. 1, n. 2, 1968. Printed in Great Britain.
- [57] SILVA NETO, L.P.; SILVA JR., A.R.; ROSSI, J.O. Aplicação de titanato zirconato de chumbo no desenvolvimento de capacitores cerâmicos para potência pulsada em alta tensão. In: SIMPÓSIO DE APLICAÇÕES OPERACIONAIS EM ÁREAS DE DEFESA, 13., 2011, São José dos Campos. **Anais...** São José dos Campos: DCTA/ITA, 2011.
- [58] MARKSTEINER, Q.R.; CARLSTEN, B.; RUSSELL, S. Efficient generation of RF using a biased soliton generating nonlinear transmission line. **Microwave and Optical Technology Letters**, v. 52, n. 6, p. 1411-1413, June 2010.
- [59] MARKSTEINER, Q.R.; CARLSTEN, B.; RUSSELL, S. Numerical calculations of RF efficiency from a soliton generating nonlinear transmission line. **Journal of Applied Physics**, v. 106, n. 11, 2009.

ANEXO A - TRABALHOS E APRESENTAÇÕES EM EVENTOS CIENTÍFICOS

1º Simpósio Aeroespacial Brasileiro – SAB - 2012:

DOS-SANTOS, W. A. , YAMASAKI, F. S., YAMAGUTI, W. CORREA JR., F. A., Proposta de uma missão completa para picosatélites e nanosatélites utilizando lançadores nacionais. In: SIMPÓSIO AEROESPACIAL BRASILEIRO, n. 1, maio 2012, São José dos Campos, SP, Brasil. **Anais do SAB...** Brasil: Associação Aeroespacial Brasileira, 2012.

3º Workshop em Engenharia e Tecnologia Espaciais – WETE – 2012:

YAMASAKI, F. S., ROSSI, J. O., BARROSO, J. J., Estudos de Linhas de Transmissão Discretas com elementos Não Lineares para Geração de Radio Frequência de Alta Potência. In: WORKSHOP EM ENGENHARIA E TECNOLOGIA ESPACIAIS, n. 3, junho 2012, São José dos Campos, SP, Brasil. **Anais do WETE...** Brasil: INPE, 2012.

IEEE Power Modulator and High Voltage Conference - 2012:

ROSSI, J. O., SILVA NETO, L. P., YAMASAKI, F. S., SCHAMILOGLU, E., Prospects of Building Capacitive Nonlinear Lines Using Ceramic PZT for High-Frequency Operation. In: Power Modulator and High Voltage Conference, junho 2012, San Diego, California, USA. **Proceedings...** USA: IEEE, 2012.

15º SBMO – Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e o 10º CBMag – Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo – MOMAG – 2012:

YAMASAKI, F. S., ROSSI, J. O., BARROSO, J. J., Estudos de Linhas de Transmissão Não Lineares para Geração de Radio Frequência. In: Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e Congresso Brasileiro de

Eletromagnetismo, n. 15 e n. 10, agosto 2012, João Pessoa, PB, Brasil. **Anais do MOMAG...** Brasil: Grupo de Telecomunicações e Eletromagnetismo Aplicado (GTEMA) do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia da Paraíba (IFPB) e Departamento de Engenharia de Comunicações (DCO) da Universidade Federal do Rio Grande do Norte (UFRN), juntamente da Sociedade Brasileira de Micro-ondas e Optoeletrônica – SBMO e da Sociedade Brasileira de Eletromagnetismo – SBMag, 2012.

14º Simpósio de Aplicações Operacionais em Áreas de Defesa – SIGE – 2012:

YAMASAKI, F. S., ROSSI, J. O., BARROSO, J. J., Estudos de Linhas de Transmissão Não Lineares Híbridas. In: Simpósio de Aplicações Operacionais em Áreas de Defesa, n. 14, setembro 2012, São José dos Campos, SP, Brasil. **Anais do SIGE...** Brasil: ITA, 2012.

Silicon Epicap Diode

Designed for general frequency control and tuning applications, providing solid-state reliability in replacement of mechanical tuning methods.

- High Q with Guaranteed Minimum Values at VHF Frequencies
- Controlled and Uniform Tuning Ratio
- Available in Surface Mount Package



MMBV109LT1
MBV109T1
MV209

26-32 pF
VOLTAGE VARIABLE
CAPACITANCE DIODES



CASE 318-02, STYLE 8
SOT-23(TO-236AB)

MAXIMUM RATINGS

Rating	Symbol	Value			Unit
		MBV109T1	MMBV109LT1	MV209	
Reverse Voltage	V_R	30	30	30	V _{dc}
Forward Current	I_F	200	200	200	mA _{dc}
Device Dissipation	P_D	280	200	200	mW
@ $T_A = 25^\circ\text{C}$					
Derate above 25°C		2.8	2.0	1.8	mW/ $^\circ\text{C}$
Junction Temperature	T_J	-125	-125	-125	$^\circ\text{C}$
Storage Temperature Range	T_{stg}	-65 to +150	-65 to +150	-65 to +150	$^\circ\text{C}$

DEVICEMARKING

MBV109T1 = J4A, MMBV109LT1 = M4A, MV209 = MV209

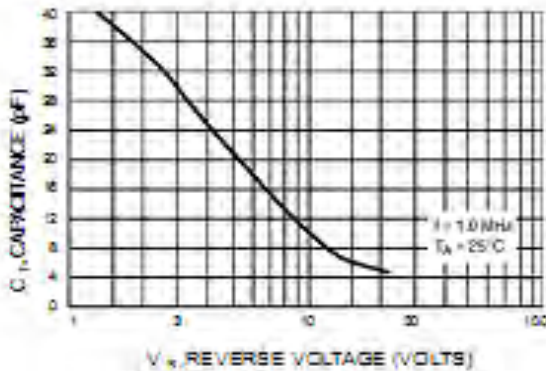
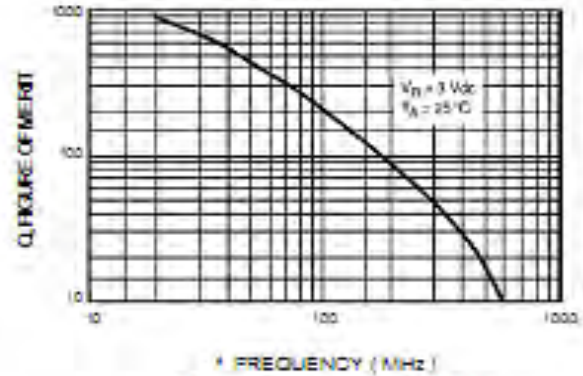
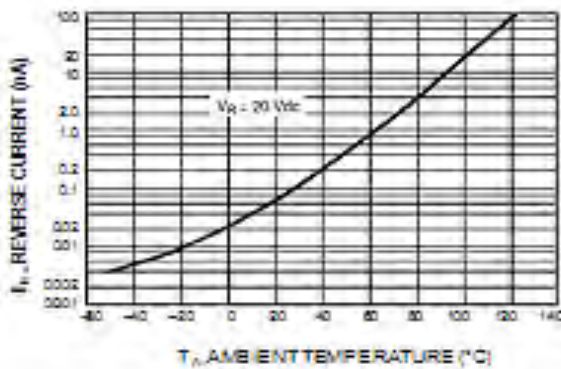
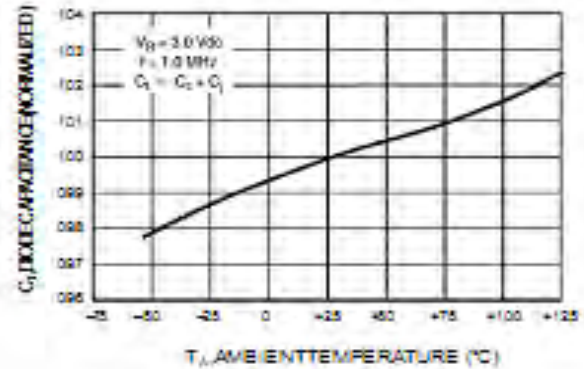
ELECTRICAL CHARACTERISTICS ($T_A = 25^\circ\text{C}$ unless otherwise noted)

Characteristic	Symbol	Min	Typ	Max	Unit
Reverse Breakdown Voltage ($I_{R0} = 10 \mu\text{A}$)	V_{BR0}	30	—	—	V _{dc}
Reverse Voltage Leakage Current ($V_R = 25\text{Vdc}$)	I_R	—	—	0.1	mA _{dc}
Diode Capacitance Temperature Coefficient ($V_R = 3.0\text{Vdc}$, $f = 1.0\text{MHz}$)	TC_C	—	300	—	ppm/ $^\circ\text{C}$

Device Type	C_j Diode Capacitance $V_R = 3.0\text{Vdc}$, $f = 1.0\text{MHz}$ pF			Q Figure of Merit $V_R = 3.0\text{Vdc}$ $f = 50\text{MHz}$	C_r Capacitance Ratio C_j / C_{25} $f = 1.0\text{MHz}$ (Note 1)	
	Min	Nom	Max		Min	Max
MBV109T1, MMBV109LT1, MV209	26	29	32	200	5.0	6.5

1. C_r is the ratio of C_j measured at 3 V_{dc} divided by C_j measured at 25 V_{dc}.

MMBV109LT1 is also available in bulk packaging. Use MMBV109L as the device title to order this device in bulk.

MBV109T1 MMBV109LT1 MV209

Figure 1. Diode Capacitance

Figure 2. Figure of Merit

Figure 3. Leakage Current

Figure 4. Diode Capacitance
NOTES ON TESTING AND SPECIFICATIONS

1. C_{T0} is the ratio of C_T measured at 3.0 Vdc divided by C_T measured at 25 Vdc.