

# Universidade do Algarve

Faculdade de Ciências e Tecnologia



## **Estudo de osciladores optoelectrónicos baseados em díodos de efeito de túnel ressonante**

Ricardo José Barata da Luz

Mestrado Integrado em Engenharia de Eletrónica e Telecomunicações

**2012**



# **Universidade do Algarve**

Faculdade de Ciências e Tecnologia

## **Estudo de osciladores optoelectrónicos baseados em díodos de efeito de túnel ressonante**

Ricardo José Barata da Luz

**Dissertação supervisionada por:**

Prof. Doutor José M. L. Figueiredo, Universidade do Algarve

Mestrado Integrado em Engenharia de Eletrónica e Telecomunicações

**2012**



## **Declaração**

Ricardo Luz, estudante do Mestrado Integrado em Engenharia de Eletrónica e Telecomunicações na Universidade do Algarve, declara ser o autor deste documento.

Estudante:

---

(Ricardo José Barata da Luz)

Supervisor:

---

(Prof. Doutor José M. L. Figueiredo)

## Resumo

Neste trabalho investigou-se o comportamento de osciladores optoelectrónicos baseados na integração de díodos de efeito de túnel ressonante com laser de díodo. Estes circuitos osciladores optoelectrónicos tiram partido da região de resistência diferencial negativa da característica corrente-tensão do díodo de efeito de túnel ressonante (RTD, “*resonant tunneling diode*”). O díodo (de efeito de) túnel ressonante (RTD) é um díodo unipolar cuja zona ativa compreende uma estrutura de dupla barreira de potencial capaz de apresentar uma região de resistência diferencial negativa numa elevada largura de banda (desde de DC até alguns terahertz). Quando polarizado nesta região induz no circuito oscilações elétricas cuja frequência é determinada pela capacidade intrínseca do RTD e pela indutância equivalente do circuito.

Quando combinados com dispositivos optoelectrónicos, o RTD adiciona novas funcionalidades aos circuitos optoelectrónicos que permitem obter a simplificação das soluções atualmente existentes. Um exemplo marcante é o oscilador optoelectrónico controlado por tensão obtido por integração de um RTD, com capacidade de foto-deteção, com um laser de díodo, com entradas e saídas elétricas e óticas, adiante designado circuito RTD-PD-LD.

Este trabalho centrou-se em estudos de simulação, usando o *Matlab*, de circuitos osciladores optoelectrónicos controlados por tensão tendo em vista o seu potencial de aplicação em sistemas de comunicação do tipo rádio sobre fibra: investigou-se a influência dos parâmetros mais relevantes dos circuitos nos sinais elétricos e óticos gerados pelo oscilador, a resposta dos osciladores a perturbações (elétricas e óticas) externas, e o funcionamento dos osciladores nos modos de re-injeção ótica, usando uma ou duas fibras óticas, e/ou re-injeção elétrica.

Os resultados computacionais obtidos permitem concluir que os circuitos em consideração apresentam elevado potencial para servir como osciladores optoelectrónicos em sistemas de comunicação nomeadamente nos sistemas de rádio sobre fibra atuando como *interfaces* eletro-óticas para redes de acesso picocelulares.

**Palavras-chave:** Díodo de Túnel ressonante, Laser de díodo, comunicações óticas, poço quântico de dupla barreira de potencial, foto-detector, oscilador e *Matlab*.

## Abstract

In this work a study was made about the behavior of optoelectronic oscillators based in the integration of the resonant tunneling diode with laser diodes. This optoelectronic oscillator circuits take advantage of the negative differential resistance region of the current-voltage characteristic of the resonant tunneling diode (RTD). The resonant tunneling diode is a unipolar diode in which the active region comprises a double barrier quantum well structure capable of showing a region of negative differential resistance in a high bandwidth (from the DC to some terahertz). When biased in this region, it induces in the circuit electric oscillations with the frequency determined by the intrinsic capacitance of the RTD and by the equivalent inductance of the circuit.

When matched with optoelectronic devices, the RTD adds new functionalities to the optoelectronic circuits which allows to obtain a simplification of the solutions currently existing. A remarkable example is the optoelectronic oscillator controlled by a voltage created by integrating an RTD, with fotodetection capabilities, with a laser diode, with electric and optical inputs and outputs, from now on designated RTD-PD-LD circuit.

This work focused in simulation studies, using Matlab, of optoelectronic oscillator circuits controlled by voltage viewing its potential in applying this kind of circuits in communication systems in radio over fiber: it was investigated the influence of the most relevant parameters of the circuits in the electric and optical signals generated by the oscillator, the response of the oscillators and external (electrical and optical) disturbances and the functioning of the oscillators in the optical re-injection modes, using one or two optical fibers, and/or electric re-injection.

The obtained computational results allow to conclude that the circuits in consideration present high potencial to serve as optoelectronic oscillators in communication systems, namely in radio over fiber actuating as electro-optical interfaces that can be used in picocellular network access

**Keywords:** Resonant Tunneling Diode, Laser Diode, Optical Communications, Double Barrier Quantum Well, Photo detector, Oscillator and Matlab.

## Agradecimentos

Quero agradecer ao Prof. Doutor José M. L. Figueiredo por toda a orientação, ajuda e disponibilidade que demonstrou sempre ao longo da realização deste trabalho.

Quero agradecer aos meus colegas de laboratório Bruno Romeira, João Landeiro e Lígia Luís também por toda ajuda que me prestaram, tanto na parte da aquisição de conhecimentos das matérias mas também na ajuda no uso das ferramentas.

Quero agradecer a todos os meus colegas e amigos também pelo apoio que me deram nos momentos bons e sobretudo nos menos bons.

Quero dedicar esta tese aos meus pais José Pontes da Luz e Noélia Maria Ribeiro Barata da Luz porque sem eles eu nunca conseguiria ter realizado este trabalho.

Em memória da minha querida avó Maria Dulcelina Ribeiro Barata da Luz.



# Índice

<b>Resumo</b> .....	<b>iv</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>v</b>
<b>Agradecimentos</b> .....	<b>vi</b>
<b>Lista de figuras</b> .....	<b>x</b>
<b>Lista de tabelas</b> .....	<b>xiv</b>
<b>Lista de acrónimos</b> .....	<b>xv</b>
<b>1. Introdução</b> .....	<b>1</b>
1.1 Motivação.....	1
1.2 Objetivos .....	2
1.3 Ferramentas usadas .....	3
1.4 Organização da tese.....	4
<b>2. Circuitos optoelectrónicos baseados em díodos de efeito de túnel ressonante</b> .....	<b>5</b>
2.1 Díodo de efeito de túnel ressonante .....	5
2.1.1 Barreiras de potencial e efeito de túnel.....	6
2.1.2 Poço Quântico .....	8
2.1.3 Poço quântico de dupla barreira de potencial .....	10
2.1.4 Característica corrente-tensão do RTD.....	12
2.1.5 Funcionamento do RTD como fotodetector (RTD-PD).....	16
2.2 Laser de díodo .....	17
2.2.1 Estrutura e modo de funcionamento de um laser de díodo.....	17
2.2.2 Equações das taxas de um laser de díodo monomodo .....	20
2.2.3 Resposta em frequência do laser de díodo.....	21
2.2.4 Profundidade de modulação.....	25
2.3 Circuitos RTD-PD-LD .....	27
2.3.1 Esquema de um circuito RTD-PD-LD típico.....	27

2.3.2	Potenciais aplicações dos circuitos RTD-PD-LD .....	28
<b>3.</b>	<b>Implementação <i>Matlab/simulink</i> dos circuitos RTD-PD-LD .....</b>	<b>33</b>
3.1	Introdução.....	33
3.2	Implementação de osciladores RTD controlados por tensão .....	33
3.3	Oscilador RTD forçado .....	40
3.4	Circuito RTD-PD-LD.....	43
3.5	Interface <i>Matlab-C++</i> .....	47
<b>4.</b>	<b>Estudo dos modos de funcionamento dos circuitos RTD-PD-LD .....</b>	<b>49</b>
4.1	Introdução.....	49
4.2	Objetivos .....	49
4.3	Variação da tensão $V_{dc}$ de polarização do RTD .....	51
4.3.1	Tensão de polarização – resultados das simulações .....	52
4.3.2	Discussão dos resultados de simulação.....	53
4.4	Variação do corrente de polarização $I_{dc}$ do laser de díodo.....	55
4.4.1	Corrente de polarização – resultados das simulações .....	56
4.4.2	Discussão dos resultados de simulação.....	57
4.5	Variação da capacidade intrínseca do RTD e da indutância equivalente do circuito RTD-PD-LD.....	58
4.5.1	Capacidade e indutância – resultados das simulações .....	58
4.5.2	Discussão dos resultados obtidos.....	62
4.6	Reinjeção ótica com uma fibra ótica .....	64
4.6.1	Largura espectral variando o comprimento da fibra ótica.....	65
4.6.2	Potência das bandas laterais.....	67
4.7	Reinjeção ótica com duas fibras óticas .....	70
4.7.1	Influência da magnitude de reinjeção da segunda fibra ótica .....	71
4.7.2	Reinjeção elétrica em corrente e tensão.....	72
<b>5.</b>	<b>Conclusões e trabalho futuro.....</b>	<b>75</b>

<b>6. Anexos.....</b>	<b>76</b>
6.1 Equação de <i>Schrödinger</i> .....	76
6.2 Circuito independente de polarização do laser de díodo.....	79
6.2.1 Análise do circuito .....	80
6.3 Modelos em ' <i>simulink</i> ' .....	83
<b>Bibliografia .....</b>	<b>85</b>

## Lista de figuras

Figura 2.1 - Aplicação de uma tensão DC aos terminais do RTD [17].	5
Figura 2.2 - Camadas físicas de um RTD implementado no sistema semicondutor <i>InP/InGaAlAs</i> .	6
Figura 2.3 – Barreira de potencial. (a) Material semicondutor que compõe a barreira quântica. (b) Função de onda que atravessa a barreira. (c) Coeficiente de transmissão em função da energia dos elétrons [17].	7
Figura 2.4 - Estrutura semicondutora de um poço quântico.	8
Figura 2.5 – Poço quântico ideal com barreiras de potencial infinito.	9
Figura 2.6 - Energias e funções de onda de um poço quântico. (a) ideal de profundidade infinita. (b) de profundidade finita [18].	10
Figura 2.7 - Poço quântico de dupla barreira de potencial [17].	11
Figura 2.8 - (a) Barreira de potencial. (b) Poço quântico de dupla barreira de potencial e respectivas energias ressonantes. (c) Comparação do coeficiente de transmissão para QB e DBQW [17].	12
Figura 2.9 - Aplicação de uma tensão DC aos terminais do RTD [17].	12
Figura 2.10 - Diagrama das bandas energéticas do RTD quando é aplicada uma tensão DC. (a) pequena tensão $V$ . (b) tensão $V_p$ aplicada que produz corrente de pico. (c) tensão $V_v$ aplicada que produz uma corrente de vale [17].	13
Figura 2.11 - Característica $I-V$ do RTD.	14
Figura 2.12 - Efeito da variação da largura das barreiras quânticas do RTD. (a) Densidade de corrente em função da largura das barreiras quânticas. (b) Efeito da diminuição da largura da barreira emissora.	15
Figura 2.13 - Diagrama de um RTD-PD do tipo guia de onda. (a) Esquema de um RTD guia de onda ótico [23].	16
Figura 2.14 - Junção PN do laser de diodo. (a) Diagrama de bandas sem polarização. (b) Diagrama de bandas com polarizada com uma tensão $V$ [25].	18
Figura 2.15 - Diferença ótica entre um LED e um LD. (a) Potência ótica característica de um LED. (b) Potência ótica de um laser de diodo em pontos diferentes de polarização [25].	19
Figura 2.16 - Laser de diodo de heterojunção. (a) Materiais semicondutores. (b) Diagrama de bandas e emissão estimulada. (c) Perfil do índice de refração. (d) Densidade de fótons [25].	19

Figura 2.17 - Função transferência do laser de díodo para várias correntes DC de polarização. .....	24
Figura 2.18 - Linearidade de um laser de díodo [30].....	25
Figura 2.19 – Profundidade de modulação. ....	26
Figura 2.20 – Esquema experimental de um circuito elétrico RTD-LD.....	27
Figura 2.21 – (a) Diagrama esquemático de um circuito RTD-PD-LD experimental. (b) Característica $I-V$ do RTD-PD-LD, laser de díodo e a sintonização da frequência em função da tensão DC [23]. ....	28
Figura 2.22 - Diagrama de blocos de um RTD-PD-LD a funcionar como um recuperador de relógio com injeção elétrica e ótica. ....	30
Figura 2.23 – Diagrama esquemático das interfaces elétrico-ópticas em redes pico celulares. (a) Circuito <i>downlink</i> . (b) Circuito <i>uplink</i> . (c) Exemplo de arquitetura RoF baseada em “ <i>base stations</i> ” de osciladores RTD [32]. ....	31
Figura 3.1 - Circuito elétrico equivalente que representa um RTD.....	34
Figura 3.2 - Circuito RF elétrico equivalente do díodo de túnel. ....	36
Figura 3.3 - Comportamento em tensão de um RTD. (a) Sinal de tensão. (b) Curva $I-V$ .....	38
Figura 3.4 - Comportamento em corrente do RTD. (a) Sinal de corrente. (b) Curva $I-V$ .....	39
Figura 3.5 – Sinais elétricos do RTD. (a) Espectro da tensão aos terminais do RTD. (b) Corrente que flui através do condensador do RTD.....	40
Figura 3.6 - RTD em auto-oscilação. (a) Tensão aos terminais do RTD no tempo. (b) Espectro da tensão aos terminais do RTD. ....	41
Figura 3.7 - Simulação do RTD com injeção de um sinal AC. (a) Variação do LR e o ganho em dB proporcionado pelo RTD. (b) Comparação entre o sinal de entrada e saída em tensão em LR. (c) Sinal de entrada fora do LR do RTD com <b><math>f_{ac} = 1326 \text{ MHz}</math></b> . (d) Sinal de entrada dentro do LR do RTD com <b><math>f_{ac} = 1330 \text{ MHz}</math></b> . ....	42
Figura 3.8 - Circuito elétrico que representa o RTD-PD [34]. ....	43
Figura 3.9 - Modelo normalizado de simulação do RTD-LD.....	47
Figura 4.1 - Curva $I-V$ do RTD e tensões de polarização.....	52
Figura 4.2 – Comportamento elétrico do sistema variando a tensão DC de polarização. (a) Tensão aos terminais do RTD. (b) Espectro da tensão aos terminais do RTD. (c) Corrente à saída do RTD. (d) Espectro da corrente à saída do RTD. Traço contínuo corresponde a $V_{dc}=0,9 \text{ V}$ ; Traço a tracejado a $V_{dc}=1,8 \text{ V}$ . ....	52

Figura 4.3 - Comportamento ótico do sistema variando a tensão DC de polarização. (a) Densidade de fótons. (b) Espectro da densidade de fótons. Traço contínuo corresponde a $V_{dc}=0,9$ V; Traço a tracejado a $V_{dc}=1,8$ V.....	53
Figura 4.4 - Evolução de parâmetros do sistema em função da tensão DC de polarização. (a) Potência do sinal elétrico (tensão aos terminais do RTD) e ótico. (b) Frequência de oscilação e profundidade de modulação da tensão aos terminais do RTD. Traço contínuo corresponde a $V_{dc}=0,9$ V; Traço a tracejado a $V_{dc}=1,8$ V.....	53
Figura 4.5 – Aproximação à curva da potência à saída do laser de díodo e pontos de polarização de $I_{dc}$ usados nas simulações. ....	55
Figura 4.6 – Comportamento elétrico e ótico do sistema variando a corrente $I_{dc}$ de polarização. (a) Corrente de modulação do laser de díodo. (b) Espectro da corrente de modulação do laser de díodo. (c) Densidade de fótons à saída do laser de díodo. (d) Espectro da densidade de fótons à saída do laser de díodo.....	56
Figura 4.7 - Comportamento da corrente moduladora do laser de díodo variando a corrente $I_{dc}$ de polarização. (a) Evolução da potência do sinal. (b) Evolução da profundidade de modulação.....	56
Figura 4.8 - Comportamento do sinal ótico à saída do laser variando a corrente $I_{dc}$ de polarização. (a) Evolução da potência do sinal. (b) Evolução da profundidade de modulação.....	57
Figura 4.9 - Comportamento elétrico do sistema com variação da capacidade do RTD. (a) Tensão aos terminais do RTD. (b) Espectro da tensão aos terminais do RTD. (c) Corrente de modulação do LD. (d) Espectro da corrente que flui pelo RTD.....	59
Figura 4.10 - Comportamento ótico do sistema com variação da capacidade do RTD. (a) Densidade de fótons do laser de díodo. (b) Espectro da densidade de fótons do laser de díodo.....	59
Figura 4.11 - Comportamento dos parâmetros de simulação variando $C$ . (a) Potência do sinal elétrico e ótico. (b) frequência de oscilação da tensão aos terminais do RTD. (c) Modulação elétrica e ótica. ....	60
Figura 4.12 - Comportamento elétrico do sistema com variação da indutância do RTD. (a) Tensão aos terminais do RTD. (b) Espectro da tensão aos terminais do RTD. (c) Corrente de modulação do LD. (d) Espectro da corrente que flui pelo RTD.....	61
Figura 4.13 - Comportamento ótico do sistema com variação da indutância do RTD. (a) Densidade de fótons do laser de díodo. (b) Espectro da densidade de fótons do laser de díodo.....	61

Figura 4.14 - Comportamento dos parâmetros de simulação variando $L$ . (a) Potência do sinal elétrico e ótico. (b) frequência de oscilação da tensão aos terminais do RTD. (c) Modulação elétrica e ótica. ....	62
Figura 4.15 - Diagrama do circuito elétrico do RTD-PD-LD com reinjeção de uma fibra ótica [34]. ....	64
Figura 4.16 - Largura espectral do sinal de saída para diferentes comprimentos de fibra. (a) “ <i>Lorentz fitting</i> ” do espectro da simulação com uma fibra ótica de 50 m. (b) Largura espectral do sinal de saída para vários comprimentos de fibra. ....	66
Figura 4.17 - Potências espectrais para diferentes ciclos de simulação. (a) Espectro do sinal de saída com 40 ciclos de simulação. (b) Diferentes potências das bandas laterais para vários valores de ciclos de simulação. ....	68
Figura 4.18 - Potência das bandas laterais para diferentes comprimentos de fibra. (a) Espectro do sinal de saída com uma fibra ótica de realimentação de 50 m. (b) Diferentes potências para alguns comprimentos de fibra. ....	69
Figura 4.19 - Potência das bandas laterais para diferentes amplitudes de reinjeção. (a) Espectro do sinal de saída para $\theta = 0.01$ . (b) Potência das bandas laterais para algumas amplitudes de reinjeção. ....	69
Figura 4.20 - Diagrama do circuito elétrico do RTD-PD-LD com reinjeção de duas fibras óticas [34]. ....	70
Figura 4.21 - Simulação do sistema com reinjeção ótica. (a) Comparação do sinal de saída sem e com reinjeção de uma fibra. (b) Comparação do sinal de saída com uma e duas fibras óticas. ....	71
Figura 4.22 - Simulação do sistema com duas fibras óticas e várias amplitudes de reinjeção. ....	72
Figura 4.23 - Simulação de reinjeção elétrica em corrente. (a) Comparação da reinjeção elétrica e ótica. (b) Comparação das potências do sinal elétrico e ótico. ....	73
Figura 4.24 - Comparação da simulação com reinjeção elétrica em corrente e em tensão. (a) Espectros de potência dos sinais. (b) Comparação entre as potências da corrente e tensão. ....	74
Figura 6.1 – Poço quântico ideal com barreiras de potencial infinito. ....	78
Figura 6.2 - Circuito de polarização do laser de díodo (correntes e tensões). ....	80
Figura 6.3 - Modelo do RTD em Simulink. (a) Modelo em geral. (b) Modelo em particular do RTD. ....	83
Figura 6.4 - Modelo de Laser de díodo. (a) Modelo em geral. (b) Modelo em particular do Laser de díodo. ....	84

## Lista de tabelas

Tabela 2.1 - Parâmetros de simulação da resposta do LD em frequência .....	24
Tabela 3.1 – Parâmetros de simulação do RTD como oscilador .....	37
Tabela 3.2 - Valores da simulação do comportamento em tensão do RTD.....	38
Tabela 3.3 - Tempos de transição em tensão do RTD .....	38
Tabela 3.4 - Valores da simulação do comportamento em corrente do RTD.....	39
Tabela 3.5 - Parâmetros de simulação do RTD em “ <i>injection locking</i> ” .....	41
Tabela 4.1 - Parâmetros de simulação da variação de componentes do RTD sem reinjeção ótica.....	51
Tabela 4.2 - Parâmetros de simulação da variação de componentes do RTD com reinjeção ótica.....	65



## Lista de acrónimos

DBQW	Double barrier quantum well	Poço quântico de dupla barreira de Potencial
E-O	Electrical-to-optical	Conversão do domínio elétrico para ótico
FET	Field effect transistor	Transistor de efeito de campo
FSR	Free spectral range	Gama espectral livre
LED	Light emitting diode	Díodo de emissão de luz
LD	Laser diode	Laser de díodo
LR	Locking range	Gama de sincronização
MBE	Molecular beam epitaxy	Epitaxia de feixe modular
MD	Modulation depth	Profundidade de modulação
MSR	Mode suppression ratio	Rácio de supressão dos modos
NDR	Negative differential resistance	Resistência diferencial negativa
O-E	Optical-to-electrical	Conversão do domínio ótico para elétrico
PD	Photo detector	Fotodetector
PDR	Positive differential resistance	Resistência diferencial positiva
PVCR	Peak to valley current ratio	Relação pico-vale de corrente
PVVR	Peak to valley voltage ratio	Relação pico-vale de tensão
RF	Radio frequency	Rádio frequência
RoF	Radio over fiber	Rádio sobre fibra
RTD	Resonant tunneling diode	Díodo de túnel ressonante
RZ	Return-zero	Retorna-zero
SB	Side-bands	Bandas-laterais
QB	Quantum barrier	Barreira de potencial
QW	Quantum well	Poço quântico
RTD	Resonant tunneling diode	Díodo de túnel ressonante

# 1. Introdução

## 1.1 Motivação

De modo a melhorar a eficiência dos sistemas de comunicações é cada vez mais urgente encontrar soluções de baixo custo, robustas, dimensões reduzidas e com baixo consumo de energia por forma a garantir serviços a preços comportáveis por todos os cidadãos. Um dos modos que poderá corresponder à caminhada neste sentido é proposto pelos sistemas de rádio sobre fibra, em que os sinais de rádio são transmitidos usando sinais óticos tirando partido das propriedades das fibras óticas. Estes sistemas serão tanto mais competitivos quanto mais simples, compactos, energeticamente eficientes e baratos forem os sistemas optoelectrónicos que lhes dão suporte.

O oscilador optoelectrónico controlado por tensão obtido por integração de um díodo de efeito de túnel ressonante (RTD, de “*Resonant Tunneling Diode*”) com capacidade de foto-deteção (PD, “*Photo-Detection*”), com um laser de díodo (LD, “*Laser Diode*”), com entradas e saídas eléctricas e óticas, adiante designado circuito RTD-PD-LD, apresenta-se como um circuito capaz de permitir a obtenção de sistemas rádio sobre fibra simples, compactos, energeticamente eficientes e baratos.

Os osciladores optoelectrónicos do tipo RTD-PD-LD tiram partido da região de resistência diferencial negativa da característica corrente-tensão dos RTDs. Um RTD corresponde a um díodo unipolar cuja zona ativa compreende uma estrutura manométrica de dupla barreira de potencial. Esta estrutura quando convenientemente polarizada origina uma região de resistência diferencial negativa numa elevada largura de banda (desde de DC até alguns terahertz). Quando polarizado nesta região induz no circuito oscilações eléctricas cuja frequência é determinada pela capacidade intrínseca do RTD e pela indutância equivalente do circuito. Quando combinados com dispositivos optoelectrónicos, o RTD adiciona novas funcionalidades aos circuitos optoelectrónicos que permitem obter a simplificação das soluções atualmente existentes.

Nos circuitos RTD-PD-LD o laser de díodo é modulador pelos sinais eléctricos induzidos pelo RTD no circuito. As principais vantagens de integrar um RTD com um laser de díodo são: simples implementação, é uma solução compacta, pode integrar portas nos domínios

elétrico e ótico, a tunabilidade em frequência e as não-linearidades tanto do RTD como do laser de diodo, e a facilidade de implementar modos de funcionamento baseados na reinjeção de sinais.

Como referido no parágrafo anterior, o que tem vindo a despertar grande interesse nesta área é o uso deste modelo com reinjeção ótica [1], [2] e [3] e reinjeção optoelectrónica [4] que pode gerar simultaneamente sinais altamente puros nos domínios elétrico e ótico [5] e [6]. Outro exemplo de investigação neste campo é a injeção ótica [7] e [8] em que foram estudados comportamentos de emissão irregulares dos lasers de semiconductor com injeção de luz coerente para proporcionar, maior qualidade de largura de banda, estabilidade em frequência e redução de ruído para aplicações em comunicações óticas.

A reinjeção ótica consiste, como o nome indica, na reinjeção de uma fração de luz produzida pelo laser de diodo na região ativa. Neste caso, o percurso que a luz faz numa cavidade externa, introduz um atraso no sistema que pode ser usado para controlar e/ou ajustar o comportamento dinâmico [9].

Outra das áreas que os sistemas do tipo RTD-LD tem despertado grande interesse, é na geração de sinais caóticos que aumenta significativamente a segurança na transmissão de dados [10] [11].

### 1.2 Objetivos

Esta dissertação descreve o estudo dos modos de funcionamento de circuitos baseados na integração de RTDs com lasers de diodo, centrando-se em particular nos osciladores optoelectrónicos controlado por tensão obtido por integração de um diodo de efeito de túnel ressonante, com capacidade de foto-deteção, com um laser de diodo, com entradas e saídas elétricas e óticas.

A investigação iniciou-se com o estudo dos componentes, seguindo-se a implementação dos modelos numéricos dos circuitos em *Matlab*, prosseguindo com o teste dos modelos, e sendo concluído com a simulação de várias situações com interesse para a compreensão dos diferentes modos de funcionamento e a determinação dos parâmetros que mais influenciavam a respostas dos circuitos.

O objetivo último foi estudar o comportamento e o potencial de aplicação dos circuitos optoeletrônicos RTD-PD-LD com (re-)injeção ótica em sistemas de comunicações óticas e sistemas rádio sobre fibra.

### 1.3 Ferramentas usadas

As principais ferramentas, usadas para a realização deste trabalho foram o *Matlab* e a linguagem *C*. Na fase inicial do trabalho foi usado o *simulink*, que é uma ferramenta específica do *Matlab* onde foi criado o modelo elétrico do RTD, por ser bastante intuitivo e de fácil compreensão permitindo a criação de vários modelos, de forma simples. De fato, este programa trouxe vantagens na aquisição de conhecimentos. Contudo é muito exigente em termos de processamento. Nomeadamente, quando foi necessário realizar simulações bastante mais longas em termos de tempo de simulação, complexas e devido ao *hardware* disponível tornou-se um pouco difícil realizar as simulações. Então optou-se por implementar um programa ou *interface* em linguagem *C* que executa as mesmas funções criadas em *Matlab* e *simulink*. Esta interface traz uma maior versatilidade e rapidez de execução do modelo.

Antes de se optar por esta ferramenta, testes preliminares foram realizados em *Spice*, que tem a vantagem em relação ao *simulink* que para criar modelos ou circuitos elétricos, é mais fácil por ter a característica de se poder adicionar componentes elétricos facilmente como resistências, condensadores, bobines, fontes de tensão etc... ao passo que o *simulink* é composto por “blocos” em que a sua função é executar equações matemáticas requerendo uma análise prévia do circuito como se poderá ver no capítulo 3. A vantagem que o *simulink* trouxe para este trabalho, é que do ponto de vista de simulação é mais fácil e versátil alterar parâmetros para simular o modelo como por exemplo, os valores dos componentes elétricos ou mesmo tempos de simulação. Outra das vantagens e talvez a mais importante, é que o modelo final do circuito, tem uma parte que incorpora realimentação de um sinal com atraso em que esta componente seria mais complexa ou até talvez não realizável em *Spice*.

Uma pequena nota, para realizar e editar todos os gráficos das simulações práticas, foi usada uma ferramenta também bastante simples e intuitiva semelhante ao *Excel* do *Office* chamada *Origin Pro* versão 8.

### 1.4 Organização da tese

Esta tese é composta por cinco capítulos, onde se descreve os trabalhos realizados e os resultados obtidos que servirão para atingir os objetivos atrás mencionados. Neste capítulo foi apresentada uma breve do RTD e do circuito RTD-PD-LD desta tese. Os seguintes capítulos estão organizados da seguinte forma:

- No **capítulo 2**, descreve-se com algum detalhe a constituição do RTD, como é composto e como funciona do ponto de vista físico e elétrico, seguindo-se a descrição do laser de díodo, o princípio de funcionamento, e a análise da resposta em frequência do laser, terminando com aplicações potenciais para o circuito RTD-PD-LD.
- No **capítulo 3**, é apresentado o modelo equivalente elétrico do RTD e faz-se a dedução das equações diferenciais que descrevem o funcionamento do circuito RTD-PD-LD.
- No **capítulo 4** descrevem-se as simulações realizadas em *Matlab* ou *Matlab* juntamente com uma interface em *C++* dos circuitos RTD-PD-LD, e são apresentados e discutidos resultados mais relevantes das simulações.
- O **capítulo 5** corresponde às conclusões e à apresentação de propostas para trabalho futuro.

## 2. Circuitos optoelectrónicos baseados em díodos de efeito de túnel ressonante

Este capítulo tem como objetivo os circuitos optoelectrónicos objeto de estudo nesta tese. A descrição inicia-se com a apresentação da estrutura, do princípio de funcionamento e das propriedades mais relevantes do díodo de efeito de túnel ressonante (*Resonant Tunneling Diode*, RTD), seguindo-se uma breve análise das características do laser de díodo, com a apresentação da equação das taxas, concluindo-se com a apresentação dos circuitos optoelectrónicos baseados em RTDs, objeto de investigação nos capítulos subsequentes.

### 2.1 Díodo de efeito de túnel ressonante

Em termos estruturais o RTD corresponde a uma configuração de poço quântico de dupla barreira de potencial como se pode observar na Figura 2.1.

Na sua configuração básica e em primeira análise, um RTD é um dispositivo unipolar baseado no sistema *InP/InGaAlAs*, composto por um substrato semiconductor de fosfato de índio (*InP*) altamente dopado com impurezas dadoras  $n^+$ , seguindo-se camadas nanométricas semiconductoras correspondentes ao coletor/emissor de *InGaAs* altamente dopadas, uma barreira de arsenieto de alumínio (*AlAs*), o poço de *InGaAs*, e novamente uma barreira de *AlAs* não dopadas, terminando novamente com uma camada de *InGaAs* altamente dopada – o emissor/coletor (Figura 2.1).

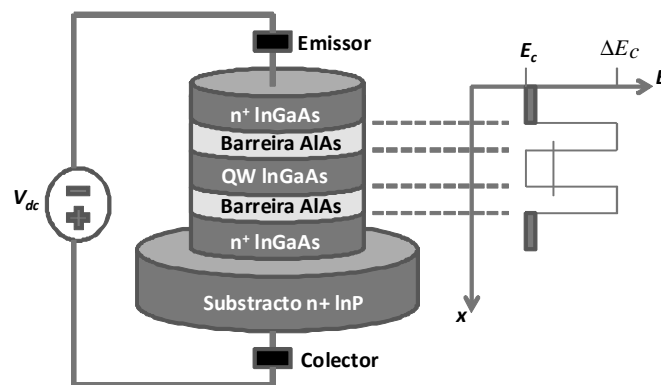


Figura 2.1 - Aplicação de uma tensão DC aos terminais do RTD [12].

Em geral o emissor, o poço quântico e o coletor são compostos do mesmo material semiconductor, enquanto as barreiras de potencial são compostas por um material semiconductor com um hiato superior para que se forme a estrutura de poço quântico de dupla barreira de potencial, como se pode ver na Figura 2.2.

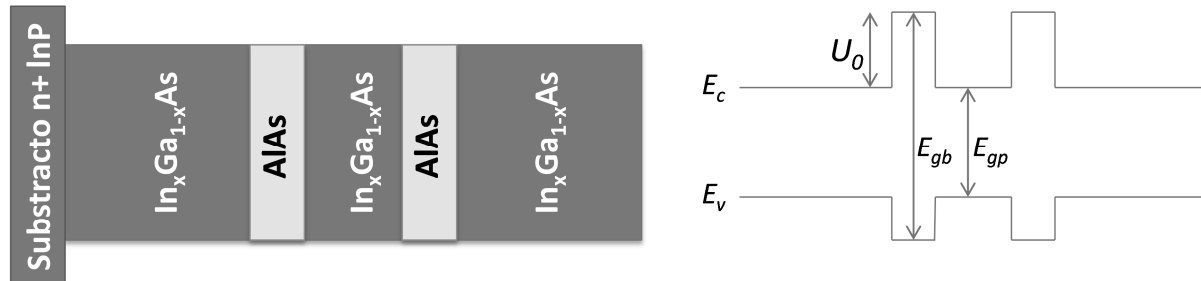


Figura 2.2 - Camadas físicas de um RTD implementado no sistema semiconductor *InP/InGaAlAs*.

Na Figura 2.2,  $E_{gb}$  e  $E_{gp}$  representam respetivamente, os hiatos energéticos das camadas correspondentes às das barreiras e ao poço quântico.  $U_0$  representa a altura da barreira quântica (energia potencial). Segue-se uma descrição breve do funcionamento, dos constituintes físicos e das principais funcionalidades do díodo de túnel ressonante e das suas características [12].

### 2.1.1 Barreiras de potencial e efeito de túnel

A física clássica prevê que uma partícula com uma energia  $E$  só ultrapassa uma barreira de potencial, se tiver uma energia superior ao potencial desta, que no caso da Figura 2.3  $U_0$ , caso contrário é sempre refletida. Em contrapartida, a física quântica prevê que há uma probabilidade finita dessa partícula ultrapassar a barreira de potencial mesmo possuindo uma energia inferior à altura da barreira. Este fenómeno é designado por efeito de túnel. Quando duas barreiras são colocadas consecutivamente estando separadas por apenas alguns nanómetros, observa-se o efeito de túnel ressonante [12].

No caso de sistemas semicondutores, uma barreira de potencial é facilmente obtida ensanduichando por exemplo uma camada de *AlAs* entre duas camadas de *InGaAs*. Devido ao fato do material que forma a barreira ter um hiato energético superior às camadas de *InGaAs*, forma-se uma barreira de potencial para os eletrões na banda de condução e uma barreira para

as lacunas na banda de valência. No caso dos elétrons, a altura da barreira é dada pelo desnível entre as bandas de condução dos dois materiais, ou seja,  $U_0 = \Delta E_c$ .

Contudo para que o efeito de túnel seja significativo é necessário que a espessura da barreira de potencial, seja nanométrica.

A mecânica quântica prevê que a função de onda de um elétron, solução da equação de *Schrödinger* (ver anexo 6.1), tem uma probabilidade finita de atravessar a barreira de potencial. Ao contrário do que prevê a física clássica, se o elétron tiver uma energia ligeiramente superior à barreira, a função de onda deste poderá não ser totalmente transmitida. Neste caso pode-se observar na Figura 2.3 (b) em que há a função de onda  $\psi(z)$  de um elétron que se propaga na banda de condução na zona **I** com uma amplitude  $A_1$ , “embate” na barreira de potencial, sendo parte da onda transmitida para a zona **III** com amplitude  $A_3$  e a restante refletida com amplitude  $B_1$ . Dentro da barreira de potencial, zona **II**, há uma função de onda com as duas componentes, propagante e contra propagante com amplitudes diferentes. A razão pela qual há uma componente de propagação e outra de contra propagação é devido ao facto da função de onda do elétron estar sujeita a meios físicos diferentes, de forma idêntica ao que se observa por exemplo quando se faz incidir um laser vermelho numa lâmina de vidro quando passa do meio “ar” para o meio “vidro” observando-se as duas componentes.

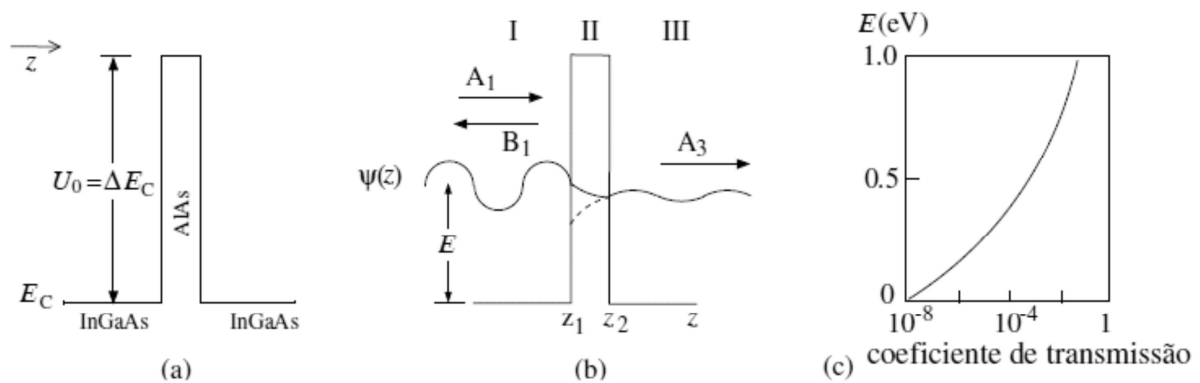


Figura 2.3 – Barreira de potencial. (a) Material semiconductor que compõe a barreira quântica. (b) Função de onda que atravessa a barreira. (c) Coeficiente de transmissão em função da energia dos elétrons [12].

Na Figura 2.3 (c), pode-se ver o coeficiente de transmissão da função de onda dos elétrons. Pode-se extrapolar que quanto maior for a energia dos elétrons incidentes, maior a probabilidade de atravessarem a barreira. Neste caso, para os elétrons com energias na ordem



de 1 eV a probabilidade de atravessar a barreira quântica é elevada mas inferior a 1, ou seja, nem todos os eletrões com estas ordens de energia que incidem na barreira de potencial conseguem atravessar.

Assumindo que a massa efetiva  $m$  dos eletrões se mantém constante ao longo das três zonas, o coeficiente de transmissão  $T$ , em função da energia  $E$  é dado aproximadamente por [13]:

$$T(E) \approx \frac{16}{U_0} \exp \left[ -2L_b \sqrt{2m \frac{(U_0 - E)}{\hbar^2}} \right], \quad E < U_0 \quad (2.1)$$

Onde  $L_b$  representa a largura da barreira de potencial,  $U_0$  representa a altura da barreira de potencial,  $E$  indica a energia do eletrão,  $\hbar$  é a constante de *Planck* reduzida  $\hbar = h/2\pi = 6.5822 \cdot 10^{-16}$  eVs e  $m$  a massa do eletrão. A equação (2.1) só é válida para energias inferiores à altura da barreira de potencial. Pode-se verificar na Figura 2.3, que quanto maior for a energia do eletrão maior é a probabilidade de transmissão.

### 2.1.2 Poço Quântico

Um poço quântico é uma estrutura que corresponde ao contrário de uma barreira de potencial, em que há um material semiconductor com um dado hiato ensanduichado entre duas camadas com hiato energético superior (Figura 2.4).

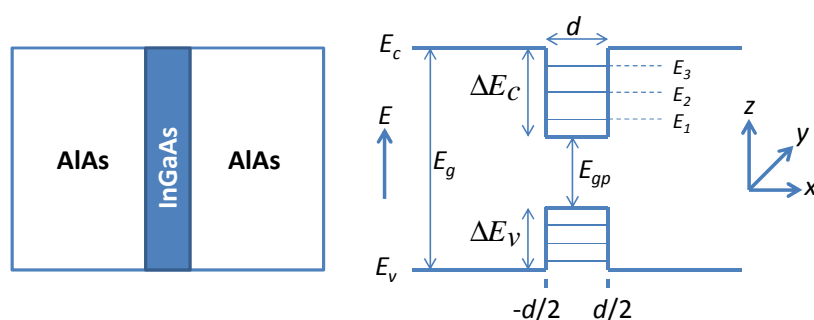


Figura 2.4 - Estrutura semicondutora de um poço quântico.

Nesta figura  $\Delta E_c$  e  $\Delta E_v$  representam respetivamente, a diferença entre as bandas de condução e a diferença entre as bandas de valência do AlAs e do InGaAs. Estas diferenças de

energia dependem essencialmente do material semiconductor. Como se pode observar pela imagem, nestes materiais o  $\Delta E_c$  é maior que  $\Delta E_v$ .

Do ponto de vista do comportamento dos elétrões, estes tendem sempre a acumular-se nos níveis de energia mais baixos ou nas zonas de menor hiato. Isto quer dizer que eles se vão acumular no poço quântico, ficando confinados no mesmo. A particularidade que os poços quânticos possuem é que os níveis de energia que os elétrões podem ocupar ficam quantificados e bem definidos, em vez de ocuparem uma banda de energia, como num semiconductor normal. Estes níveis de energia estão esquematicamente representados na Figura 2.4 por  $E_1, E_2, E_3$ .

Os níveis de energia que os elétrões podem ocupar no poço quântico, podem ser calculados usando o modelo do poço quântico ideal, com profundidade infinita, ou seja, há uma região de espessura  $d$  que está ladeada por duas barreiras de potencial infinito (Figura 2.5). Para este caso, os níveis de energia que os elétrões podem ocupar no poço quântico, podem ser calculados analiticamente (ver anexo 6.1).

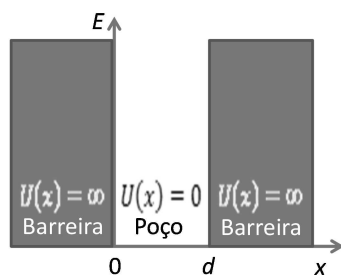


Figura 2.5 – Poço quântico ideal com barreiras de potencial infinito.

No poço quântico ideal, o potencial a que os elétrões estão sujeitos é nulo, ou seja, dentro do poço quântico os elétrões possuem energia cinética. Os estados de energia dentro do poço quântico, que os elétrões podem ocupar são dados pela equação (2.2):

$$\Rightarrow E_n = \left[ \frac{\hbar^2 \pi^2}{2md^2} \right] n^2 \quad (2.2)$$

$E_n$ , representa a energia respetiva dentro do poço quântico e  $m$  representa a massa efetiva do elétron dentro do poço quântico. A solução para os níveis de energia permitidos num poço quântico finito pode ser calculada numericamente [14]. Pela Figura 2.6 comprova-

se que quanto maior for o nível de energia, menor será o comprimento de onda da função de onda do elétron.

Importa então, resumir as principais diferenças entre poço quântico infinito e poço quântico finito:

- Num poço quântico infinito, os estados permitidos de energia também são infinitos embora estejam perfeitamente quantizados.
- Num poço quântico finito, os estados de energia permitidos são finitos.
- Num poço quântico finito, a função de onda tem um valor não nulo dentro das barreiras, mas que decai sempre para zero, ou seja, a função de onda que se encontra dentro do poço quântico, espraia-se para dentro das barreiras, o que faz com que na realidade os valores de energia permitidos num poço finito, sejam um pouco inferiores aos níveis de um poço infinito [14].

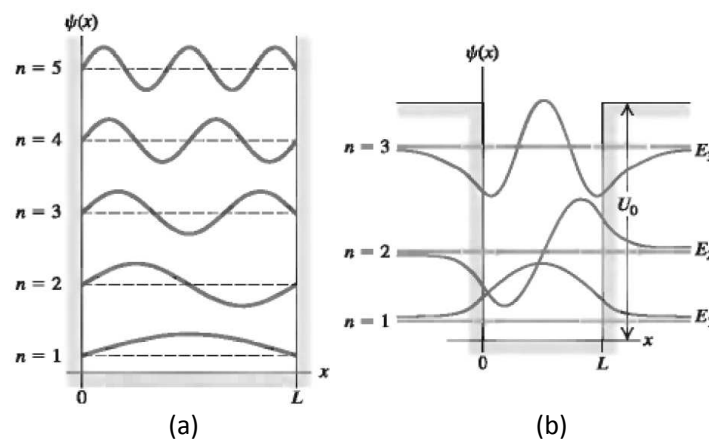


Figura 2.6 - Energias e funções de onda de um poço quântico. (a) ideal de profundidade infinita. (b) de profundidade finita [14].

### 2.1.3 Poço quântico de dupla barreira de potencial

Um poço quântico de dupla barreira de potencial tem uma configuração semelhante ao poço quântico ideal com a diferença que, em vez de barreiras de potencial com altura infinita, o poço está ladeado por duas barreiras de potencial de espessura muito reduzida. Uma estrutura que tenha um poço quântico de dupla barreira é composta por dois materiais semicondutores com um dado hiato energético, que depois são “ensanduichados” num

material também semiconductor com um hiato energético inferior. Os dois materiais com o hiato energético superior vão formar barreiras de potencial em que a camada com espessura na ordem de alguns nanómetros corresponde ao poço quântico. Os níveis de energia dentro do poço são agora designados níveis de energia ressonantes.

Uma das diferenças entre um poço quântico e um poço quântico de dupla barreira de potencial é que enquanto no poço quântico normal os eletrões ficam confinados no mesmo devido as barreiras de potencial, num poço quântico de dupla barreira de potencial os eletrões que estão neste poço quântico, têm uma probabilidade finita de poderem atravessar a barreira de potencial através dos níveis de energia ressonantes.

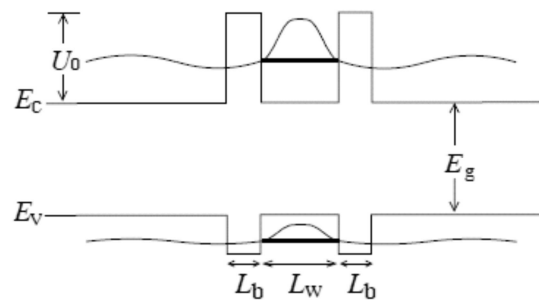


Figura 2.7 - Poço quântico de dupla barreira de potencial [12].

É neste tipo de estruturas semiconductoras, que se pode então observar o transporte por efeito de túnel ressonante.

A vantagem dos poços quânticos de dupla barreira em relação as barreiras quânticas, é que para os níveis de ressonância, o coeficiente de transmissão ser elevado, isto é, igual a 1.

A Figura 2.8 (c) mostra esquematicamente a comparação entre o coeficiente de transmissão numa barreira quântica e num poço quântico de dupla barreira, podendo-se concluir que neste caso, para valores de energia mais baixos consegue-se atingir  $T(E) \approx 1$  para os níveis de energia ressonantes, enquanto que para uma barreira nos mesmos níveis de energia,  $T(E) \ll 1$ .

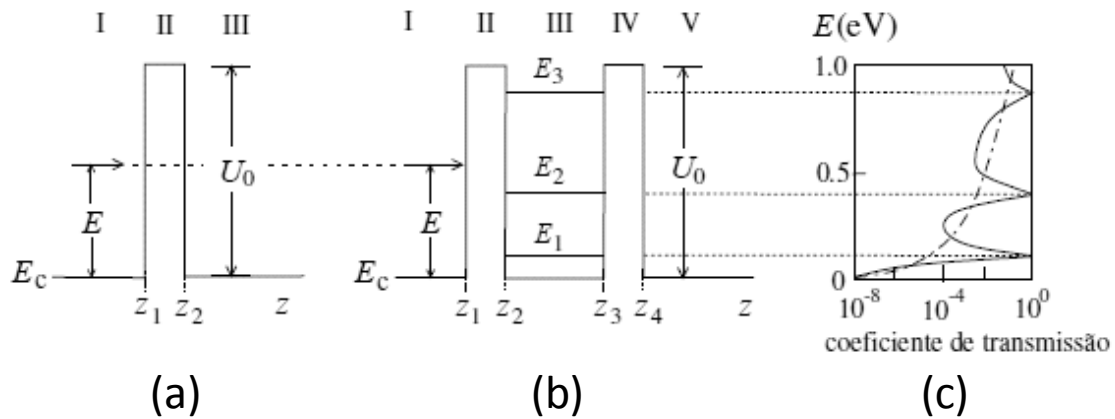


Figura 2.8 - (a) Barreira de potencial. (b) Poço quântico de dupla barreira de potencial e respetivas energias ressonantes. (c) Comparação do coeficiente de transmissão para QB e DBQW [12].

A dupla barreira de potencial funciona como um filtro passa banda para os eletrões que possuem uma energia ressonante. Se for aplicada uma tensão aos terminais desta estrutura pode-se controlar o fluxo dos eletrões que a atravessam, verificando-se que este apresenta máximos ou picos de transmissão a que vão corresponder a picos de corrente na característica  $I$ - $V$  da estrutura [12].

### 2.1.4 Característica corrente-tensão do RTD.

A aplicação de uma tensão DC crescente aos terminais do RTD dá origem à curva  $I$ - $V$  característica do dispositivo, com uma ou mais regiões de resistência diferencial negativa. A Figura 2.9 representa um RTD em forma de pilar com a descrição simplificada das suas camadas sob a ação de uma tensão aplicada.

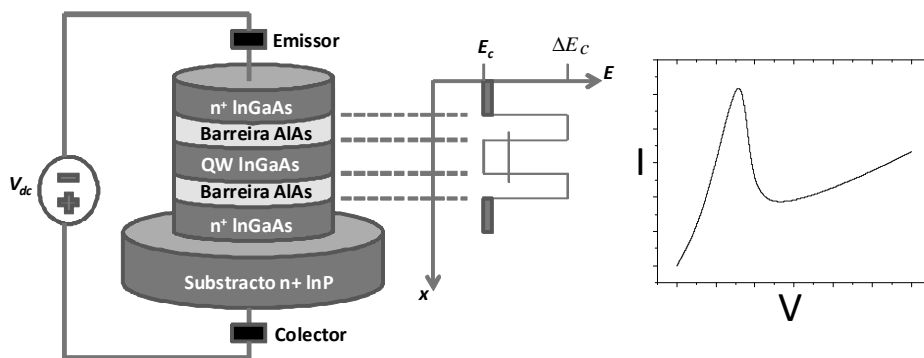


Figura 2.9 - Aplicação de uma tensão DC aos terminais do RTD [12].

Se for aplicada uma tensão aos terminais do dispositivo, os elétrons deslocam-se no sentido emissor-coletor e o respectivo comportamento do sistema pode ser observado na Figura 2.10.

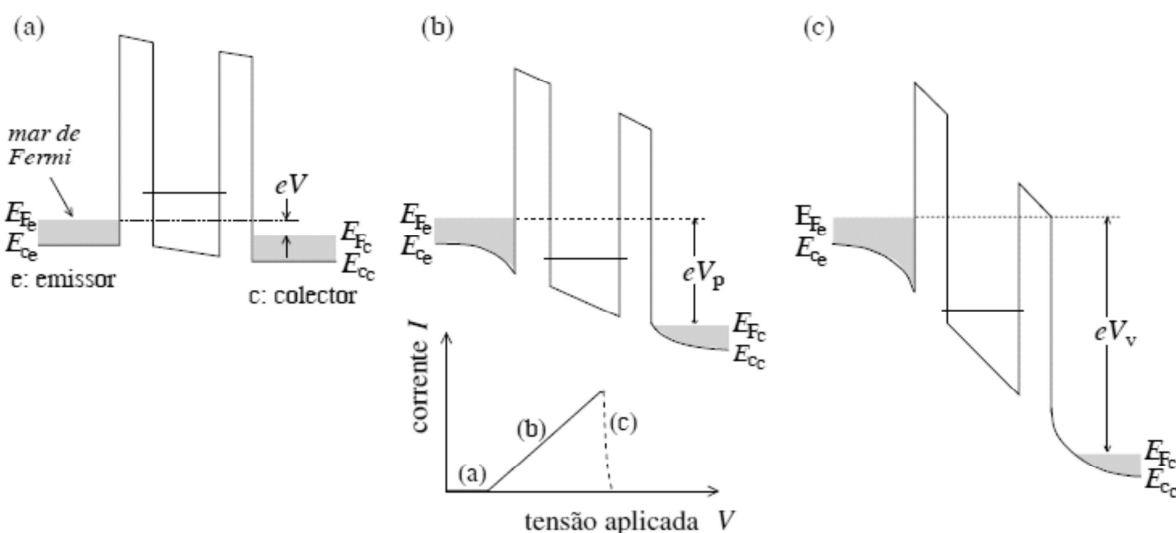


Figura 2.10 - Diagrama das bandas energéticas do RTD quando é aplicada uma tensão DC. (a) pequena tensão  $V$ . (b) tensão  $V_p$  aplicada que produz corrente de pico. (c) tensão  $V_v$  aplicada que produz uma corrente de vale [12].

A Figura 2.10 mostra o efeito no perfil da banda de condução quando se aplica tensões DC. Para tensões inferiores a  $\approx 2\left(\frac{E_r}{e}\right)$  (Figura 2.10 (a)), observa-se uma corrente muito pequena a fluir pelo RTD visto que  $E_{Fe}$  ainda não atingiu o primeiro nível de ressonância  $E_r$ . Quanto maior for a tensão aplicada mais o nível de Fermi  $E_{Fe}$  dos elétrons no lado do emissor, irá subir e/ou o nível de ressonância irá descer. A Figura 2.10 (b) corresponde à situação em que há o máximo de corrente ou corrente de pico  $I_p$  a atravessar o RTD. Outra particularidade que se pode observar em (b), é que devido à aplicação de uma tensão aos terminais do dispositivo, forma-se no emissor uma região de acumulação de carga e, por consequência, um pseudo poço quântico de forma triangular (que também poderá ter os seus próprios níveis ressonantes) e no coletor é criada uma região de depleção. Pode-se dizer que, o intervalo em que se aplica uma tensão  $V$  até  $V_p$  é uma primeira zona de resistência diferencial positiva ((a) e (b)). Entre (b) e (c) há uma zona de resistência diferencial negativa característica do RTD: com o aumento da tensão, há cada vez menos corrente a fluir pelo RTD devido ao fato, de o primeiro nível ressonante se deslocar para a banda proibida de energia. O mínimo de corrente que se observa com o aumento da tensão neste caso é designado de corrente de vale  $I_v$ , caracterizado em (c).

Continuando a aumentar a tensão de entrada surge de novo uma zona de resistência diferencial positiva devido ao fato que os elétrons começam a passar por cima das barreiras quânticas ou até mesmo através de níveis de ressonância superiores. As barreiras de potencial tornam-se cada vez mais transparentes aos elétrons [12]. A característica  $I$ - $V$  típica do RTD está representada na Figura 2.11.

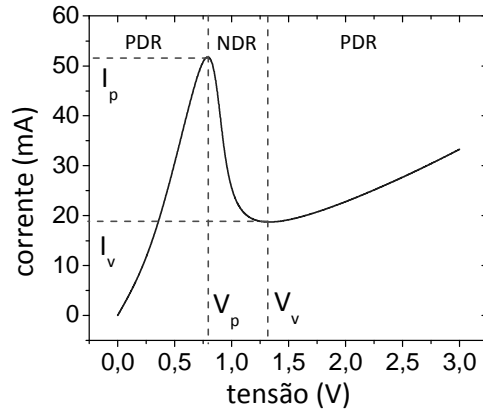


Figura 2.11 - Característica  $I$ - $V$  do RTD.

A região de resistência diferencial negativa corresponde à região entre  $V_p$  e  $V_v$ . O valor de tensão correspondente ao pico de corrente  $V_p$ , chama-se tensão de pico, valor a partir do qual o efeito da resistência diferencial negativa se começa a notar; o valor da tensão  $V_v$  corresponde à tensão de vale, em que a característica de resistência diferencial negativa deixa de se fazer sentir e a corrente começa a aumentar normalmente.

Os parâmetros mais importantes na característica  $I$ - $V$  do RTD são dados:

$$\text{NDC} \equiv \frac{1}{\text{NDR}} \equiv \frac{1}{R_d} = \left| \frac{I_v - I_p}{V_v - V_p} \right| \quad (2.3)$$

$$\text{PVCR} \equiv \frac{I_p}{I_v} \quad (2.4)$$

$$\text{PVVR} \equiv \frac{V_p}{V_v} \quad (2.5)$$

Onde  $R_d$ , é a magnitude da “média” do valor da resistência diferencial negativa correspondente ao que define o declive da região de resistência diferencial negativa. PVCR é a razão entre a corrente de pico e corrente de vale e PVVR é a razão entre a tensão de pico e a tensão de vale.

Como será discutido mais adiante, se o dispositivo for polarizado na região de resistência diferencial negativa, este produz um sinal AC cuja frequência é determinada pela sua capacidade intrínseca e pela indutância equivalente do circuito de alimentação. Em geral, o circuito de alimentação do RTD incorpora um condensador em paralelo com uma resistência por forma a evitar que produza oscilações parasíticas de baixa frequência.

A característica estrutural do RTD que mais influência a curva  $I-V$  é a largura da primeira barreira de potencial (barreira do lado do emissor). De acordo com a aproximação de Wentel-Kramers-Brillouin (WKB) [15], a diferença entre os níveis de ressonância é dado por:

$$\Delta E_n \approx E_n \exp \left[ -2L_b \sqrt{\frac{2m_b(U_0 - E_n)}{\hbar^2}} \right] \quad (2.6)$$

Em que  $m_b$ , é a massa efetiva da barreira,  $L_b$  a largura da barreira e  $U_0$  a altura da barreira. Considerando a equação (2.6), a densidade de corrente de pico  $J_p$ , varia exponencialmente com a largura da barreira [16] e [17]. Modelando esta dependência exponencial, fica-se com a fórmula seguinte:

$$J_p \propto \exp \left( -\frac{L_b}{\lambda_{cb}} \right) \quad (2.7)$$

Em que  $L_b$  está em monocamadas ou “*monolayers*” (ML).  $\lambda_{cb}$  é um comprimento característico em monocamadas ( $\lambda_{cb}=1,3$  ML), que indica que se estreitar a largura da barreira de potencial por uma monocamada ( $\sim 0,283$  nm) obtém-se aproximadamente, um aumento na densidade de corrente de pico por um fator de dois e vice-versa.

A Figura 2.12 mostra de forma esquemática o efeito da variação da largura da barreira de potencial do emissor [12] e [18].

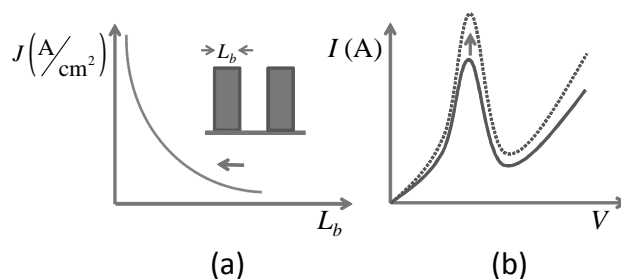


Figura 2.12 - Efeito da variação da largura das barreiras quânticas do RTD. (a) Densidade de corrente em função da largura das barreiras quânticas. (b) Efeito da diminuição da largura da barreira emissora.



## 2.1.5 Funcionamento do RTD como fotodetector (RTD-PD)

A estrutura típica da zona ativa de um RTD baseado no sistema semiconductor *InP/InGaAlAs* é composta por camadas de *InGaAlAs* fracamente dopadas. Estas camadas podem atuar como regiões fotocondutoras em resultado da absorção da radiação com energia superior ao hiato da liga *InGaAlAs*. De fato, algumas das características *I-V* usadas neste trabalho correspondem a curvas *I-V* de guias de onda óticos semicondutores que incorporam no núcleo uma estrutura de poço quântico dupla barreira de potencial *InGaAs/AlAs/InGaAs/AlAs/InGaAs*. O núcleo do guia de onda é formado por duas camadas de *InGaAlAs* com 500 nm de espessura e com níveis de dopagem da ordem de  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Quando luz, de energia superior ao hiato do material do núcleo, incide nestas regiões é gradualmente absorvida à medida que se propaga. O RTD pode portanto funcionar como um fotodetector. A Figura 2.13 descreve de forma esquemática o funcionamento do RTD como fotodetector, que de ora em diante será designado por RTD-PD sempre que a função de foto-deteção seja considerada.

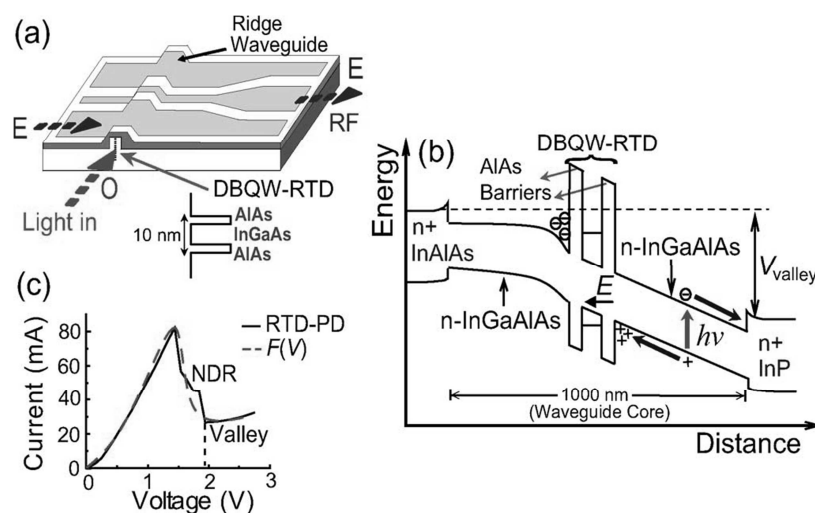


Figura 2.13 - Diagrama de um RTD-PD do tipo guia de onda. (a) Esquema de um RTD guia de onda ótico [19].

A Figura 2.13 (b) representa, de forma esquemática, o diagrama de bandas de energia, para um dado nível de polarização, mostrando a formação de uma zona de acumulação de carga na região do emissor e uma zona de depleção na região do coletor. Nesta região estabelece-se um campo elétrico suficientemente forte capaz de separar e promover a remoção dos pares elétron-lacuna, resultantes do processo de absorção, da região do núcleo do guia. Este processo origina um acréscimo de corrente proporcional à intensidade de

radiação absorvida. O aumento da condutividade do material devido à absorção de radiação induz não só uma diminuição das tensões de pico e de vale como também um ligeiro aumento da corrente [19] e [20].

## 2.2 Laser de díodo

Os circuitos objeto de estudo nesta tese correspondem à integração de um RTD-PD com díodos laser. No que segue, faz-se uma breve discussão das características mais relevantes dos lasers de díodo.

### 2.2.1 Estrutura e modo de funcionamento de um laser de díodo

Um laser de díodo, tal como muitos componentes semicondutores, é um dispositivo cujo princípio de funcionamento é baseado numa estrutura do tipo junção  $p-n$  empregando semicondutores de hiato direto. A produção de radiação é resultado da recombinação dos elétrons e lacunas, na zona de depleção da junção  $p-n$ .

A Figura 2.14 (a) ilustra o diagrama de bandas quando não há tensão aplicada. O equilíbrio termodinâmico exige que o nível de Fermi seja uniforme ao longo da junção ( $E_{fn}=E_{fp}$ ). Sem qualquer tensão aplicada e devido a dopagem da junção, há uma deformidade de potencial que corresponde a uma barreira de potencial  $eV_0$ , que impede que tanto os elétrons do lado  $n^+$  e as lacunas da região  $p^+$  se desloquem para a região contrária.

A emissão de radiação laser, exige que haja inversão de população, isto é, o número de elétrons na banda de condução deve ser superior ao número de lacunas na banda de valência. Esta condição é facilmente satisfeita usando junções  $p-n$  degeneradas, isto é, junções com níveis de dopagem que faz com que o nível de *Fermi* no lado  $n$  ( $E_{fn}$ ), fique acima do mínimo da banda de condução e o nível de *Fermi* do lado  $p$  ( $E_{fp}$ ), fique abaixo do máximo da banda de valência.

Se a junção  $p^+-n^+$  for diretamente polarizada (Figura 2.14 (b)), com uma tensão  $V$  suficiente para anular a barreira de potencial, ou seja,  $V \geq V_0$ , o nível de Fermi do lado  $n^+$  vai

“subir” de tal forma que a barreira de potencial deixa de existir, permitindo assim aos eletrões deslocarem-se agora para o lado  $p^+$  e as lacunas para o lado  $n^+$ . Nesta condição facilmente se verifica a desejada inversão de população na região de depleção, podendo os eletrões transitarem da banda de condução para a banda de valência, emitindo fótons com energia aproximadamente igual à do hiato da região de depleção.

A emissão laser exige uma estrutura do tipo cavidade ressonante em que a radiação emitida é coerente e os fótons apresentam a mesma polarização e a mesma direção de propagação.

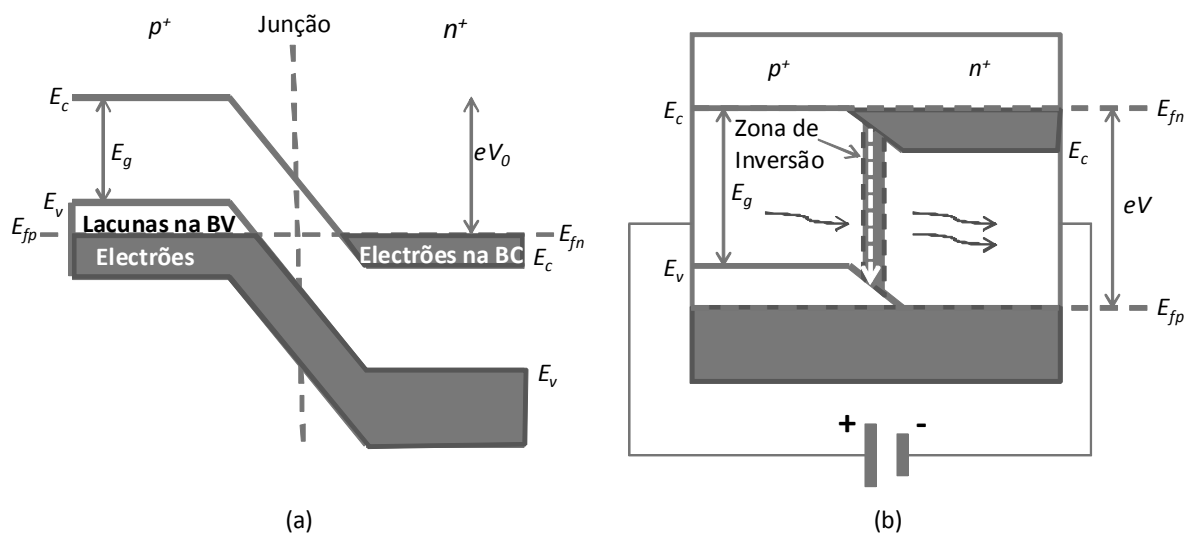


Figura 2.14 - Junção PN do laser de díodo. (a) Diagrama de bandas sem polarização. (b) Diagrama de bandas com polarizada com uma tensão  $V$  [21].

Dando um exemplo de um dispositivo que tem um funcionamento similar ao laser, é o LED (light-emitting diode) ou díodo emissor de luz, em que a diferença entre os dois dispositivos está no modo como os fótons de luz são gerados: no laser verifica-se uma emissão estimulada enquanto que no LED observa-se emissão espontânea. A Figura 2.15 mostra as diferenças das potências óticas para o laser e para o LED, em que a transmissão no laser é mais pura ou monocromática. Mostra-se também que nos lasers, quanto maior for a corrente de polarização melhor será a supressão dos modos laterais induzidos pela cavidade ressonante.

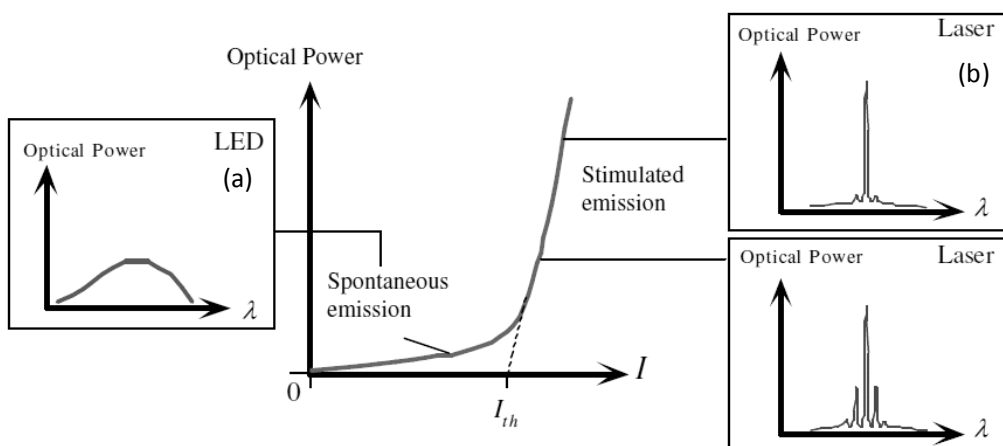


Figura 2.15 - Diferença ótica entre um LED e um LD. (a) Potência ótica característica de um LED. (b) Potência ótica de um laser de díodo em pontos diferentes de polarização [21].

O laser representado na Figura 2.14, é um laser de homojunção, em que a junção é constituída pelo mesmo material semiconductor. Os lasers de díodo atuais são de heterojunção (Figura 2.16), em que o material semiconductor do meio ativo é constituído por um hiato energético menor, o que providencia um índice de refração maior. Isto faz com que a radiação laser fique confinada na região ativa [22].

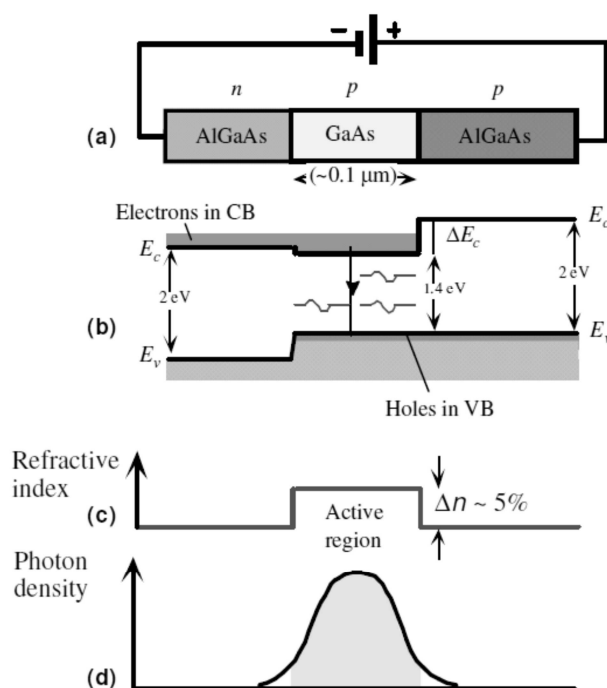


Figura 2.16 - Laser de díodo de heterojunção. (a) Materiais semicondutores. (b) Diagrama de bandas e emissão estimulada. (c) Perfil do índice de refração. (d) Densidade de fótons [21].

Essencialmente os lasers de díodo podem funcionar em dois tipos de regime: num regime linear em que estão sempre ligados, ou seja, sempre a emitir luz, ou então num regime pulsado (*on/off*) em que deixam de emitir luz por um breve período de tempo e de seguida emitem novamente.

Mais adiante nesta tese, será demonstrado que no modelo usado para simular um RTD que modula um laser de díodo, os circuitos que alimentam estes dois dispositivos, são totalmente independentes. Esta situação poderá ser vantajosa no sentido que há um melhor controlo sobre o modo de funcionamento dos dois dispositivos, mas também poderá ser uma desvantagem em termos dos circuitos elétricos mais complexos.

Tendo em conta esta situação, foi estudado um circuito elétrico que poderia ser usado para alimentar um laser de díodo que pode ser consultado no anexo do capítulo **6.2**.

### 2.2.2 Equações das taxas de um laser de díodo monomodo

As equações das taxas de um laser de díodo acopladas, permitem modelar as características dinâmicas do laser, descrevendo os desempenhos elétrico e ótico de um laser, isto é, a densidade de fotões na cavidade laser e os portadores de carga injetados no meio laser, em função dos parâmetros do dispositivo e das propriedades dos materiais.

Para um laser de díodo monomodo, as equações das taxas das densidades de portadoras e de fotões tomam a forma:

$$\dot{N} = \frac{I}{qV_{act}} - \frac{N}{\tau_n} - g_0(N - N_0)(1 - \epsilon_N S)S \quad (2.8)$$

$$\dot{S} = \Gamma g_0(N - N_0)(1 - \epsilon_N S)S - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_n} \quad (2.9)$$

Onde  $S$  representa a densidade de fotões e  $N$  a densidade de portadoras. A descrição dos restantes parâmetros é a seguinte:

- $I$  – Corrente de modulação do RTD que está a entrar na região ativa.
- $q$  – Carga elementar do eletrão.
- $V_{act}$  – É o volume da região ativa.

- $\tau_n$  – Tempo de vida de um elétron espontâneo.
- $\tau_p$  – Tempo de vida de um fóton espontâneo.
- $\beta$  – Fator de emissão espontânea. É a fração dos fótons espontâneos (emissão espontânea) modulados pelo RTD que é acoplado no laser de díodo.
- $g_0$  – Coeficiente do ganho na ausência de qualquer emissão estimulada.
- $N_0$  – Densidade mínima de elétrons para que haja ganho positivo.
- $\epsilon_N$  - Valor para o fator de compressão do ganho não linear.
- $\Gamma$  – Confinamento ótico.

O termo  $\Gamma\beta\frac{N}{\tau_n}$  representa a contribuição da emissão espontânea na densidade de fótons

que normalmente é uma fração muito pequena em relação à potência total do laser emitido. Então a aproximação  $\beta = 0$  e  $\epsilon_N = 0$  pode ser feita:

$$\dot{N} = \frac{I}{qV_{act}} - \frac{N}{\tau_n} - g_0(N - N_0)S \quad (2.10)$$

$$\dot{S} = \Gamma g_0(N - N_0)S - \frac{S}{\tau_p} \quad (2.11)$$

Normalmente estas equações são resolvidas por integração numérica para se obterem as soluções no domínio dos tempos.

### 2.2.3 Resposta em frequência do laser de díodo

Um dos parâmetros que serve para caracterizar os lasers de díodo em termos de resposta em frequência é a sua frequência de ressonância. O que se pode observar para o laser de díodo, é que para certas frequências do sinal modulador, observa-se um ganho no sinal ótico, ou seja, de certo modo este está a atuar como um amplificador. A frequência em que o ganho do sinal modulado é máximo ou a potência à saída do laser de díodo é máxima é chamada de frequência de ressonância.

Esta característica, resulta da interação entre os fótons e as portadoras de carga injetadas no laser. Pode-se fazer uma analogia em que se compara a densidade de portadoras com a

densidade de fótons. Se se considerar uma densidade de portadoras constante e se a frequência do sinal modulador aumentar, há cada vez mais um aproveitamento das mesmas, ou seja, há um aumento na densidade de fótons, até se atingir um limite para uma frequência em que se verifica um equilíbrio (frequência de ressonância). Se a frequência do sinal for superior a esta, não há portadoras suficientes para produzir um sinal ótico com a mesma intensidade, portanto o valor da função transferência começa a decair. Como veremos verificou-se que a resposta deste dispositivo funciona como se fosse um filtro passa-baixo.

Para se poder calcular a frequência de ressonância, as grandezas de  $I$ , de  $N$  e  $S$  presentes nas equações das taxas são separadas nas suas componentes DC e AC, isto é,  $x = x_0 + x_1 e^{i\omega t}$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} I = I_{dc} + i_1 e^{i\omega t} \\ N = N_{dc} + n_1 e^{i\omega t} \\ S = S_{dc} + s_1 e^{i\omega t} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (2.12) \\ (2.13) \\ (2.14) \end{array}$$

Para se calcular as componentes DC, considera-se o sistema em equilíbrio (“*steady-state*”). Para isso iguala-se as equações (2.10) e (2.11) a zero:

$$0 = \frac{I_{dc}}{qV_{act}} - \frac{N_{dc}}{\tau_n} - g_0 (N_{dc} - N_0) S_{dc} \quad (2.15)$$

$$0 = \Gamma g_0 (N_{dc} - N_0) S_{dc} - \frac{S_{dc}}{\tau_p} \quad (2.16)$$

Trabalhando a equação (2.16):

$$\Rightarrow \frac{1}{\tau_p} = \Gamma g_0 (N_{dc} - N_0) \Rightarrow g_0 (N_{dc} - N_0) = \frac{1}{\tau_p \Gamma} \quad (2.17)$$

$$\Rightarrow (N_{dc} - N_0) = \frac{1}{\tau_p \Gamma g_0}$$

$$\Rightarrow N_{dc} = N_0 + \frac{1}{\tau_p \Gamma g_0} \quad (2.18)$$

Trabalhando agora a equação (2.15) e usando a equação (2.18) para substituir  $N_{dc}$ , obtêm-se as equações seguintes:

$$0 = \frac{I_{dc}}{qV_{act}} - \frac{N_{dc}}{\tau_n} - g_0 (N_{dc} - N_0) S_{dc}$$

$$\Rightarrow g_0 (N_{dc} - N_0) S_{dc} = \frac{I_{dc}}{qV_{act}} - \frac{N_{dc}}{\tau_n} \quad (2.19)$$

$$\Rightarrow g_0 \left( N_0 + \frac{1}{\tau_p \Gamma g_0} - N_0 \right) S_{dc} = \frac{I_{dc}}{qV_{act}} - \frac{N_0 + \frac{1}{\tau_p \Gamma g_0}}{\tau_n}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\tau_p \Gamma} S_{dc} = \frac{I_{dc}}{qV_{act}} - \frac{N_0}{\tau_n} - \frac{1}{\tau_n \tau_p \Gamma g_0}$$

$$\Rightarrow S_{dc} = \frac{I_{dc} \tau_p \Gamma}{qV_{act}} - \frac{N_0 \tau_p \Gamma}{\tau_n} - \frac{\tau_p \Gamma}{\tau_n \tau_p \Gamma g_0}$$

$$\Rightarrow S_{dc} = \frac{I_{dc} \tau_p \Gamma}{qV_{act}} - \Gamma \left( \frac{\tau_p}{\tau_n} \right) N_{dc} \quad (2.20)$$

Usando as equações (2.14), (2.17), (2.19) e substituindo nas equações (2.10) e (2.11) fica-se com as equações algébricas para pequenos sinais:

$$-i\omega n_1 = -\frac{i_1}{qV_{act}} + \left( \frac{1}{\tau_n} + g_0 S_{dc} \right) n_1 + \frac{1}{\tau_p \Gamma} s_1 \quad (2.21)$$

$$i\omega p_1 = g_0 S_{dc} \Gamma n_1 \quad (2.22)$$

Para se calcular a frequência de ressonância do laser de díodo, determina-se a função transferência do mesmo. Esta função de transferência é a relação entre o sinal ótico à saída do laser e a sua corrente de modulação, ou seja,  $p_1(\omega)/i_1(\omega)$ .  $p_1(\omega)$  pode ser calculado usando as equações (2.21) e (2.22) eliminando  $n_1$ :

$$p_1(\omega) = -\frac{(i_1 / qV_{act}) g_0 S_{dc} \Gamma}{\omega^2 - i\omega(1/\tau_n + g_0 S_{dc}) - g_0 S_{dc} / \tau_p} \quad (2.23)$$

O valor da frequência de ressonância angular  $\omega_R$ , corresponde ao máximo da função  $|p_1(\omega)/i_1(\omega)|$ , portanto para a maximizar, o mínimo do denominador da função  $p_1(\omega)$  tem de ser calculado. A frequência de ressonância é dada por:

$$\omega_R = \sqrt{\frac{g_0 S_{dc}}{\tau_p} - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_n} + g_0 S_{dc} \right)^2}$$

$$\Rightarrow f_R = \left( \sqrt{\frac{g_0 S_{dc}}{\tau_p} - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_n} + g_0 S_{dc} \right)^2} \right) / 2\pi \quad (2.24)$$



A Figura 2.17 apresenta resultados da simulação do módulo da função transferência realizada em *Matlab* usando as equações das taxas e assumindo modulação com um sinal sinusoidal  $I_{ac}$  para vários valores de corrente de polarização  $I_{dc}$ . O ganho em dBs foi calculado comparando a amplitude do sinal de modulação com a amplitude do sinal ótico do laser de diodo. Os parâmetros para esta simulação podem ser encontrados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Parâmetros de simulação da resposta do LD em frequência

Circuito			LD		
Símbolo	Valor	Unidade	Símbolo	Valor	Unidade
$I_{ac}$	5	mA	$q$	$1,602 \cdot 10^{-19}$	C
			$V_{act}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$m^3$
			$\tau_n$	3	nS
			$\tau_p$	2	pS
			$\beta$	$1 \cdot 10^{-4}$	
			$g_0$	$1 \cdot 10^{-6}$	$cm^3/s$
			$N_0$	$1 \cdot 10^{18}$	$cm^{-3}$
			$\epsilon_N$	$1 \cdot 10^{-17}$	$cm^3$
			$\Gamma$	0,80	

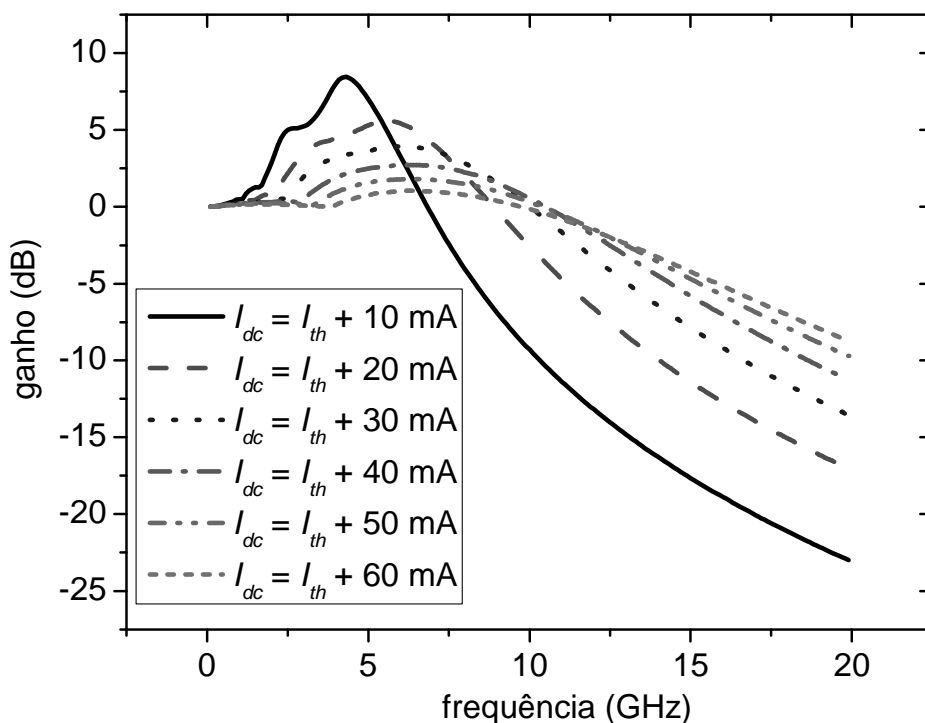


Figura 2.17 - Função transferência do laser de diodo para várias correntes DC de polarização.

Uma das conclusões que se pode retirar é que quanto maior for a corrente de polarização  $I_{dc}$ , maior irá ser a frequência de ressonância do laser. Contudo menor será a amplificação do sinal ótico para a respetiva frequência. A resposta é cada vez mais “flat” [23], [24] e [25].

#### 2.2.4 Profundidade de modulação

A profundidade de modulação é um parâmetro que dá uma forma de se medir a qualidade da modulação de um sinal ótico através de um sinal elétrico. No caso em estudo do circuito RTD-PD-LD, o sinal elétrico modulador é a corrente do RTD e o sinal ótico é potência à saída do laser.

Antes de se definir propriamente o que é a profundidade de modulação, é importante introduzir brevemente o conceito de linearidade nos lasers, devido ao facto que a performance dos mesmos depende muito dela. Supondo que a corrente de modulação do laser é proveniente do RTD, a resposta ótica do laser dependerá da amplitude das oscilações em corrente produzidas pelo RTD.

A Figura 2.18 mostra que tipos de distorções se verificam nos lasers de díodo. Se a corrente de polarização for muito superior à corrente de limiar corre-se o risco do sinal à saída sofrer de distorção ou efeitos não lineares. Se esta for inferior à corrente de limiar observa-se “clipping” (é uma forma de distorção que por outras palavras “corta” o sinal).

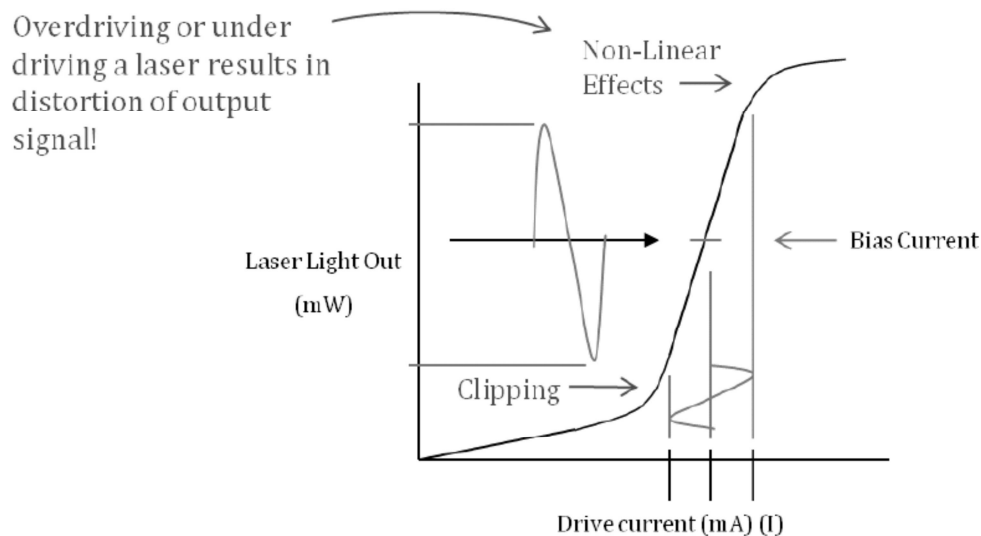


Figura 2.18 - Linearidade de um laser de díodo [26].

A profundidade de modulação é um parâmetro que nos dá uma medida em percentagem da quantidade que um sinal modulado é afetado pelo sinal modulador. Este parâmetro pode ser usado por exemplo, para verificar e definir um ponto ótimo de operação do laser (corrente de polarização).

Em termos matemáticos a profundidade de modulação de um sinal é definida como a metade do valor pico-a-pico do sinal a dividir pelo valor médio do sinal (componente DC do sinal), ou seja:

$$MD = \frac{\frac{1}{2}(S_{max} - S_{min})}{\frac{1}{2}(S_{max} + S_{min})} = \frac{\text{(Amplitude)}}{\text{(Valor médio)}} \quad (2.25)$$

Se o sinal não tiver componente DC, iria-se obter uma profundidade de modulação infinita. A situação em que se obtém uma profundidade de modulação cerca de 100% pode ser observada na Figura 2.19 em que o valor de pico-a-pico corresponde à média do sinal.

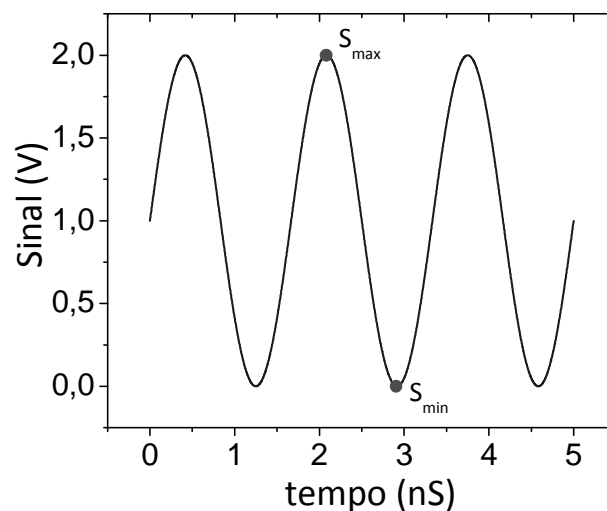


Figura 2.19 – Profundidade de modulação.

Da equação (2.25) pode-se extrapolar que, se o valor da amplitude do sinal aumentar em relação ao valor médio do mesmo, provoca um aumento na profundidade de modulação e vice-versa, ou seja, pretende-se ter uma amplitude de sinal mais elevada e uma componente DC o menor possível, para que se consiga tirar maior partido do sistema [26].

## 2.3 Circuitos RTD-PD-LD

Os circuitos optoeletrônicos objeto de estudo nesta tese correspondem à integração de RTD-PD com lasers de díodo, onde o RTD-PD atua como agente modulador do laser de díodo, controlando a sua resposta ótica.

### 2.3.1 Esquema de um circuito RTD-PD-LD típico

A Figura 2.20 representa esquematicamente um circuito RTD-LD em que é usado uma placa PCB onde é “montado” o RTD e o laser de díodo, ligados em série através de um fio de ouro. O circuito é composto por um condensador externo em que a sua função é evitar oscilações parasíticas induzidas pelo circuito de polarização DC, representado por uma indutância e uma capacidade.

Em termos de entradas, este circuito é caracterizado por ter uma entrada elétrica, onde um sinal RF juntamente com a tensão de polarização é injetado no RTD. Considerando as saídas, o circuito possui uma saída elétrica com o sinal RF modulado pelo RTD e uma saída ótica do sinal modulado pelo laser de díodo. A resistência de entrada dos dispositivos de medição dos sinais, como analisadores de espectro ou osciloscópios estão representados pela resistência do circuito.

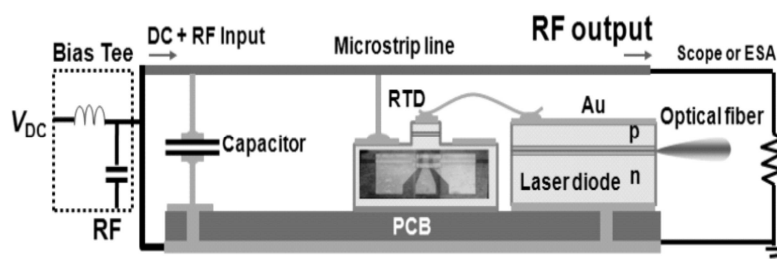


Figura 2.20 – Esquema experimental de um circuito elétrico RTD-LD.

Na Figura 2.21 verifica-se um circuito semelhante em que se observa um RTD-PD-LD. O circuito é alimentado por um circuito de polarização DC em que a sua função é induzir auto-oscilação no RTD. A capacidade usada para atenuar as oscilações parasíticas, neste caso está representado por uma resistência de 10  $\Omega$ .

O circuito funciona do mesmo modo mas neste caso, um sinal ótico proveniente de um laser sintonizável é injetado e sincronizado óticamente no RTD-PD-LD. A saída ótica é depois detetada por um fotodetector e comparada com o sinal RF num analisador de espectro.

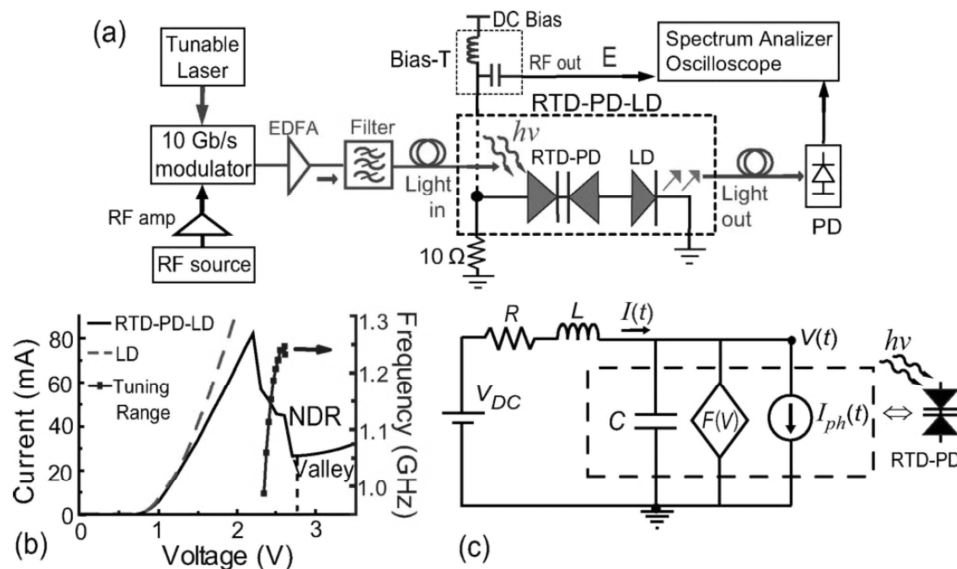


Figura 2.21 – (a) Diagrama esquemático de um circuito RTD-PD-LD experimental. (b) Característica  $I$ - $V$  do RTD-PD-LD, laser de díodo e a sintonização da frequência em função da tensão DC [19].

### 2.3.2 Potenciais aplicações dos circuitos RTD-PD-LD

Descrevem-se, em seguida, as principais aplicações potenciais dos circuitos RTD-PD-LD no domínio das telecomunicações.

Em primeiro lugar tem de ser referido que o RTD pode trazer principalmente vantagens em aplicações que tirem partido do seu potencial em termos de velocidade de operação, de foto-deteção e da sua característica de resistência diferencial negativa. O RTD tem também a vantagem de ser um dispositivo nanométrico que pode ser facilmente integrado em muitos dos dispositivos convencionais, como transístores de efeito de campo (FET's) ou transístores bipolares [13], em lasers de díodo e fotodetecores entre outros. O RTD tem também a vantagem que pode funcionar como um oscilador optoeletrónico controlado por tensão (*Voltage control optoelectronic oscillator* - VCOO). Convém também lembrar que atualmente, ainda existem poucas aplicações comerciais que incluam o RTD.

Segue-se a descrição das aplicações mais relevantes dos circuitos RTD-PD-LD objeto de estudo.

### **Conversor E-O (elétrico-ótico) e O-E (ótico-elétrico)**

Uma aplicação que é bastante útil, é usar o RTD-LD como um conversor ótico para a nova geração de sinais de rádio sobre fibra (RoF) em que se recebe um sinal elétrico RF *wireless* por exemplo, que depois é convertido para o domínio ótico, tirando partido de portadoras elétricas e óticas caóticas. O fato do RTD poder usar este tipo de portadoras caóticas, traz mais uma vantagem na área de telecomunicações visto que pode ser usado também na segurança de transmissão de dados [27].

Outra aplicação possível para o RTD será usar como conversor, mas neste caso do domínio ótico, para o domínio elétrico em que o RTD incorpora um guia de onda de luz funcionando como um fotodetector (RTD-PD). Assim um sinal ótico poderá ser detetado pelo RTD e depois de feito o “*locking*”, é convertido para o domínio elétrico [19].

Incorporando o RTD com as suas capacidades de foto deteção e com o laser de díodo (RTD-PD-LD), pode-se criar um dispositivo com quatro portas em que se observa duas entradas (uma no domínio elétrico e outra no ótico) e duas saídas (da mesma forma).

### **Recuperação de relógio de um sinal RZ digital**

Hoje em dia em comunicações digitais, com o aumento da complexidade e rapidez dos sistemas, torna-se cada vez mais fundamental a recuperação de relógio de um sinal digital aleatório. O relógio de um sinal digital é, por outras palavras, um sinal com apenas dois estados (tensões diferentes) “*hi*” e “*low*” com um *duty cycle* de 50 %, que faz sincronismo de transmissão de sinais para que não haja colisões. Por exemplo considerando um circuito que gera vários sinais digitais em que estes passam por várias fases do circuito, eles chegaram ao transmissor em tempos diferentes. Então pode ser usado um relógio que os sincroniza na

transmissão, em que o tempo de pulso do relógio é determinado pelo maior atraso dos sinais de entrada. Considerando o sistema RTD-PD-LD, é possível fazer uma recuperação de relógio com injeção elétrica ou ótica, o que poderá ser uma vantagem no futuro das telecomunicações digitais, nomeadamente RoF como já foi mencionado. O RTD é polarizado com uma tensão DC para que este opere à sua frequência de auto-oscilação. Depois um sinal de baixa potência é injetado no oscilador, elétrica ou óticamente e depois pode ser extraído também nos dois domínios, tirando partido das capacidades de sincronização do RTD. O único requisito é que a frequência do relógio esteja dentro do *locking range* da frequência de auto-oscilação RTD (costuma ser na ordem das dezenas de MHz's). O sistema inclui também uma porta que permite controlar em tensão a frequência de auto-oscilação.

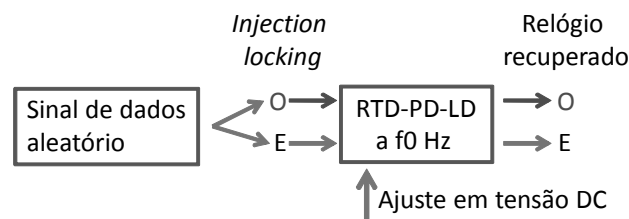


Figura 2.22 - Diagrama de blocos de um RTD-PD-LD a funcionar como um recuperador de relógio com injeção elétrica e ótica.

### Interfaces eletro-ópticas para redes de acesso pico celulares

Outra das potenciais aplicações que poderão tirar partido das características do circuito RTD-PD-LD estudando mais uma vez a possibilidade de integração em sistemas de comunicação RoF, são as interfaces eletro-ópticas para redes de acesso pico celulares que poderá ser uma solução para transmissões de sinais RF sem fios a altas taxas tirando partido das baixas perdas e grande largura de banda das fibras óticas.

Um exemplo de implementação deste sistema consiste em ter dois dispositivos RTD-PD-LD. Um conversor ótico-elétrico (*downlink*) e outro elétrico-ótico (*uplink*) em que um é responsável pela transmissão e o outro pela receção de dados. A Figura 2.23 mostra um esquema de implementação deste tipo de sistemas.

No *uplink*, o sinal *wireless* de dados está diretamente “montado” numa portadora RF perto da frequência de auto-oscilação do RTD, usada nas telecomunicações sem fios. Esse sinal é injetado eletricamente e sincronizado no dispositivo RTD-PD-LD. De seguida uma conversão elétrica-ótica é realizada usando um laser de díodo integrado no dispositivo para que o sinal possa ser transmitido através de fibra ótica.

No *downlink*, o sinal de dados ótico que já está previamente “montado” na portadora RF, é recebido através de uma fibra ótica e injetado no dispositivo RTD-PD-LD devido às suas capacidades de fotodeteção. O sinal é depois convertido para o domínio elétrico, sincronizado e amplificado pelo RTD para que seja possível a sua propagação *wireless* através de uma antena ligada ao dispositivo.

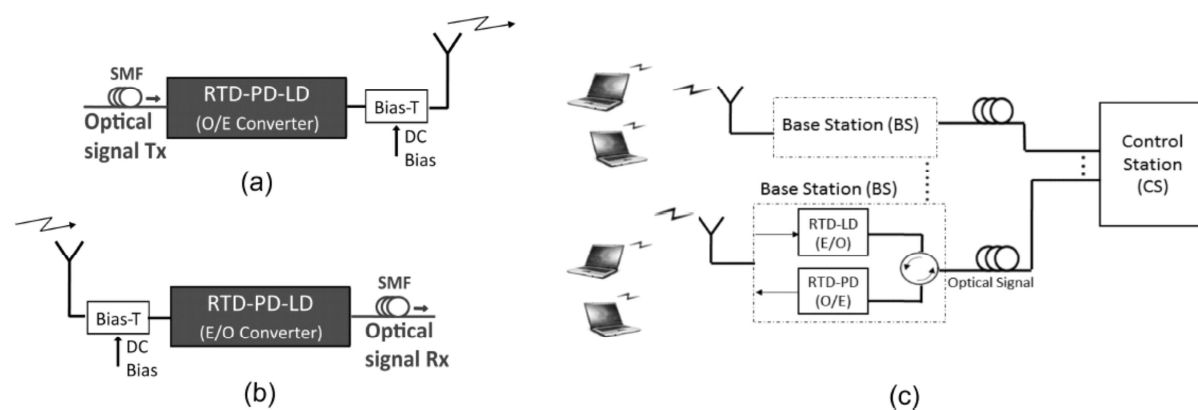


Figura 2.23 – Diagrama esquemático das interfaces elétrico-ópticas em redes pico celulares. (a) Circuito *downlink*. (b) Circuito *uplink*. (c) Exemplo de arquitetura RoF baseada em “base stations” de osciladores RTD [28].

## Aplicações com reinjeção ótica

As aplicações que poderão tirar um melhor partido das qualidades do circuito RTD-PD-LD a funcionar com reinjeção ótica, serão aquelas que necessitem de osciladores com uma elevada frequência de transmissão, baixa potência, estabilidade em termos de frequência (alguma imunidade por exemplo à temperatura) e uma transmissão com uma largura espectral estreita. Dando exemplos, estes circuitos podem ser usados em aplicações nos aeroportos, em sistemas de deteção de substâncias e/ou objetos ilegais, em que estes sistemas requerem osciladores de frequências bastante elevadas (terahertz).



Outros exemplos são também moduladores ou desmoduladores em telecomunicações, em que o sinal recebido vem modulado por exemplo em fase com uma portadora e o RTD-PD-LD, poderá ser usado para fazer a separação entre o sinal de dados e da portadora. Entre outros, o RTD-PD-LD, poderá ser também usado para fazer comparações e/ou medir a qualidade de outros osciladores, sistemas de radar em navios, embora este tipo de aplicações necessitem de elevadas potências o que poderá ser desvantajoso para o RTD. Poderá ser também usado em vários sensores.

### 3. Implementação *Matlab/simulink* dos circuitos RTD-PD-LD

Esta seção tem como objetivo, integrar e analisar o RTD integrado com um laser de díodo através do modelo elétrico equivalente e resumir algumas das funcionalidades do RTD e características do seu funcionamento, como a sua natureza de oscilador optoelectrónico ou de amplificador.

#### 3.1 Introdução

Neste capítulo descrevem-se os circuitos RTD-PD-LD e a forma como foram implementados, desde o primeiro modelo criado apenas em *Matlab* e *simulink* até ao último realizado em *Matlab* juntamente com uma interface em C++. O capítulo compreende ainda, a descrição analítica dos modelos.

Todos os gráficos e resultados desta tese foram baseados nestes modelos.

#### 3.2 Implementação de osciladores RTD controlados por tensão

No que se segue começa-se por descrever o modelo elétrico equivalente do RTD. O modelo elétrico do RTD corresponde a um condensador em paralelo com uma fonte de corrente controlada por tensão  $F(V_c)$  que corresponde à característica  $I-V$  do dispositivo em que  $V_c$  é a tensão aos terminais do RTD. Quando o RTD introduz a capacidade de injeção ótica ou é usado como fotodetector, adiciona-se em paralelo uma fonte de corrente  $I_{ph}$  controlada pela potência ótica incidente. Ignoremos por agora a capacidade de foto deteção do RTD.

O circuito equivalente correspondente a um RTD polarizado por uma fonte de tensão  $V_{DC}$  variável está representado na Figura 3.1, onde  $R$  representam a resistência equivalente do RTD e das conexões;  $L$  a indutância equivalente do circuito (cabos de ligação e fio de ouro);  $C$  representa a capacidade intrínseca do RTD.

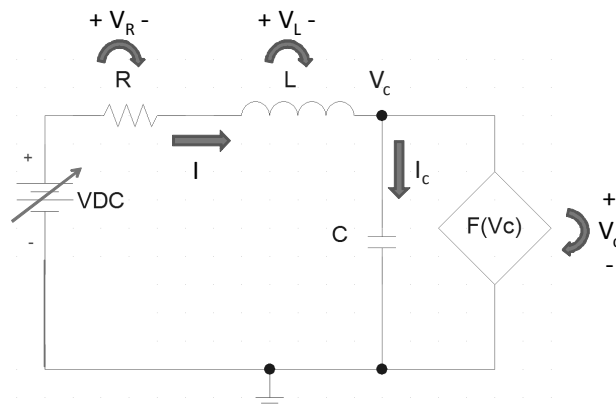


Figura 3.1 - Circuito elétrico equivalente que representa um RTD.

Devido à escolha da ferramenta *Matlab*, a forma de se simular um circuito elétrico é introduzir o funcionamento do mesmo através de equações matemáticas que o descrevem. Como tal, a dedução das mesmas através das leis de *Kirchhoff* para este modelo foi inicialmente necessário. Tendo esse aspeto em vista fica aqui a dedução analítica das equações do RTD e do laser de díodo.

A função  $F(V_c)$  que representa analiticamente a característica  $I$ - $V$  do RTD é dada pela equação:

$$F(V) = A \cdot \ln \left[ \frac{1 + e^{q(B-C+n_1V)/k_B T}}{1 + e^{q(B-C-n_1V)/k_B T}} \right] \cdot \left[ \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left( \frac{C - n_1 V}{D} \right) \right] + H \left( e^{n_2 q V / k_B T} - 1 \right) \quad (3.1)$$

Em que os parâmetros que correspondem à corrente ressonante do RTD são:  $A = qm^* k_B T \Gamma / 4\pi^2 \hbar^3$ ,  $B$  corresponde ao nível de energia de *Fermi*,  $C$  indica o nível de energia ressonante,  $D = \Gamma / 2$  e  $n_1$  é uma variável adimensional que corresponde à fração da tensão total que cai a partir do emissor até ao centro do poço quântico. Os parâmetros que correspondem à corrente não ressonante são:  $H$  que corresponde à corrente de saturação do díodo e  $n_2$  é uma variável adimensional que é usada para fazer um ajustamento à curva  $I$ - $V$  do díodo.  $q$  é a unidade carga elétrica elementar,  $m^*$  é a massa efetiva do eletrão,  $k_B$  é a constante de *Boltzmann*,  $T$  é a temperatura em kelvin,  $\Gamma$  é a energia a meia altura do coeficiente de transmissão do nível ressonante e  $\hbar$  representa a constante de *Planck* reduzida.

Sabendo que a tensão no condensador é dada:

$$V_c(t) = \frac{1}{C} \int I_c(t) dt \quad (3.2)$$

Obtém-se:

$$\Leftrightarrow I_c(t) = C \frac{dV_c(t)}{dt} \quad (3.3)$$

A corrente e tensão aos terminais da bobine estão relacionados por (3.4):

$$I_L(t) = \frac{1}{L} \int V_L(t) dt \quad (3.4)$$

Obtendo-se:

$$\Leftrightarrow V_L(t) = L \frac{dI_L(t)}{dt} \quad (3.5)$$

Recorrendo à lei dos nós, obtém-se a equação seguinte:

$$\begin{aligned} I &= I_c + F(V_c) \\ \Leftrightarrow I &= C \dot{V}_c + F(V_c) \\ \Leftrightarrow \dot{V}_c &= \frac{1}{C} [I - F(V_c)] \end{aligned} \quad (3.6)$$

E pela lei das malhas:

$$\begin{aligned} V_{dc} &= V_R + V_L + V_c \\ \Leftrightarrow V_{dc} &= IR + L \dot{I} + V_c \\ \Leftrightarrow \dot{I} &= \frac{1}{L} [V_{dc} - IR - V_c] \end{aligned} \quad (3.7)$$

Isto é:

$$\mathbf{(A)} \begin{cases} \dot{V}_c = \frac{1}{C} [I - F(V_c)] & (3.6) \\ \dot{I} = \frac{1}{L} [V_{dc} - IR - V_c] & (3.7) \\ F(V) = A \ln \left[ \frac{1 + e^{q(B-C+n_1V)/k_B T}}{1 + e^{q(B-C-n_1V)/k_B T}} \right] \cdot \left[ \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left( \frac{C - n_1 V}{D} \right) \right] + H(e^{n_2 q V / k_B T} - 1) & (3.1) \end{cases}$$

As equações **(A)** descrevem o comportamento elétrico do circuito. O modelo em *simulink* com estas equações pode ser consultado em anexo na Figura 6.3.

Para se explicar o comportamento do RTD como oscilador em relaxação quando se o polariza na região de resistência diferencial negativa, pode-se usar como modelo, o exemplo do diodo de túnel que eletricamente exibe comportamento semelhante. Na Figura 3.2 está representado o equivalente elétrico do diodo de túnel para radio frequências (RF) em que  $R_L$  e  $L_Z$  representam a resistência e indutância de carga respectivamente,  $L_S$  e  $R_S$  correspondem à indutância e resistência de série do circuito,  $C$  representa a capacidade equivalente do diodo de túnel e  $R_D$  corresponde à resistência negativa do dispositivo.

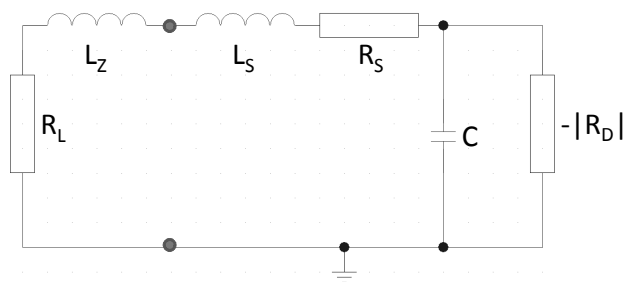


Figura 3.2 - Circuito RF elétrico equivalente do diodo de túnel.

Devido a componentes parasíticos do circuito, surgem problemas de estabilidade que impedem a polarização do diodo de túnel na zona de resistência diferencial negativa. Em primeiro lugar, toda a resistência DC  $R=R_L+R_S$  deve ser inferior à resistência negativa.

$$R < |R_D| \quad (3.8)$$

Por outro lado, devido à transformação ressonante das impedâncias causadas pela configuração  $C$ - $L$ , só se consegue atingir estabilidade RF se a condição seguinte for atingida:

$$\frac{L_Z + L_S}{R_1} < C |R_D| \quad (3.9)$$

Na equação (3.9)  $R_1 = R_S + R_L$  (RF) atua como uma resistência RF, então existe uma janela, considerando a carga hómica e a resistência de polarização DC  $R_L$  respectivamente, em que se observa um modo de operação estável:

$$|R_D| > R > \frac{(L_Z + L_S)}{C |R_D|} \quad (3.10)$$

Assumindo que  $R_1 = R = R_L + R_S$ . Apenas quando esta condição se verifica é que o diodo de túnel ou o RTD pode ser usado como um oscilador [29].

A característica de resistência diferencial negativa corresponde a ganho elétrico que é suficiente para sustentar as auto-oscilações numa gama considerável de frequências de DC até alguns terahertz. Esta gama depende essencialmente das características físicas do RTD, e conseqüentemente da sua curva *I-V*. A frequência de oscilação depende da indutância e da capacidade equivalentes do circuito ressonante.

O funcionamento do RTD como oscilador em relaxação pode ser explicado da seguinte forma: polarizar na região de resistência diferencial negativa é o equivalente ao polarizar o dispositivo numa região “instável”. Então o ponto de funcionamento RTD por si só vai tender para uma região ohmica “estável”, o que faz com que comute para uma das regiões de resistência diferencial positiva adjacentes fazendo variar o valor da tensão aos seus terminais. Os valores de tensão para o qual o RTD vai mudar vão “girar” à volta do valor de tensão de polarização do dispositivo. Essas transições podem ser muito rápidas que são consequência da elevada largura de banda do RTD.

A Figura 3.3 mostra oscilações típicas observáveis num circuito RTD, com as transições entre os valores de tensão aos terminais do RTD em correspondência com a curva *I-V* do mesmo. Na Tabela 3.2 e Tabela 3.4 encontra-se especificado quais foram os valores em tensão e corrente do RTD em oscilação com os parâmetros de simulação da Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Parâmetros de simulação do RTD como oscilador

RTD			<i>F(V)</i>		
Símbolo	Valor	Unidade	Símbolo	Valor	Unidade
$V_{dc}$	1,5	V	<i>A</i>	0,00642	A/cm <sup>2</sup>
<i>R</i>	1	Ω	<i>B</i>	0,0875	V
<i>L</i>	9	nH	<i>C</i>	0,1334	V
<i>C</i>	55	pF	<i>D</i>	0,013	V
			<i>H</i>	0,04656	A
			$n_1$	0,1502	
			$n_2$	0,0041	
			<i>T</i>	294	K
			$k_b$	$1,38065 \cdot 10^{-23}$	J*K <sup>-1</sup>
			<i>q</i>	$1,602 \cdot 10^{-19}$	C

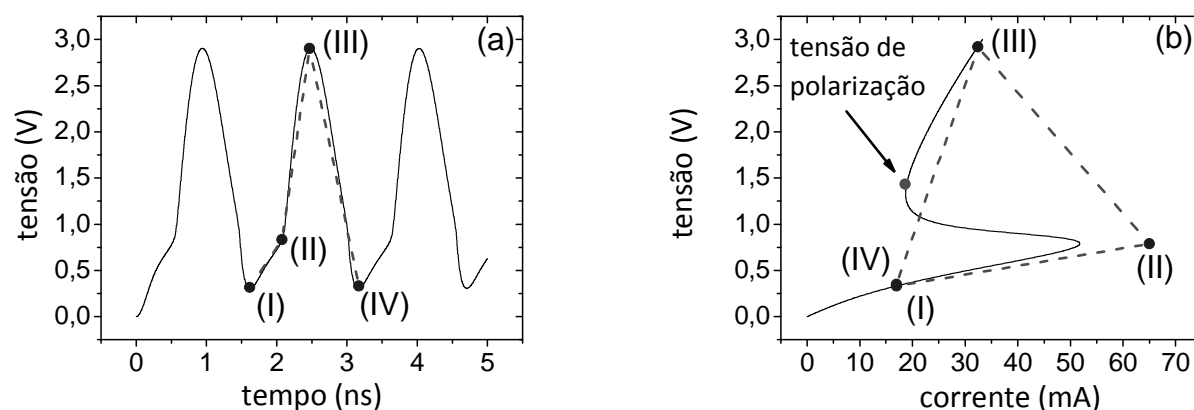


Figura 3.3 - Comportamento em tensão de um RTD. (a) Sinal de tensão. (b) Curva  $I$ - $V$ .

Tabela 3.2 - Valores da simulação do comportamento em tensão do RTD

Símbolo	Sinal de saída		Curva $F(V_c)$ (corrente)	
	Valor	Unidade	Valor	Unidade
I	$\approx 0,300$	V	$\approx 18,62$	mA
II	$\approx 0,843$	V	$\approx 65,04$	mA
III	$\approx 2,897$	V	$\approx 31,11$	mA
IV	$\approx 0,300$	V	$\approx 18,62$	mA

Analisando o comportamento do RTD em tensão, na Figura 3.3 há três transições relevantes. Destaca-se a transição **I-II** corresponde à transição do valor mínimo ( $\sim 0,3$  V) para um valor intermédio de tensão ( $\sim 0,843$  V) que corresponde à corrente de pico da curva  $I$ - $V$  característica, em que o sinal parece fazer uma espécie de “joelho”. A transição **II-III** corresponde a passagem de um valor intermédio para o máximo de tensão. A transição **III-IV** corresponde à situação em que a tensão volta ao valor mínimo. Os tempos de transição e a frequência do sinal de saída em tensão podem ser observados na Tabela 3.3.

Tabela 3.3 - Tempos de transição em tensão do RTD

	Valor	Unidade
<b>Transição I-II</b>	$\approx 0.477$	ns
<b>Transição II-III</b>	$\approx 0.380$	ns
<b>Transição III-IV</b>	$\approx 0.674$	ns
<b>Período do sinal de saída (<math>T</math>)</b>	$\approx 1.531$	ns
<b>Frequência do sinal de saída (<math>f</math>)</b>	$\approx 653$	MHz

Na Figura 3.4 (a) está representada a corrente que percorre o RTD. Neste caso destacam-se quatro transições. As transições **III** e **I** (Figura 3.4 (b)) são transições em que a corrente assume valores acima da corrente de pico da característica  $I-V$  do RTD e toma valores negativos, respetivamente. Isto deve-se ao fato que a corrente que flui através do RTD ser a soma da corrente através da fonte dependente  $F(V_c)$  mais a corrente através do condensador  $I_c$  ( $I_{RTD} = F(V_c) + I_c$ ). As transições **II** e **IV** correspondem aos valores, mínimo e máximo de tensão no sinal de saída.

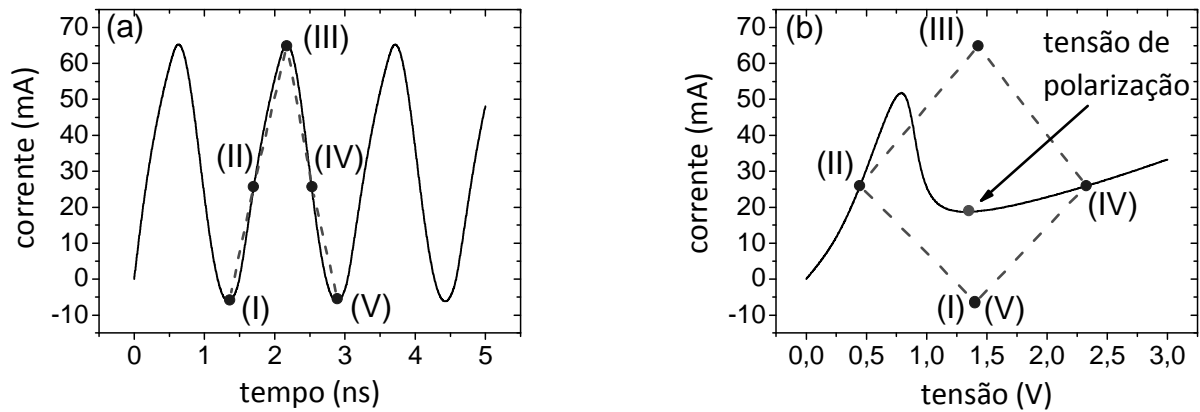


Figura 3.4 - Comportamento em corrente do RTD. (a) Sinal de corrente. (b) Curva  $I-V$ .

Tabela 3.4 - Valores da simulação do comportamento em corrente do RTD

Sinal de saída			Curva $F(V_c)$ (tensão)	
Símbolo	Valor	Unidade	Valor	Unidade
I	$\approx -5,923$	mA	$\approx 1,400$	V
II	$\approx 24,01$	mA	$\approx 0,300$	V
III	$\approx 65,04$	mA	$\approx 1,439$	V
IV	$\approx 24,01$	mA	$\approx 2,897$	V
V	$\approx -5,923$	mA	$\approx 1,400$	V

Observando a Figura 3.5 (b), pode-se ver que a corrente que flui pelo condensador, assume valores negativos na ordem dos -50 mA durante intervalos de tempo curtos e valores positivos na ordem dos 50 mA, o que fará com que a corrente através do RTD, atinja valores um pouco acima do valor de pico da curva  $I-V$  DC ( $\approx 65$  mA) mas também valores negativos ( $\approx -6$  mA).



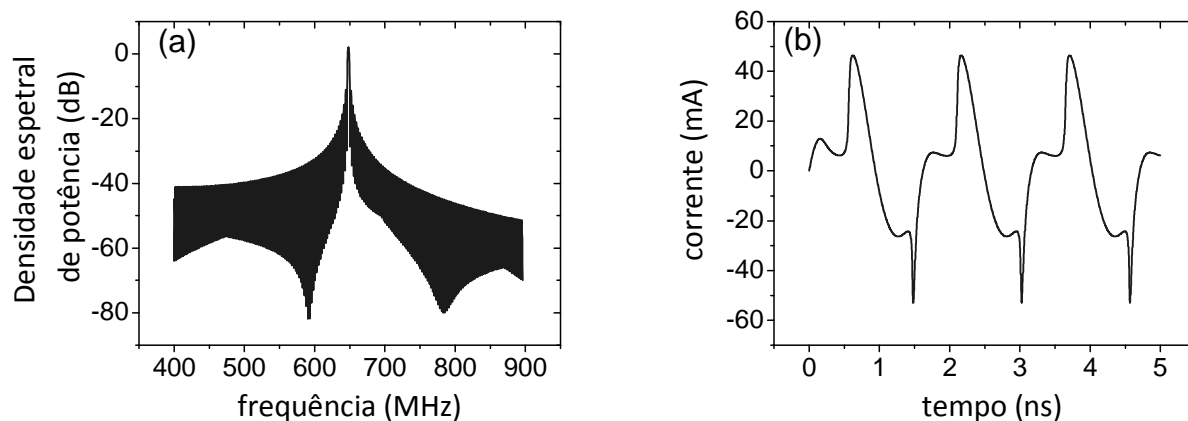


Figura 3.5 – Sinais elétricos do RTD. (a) Espectro da tensão aos terminais do RTD. (b) Corrente que flui através do condensador do RTD.

Para o circuito em análise, a frequência de oscilação em relaxação pode ser ajustada variando a tensão DC de polarização.

### 3.3 Oscilador RTD forçado

O RTD para além de ter a capacidade de produzir oscilações a frequências elevadas, é possível controlar a frequência de oscilação injetando sinais AC (“*injection locking*”). Para que este regime seja observado, a gama de valores de frequência do sinal injetado, deve estar próxima da frequência de auto-oscilação do RTD, para que este consiga “apanhar” ou sincronizar a frequência do sinal de entrada e depois amplificá-lo. Este intervalo de frequências tem o nome de gama de sincronização ou “*locking range*”.

Quando o sistema é perturbado por um sinal RF externo, é necessário incluir na equação (3.7) o termo  $V_{ac} \sin(2\pi f_{ac})$ :

$$\dot{I} = \frac{1}{L} [V_{dc} + V_{ac} \sin(2\pi f_{ac}) - IR - V_c] \quad (3.11)$$

Para se determinar a gama de sincronização do RTD simulou-se primeiro o dispositivo sem qualquer sinal de entrada e depois introduziu-se um sinal (uma onda seno), com uma frequência variável e de amplitude de  $V_{ac} = 10$  mV para se poder determinar qual a gama de sincronização e o “ganho específico” que se consegue obter com o RTD para os parâmetros de simulação ilustrados na Tabela 3.5. Convém também referir que para diferentes

parâmetros do RTD e diferentes valores de potência injetada, há também diferentes gamas de sincronização.

Tabela 3.5 - Parâmetros de simulação do RTD em "injection locking"

RTD			$F(V)$		
Símbolo	Valor	Unidade	Símbolo	Valor	Unidade
$V_{dc}$	1,6869	V	$A$	0,0052	$A/cm^2$
$R$	7,8	$\Omega$	$B$	0,0814	V
$L$	3,1	nH	$C$	0,1357	V
$C$	3,25	pF	$D$	0,0088	V
			$H$	0,0539	A
			$n_1$	0,1002	
			$n_2$	0,0036	
			$T$	300	K
			$k_b$	$1,38065 \cdot 10^{-23}$	$J \cdot K^{-1}$
			$q$	$1,602 \cdot 10^{-19}$	C

A Figura 3.6 ilustra o sinal de saída em auto-oscilação, isto é, sem qualquer sinal AC injetado; verificou-se que a frequência de auto-oscilação é aproximadamente  $f_{auto} \approx 1342 \text{ MHz}$ .

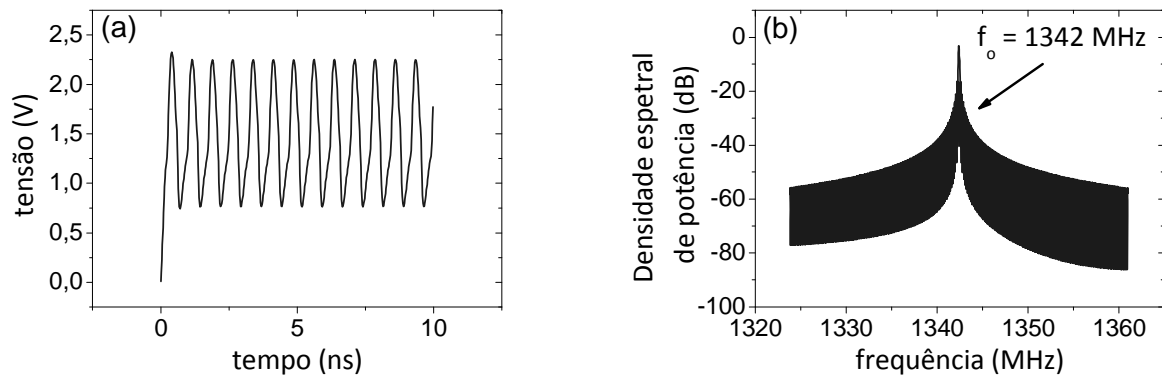


Figura 3.6 - RTD em auto-oscilação. (a) Tensão aos terminais do RTD no tempo. (b) Espectro da tensão aos terminais do RTD.

Os resultados obtidos para o ganho e gamas de bloqueio podem ser vistos na Figura 3.7. Em (c) e (d), está exemplificado dois casos em que o sinal estava fora e dentro da gama de sincronização respectivamente.

Pode-se observar na Figura 3.7 (a), que a gama de sincronização do RTD é quase diretamente proporcional à amplitude de injeção do sinal de entrada. Em contrapartida, quanto maior for a amplitude do sinal de entrada, menor vai ser o “ganho” que o RTD providencia. Outro aspecto a referir é que, se a amplitude do sinal de entrada for elevado, o RTD sai fora da zona de resistência diferencial negativa, tirando todo o propósito deste e entra num regime que é forçado a oscilar a frequência do sinal de entrada sem “ganho” e não se tira partido das vantagens do RTD. Observando novamente a Figura 3.7, verifica-se que para um sinal de baixa potência (na ordem dos -40 dB), obtêm-se ganhos na ordem dos 20 a 30 dBs.

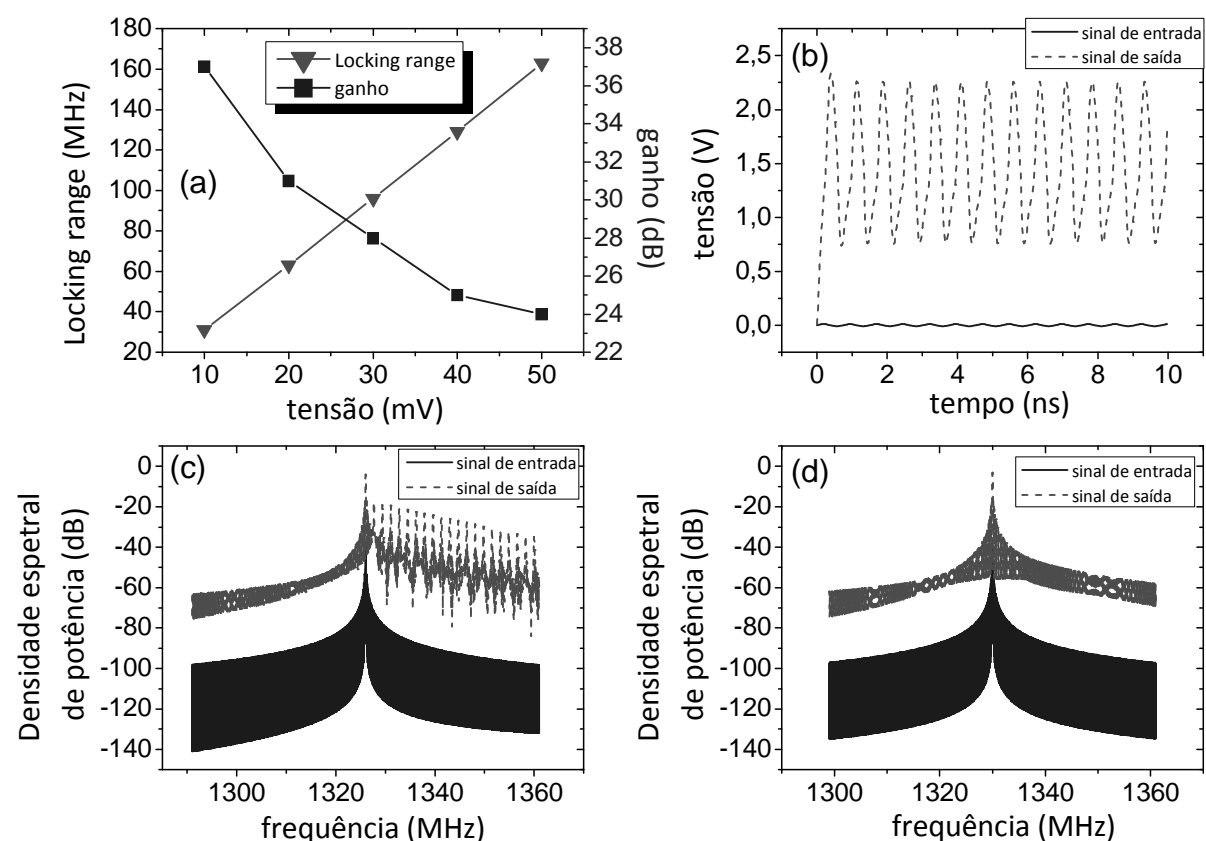


Figura 3.7 - Simulação do RTD com injeção de um sinal AC. (a) Variação do LR e o ganho em dB proporcionado pelo RTD. (b) Comparação entre o sinal de entrada e saída em tensão em LR. (c) Sinal de entrada fora do LR do RTD com  $f_{ac} = 1326$  MHz. (d) Sinal de entrada dentro do LR do RTD com  $f_{ac} = 1330$  MHz.

Para além da capacidade de se poder fazer “*injection locking*” elétrica, o RTD também pode incorporar injeção e foto detecção ótica. Como tal, o modelo elétrico equivalente inclui a fonte de corrente  $I_{ph}$  na equação (3.6) que depende da potência ótica incidente. O modelo com foto detecção está representado esquematicamente na Figura 3.8.

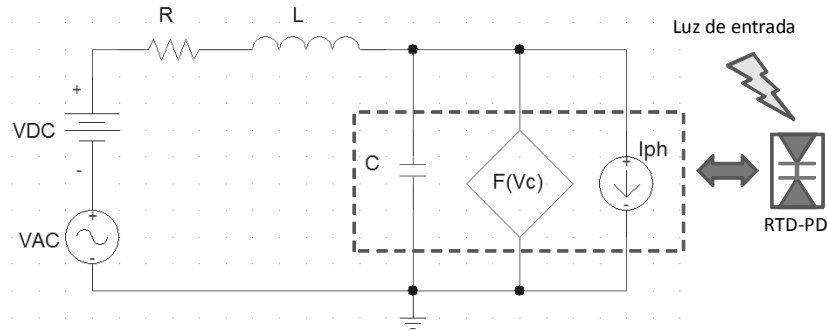


Figura 3.8 - Circuito elétrico que representa o RTD-PD [30].

A equação (3.6) fica da seguinte forma:

$$\dot{V}_c = \frac{1}{C} [I - F(V_c) - I_{ph}(P)] \quad (3.12)$$

Em que:

$$I_{ph}(P) = \eta_{ph} \frac{q\lambda}{hc} P(\lambda) \quad (3.13)$$

$\lambda$  representa o comprimento de onda da luz incidente,  $h$  é a constante de *Planck*,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo,  $\eta_{ph}$  é a eficiência quântica do guia de onda do fotodetector, dada por  $\eta_{ph} = k(1 - R_{ref})(1 - e^{-\alpha\Gamma_{ph}\Lambda})$ , onde  $k$  é o fator de acoplamento,  $R_{ref}$  é a refletividade da face do guia de onda,  $\alpha$  é o coeficiente de absorção do núcleo,  $\Gamma_{ph}$  é o fator de sobreposição dos campos elétrico e ótico, que está associado à eficiência da criação de foto corrente,  $\Lambda$  é o comprimento do contacto do fotodetector do guia de onda.

### 3.4 Circuito RTD-PD-LD

Quando o circuito RTD-PD inclui um laser de díodo, às equações (A) deduzidas no capítulo 3.2, é necessário adicionar as equações que descrevem a dinâmica deste. Assim para

se simular o laser de díodo e estudar o seu comportamento, foi criado um modelo em *simulink* apenas com o laser. As equações que caracterizam o comportamento dinâmico do laser de díodo são as seguintes:

$$\dot{N} = \frac{I}{qV_{act}} - \frac{N}{\tau_n} - g_0(N - N_0)(1 - \epsilon_N S)S \quad (3.14)$$

$$\dot{S} = \Gamma g_0(N - N_0)(1 - \epsilon_N S)S - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_n} \quad (3.15)$$

Em que  $S$  representa a densidade de fótons que está a ser produzida pelo laser e  $N$  a densidade de portadoras (par eletrão-lacuna). A descrição dos parâmetros das equações é a seguinte:

- $I$  – Corrente de modulação do RTD que está a entrar na região ativa.
- $q$  – Carga elementar do eletrão.
- $V_{act}$  – É o volume da região ativa.
- $\tau_n$  – Tempo de vida de um eletrão espontâneo.
- $\tau_p$  – Tempo de vida de um fóton espontâneo.
- $\beta$  – Fator de emissão espontânea. É a fração dos fótons espontâneos (emissão espontânea) modulados pelo RTD que é acoplado no laser de díodo.
- $g_0$  – Coeficiente do ganho na ausência de qualquer emissão estimulada.
- $N_0$  – Densidade mínima de eletrões para que haja um ganho positivo.
- $\epsilon_N$  - Valor para o fator de compressão do ganho não linear.
- $\Gamma$  – Confinamento ótico.

O modelo em *simulink* do laser de díodo pode ser consultado em anexo na Figura 6.4.

A dinâmica do circuito com as componentes de injeção de sinal e foto deteção (RTD-PD-LD) é descrita pelas seguintes equações:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{V}_c = \frac{1}{C} [I - F(V_c) - I_{ph}(P)] \quad (3.12) \\ \dot{i} = \frac{1}{L} [V_{dc} + V_{ac} \sin(2\pi f_{ac}) - IR - V_c] \quad (3.7) \\ F(V) = A \ln \left[ \frac{1 + e^{q(B-C+n_1V)/k_B T}}{1 + e^{q(B-C-n_1V)/k_B T}} \right] \cdot \left[ \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left( \frac{C - n_1 V}{D} \right) \right] + H(e^{n_2 q V / k_B T} - 1) \quad (3.1) \\ \dot{N} = \frac{I}{qV_{act}} - \frac{N}{\tau_n} - g_0 (N - N_0) (1 - \epsilon_N S) S \quad (3.14) \\ \dot{S} = \Gamma g_0 (N - N_0) (1 - \epsilon_N S) S - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_n} \quad (3.15) \end{array} \right.$$

Devido à necessidade de facilitar a análise dos resultados e da introdução da reinjeção ótica no circuito RTD-PD-LD, foi criado um modelo equivalente mas com as equações anteriores normalizadas. Para se normalizar as equações (3.12), (3.7) e (3.1) que descrevem o comportamento elétrico do circuito RTD-PD-LD, assume-se  $V_0$  e  $I_0$  como a nova escala em que:  $V_0=1$  V e  $I_0=1$  A. Para introduzir a nova escala foram efetuadas as seguintes equivalências:

$$\begin{aligned} V &= xV_0, \quad I = yI_0, \quad t = \tau\sqrt{LC}, \quad V_{dc} = v_0V_0, \quad V_{ac} = vV_0, \\ f_{in} &= \Omega\omega_0, \quad \omega_0 = (\sqrt{LC})^{-1}, \quad R = \gamma \left( \frac{V_0}{I_0} \right) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Para normalizar as equações (3.14) e (3.15) que correspondem ao comportamento dinâmico do laser de diodo, a escala é a seguinte:

$$N = nN_{th}, \quad S = sS_0 \quad (3.17)$$

Onde:

$$N_{th} = N_0 + (\Gamma g_0 \tau_p)^{-1}, \quad S_0 = \Gamma (\tau_p / \tau_n) N_{th} \quad (3.18)$$

A variável  $t$  corresponde à variável adimensional  $\tau$  em que  $\tau = t / \sqrt{LC}$ . No domínio da frequência  $f$  corresponde a  $\Omega$  em que  $\Omega = f / \omega_0$  e  $\omega_0 = (\sqrt{LC})^{-1}$ . As equações diferenciais normalizadas tomam a forma:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{x} = \frac{1}{\mu} \left[ y - f(x) - \chi \xi_y - \eta s (\tau - \tau_d) \right] \quad (3.19) \\ \dot{y} = \mu \left[ v_0 + v \sin(z) - \gamma y - x \right] \quad (3.20) \\ \dot{z} = 2\pi\Omega \quad (3.21) \\ \dot{n} = \frac{1}{\tau_n} \left[ \frac{i_m}{i_{th}} - n - \frac{n - \delta}{1 - \delta} (1 - \epsilon s) s \right] \quad (3.22) \\ \dot{s} = \frac{1}{\tau_p} \left[ \frac{n - \delta}{1 - \delta} (1 - \epsilon s) s - s + \beta n \right] \quad (3.23) \end{array} \right.$$

Onde  $x$  representa a tensão aos terminais do RTD,  $y$  corresponde à corrente  $I_{ac}$  que percorre o RTD e que irá modular o laser de diodo,  $z$  é o argumento da função  $v \cdot \sin(z)$  que simula um sinal em tensão injetado no circuito,  $n$  representa a densidade de portadoras e  $s$  dá-nos a densidade de fótons,  $\tau_d$  representa o atraso do sinal ótico reinjetado,  $\eta$  representa a magnitude do sinal ótico reinjetado,  $f(x)$  vem da normalização de  $F(V)$ .  $\mu = V_0 / I_0 \sqrt{C/L}$ ,  $\delta = N_0 / N_{th}$ ,  $\epsilon = \epsilon_N S_0$ ,  $i_m = i_b + y$  onde  $i_b$  é a corrente DC de polarização do laser de diodo. A corrente limiar do laser de diodo é dada pela equação:  $i_{th} = (q \cdot V_{act} \cdot N_{th}) / \tau_n \cdot \tau_n'$  e  $\tau_p'$  originam da normalização do tempo. O termo  $\chi \xi_y$  representa ruído branco gaussiano, onde a variável  $\chi$  representa a amplitude do ruído e  $\xi_y$  representa a função Gaussiana [30]. Este modelo representa o circuito elétrico RTD-PD-LD com todas as componentes que são objeto de estudo nesta tese.

O modelo em *simulink* final normalizado está ilustrado em anexo na Figura 3.9.

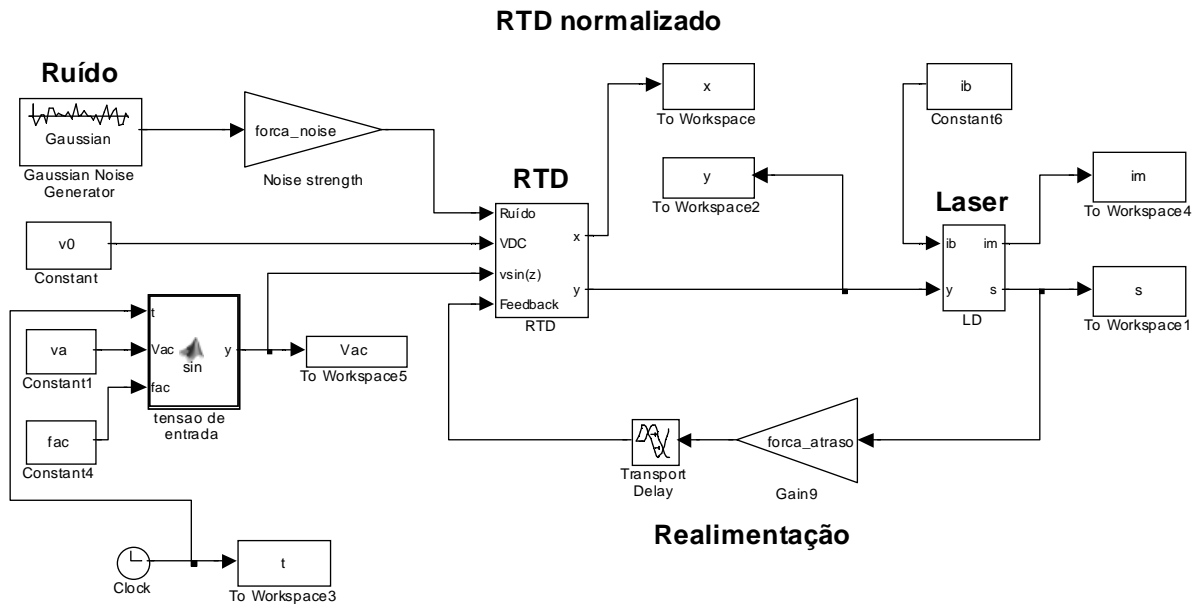


Figura 3.9 - Modelo normalizado de simulação do RTD-LD

Por fim para aumentar a eficiência do modelo criado em *simulink*, foi criada uma *interface* em linguagem *C++* com *Matlab* que executa as funções equivalentes a este modelo normalizado apresentado. A descrição da implementação do modelo vai ser de seguida apresentada.

### 3.5 Interface *Matlab-C++*

Este pequeno resumo explica a teoria que foi usada para criar o modelo em que foi introduzida uma *interface* em *C++* em conjunto com o *Matlab*.

A forma como esta interface funciona, é da seguinte maneira: todos os parâmetros do RTD das respetivas equações diferenciais normalizadas são criados em *Matlab* que de seguida são transferidos para um programa em código *C*, que calcula as equações com base nesses parâmetros. A forma como estas equações são calculadas, foi usando o método *Runge Kutta* de quarta ordem: considerando uma equação genérica,  $\dot{y} = f(t, y)$  em que é dada a condição inicial  $y(t_0) = y_0$ . A solução de  $y$  e  $t$  para cada iteração seguinte da equação é dada pelas equações:



$$\left\{ \begin{array}{l} y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \end{array} \right. \quad (3.24)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} t_{n+1} = t_n + h \end{array} \right. \quad (3.25)$$

Em que:

$$\left\{ \begin{array}{l} k_1 = hf(t_n, y_n) \end{array} \right. \quad (3.26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_2 = hf\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}\right) \end{array} \right. \quad (3.27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_3 = hf\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_2}{2}\right) \end{array} \right. \quad (3.28)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_4 = hf(t_n + h, y_n + k_3) \end{array} \right. \quad (3.29)$$

Para se iterar estas equações através deste método, é necessário calcular valores intermédios  $t + h/2$ . Este método para as equações que não introduzem atraso é de aplicação direta. O caso não se verifica, quando se introduz atraso em que se torna mais complexo. A estratégia seguinte foi adotada: referindo agora, o sinal  $f$  atrasado apenas como  $f(t_n - t_d)$  é dado um vetor com o histórico do sinal atrasado  $f$  e a derivada do mesmo  $\dot{f}$  de tamanho igual ao da simulação que depois através método *Runge Kutta* para encontrar os valores intermédios,  $t_m = [(t_n + h/2) - t_d]$  é usada uma interpolação polinomial de *hermite* de segunda e terceira ordem entre os valores de  $f(t_n - t_d)$  e  $f(t_{n+1} - t_d)$ . Em primeiro lugar fez-se uma interpolação polinomial de segunda ordem:

$$f_2(t_m) = \frac{1}{2}[f(t_n - t_d) + f(t_{n+1} - t_d)] \quad (3.30)$$

De seguida fez-se uma interpolação polinomial de terceira ordem, que dá uma aproximação do valor intermédio do sinal atrasado, para que o método *Runge Kutta* de quarta ordem seja sempre consistente.

$$f_3(t_m) = f_2(t_m) + \frac{h}{8}\left[\dot{f}(t_n - t_d) + \dot{f}(t_{n+1} - t_d)\right] \quad (3.31)$$

## 4. Estudo dos modos de funcionamento dos circuitos RTD-PD-LD

Neste capítulo investigam-se, usando os modelos implementados em *Matlab* com o *simulink* e a *interface* em *C++* desenvolvida, os modos de funcionamento dos osciladores optoelectrónicos baseados em circuitos RTD-PD-LD com vista a estudar o seu potencial de aplicação na área das comunicações rádio sobre fibra.

### 4.1 Introdução

Foram investigadas as performances dos circuitos RTD-PD-LD em função da tensão de polarização do RTD, da indutância associada ao circuito, e das características do RTD que determinam a curva *I-V* e a capacidade equivalente do circuito. Por fim analisou a resposta do circuito quando submetido a perturbações externas (injeção elétrica e ótica), e na configuração de auto-reinjeção ótica com uma e com duas fibras óticas.

### 4.2 Objetivos

O objetivo do estudo foi fazer a caracterização da resposta do circuito oscilador optoelectrónico RTD-PD-LD em termos dos seguintes parâmetros:

- **Frequência de oscilação** do sinal de saída (tensão).
- **Potência** de saída do sinal elétrico (tensão).
- **Potência** de saída do sinal ótico.
- **Profundidade de modulação (MD)** da tensão do sinal elétrico.
- **Profundidade de modulação (MD)** da corrente do sinal elétrico (corrente que modula o laser de diodo).
- **Profundidade de modulação (MD)** do sinal ótico.
- **Largura espectral** de transmissão.
- **Supressão dos modos** criados pela fibra ótica.

- **Gama de espectro livre** de transmissão.

As grandezas que determinam as características da resposta do circuito oscilador optoelectrónico RTD-PD-LD são as seguintes:

- $V_{dc}$  – Tensão eléctrica DC de polarização do RTD.
- $I_{ac}$  – Corrente AC que o RTD fornece ao laser de diódo.
- $I_{dc}$  – Corrente DC de polarização do laser de diódo.
- $C$  – Capacidade do RTD.
- $L$  – Indutância do RTD.
- $l$  – Comprimento em metros da fibra ótica usada para fazer a reinjeção.
- $\eta$  – Magnitude de reinjeção do sinal ótico.

Os valores associados a estas grandezas considerados nas simulações dos circuitos RTD-PD-LD foram os seguintes:

- Tensão DC de polarização do RTD,  $V_{dc}$ , entre uma gama de valores entre a tensão de pico e a tensão de vale, isto é, de  $V_{dc}=0.9$  V até  $V_{dc}=1.8$  V.
- Corrente de polarização DC do laser de diódo,  $I_{dc}$ , de  $I_{dc}=0$  mA até  $I_{dc}=50$  mA.
- Capacidade  $C$ , que corresponde à capacidade característica do RTD, numa gama de valores que provocam a auto-oscilação do RTD.
- Indutância  $L$ , que corresponde à indutância equivalente do circuito RTD-PD-LD (indutância das linhas de transmissão, dos fios de ouro, etc.), numa gama de valores que provocam a auto-oscilação do RTD.
- Comprimento  $l$  da fibra ótica usada na reinjeção ótica: de 50 m até 400 m. O comprimento máximo foi determinado pelas limitações do *hardware* disponível, uma vez que comprimentos maiores exigem tempos de simulação e capacidade de memória consideravelmente elevados.
- Ciclos ou *loops* de simulação: de 40 até 140. Os ciclos foram usados em simulações do circuito RTD-PD-LD, quando se introduziu reinjeção ótica no sistema, que proporciona uma forma de controlar o tempo de simulação em função do tempo de

atraso de reinjeção do sinal ótico. Como tal, um ciclo representa em segundos, o atraso do sinal ótico de reinjeção.

- Magnitude de reinjeção ótica  $\eta$ .
- Número de fibras óticas de reinjeção ótica.

A Tabela 4.1 resume os valores dos parâmetros padrão das simulações sem reinjeção ótica.

Tabela 4.1 - Parâmetros de simulação da variação de componentes do RTD sem reinjeção ótica.

RTD			$F(V)$			LD		
Símb.	Valor	Uni.	Símb.	Valor	Uni.	Símb.	Valor	Uni.
$R$	1	$\Omega$	$A$	$6,42 \cdot 10^{-3}$	$A/cm^2$	$q$	$1,602 \cdot 10^{-19}$	C
$L$	9	nH	$B$	0,0875	V	$V_{act}$	$6,25 \cdot 10^{-11}$	$m^3$
$C$	5,5	pF	$C$	0,1334	V	$\tau_n$	2	nS
$V_{dc}$	1,8	V	$D$	0,013	V	$\tau_p$	1,2	pS
			$H$	$4,6563 \cdot 10^{-2}$	A	$\beta$	$4 \cdot 10^{-4}$	
			$n_1$	0,1502		$g_0$	$1 \cdot 10^{-6}$	$cm^3/s$
			$n_2$	0,0041		$N_0$	$1 \cdot 10^{18}$	$cm^{-3}$
			$T$	294	K	$\epsilon_N$	$0,6 \cdot 10^{-17}$	$cm^3$
			$kb$	$1.3807 \cdot 10^{-23}$	J/K	$\Gamma$	0,44	
			$q$	$1,602 \cdot 10^{-19}$	C	$I_{dc}$	30	mA

### 4.3 Variação da tensão $V_{dc}$ de polarização do RTD

Esta simulação investiga o efeito da variação da tensão de polarização do RTD-PD-LD  $V_{dc}$  na zona de resistência diferencial negativa da curva  $I-V$  nos sinais de tensão, de corrente e da densidade de fotões. Nestas simulações assume-se que a corrente de polarização DC do laser de díodo   $I_{dc}=0$  mA.

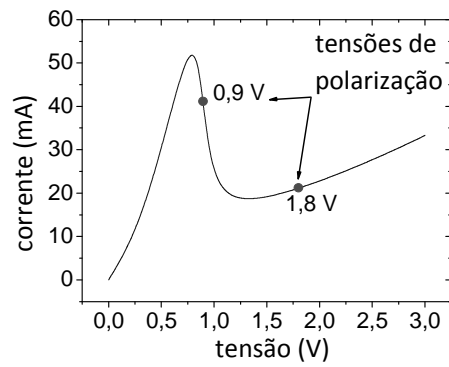


Figura 4.1 - Curva I-V do RTD e tensões de polarização.

### 4.3.1 Tensão de polarização – resultados das simulações

As figuras seguintes mostram os principais resultados das simulações.

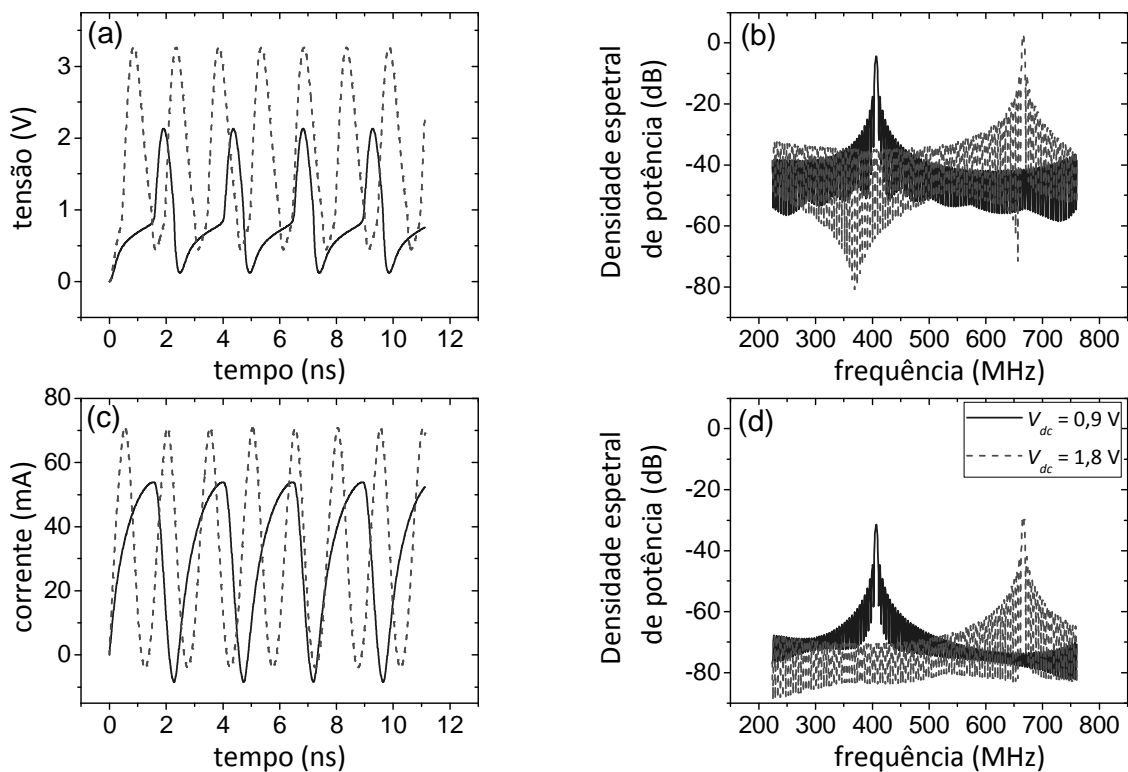


Figura 4.2 – Comportamento elétrico do sistema variando a tensão DC de polarização. (a) Tensão aos terminais do RTD. (b) Espectro da tensão aos terminais do RTD. (c) Corrente à saída do RTD. (d) Espectro da corrente à saída do RTD. Traço contínuo corresponde a  $V_{dc}=0,9$  V; Traço a tracejado a  $V_{dc}=1,8$  V.

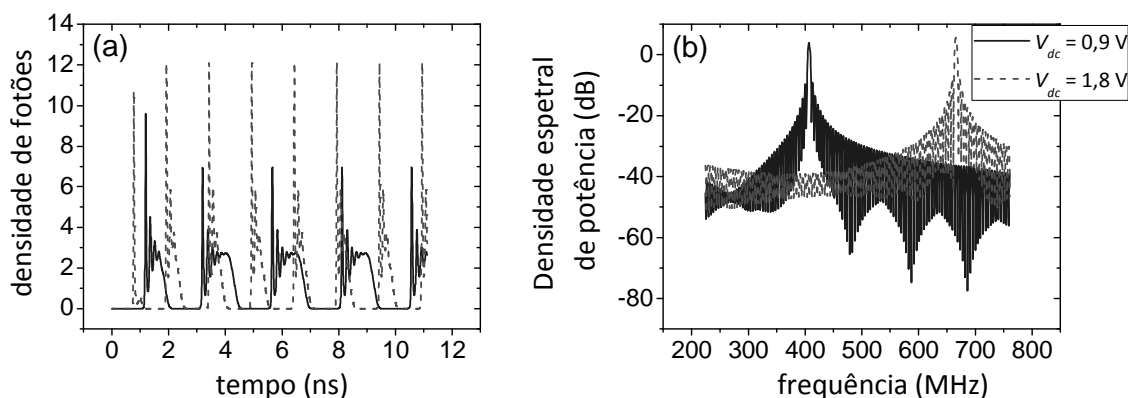


Figura 4.3 - Comportamento ótico do sistema variando a tensão DC de polarização. (a) Densidade de fótons. (b) Espectro da densidade de fótons. Traço contínuo corresponde a  $V_{dc}=0,9 \text{ V}$ ; Traço a tracejado a  $V_{dc}=1,8 \text{ V}$ .

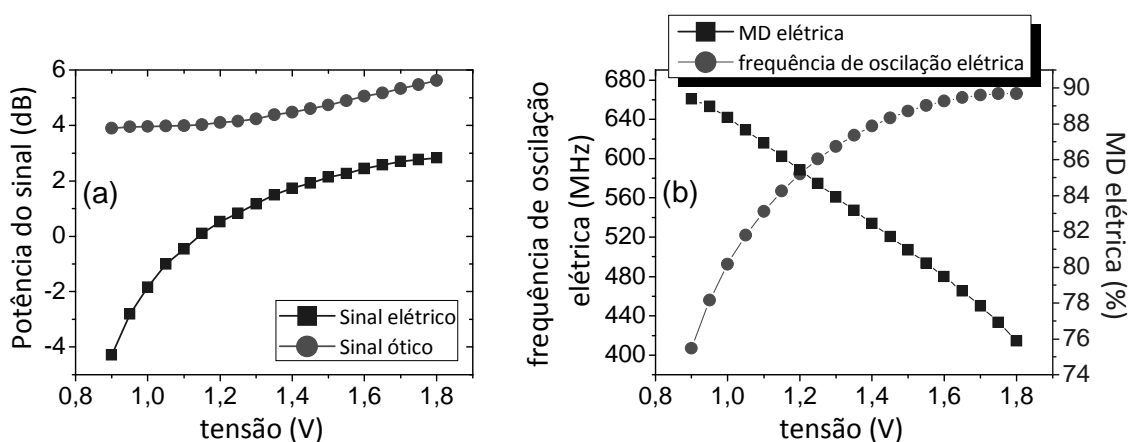


Figura 4.4 - Evolução de parâmetros do sistema em função da tensão DC de polarização. (a) Potência do sinal elétrico (tensão aos terminais do RTD) e ótico. (b) Frequência de oscilação e profundidade de modulação da tensão aos terminais do RTD. Traço contínuo corresponde a  $V_{dc}=0,9 \text{ V}$ ; Traço a tracejado a  $V_{dc}=1,8 \text{ V}$ .

#### 4.3.2 Discussão dos resultados de simulação

De seguida discutem-se e tiram-se as principais conclusões resultados das simulações.

- **Frequência de oscilação** da tensão aos terminais do RTD.

Quanto maior for a tensão  $V_{dc}$  de polarização do RTD, maior vai ser a frequência de oscilação do sinal. Pode-se concluir numa primeira análise que o ponto de polarização ideal do RTD será com a tensão  $V_{dc}$  próximo da tensão de vale, mas ainda na região de resistência diferencial negativa.

- **Forma do sinal elétrico (tensão e corrente)**

Uma das particularidades observadas nestas simulações é que o aumento da tensão  $V_{dc}$  provoca um comportamento cada vez mais sinusoidal (Figura 4.2 (a) e (c)). Isto deve-se ao facto que as transições na curva  $I$ - $V$  do RTD são cada vez mais rápidas, em que a transição em forma de “joelho”, para  $V_{dc}= 0.9$  V quase não se verifica para  $V_{dc}=1.8$  V. Esta característica reforça a ideia que deve-se usar uma tensão de polarização ligeiramente inferior à tensão de vale.

- **Regime de funcionamento do laser de díodo**

Para  $I_{dc} = 0$  A o laser funciona em regime pulsado, Figura 4.3 (a). Isto acontece devido ao facto que a corrente que está a modular o laser, em determinados intervalos de tempo assume valores inferiores à corrente de limiar do laser de díodo (Figura 4.2 (c)).

- **Potência do sinal (elétrico e ótico)**

A potência do sinal (Figura 4.4 (a)) cresce com o aumento da tensão  $V_{dc}$ . A diferença é que a potência do sinal ótico é maior que a do sinal em tensão.

- **Profundidade de modulação (MD) – sinal elétrico (tensão)**

A profundidade de modulação diminui com o aumento da tensão  $V_{dc}$ . Esta situação vem contrariar a primeira conclusão a que se tinha chegado de que o RTD deve ser polarizado com uma tensão ligeiramente inferior à tensão de vale. Contudo, é de referir que para  $V_{dc}=1,8$  V a profundidade de modulação é aproximadamente 76%.

- **Profundidade de modulação (MD) – sinal elétrico (corrente)**

Neste caso (Figura 4.2 (c)) não faz sentido determinar a evolução da profundidade de modulação em termos da corrente que modula o laser, porque esta assume valores negativos originando valores de profundidades de modulação superiores a 100%.

- **Profundidade de modulação (MD) – sinal ótico**

Nesta simulação há sempre uma profundidade de modulação na ordem dos 100%. Isto deve-se ao facto do laser funcionar em regime pulsado, ou seja, o valor médio do sinal está sempre bastante próximo da metade da amplitude do sinal.

## Conclusão

Depois de realizado este estudo conclui-se que:

- O RTD deve ser polarizado com uma tensão  $V_{dc}$  de polarização ligeiramente inferior à tensão do vale da curva  $I-V$ , visto que é para estes valores que o sistema apresenta maiores frequências de oscilação, e sinais elétrico e ótico com potências mais elevadas.
- Observam-se  $\Delta f \cong 260$  MHz e  $\Delta MD \cong 15$  %. Isto significa que com o aumento da tensão  $V_{dc}$ , houve uma variação positiva de 260 MHz na frequência e uma variação negativa de 15 % na profundidade de modulação.
- Considerando que a profundidade de modulação se mantém na ordem dos 75-90 % pode-se concluir que o parâmetro mais influenciado pela tensão de polarização é a frequência de oscilação e as potências dos sinais.

### 4.4 Variação do corrente de polarização $I_{dc}$ do laser de diodo

Esta simulação serve para se verificar o comportamento do sistema, variando a corrente  $I_{dc}$  a partir de 15 mA até 50 mA. Um fato que é importante referir, é que para esta simulação visto que o RTD e o LD estão em circuitos independentes, a tensão elétrica  $V_c$  aos terminais do RTD e a corrente que o este vai fornecer ao laser, não são influenciados pela corrente  $I_{dc}$ . Para este caso foi usada uma tensão constante  $V_{dc} = 1,8$  V. A corrente de limiar do laser de diodo para os parâmetros de simulação usados, é de  $I_{th} = 14,5$  mA.

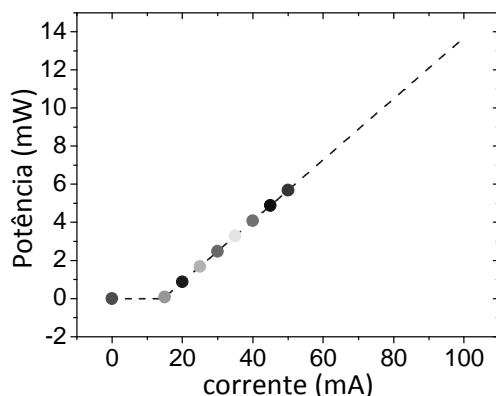


Figura 4.5 – Aproximação à curva da potência à saída do laser de diodo e pontos de polarização de  $I_{dc}$  usados nas simulações.



4.4.1 Corrente de polarização – resultados das simulações

As figuras seguintes mostram os principais resultados das simulações.

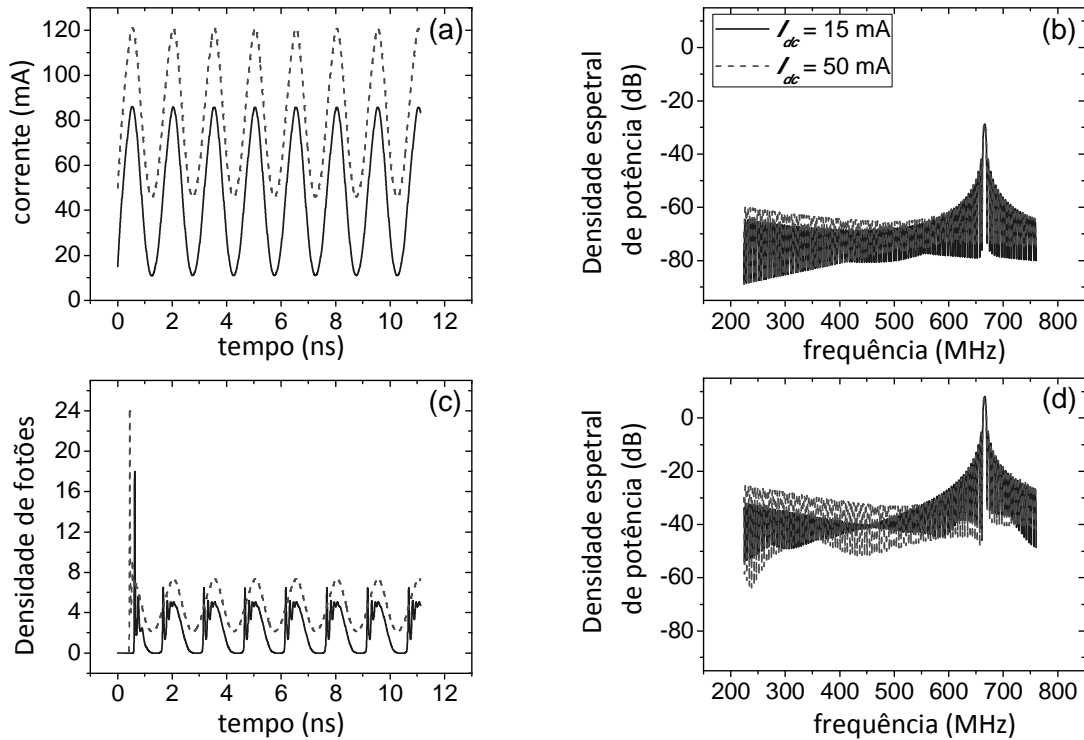


Figura 4.6 – Comportamento elétrico e óptico do sistema variando a corrente  $I_{dc}$  de polarização. (a) Corrente de modulação do laser de diodo. (b) Espectro da corrente de modulação do laser de diodo. (c) Densidade de fótons à saída do laser de diodo. (d) Espectro da densidade de fótons à saída do laser de diodo.

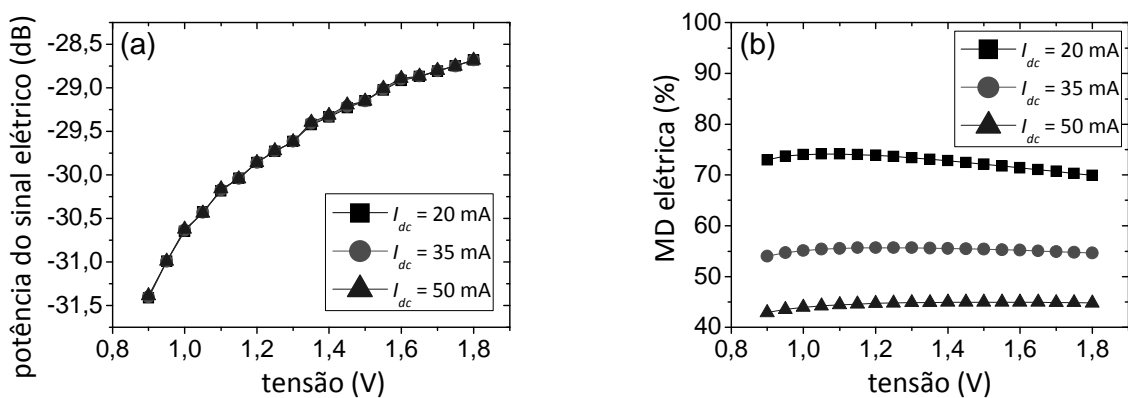


Figura 4.7 - Comportamento da corrente moduladora do laser de diodo variando a corrente  $I_{dc}$  de polarização. (a) Evolução da potência do sinal. (b) Evolução da profundidade de modulação.

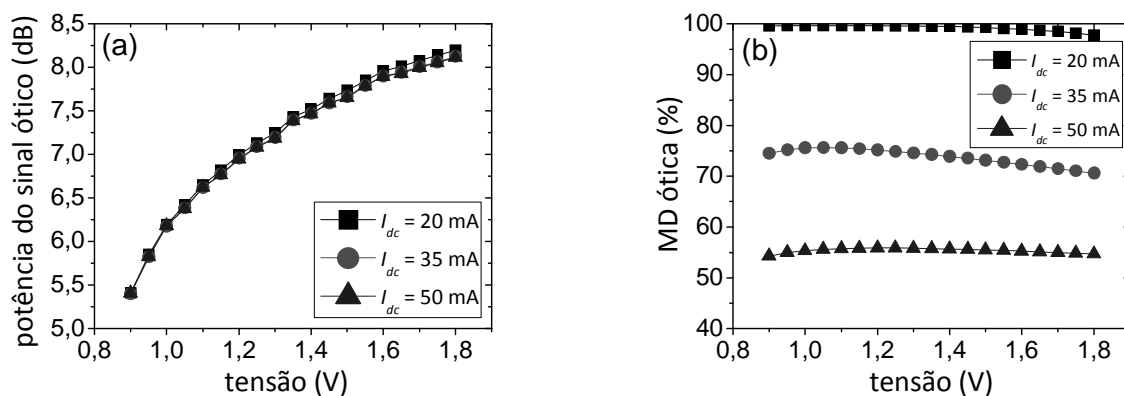


Figura 4.8 - Comportamento do sinal óptico à saída do laser variando a corrente  $I_{dc}$  de polarização. (a) Evolução da potência do sinal. (b) Evolução da profundidade de modulação.

#### 4.4.2 Discussão dos resultados de simulação

- **Regime de funcionamento do laser de díodo**

O laser de díodo com um  $I_{dc}$  próximo da corrente de limiar funciona em regime pulsado. Com um  $I_{dc}$  de 50 mA verifica-se regime contínuo (Figura 4.6 (c)).

- **Potência do sinal elétrico e ótico**

A Figura 4.7 (a) e Figura 4.8 (a), mostram que a variação da corrente  $I_{dc}$  tem pouca influência na potência do sinal de saída.

- **Profundidade de modulação (MD) elétrica e ótica**

O aumento de  $I_{dc}$  provoca uma diminuição na profundidade de modulação (Figura 4.7 (b) e Figura 4.8 (b)). Isto deve-se ao fato que quando se aumenta a corrente  $I_{dc}$ , a amplitude dos sinais mantém-se mas o seu valor médio cresce.

### Conclusão

Depois de realizada esta simulação chegou-se às conclusões seguintes:

- O ponto de operação do laser de diodo deve corresponder a valores de  $I_{dc}$ , ligeiramente acima da corrente de limiar  $i_{th}$  do laser de diodo, visto que para estes valores obtém-se as maiores profundidades de modulação.
- O modo de funcionamento, fica ao cargo de quem implementar o sistema, isto é, se se pretender uma transmissão digital, poderá-se usar valores abaixo da corrente de limiar. Se se pretender uma transmissão analógica, usa-se uma corrente acima da corrente limiar do laser de diodo.

#### 4.5 Variação da capacidade intrínseca do RTD e da indutância equivalente do circuito RTD-PD-LD

Esta simulação pretende estudar o comportamento do RTD quando a capacidade intrínseca deste e a indutância equivalente do circuito variam. A diminuição da capacidade intrínseca é essencialmente obtida reduzindo a área do RTD; a redução da indutância é conseguida diminuindo o comprimento dos fios de ouro e das linhas de transmissão. Como anteriormente, os valores padrão de simulação, podem ser consultados na Tabela 4.1. A capacitância e a indutância foram variadas da seguinte forma:

- O condensador  $C$  varia no intervalo de 1,9 pF até 7,3 pF.
- A bobine  $L$  varia na gama de 1,2 nH até 11,1 nH.

##### 4.5.1 Capacidade e indutância – resultados das simulações

As figuras seguintes mostram os principais resultados das simulações.

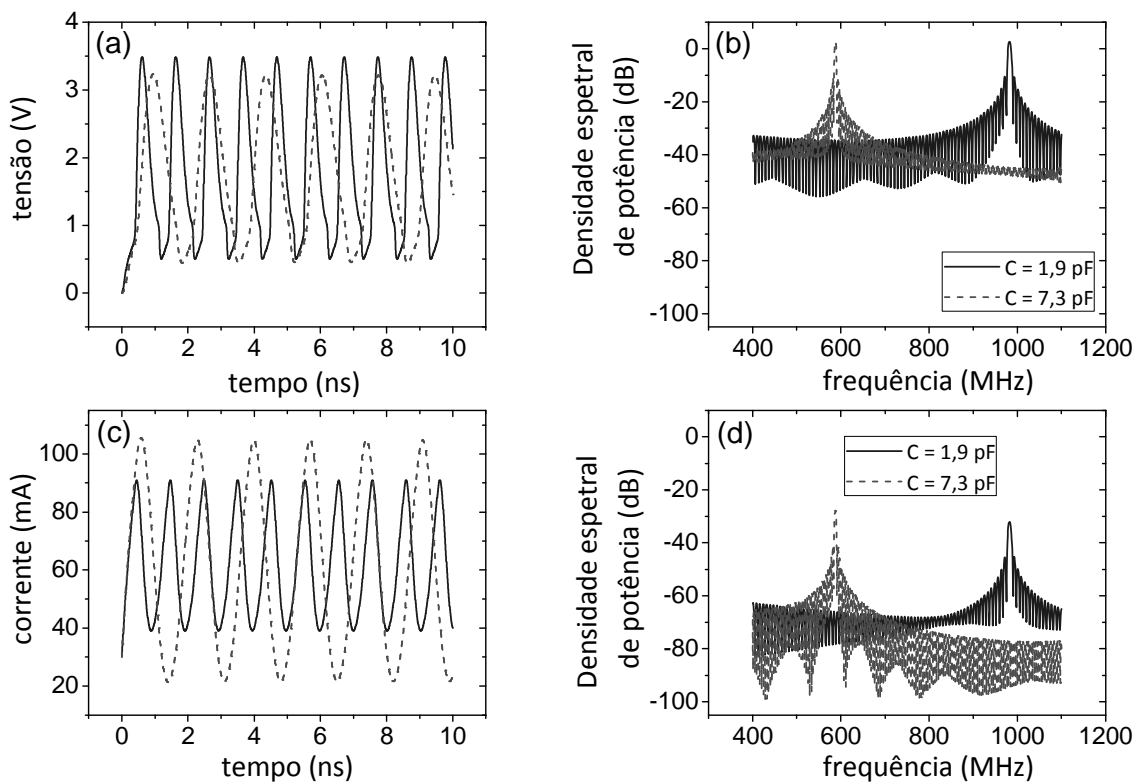


Figura 4.9 - Comportamento elétrico do sistema com variação da capacidade do RTD. (a) Tensão aos terminais do RTD. (b) Espectro da tensão aos terminais do RTD. (c) Corrente de modulação do LD. (d) Espectro da corrente que flui pelo RTD.

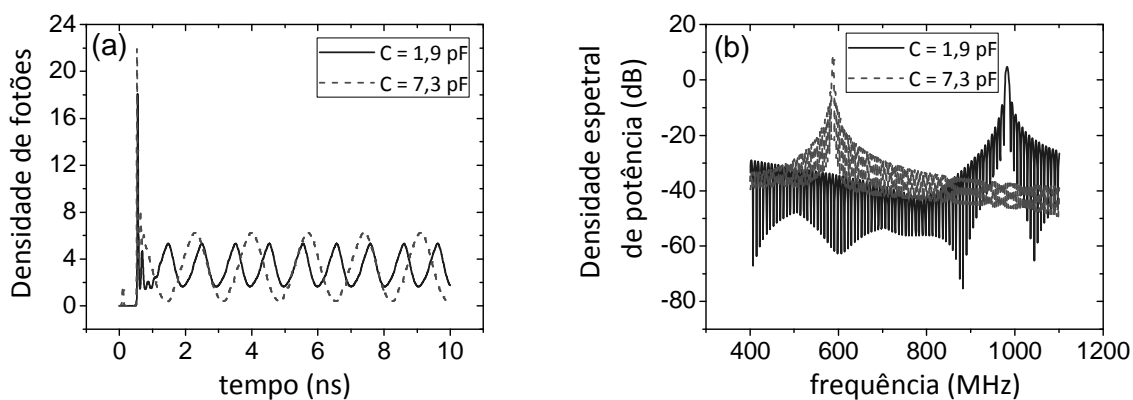


Figura 4.10 - Comportamento óptico do sistema com variação da capacidade do RTD. (a) Densidade de fótons do laser de diodo. (b) Espectro da densidade de fótons do laser de diodo.

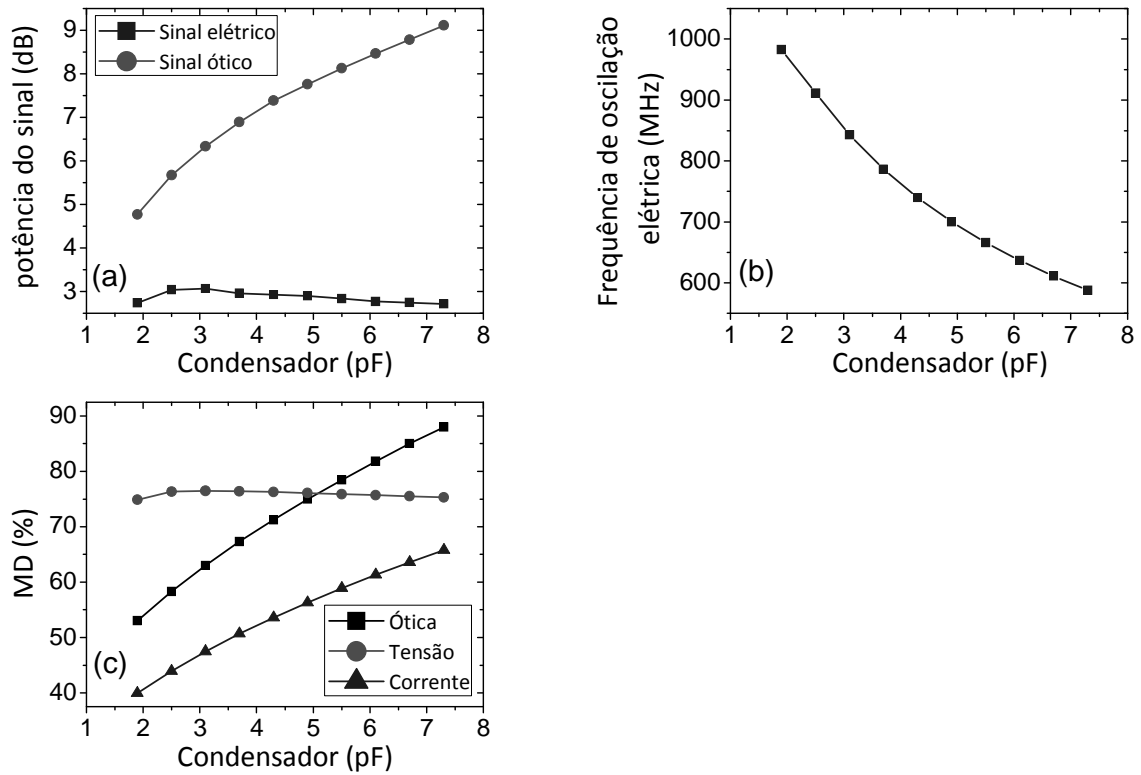


Figura 4.11 - Comportamento dos parâmetros de simulação variando C. (a) Potência do sinal elétrico e ótico. (b) frequência de oscilação da tensão aos terminais do RTD. (c) Modulação elétrica e ótica.

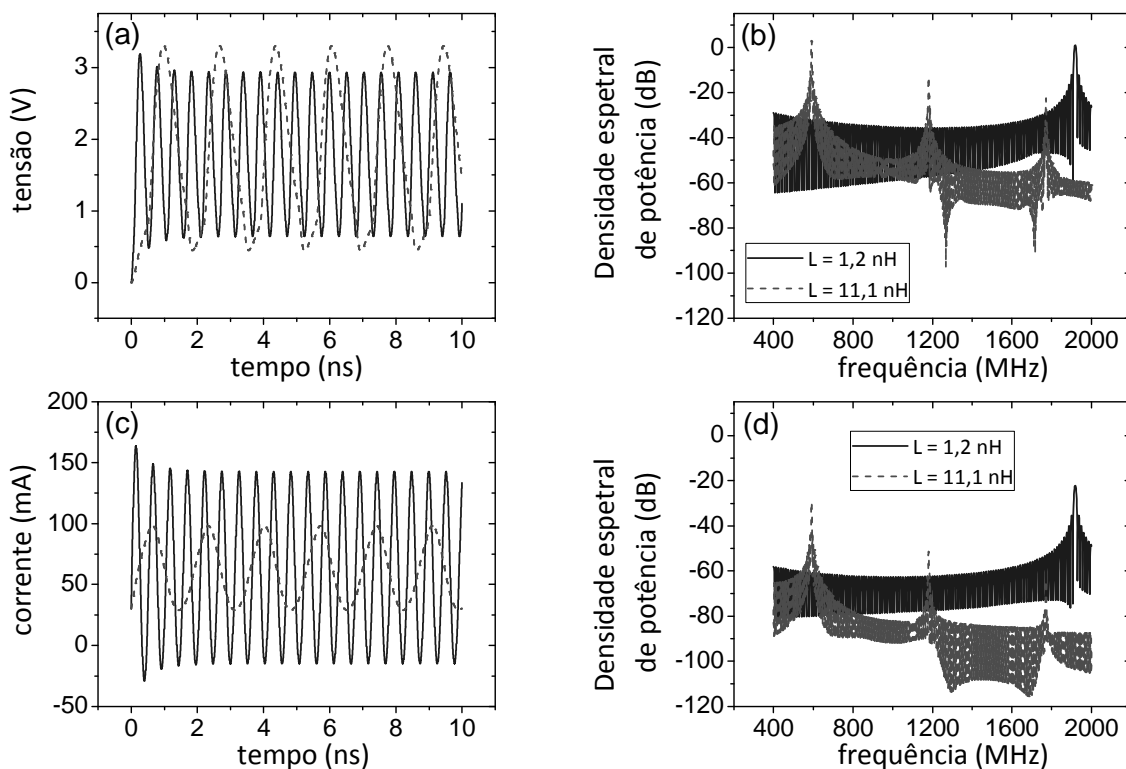


Figura 4.12 - Comportamento elétrico do sistema com variação da indutância do RTD. (a) Tensão aos terminais do RTD. (b) Espectro da tensão aos terminais do RTD. (c) Corrente de modulação do LD. (d) Espectro da corrente que flui pelo RTD.

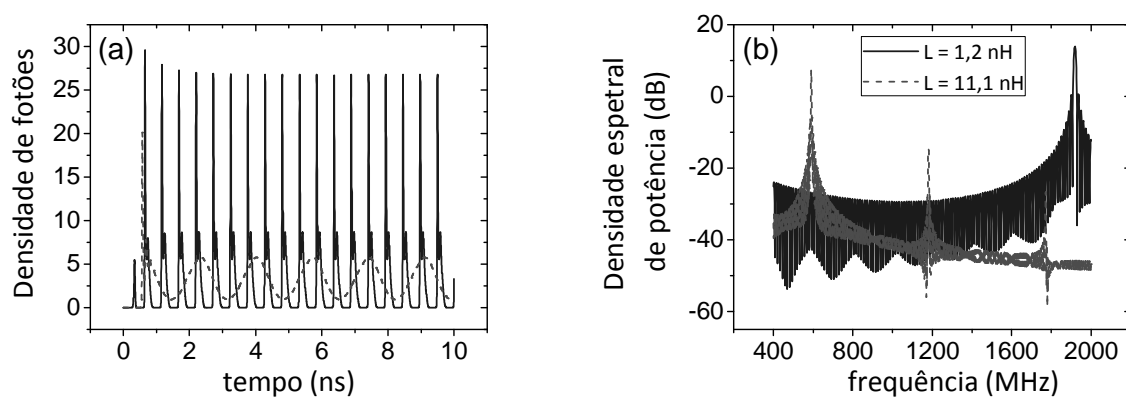


Figura 4.13 - Comportamento óptico do sistema com variação da indutância do RTD. (a) Densidade de fótons do laser de diodo. (b) Espectro da densidade de fótons do laser de diodo.

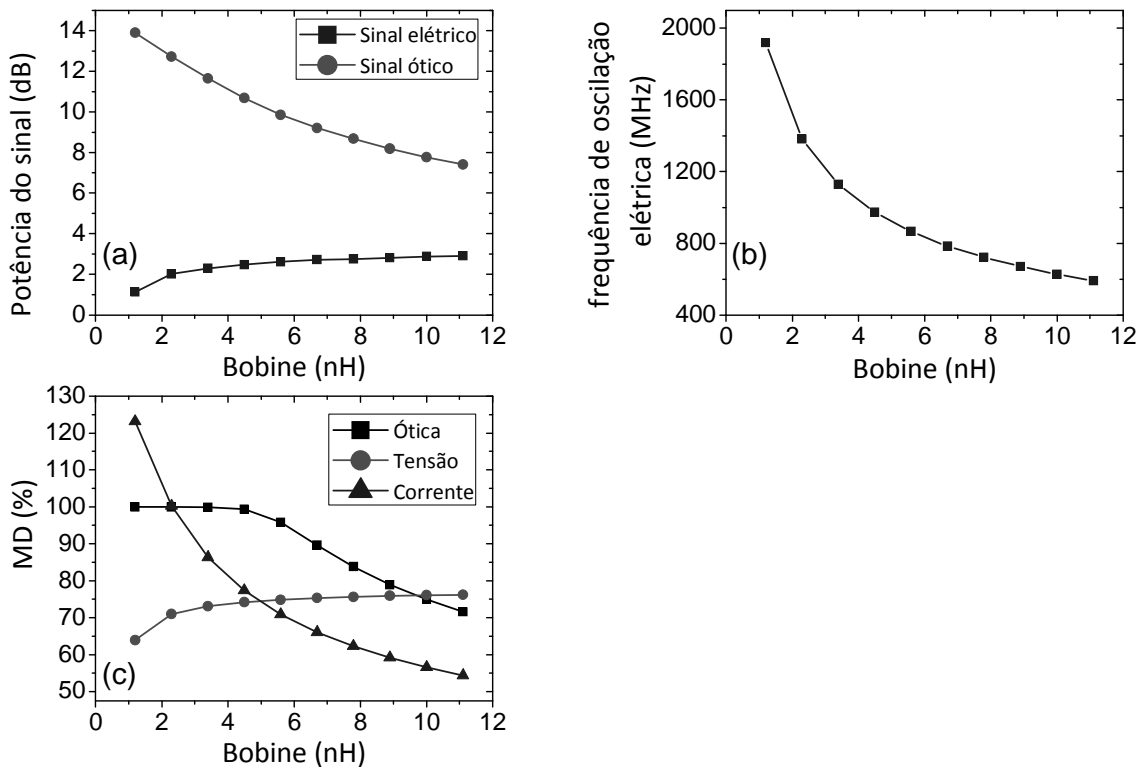


Figura 4.14 - Comportamento dos parâmetros de simulação variando  $L$ . (a) Potência do sinal elétrico e ótico. (b) frequência de oscilação da tensão aos terminais do RTD. (c) Modulação elétrica e ótica.

#### 4.5.2 Discussão dos resultados obtidos

De seguida são apresentadas algumas conclusões e discussões acerca dos resultados obtidos nesta simulação:

- **Frequência de oscilação.**

As figuras que melhor espelham o comportamento em termos de frequência são a Figura 4.11 (b) e Figura 4.14 (b), verificando em ambos os casos que quanto menor forem os valores da indutância e/ou da capacidade, maiores frequências são obtidas. Nomeadamente nesta simulação conseguiram-se frequências na ordem dos 2 GHz e de 1 GHz, para os valores mínimos de indutância e da capacidade, respetivamente, que mantêm o circuito em oscilação.

- **Regime de funcionamento do laser de díodo**

O aumento do valor da capacidade intrínseca do RTD dá origem a um aumento da magnitude do pico da potência do sinal ótico, Figura 4.10. Numa situação limite o laser pode mudar de um regime linear, observado com valores inferiores de  $C$ , para um regime pulsado.

No caso da variação da bobine (Figura 4.13), para valores menores da mesma o aumento da amplitude do sinal ótico fez com que o laser passasse de um regime linear para um regime pulsado.

- **Potência do sinal (elétrico e ótico)**

O aumento de  $C$  provocou um aumento na potência do sinal de aproximadamente 4 dB's e o aumento de  $L$  causou uma diminuição na potência do sinal de aproximadamente também 4 dB's, embora a potência do sinal com a variação da indutância seja quase sempre superior. Em ambos os casos, de um modo geral, a potência do sinal elétrico manteve-se (Figura 4.11 (a) e Figura 4.14 (a)).

- **Profundidade de modulação (MD) elétrica e ótica**

Para esta situação (Figura 4.11 (c) e Figura 4.14 (c)), pode-se concluir que:

- Em geral, o sinal de tensão não varia significativamente com a alteração de  $C$  ou  $L$ .
- O sinal de corrente aumenta com o acréscimo de  $C$ , mas por outro lado diminui com o aumento de  $L$ . Para valores baixos da bobine, a profundidades de modulação calculada é superior 100% porque o sinal em corrente, assume valores negativos (Figura 4.12 (c)).
- A profundidade de modulação aumenta com  $C$  e diminui com  $L$ . Para os valores mais baixos da indutância observam-se profundidades de modulação próximo dos 100% porque o sinal ótico tem como valor mínimo zero watt.



## Conclusão

Os resultados das simulações permitem concluir o seguinte:

- Quanto menor for a área do dispositivo (capacidade) e/ou o comprimento das linhas de transmissão, maiores serão as frequências de auto-oscilação, como é de esperar dos circuitos *RLC* série – diminuir *L* e/ou *C* resulta num aumento da frequência própria de oscilação do circuito.
- Com áreas menores, consegue-se atingir maiores profundidades de modulação mas a corrente de polarização do laser tem de ser maior para que este não altere o modo de funcionamento para regime pulsado.
- Diminuir o comprimento das ligações de fios de ouro ou das linhas de transmissão, faz com que se obtenha profundidades de modulação inferiores e mais uma vez a corrente DC de alimentação do laser deve aumentar.
- Parece ser mais vantajoso diminuir *L* visto que embora seja necessária uma maior corrente DC a alimentar o laser, consegue-se obter superior potência ótica e frequências de oscilação mais elevadas.

### 4.6 Reinjeção ótica com uma fibra ótica

Há aplicações em que é necessário dispor de osciladores optoelectrónicos com pureza espectral elevada. Uma forma de obter estes osciladores com circuitos RTD-PD-LD é reinjetar uma porção do sinal ótico produzido pelo laser de diódo no circuito usando a característica de foto-deteção do RTD, como mostra a Figura 4.15.

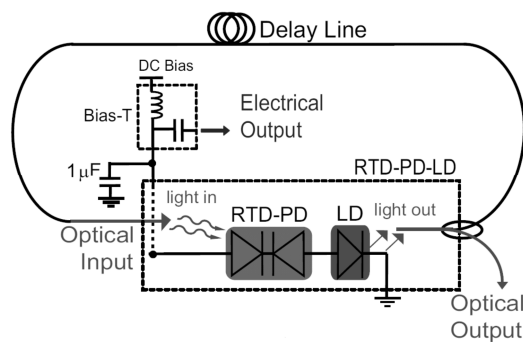


Figura 4.15 - Diagrama do circuito elétrico do RTD-PD-LD com reinjeção de uma fibra ótica [30].

No que se segue, pretende-se investigar o efeito da reinjeção ótica no RTD-PD. O circuito RTD-PD-LD é polarizado novamente na região diferencial negativa. Como anteriormente, o sinal elétrico AC em corrente proveniente do RTD é usado para modular o laser de diodo. Uma porção do sinal ótico gerado pelo laser é depois reinjetado no guia de onda do RTD, conforme indicado na Figura 4.15. Os valores padrão usados no estudo da reinjeção ótica estão sumarizados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 - Parâmetros de simulação da variação de componentes do RTD com reinjeção ótica.

RTD			$F(V)$			LD		
Símb.	Valor	Uni.	Símb.	Valor	Uni.	Símb.	Valor	Uni.
$R$	7,8	$\Omega$	$A$	0,0052	$A/cm^2$	$q$	$1,602*10^{-19}$	C
$L$	3,1	nH	$B$	0,0814	V	$V_{act}$	$6,75*10^{-11}$	$m^3$
$C$	3,25	pF	$C$	0,1357	V	$\tau_n$	3	nS
$V_{dc}$	1,6869	V	$D$	0,0088	V	$\tau_p$	1,2	pS
			$H$	0,0539	A	$\beta$	$4*10^{-4}$	
			$n_1$	0,1002		$g_0$	$3*10^{-6}$	$cm^3/s$
			$n_2$	0,0036		$N_0$	$1*10^{18}$	$cm^{-3}$
			$T$	300	K	$\epsilon_N$	$0,6*10^{-17}$	$cm^3$
			$kb$	$1.3807*10^{-23}$	J/K	$\Gamma$	0,44	
			$q$	$1,602*10^{-19}$	C	$I_{dc}$	30	mA

#### 4.6.1 Largura espectral variando o comprimento da fibra ótica

O primeiro fator analisado foi a influência da reinjeção ótica na largura espectral dos sinais gerados pelo circuito RTD-PD-LD. A investigação pretende determinar o efeito da fração do sinal ótico injetado e do comprimento da fibra ótica usada para a reinjeção na largura espectral dos sinais produzidos. Nesta simulação foi adicionado ruído branco gaussiano ao sistema (equação (3.19)) com variância unitária e amplitude  $\chi = 5^{-4}$  e usou-se a amplitude de reinjeção  $\eta = 5^{-5}$ .

O tempo de atraso com que o sinal ótico é reinjetado no circuito é dado por:

$$t_d = \frac{n \cdot l}{c} \quad (4.1)$$

Onde  $l$  representa o comprimento da fibra ótica,  $c$  é a velocidade da luz e  $n$  o índice de refração efetivo do modo fundamental da fibra ótica para o comprimento de onda em consideração. Foram realizadas simulações para fibras com comprimentos de 50 m até 400 m. A largura espectral foi obtida realizando um “fitting” ou ajustamento de *Lorentz*. Os resultados podem ser vistos na Figura 4.16.

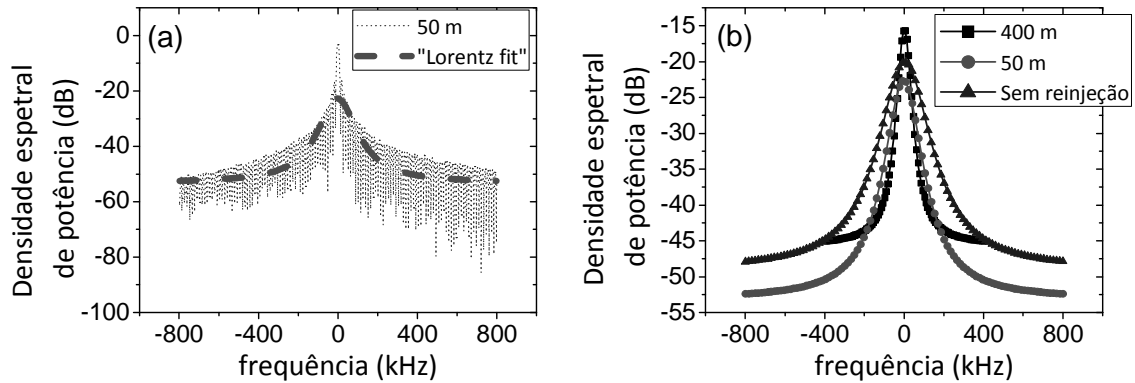


Figura 4.16 - Largura espectral do sinal de saída para diferentes comprimentos de fibra. (a) “Lorentz fitting” do espectro da simulação com uma fibra ótica de 50 m. (b) Largura espectral do sinal de saída para vários comprimentos de fibra.

Da Figura 4.16 pode-se concluir que há um estreitamento da largura espectral na frequência da fundamental com o aumento do comprimento da fibra. Esta é a principal vantagem de se usar reinjeção ótica em que sem modificar os componentes elétricos, consegue-se gerar sinais com superior pureza espectral.

Os valores diferentes das potências da frequência da fundamental visíveis na Figura 4.16 (b) resultam dos intervalos usados para realizar o “fitting” de *Lorentz*, uma vez que o sinal é semelhante para todos os casos em consideração.

A desvantagem que a reinjeção traz é a introdução de bandas laterais ou *side-bands* nos sinais gerados pelo circuito, que poderão ser prejudiciais por exemplo na recepção do sinal. Portanto, e como iremos ver, quanto maior for o comprimento da fibra ótica  $l$ , mais puro será o sinal mas menor será a gama espectral livre.

A gama espectral livre ou *free spectral range* – FSR é um parâmetro que dá em módulo, a diferença da portadora em relação à primeira banda lateral em frequência. A gama espectral

livre define por exemplo qual a largura de banda necessária no dispositivo de recepção do sinal.

Nas simulações seguintes investiga-se o comportamento do circuito no que toca às bandas laterais e à gama de espectral livre.

#### 4.6.2 Potência das bandas laterais

##### 4.6.2.1 Variando número de ciclos

Esta simulação serve para demonstrar que para que se consiga obter resultados que tenham significado físico, vários ciclos de simulação terão de ser usados, ou seja, o tamanho total de simulação tem de ser muito superior ao tempo de atraso do sinal reinjetado. Neste caso observou-se que o tempo de simulação deve ser da ordem de alguns microsegundos, para que transformada de Fourier tenha o máximo possível de pontos de integração.

Nesta simulação foi usada uma fibra ótica com um comprimento de  $l = 50$  m, amplitude de reinjeção  $\eta = 5^{-5}$  e não foi introduzido ruído no sistema. A razão pela qual o ruído não foi considerado deveu-se a vantagem de remover a componente aleatória do ruído permitindo observar melhor a diferença entre as diferentes bandas laterais.

Os gráficos da Figura 4.17 mostram que o valor mínimo do número de ciclos aconselhável seria de 80. A partir de 100 ciclos há uma convergência nos resultados obtidos. A diferença verificada entre 40 ciclos e 100 ciclos foi de aproximadamente 10 dB's. Dos resultados obtidos, pode concluir-se que o tempo de simulação terá de ser na ordem de 100 vezes superior ao tempo de atraso do sinal realimentado.

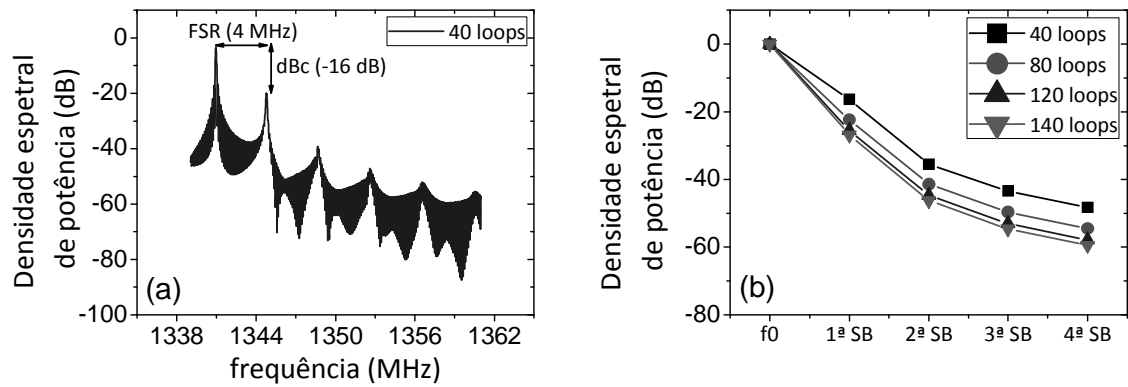


Figura 4.17 - Potências espectrais para diferentes ciclos de simulação. (a) Espectro do sinal de saída com 40 ciclos de simulação. (b) Diferentes potências das bandas laterais para vários valores de ciclos de simulação.

#### 4.6.2.2 Variando comprimento da fibra ótica

Outro aspecto que se alterou no modelo para se observar o comportamento da potência das bandas laterais foi variar o comprimento da fibra. Nesta simulação os parâmetros usados foram os seguintes: magnitude de reinjeção  $\eta = 5^{-5}$  e foi introduzido ruído branco gaussiano no sistema com variância unitária e uma amplitude de  $\chi = 5^{-3}$ .

Os resultados desta simulação permitem concluir: que ter uma fibra ótica de comprimento maior permite que a pureza espectral seja superior; quanto mais longa for a fibra, menor será a supressão das bandas laterais. Neste último caso, verifica-se uma diminuição da gama espectral livre, uma vez que as bandas laterais se aproximam da frequência da fundamental, o que faz com que sejam cada vez mais amplificadas, devido às características da região de resistência diferencial negativa do RTD.

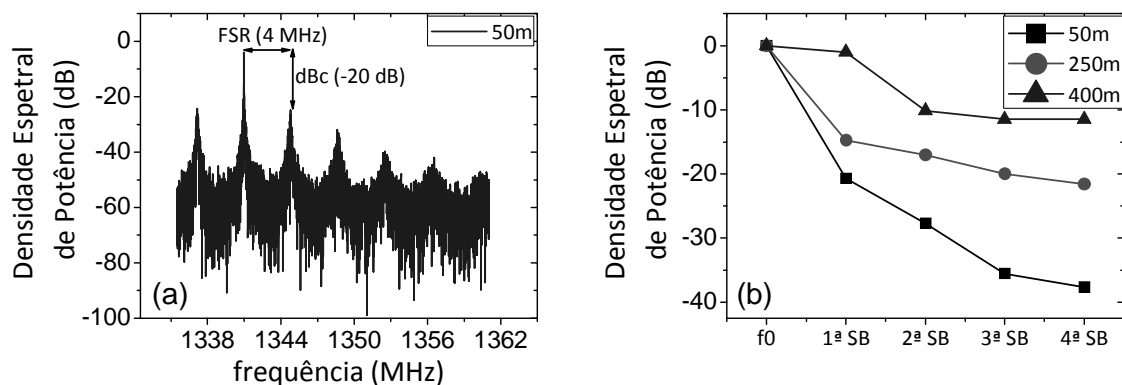


Figura 4.18 - Potência das bandas laterais para diferentes comprimentos de fibra. (a) Espectro do sinal de saída com uma fibra ótica de realimentação de 50 m. (b) Diferentes potências para alguns comprimentos de fibra.

#### 4.6.2.3 Variando a magnitude de reinjeção

A influência da magnitude de reinjeção ótica considerando uma fibra com comprimento  $l = 50$  m. Foi introduzido ruído branco gaussiano no sistema com variância unitária e uma amplitude de  $\chi = 5 * 10^{-3}$ . A magnitude de reinjeção é alterada, variando o fator  $\theta = \eta / \chi$ , definido como a razão entre a magnitude de reinjeção do sinal ótico e amplitude do ruído.

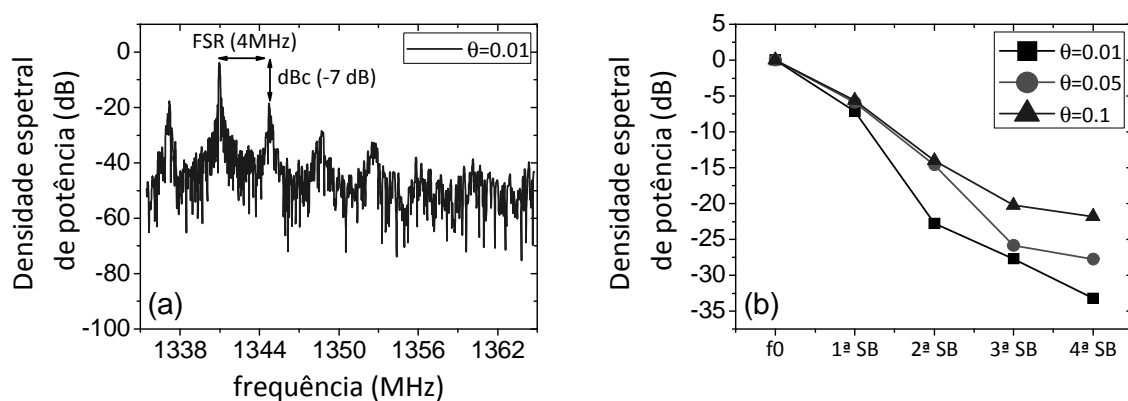


Figura 4.19 - Potência das bandas laterais para diferentes amplitudes de reinjeção. (a) Espectro do sinal de saída para  $\theta = 0.01$ . (b) Potência das bandas laterais para algumas amplitudes de reinjeção.

Dos resultados obtidos pode-se concluir que quanto maior for a amplitude de reinjeção, menor vai ser a supressão das bandas laterais, como seria de esperar, ou seja, o mais indicado é usar a menor amplitude de reinjeção possível. Contudo, se esta for muito pequena deixa de haver um estreitamento espectral provocado pela reinjeção do sinal ótico.

## 4.7 Reinjeção ótica com duas fibras óticas

Seguidamente segue a análise do sistema considerando vários percursos para o sinal ótico reinjetado. Considerou-se reinjeção ótica com duas fibras óticas, Figura 4.2, para se investigar as vantagens desta configuração relativamente à anterior.

Antes de mostrar os resultados desta simulação, é importante referir que quando se usa uma reinjeção ótica com duas fibras óticas é necessário introduzir um novo termo na equação diferencial normalizada (3.19) que representa a tensão aos terminais do RTD-PD-LD, de forma semelhante ao realizado no caso em que se usou apenas uma fibra ótica [31].

$$\dot{x} = \frac{1}{\mu} \left[ y - f(x) - \chi \xi_y - \eta_1 s(\tau - \tau_{d1}) - \eta_2 s(\tau - \tau_{d2}) \right] \quad (4.2)$$

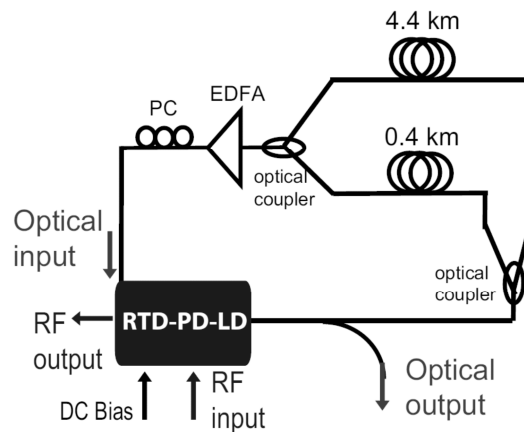


Figura 4.20 - Diagrama do circuito elétrico do RTD-PD-LD com reinjeção de duas fibras óticas [30].

Na análise correspondente às duas fibras é necessário levar em conta o atraso provocado pela primeira fibra. No caso considerado, usou-se uma fibra ótica de comprimento  $l=50$  m, como anteriormente, que introduz um atraso de  $t_{delay} = 0.25 \mu\text{s}$ , ou seja,  $f_{delay} = 4$  MHz .

O comprimento da segunda fibra a introduzir no circuito deve corresponder a um tempo de atraso de forma que a frequência correspondente  $f_{delay,f2}$  seja um múltiplo da frequência correspondente ao atraso introduzido pela primeira fibra, ou seja,  $f_{delay2} = a \cdot f_{delay,f1}$  em que  $a$  é um número inteiro e superior a um. Optou-se por uma fibra de comprimento  $l=12$  m, que introduz uma frequência de atraso de  $f_{delay2} = 16$  MHz . Foi também considerada a existência

de ruído branco gaussiano no sistema com variância unitária e amplitude  $\chi = 5 \cdot 10^{-3}$ . Os valores padrão de simulação podem ser consultados na Tabela 4.2.

Na Figura 4.21 (a), mostra-se uma comparação entre o sistema sem reinjeção em que se observa uma transmissão mais “larga” e quando se introduz reinjeção com uma fibra, o sistema apresenta sinais de melhor qualidade mas com a desvantagem da introdução das bandas laterais. A Figura 4.21 (b) apresenta o resultado que corresponde à situação com a segunda fibra presente. Verifica-se que a largura espectral se mantém e, ao mesmo tempo, que as bandas devidas à primeira fibra são atenuadas aumentando substancialmente a gama espectral livre. Esta é principal vantagem de se usar reinjeção ótica com duas fibras.

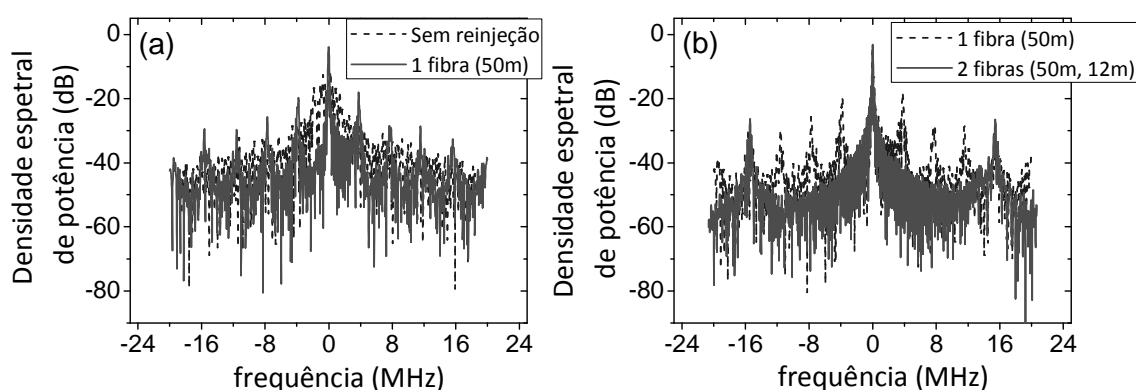


Figura 4.21 - Simulação do sistema com reinjeção ótica. (a) Comparação do sinal de saída sem e com reinjeção de uma fibra. (b) Comparação do sinal de saída com uma e duas fibras óticas.

#### 4.7.1 Influência da magnitude de reinjeção da segunda fibra ótica

No que se segue, investiga-se o efeito da magnitude do sinal reinjetado pela segunda fibra. Como verificado anteriormente, é preferencial utilizar baixas magnitudes de reinjeção para que haja o máximo de supressão dos modos da fibra. Foi usada uma fibra ótica com  $l=50$  m e uma segunda fibra com  $l=17$  m. A fibra de 50 m provoca um FSR=4 MHz e a segunda fibra ótica introduz um FSR=12 MHz. A magnitude de reinjeção da primeira fibra manteve-se em  $\eta = 5^{-5}$ , enquanto a magnitude da reinjeção da segunda fibra corresponde aos valores indicados na Figura 4.22. Nesta fase o ruído não foi considerado, para que seja facilitada a análise dos resultados.



A Figura 4.22 (a) mostra que não se deve empregar magnitudes de reinjeção da segunda fibra muito baixa porque verifica-se um degraamento na performance do sistema não só em relação à reinjeção ótica com uma fibra com a mesma magnitude de reinjeção, mas também para valores superiores da magnitude de reinjeção ótica da segunda fibra Figura 4.22 (d). Por exemplo da Figura 4.22 (a), conclui-se que uma magnitude pequena não só não anula os modos da primeira fibra como os torna mais “largos”.

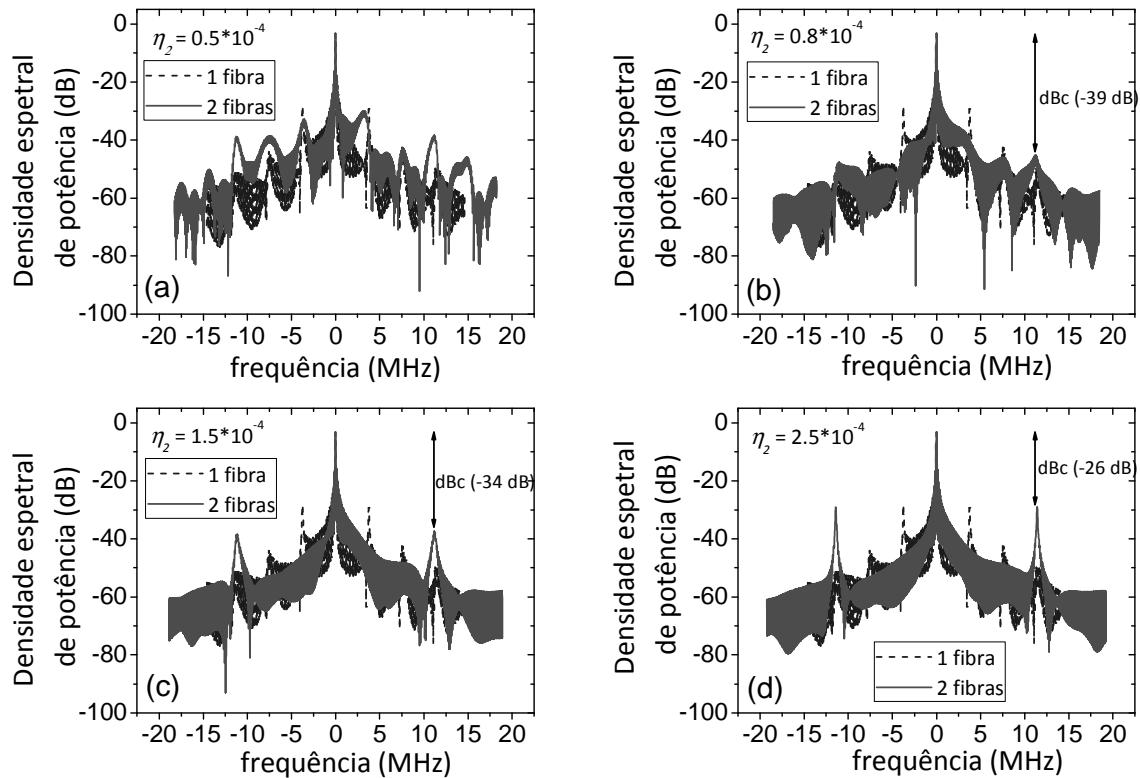


Figura 4.22 - Simulação do sistema com duas fibras óticas e várias amplitudes de reinjeção.

#### 4.7.2 Reinjeção elétrica em corrente e tensão

Por fim, considerou-se o caso em que a reinjeção é realizada em corrente e em tensão, por forma a comparar os diferentes tipos de reinjeção ou alternativas à reinjeção ótica, uma vez que, potencialmente, a reinjeção elétrica é de mais fácil implementação.

Matematicamente, tanto a reinjeção ótica como a reinjeção elétrica se baseiam na injeção dum sinal gerado pelo circuito aos quais é adicionado um determinado atraso. A diferença está onde se introduzem os termos nas equações. Se a reinjeção for elétrica em corrente, usa-

se a corrente do RTD, de acordo com as equações diferenciais normalizadas  $y$ . A alteração que esta reinjeção induz é semelhante à ótica e a equação (3.19) fica da seguinte forma:

$$\dot{x} = \frac{1}{\mu} \left[ y - f(x) - \chi \xi_y - \eta_1 s(\tau - \tau_{d1}) - \eta_2 y(\tau - \tau_{d2}) \right] \quad (4.3)$$

Se a reinjeção elétrica for em tensão, altera-se a equação diferencial normalizada (3.20), que corresponde ao comportamento em corrente do RTD. O que é reinjetado no RTD é a tensão aos seus terminais  $x$ . Esta equação toma a forma:

$$\dot{y} = \mu \left[ v_0 + \eta x(\tau - \tau_d) + v \sin(z) - \gamma y - x \right] \quad (4.4)$$

A Figura 4.23 demonstra os resultados obtidos com reinjeção em corrente. Para se obter um desempenho semelhante à reinjeção ótica, a fração do sinal reinjetado tem de ser da ordem de 100 vezes superior. Isto é consequência da potência do sinal ótico ser muito superior à potência do sinal elétrico, como se observa na Figura 4.23 (b).

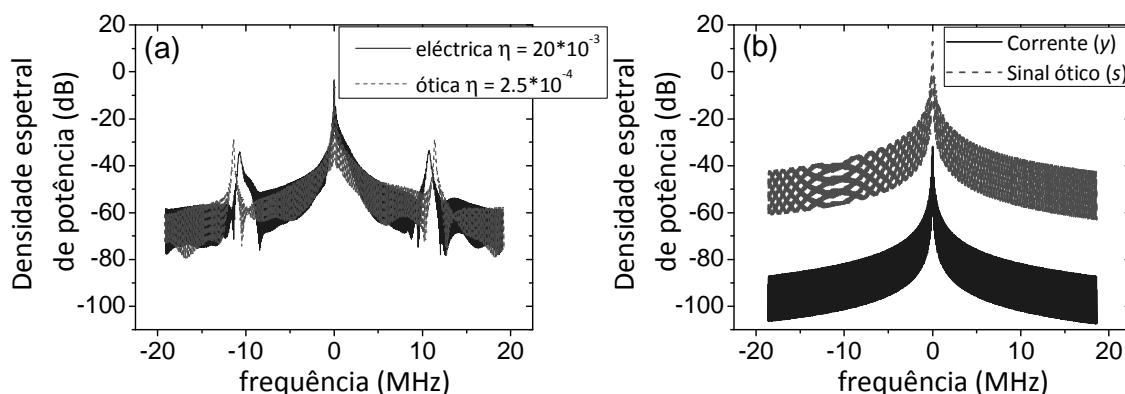


Figura 4.23 - Simulação de reinjeção elétrica em corrente. (a) Comparação da reinjeção elétrica e ótica. (b) Comparação das potências do sinal elétrico e ótico.

Na Figura 4.24 compara-se a reinjeção em corrente com a reinjeção em tensão. Pode concluir-se que dos três casos, a reinjeção em tensão é que apresenta os resultados menos favoráveis, devido ao fato que é o sinal que possui menos potência e tem um espectro mais degradado, visto que as bandas laterais são suprimidas mas de uma forma que não é tão linear.

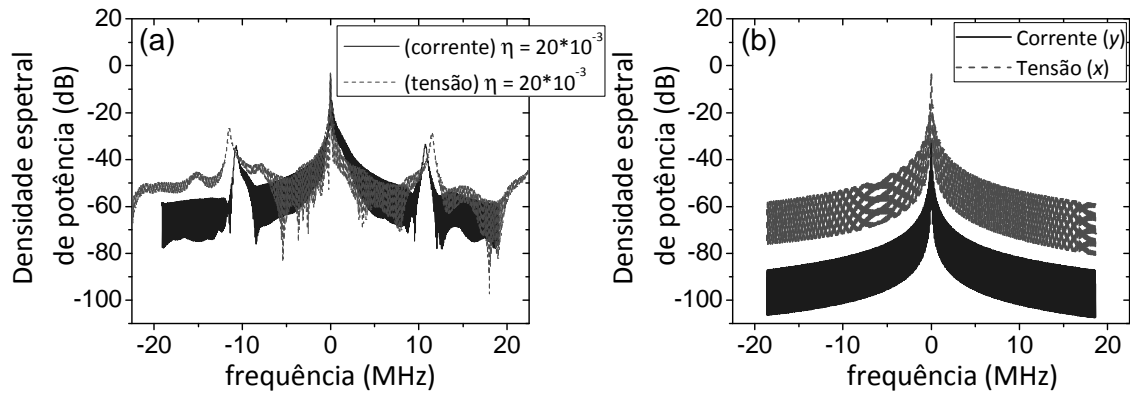


Figura 4.24 - Comparação da simulação com reinjeção elétrica em corrente e em tensão. (a) Espectros de potência dos sinais. (b) Comparação entre as potências da corrente e tensão.

Outro fator que leva a desconsiderar a reinjeção elétrica é o fato desta ser mais suscetível a interferência eletromagnética e outros efeitos indesejáveis que originam perdas e dispersão do sinal.

## 5. Conclusões e trabalho futuro

O Trabalho em consideração pretendeu estudar os modos de funcionamento de osciladores optoelectrónicos baseados na integração de díodos de efeito de túnel ressonante, com capacidade de foto-deteção e lasers de díodo, aqui designados circuitos/osciladores RTD-PD-LD.

Os resultados obtidos com os modelos numéricos implementados em *Matlab* permitem concluir que o RTD-PD-LD pode ser uma solução bastante viável para a área de comunicações por fibra ótica e/ou Rádio sobre fibra (RoF). As principais vantagens dos circuitos RTD-PD-LD com reinjeção ótica são o potencial de geração de sinais com pureza espectral significativa e a facilidade em se obter a geração simultânea de sinais nos domínios elétrico e ótico.

Os resultados computacionais obtidos permitem concluir que os circuitos em consideração apresentam elevado potencial para servir como osciladores optoelectrónicos em sistemas de comunicação nomeadamente nos sistemas de rádio sobre fibra atuando como interfaces eletro-ópticas para redes de acesso picocelulares.

Como trabalho futuro, na sequência deste estudo, pode-se considerar a implementação prática deste sistema com reinjeção ótica com fibras óticas e a injeção de sinais com dados. Outra das funcionalidades que se poderá ser estudada é potencial de aplicação do circuito RTD-PD-LD operando no regime de funcionamento caótica em sistema de rádio sobre fibra para melhorar a segurança na transmissão de dados.

Outro tema interessante é a análise detalhada da influência dos diferentes tipos de ruído e/ou dispersão no sistema.

Um aspeto que também poderá ser melhorado no modelo é a integração monolítica do RTD e do LD, tendo em conta a possibilidade de fabricação de dispositivos RTD-PD-LD monolíticos.

## 6. Anexos

### 6.1 Equação de *Schrödinger*

De acordo com a mecânica quântica, o estado instantâneo de uma partícula ou sistema pode ser completamente descrita, através de uma função complexa contínua chamada função de onda do sistema  $\Psi(\mathbf{r}, t)$ . Esta é uma função que satisfaz uma equação diferencial chamada de equação de *Schrödinger* (a 3 dimensões é da seguinte forma):

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(x, y, z, t) \right] \Psi(x, y, z, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, y, z, t) \quad (6.1)$$

A função de onda é caracterizada por ter um comportamento totalmente causal, visto que cada valor atual da mesma depende completamente do seu valor anterior. Pode-se também dizer que, todos os estados do sistema são representados por funções de onda, que contém toda a informação que é “observável” ou “medível”. Outra das particularidades das funções de onda é que só por si não têm qualquer significado físico, mas se for calculado o seu módulo ao quadrado:  $|\Psi(r, t)|^2 = \Psi(r, t)^* \Psi(r, t)$ , obtém-se significado físico, em que  $\Psi(r, t)^*$  é o complexo conjugado de  $\Psi(r, t)$  e  $\Psi(r, t)^* \Psi(r, t)$ , representa a densidade de probabilidade de o sistema estar num dado estado na posição  $\mathbf{r}$  e no instante  $t$ . Se em vez de se calcular uma posição  $\mathbf{r}$  e se calcular uma região  $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$  num instante  $t$ , a probabilidade da partícula estar nessa região é dada por:  $\int |\Psi(r, t)|^2 d\mathbf{r}$ . Esta interpretação é equivalente à intensidade de uma onda eletromagnética, que é proporcional ao módulo do quadrado da amplitude de campo elétrico. Para que a função de onda seja normalizável, a soma de todas as probabilidades de o sistema ocupar todos os estados possíveis é igual a 1, ou seja,  $\int \Psi(r, t)^* \Psi(r, t) d\mathbf{r} = 1$ . Se esta função não estiver normalizada, ou seja,  $\int \Psi(r, t)^* \Psi(r, t) d\mathbf{r} = C$ , com  $C$  finito, ela poderá ser normalizada se se dividir  $\Psi(r, t)$  por  $\sqrt{C}$ .

Voltando à equação de *Schrödinger* se se considerar que as partículas se deslocam apenas numa direção, neste caso  $x$ , esta equação para uma dimensão é a seguinte:

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x,t) \right] \Psi(x,t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x,t) \quad (6.2)$$

Em que  $\hbar$  representa a constante de *Planck* reduzida,  $m$  representa a massa efetiva da partícula,  $U(x,t)$  representa o potencial a que a partícula está sujeita e  $\Psi(x,t)$  representa a função de onda da partícula (neste caso o eletrão). Para que esta função de onda consiga representar um sistema físico observável, deve ter as seguintes características:

1. Ser uma função contínua, com as primeiras derivadas também contínuas.
2. Ser uma solução da equação de *Schrödinger*.
3. Ser normalizável, o que implica que o valor da função deve tender para zero à medida que a posição  $x$  tende para infinito. Ter presente, que o espaço e o tempo são considerados como contínuos, isto é, a posição e o tempo são grandezas contínuas.

Se um sistema em que os estados deste são estacionários, os estados de energia do sistema não vão depender do tempo. Como tal, a probabilidade de um sistema estar num dado desses estados, também vai deixar de depender do tempo. A teoria que está por detrás dos estados estacionários é fundamental para que se chegue à equação das energias permitidas dentro de um poço quântico. Então a função de onda  $\Psi(x,t)$ , pode ser descrita como sendo o produto de duas funções. Uma, que depende apenas da sua posição e outra que depende apenas do tempo:

$$\Psi(x,t) = \varphi(x)\phi(t) = \varphi(x)e^{-iEt/\hbar} \quad (6.3)$$

Onde  $\phi(t) = e^{-iEt/\hbar}$ ,  $i = \sqrt{-1}$  e  $E$ , representa a energia do estado do eletrão. A parte da função que depende apenas da sua posição obedece à seguinte equação:

$$\varphi(x) = A.\sin(kx) + B.\cos(kx) \quad (6.4)$$

Como o sistema é composto apenas por estados estacionários, a equação de *Schrödinger* a uma dimensão, é rescrita da seguinte forma para que seja também independente do tempo:

$$\left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U(x) \right] \varphi(x) = E\varphi(x) \quad (6.5)$$

Se for considerado um poço quântico ideal em que as barreiras quânticas têm um potencial infinito (Figura 6.1):

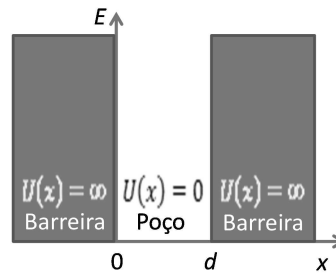


Figura 6.1 – Poço quântico ideal com barreiras de potencial infinito.

Assume-se que fora do poço quântico, ou seja, para  $x \leq 0$  ou  $x \geq d$  observa-se um potencial infinito  $U(x) = \infty$ . Substituindo o potencial por infinito, na equação de *Schrödinger* independente no tempo (6.5) a função de onda será:

$$\Rightarrow \left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \infty \right] \varphi(x) = E\varphi(x) \Leftrightarrow \varphi(x) = 0 \quad (6.6)$$

A solução geral será:  $\Psi(x, t) = \varphi(x) e^{-iEt/\hbar} = 0$ . Como seria de esperar, comprova-se que não há elétrons dentro das barreiras quânticas, apenas dentro do poço quântico. Outro aspecto que tem de ser referido é que nas extremidades do poço, ou seja, para  $x=0$  e  $x=d$ , a função de onda é nula  $\varphi(x) = 0$ , pois não são permitidas descontinuidades na mesma.

Se for considerado o interior do poço quântico, ou seja, para  $0 < x < d$  verifica-se um potencial nulo  $U(x) = 0$ . Substituindo novamente, na equação (6.5) a equação de *Schrödinger* independente no tempo fica:

$$\Rightarrow \left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + 0 \right] \varphi(x) = E\varphi(x) \Leftrightarrow \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \varphi(x) = E\varphi(x) \quad (6.7)$$

A solução geral da função de onda é agora:  $\Psi(x, t) = [A \sin(kx) + B \cos(kx)] e^{-iEt/\hbar}$ . Para se calcular os valores de  $k$  e  $B$ , considera-se agora os casos particulares nas extremidades do poço quântico:

$$\varphi(x=0) = 0 \Leftrightarrow A \sin(k0) + B \cos(k0) = 0 \Leftrightarrow B = 0, \quad \forall t \quad (6.8)$$

$$\varphi(x=d) = 0 \Leftrightarrow A \sin(kd) + 0 = 0 \Leftrightarrow kd = n\pi \Leftrightarrow k = \frac{n\pi}{d}, \quad \forall t \text{ com } n = 1, 2, 3, \dots \quad (6.9)$$

$$\Leftrightarrow \varphi(x) = A \sin\left(\frac{n\pi}{d}x\right), \quad \forall t \quad (6.10)$$

A solução geral da função de onda do elétron no poço quântico ficará com a expressão seguinte:

$$\Psi(x,t) = A \sin\left(\frac{n\pi}{d}x\right) e^{-i\hbar(n\pi/d)^2 t / 2m} \quad (6.11)$$

Para que esta função represente um sistema físico observável, ela terá de ser normalizada:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x,t)^* \Psi(x,t) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} A^2 \sin^2\left(\frac{n\pi}{d}x\right) dx = 1$$

$$\Rightarrow \Psi_n(x,t) = \frac{1}{\sqrt{L}} \sin\left(\frac{n\pi}{d}x\right) e^{-iE_n t / \hbar} = \frac{1}{\sqrt{L}} \sin\left(\frac{n\pi}{d}x\right) e^{-i(\hbar n\pi/d)^2 t / 2m} \quad (6.12)$$

Por fim, a equação que representa os estados de energia permitidos dentro de um poço quântico de profundidade infinita fica da seguinte forma:

$$\Rightarrow E_n = \left[ \frac{\hbar^2 \pi^2}{2md^2} \right] n^2 \quad (6.13)$$

## 6.2 Circuito independente de polarização do laser de díodo

De seguida vai ser apresentado um exemplo de um circuito que poderia ser usado para controlar e alimentar o modo de funcionamento de um laser de díodo. Neste circuito há uma fonte de tensão  $V_{dc}$  que controla uma corrente  $I_{dc}$  de polarização do laser. A sua função é basicamente definir o modo de funcionamento do laser. Depois há também no circuito outra fonte de tensão  $V_{ac}$ , representada que poderia ser a tensão aos terminais do RTD. Esta fonte de tensão controla uma corrente  $I_{ac}$  que poderia ser responsável por modular o laser [32].



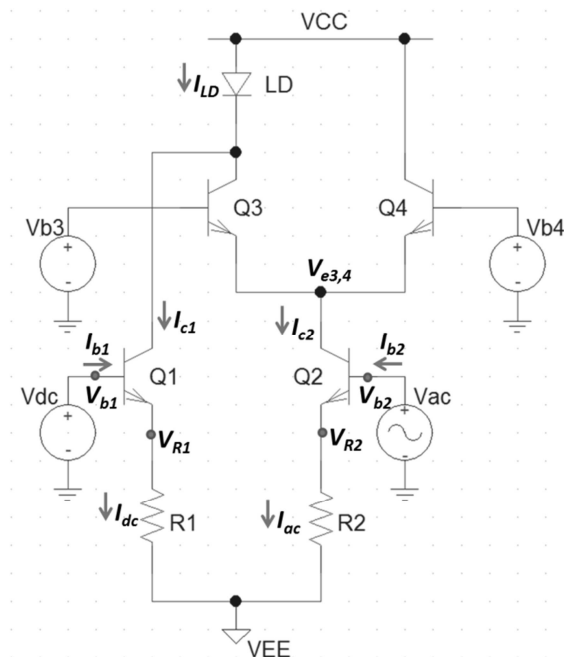


Figura 6.2 - Circuito de polarização do laser de díodo (correntes e tensões).

A razão de se usar uma corrente  $I_{dc}$  que polariza o laser, é que este aumenta significativamente a sua performance se tiver a funcionar num regime linear. Normalmente o mais aconselhado, será escolher um  $I_{dc}$  perto da corrente limiar do laser de díodo  $I_{th}$  (corrente em que o laser começa a emitir radiação laser). Quanto mais  $I_{dc}$  for inferior  $I_{th}$  maior irá ser o atraso, em que este se liga e desliga. Em contrapartida quanto mais  $I_{dc}$  for superior a  $I_{th}$ , menor vai ser a amplitude do sinal de saída. Isto vai influenciar a distância de transmissão, porque quanto menor for a amplitude, menor poderá ser a distância. Outro fator que também está ligado com esta característica é a profundidade de modulação.

### 6.2.1 Análise do circuito

Lista de todas as correntes e tensões do circuito:

- $I_{LD}$  – Corrente que está a percorrer o laser de díodo.
- $I_{c1}$  – Corrente que está a percorrer o coletor do transístor  $Q1$ .
- $I_{dc}$  – Corrente que está a percorrer o emissor do transístor  $Q1$ .
- $I_{b1}$  – Corrente que está a percorrer a base do transístor  $Q1$ .
- $I_{c2}$  – Corrente que está a percorrer o coletor do transístor  $Q2$ .

- $I_{ac}$  – Corrente que está a percorrer o emissor do transístor  $Q2$ .
- $I_{b2}$  – Corrente que está a percorrer a base do transístor  $Q2$ .
- $V_{dc}$  – Fonte de tensão DC que está a controlar  $V_{b1}$ .
- $V_{b1}$  – Tensão que está na base do transístor  $Q1$ .
- $V_{R1}$  – Tensão que está no emissor do transístor  $Q1$  e aos terminais da resistência  $R1$ .
- $V_{be1}$  – Tensão que está entre a base e o emissor do transístor  $Q1$ .
- $V_{ac}$  – Fonte de tensão AC que está a controlar  $V_{b2}$ .
- $V_{b2}$  – Tensão que está na base do transístor  $Q2$ .
- $V_{R2}$  – Tensão que está no emissor do transístor  $Q2$  e aos terminais da resistência  $R2$ .
- $V_{be2}$  – Tensão que está entre a base e o emissor do transístor  $Q2$ .
- $V_{b3}$  – Tensão que está na base do transístor  $Q3$ .
- $V_{b4}$  – Tensão que está na base do transístor  $Q4$ .
- $V_{e3,4}$  – Tensão que está no emissor do transístor  $Q3$  e  $Q4$ .
- $V_{be3}$  – Tensão que está entre a base e o emissor do transístor  $Q3$ .
- $V_{be4}$  – Tensão que está entre a base e o emissor do transístor  $Q4$ .

A fonte de tensão  $V_{dc}$ , é responsável por controlar a tensão  $V_{b1}$  que está na base de  $Q1$ . Esta tensão é usada para controlar a corrente  $I_{dc}$  que passa por  $R1$ , ou seja, no emissor de  $Q1$ .

$$V_{dc} = V_{b1} \quad (6.14)$$

Da mesma forma, há uma fonte de tensão  $V_{ac}$  que controla a tensão  $V_{b2}$  na base de  $Q2$ , que irá controlar a corrente  $I_{ac}$  que passa por  $R2$  (no emissor de  $Q2$ ).

$$V_{ac} = V_{b2} \quad (6.15)$$

A tensão aos terminais da resistência  $R1$  é:

$$V_{R1} = V_{b1} - V_{be1} \Leftrightarrow V_{R1} = V_{dc} - V_{be1} \quad (6.16)$$

$I_{dc}$  é dado pela equação:

$$I_{dc} = I_{c1} + I_{b1} \quad (6.17)$$

Em que  $I_{b1}$  pode ser desprezada visto que é muito inferior a  $I_{c1}$ :

$$I_{dc} \approx I_{c1} \quad (6.18)$$

Usando (6.16):

$$I_{dc} = \frac{V_{R1}}{R1} \Leftrightarrow I_{dc} = I_{c1} = \frac{V_{dc} - V_{be1}}{R1} \quad (6.19)$$

Falta só definir a corrente  $I_{ac}$ :

$$I_{ac} = I_{c2} + I_{b2} \quad (6.20)$$

$I_{b2}$  pode mais uma vez ser desprezado:

$$I_{ac} \approx I_{c2} \quad (6.21)$$

Neste circuito há um par diferencial constituído pelos transístores  $Q3$  e  $Q4$ , em que a sua função é controlar se a corrente  $I_{ac}$  modula o laser de díodo. Assumindo que estes dois transístores são iguais, o funcionamento é o seguinte:

$$V_{e3,4} = V_{b3} - V_{be3} \quad (6.22)$$

$$V_{e3,4} = V_{b4} - V_{be4} \quad (6.23)$$

Se  $V_{b3}$  for superior a  $V_{b4}$ :

$$V_{be4} \neq V_{b4} - V_{e3,4} \quad (6.24)$$

Significa que  $Q4$  está ao “corte”, ou seja, há um circuito aberto. Sendo assim toda a corrente  $I_{ac}$  vai passar pelo laser de díodo.

A situação contrária em que  $V_{b4}$  é superior a  $V_{b3}$ , implicaria que  $Q3$  estaria ao “corte” e toda a corrente  $I_{ac}$  passaria por  $Q4$ . Assim consegue-se controlar se a corrente controlada pela tensão aos terminais do RTD vai modular o laser de díodo.

A tensão aos terminais da resistência  $R2$  é dada:

$$V_{R2} = V_{b2} - V_{be2} \Leftrightarrow V_{R2} = V_{ac} - V_{be2} \quad (6.25)$$

$$I_{ac} = \frac{V_{R2}}{R2} \Leftrightarrow I_{ac} = I_{c2} = \frac{V_{ac} - V_{be2}}{R2} \quad (6.26)$$

Assumindo que  $V_{b3} > V_{b4}$  a corrente total que passa pelo laser de díodo é:

$$I_{LD} = I_{dc} + I_{ac} \Leftrightarrow I_{LD} = \frac{V_{dc} - V_{be1}}{R1} + \frac{V_{ac} - V_{be2}}{R2} \quad (6.27)$$

## 6.3 Modelos em 'simulink'

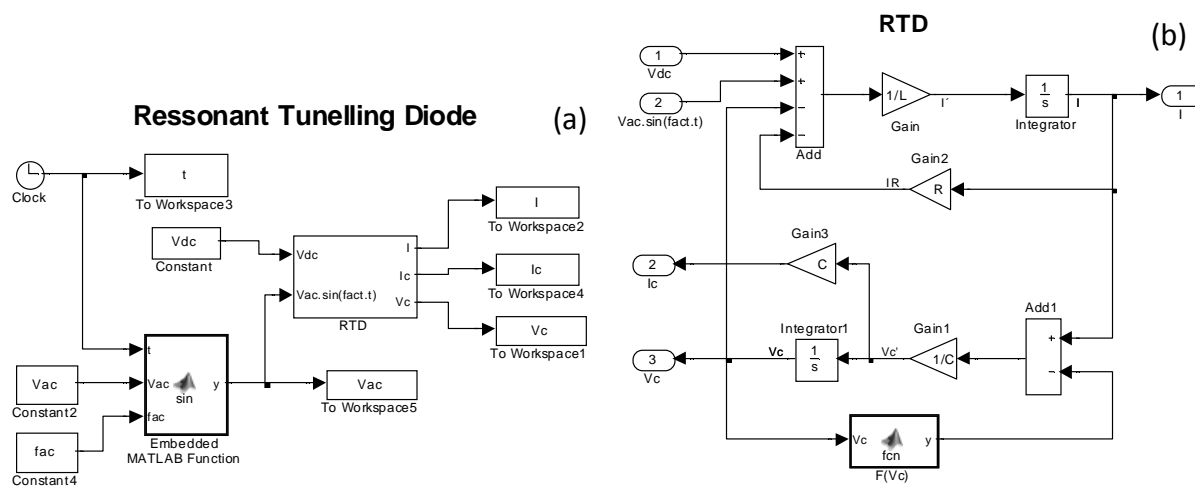


Figura 6.3 - Modelo do RTD em Simulink. (a) Modelo em geral. (b) Modelo em particular do RTD.

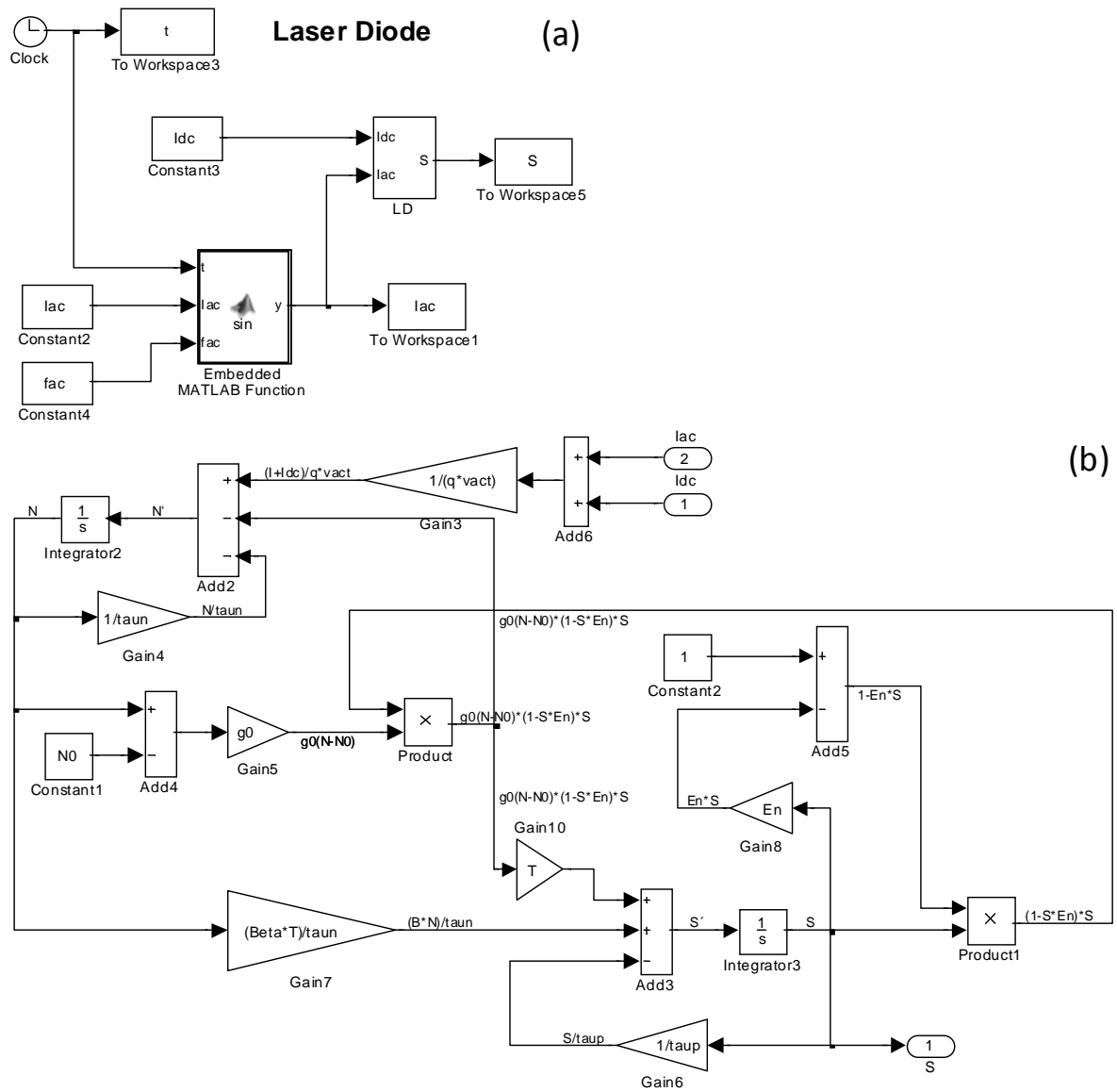


Figura 6.4 - Modelo de Laser de díodo. (a) Modelo em geral. (b) Modelo em particular do Laser de díodo.

## Bibliografia

- [1] R. Lang e K. Kobayashi, “External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 16, pp. 347- 355, Mar 1980.
- [2] B. Dahmani, L. Hollberg e R. Drullinger, “Frequency stabilization of semiconductor-lasers by resonant optical feedback,” *Optics Letters*, vol. 12, p. 7876, 1987.
- [3] J. Mork, B. Tromborg e J. Mark, “Chaos in semiconductor lasers with optical feedback: theory and experiment,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 28, pp. 93-108, Jan 1992.
- [4] S. Tang e J. Liu, “Chaotic pulsing and quasi-periodic route to chaos in a semiconductor laser with delayed opto-electronic feedback,,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 37, pp. 329-336, Mar 2001.
- [5] K. Ikeda, K. Kondo e O. Akimoto, “Successive higher-harmonic bifurcations in systems with delayed feedback,” *Phys. Rev. Lett*, p. 1467–1470, 1982.
- [6] T. Murphy, A. Cohen, B. Ravoori, K. Schmitt, A. Setty, F. Sorrentino, C. Williams, E. Ott e R. Roy, “Complex dynamics and synchronization of delayed-feedback nonlinear oscillators,” *Phil. Trans. R. Soc. A.*, p. 343–366, 2010.
- [7] T. Simpson, J. Liu, K. Huang e K. Tai, “Nonlinear dynamics induced by external optical injection in semiconductor lasers.,” *Quantum and Semiclassical Optics*, p. 765–784, 1997.
- [8] S. Wieczorek, B. Krauskopf e D. Lenstra, “A unifying view of bifurcations in a semiconductor laser subject to optical injection,” *Optics Communications*, p. 1–6, 1999.
- [9] J. Ohtsubo, “Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos, Springer,” 2005.
- [10] K. Callan, L. Illing, Z. Gao, D. Gauthier e E. Schöll, “Broadband chaos generated by an

- optoelectronic oscillator,” *Phys. Rev. Lett.*, p. 113901, 2010.
- [11] A. Argyris, D. Syvridis, L. Larger, V. Annovazzi-Lodi, P. Colet, I. Fischer, J. García-Ojalvo, C. R. Mirasso e L. P. & K. A. Shore, “Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links.,” *Nature*, p. 343–346, 2005.
- [12] J. Calado, “Estudo de Moduladores Ópticos Baseados no Efeito Túnel Ressonante,” *Universidade do Algarve: Faculdade de Ciências e Tecnologia*, pp. 1-24, Dezembro 2003.
- [13] H. Mizuta e T. Tanoue, “The physics and applications of resonant tunneling diodes,” em *Cambridge Studies in Semiconductor Physics and Microelectronic Engineering*, Cambridge University Press, 1995, pp. 1-38,133-177.
- [14] H. D. Young, R. A. Freedman e L. Ford, “University Physics with Modern Physics,” 12 ed., Addison Wesley Publishing Company, April 2, 2007, pp. 1121-1509.
- [15] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu e F. Laloe, "Quantum mechanics", vol. I, London: John Wiley & Sons, 1997.
- [16] T. P. E. Broekaert e C. Fonstad, “In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/AlAs resonant tunneling diodes with current densities in excess of 450 kA/cm<sup>2</sup>,” *Appl. Phys.*, vol. 68, p. 4310, 1990.
- [17] D. H. Chow, J. N. Schulman, E. Ozbay e D. M. Bloom, “Investigation of In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/AlAs resonant tunneling diodes for high speed switching,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, p. 1685, 1992.
- [18] J. Ling, “Resonant Tunneling Diodes: Theory of Operation and Applications”.*University of Rochester, Rochester, NY 14627* .
- [19] B. Romeira, J. Figueiredo, C. Ironside, A. Kelly e T. Slight, “Optical Control of a Resonant Tunneling Diode Microwave-Photonic Oscillator,” *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 22, pp. 1610-1612, 1 Nov. 2010.
- [20] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices* (Wiley Series in Pure and Applied Optics), 1 ed., S. E. Joseph W. Goodman, Ed., Wiley-Interscience, 1995.

- [21] S. O. Kasap, *Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices*, 1 ed., Prentice-Hall Inc., 2001.
- [22] P. Vasil'ev, "Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications," Artech House, 1995, pp. 7-32.
- [23] Á. A. A. d. Salles e M. C. R. Carvalho, "Resposta Rápida de Lasers Semicondutores Nacionais," *Revista da Sociedade Brasileira de Telecomunicações*, vol. 1, pp. 61-72, Nov. 1986.
- [24] P. K. Cheo, "Fiber Optics & Optoelectronics," 2 ed., Prentice Hall, 1989, pp. 297-305.
- [25] A. Yariv, "Optical Electronics in Modern Communications," 5 ed., Oxford University Press, 1997, pp. 582-587.
- [26] "Defining Optical Modulation Index: An In-Depth Look at OMI," M2 Optics Inc., 2011. [Online]. Available: <http://www.m2optics.com>.
- [27] B. Romeira, J. M. L. Figueiredo, T. J. Slight, L. Wang, E. Wasige, C. N. Ironside, J. Quintana e M. Avedillo, "Novel Nonlinear Optoelectronic Emitters based on Resonant Tunnelling Diode Oscillators".
- [28] B. M. P. Romeira, "Dynamics of resonant tunneling diode optoelectronic oscillators," *Universidade do Algarve: Faculdade de Ciências e Tecnologia*, 2012.
- [29] H. Beneking, "High Speed Semiconductor Devices" Circuit aspects and fundamental behavior, First ed., Chapman & Hall, 1994.
- [30] B. Romeira, J. Figueiredo, C. Ironside, K. Seunarine e J. Javaloyes, "Nonlinear dynamics of a Liénard delayed-feedback optoelectronic oscillator," *Nonlinear Dynamics and Synchronization (INDS) & 16th Int'l Symposium on Theoretical Electrical Engineering (ISTET), 2011 Joint 3rd Int'l Workshop on*, pp. 1-5, 25-27, July 2011.
- [31] B. Romeira, J. Javaloyes, J. M. L. Figueiredo, C. N. Ironside, H. I. Cantú e A. E. Kelly, "Delayed Feedback Dynamics of RTD-Photo-Detector Optoelectronic Oscillators," pp. 1-10, June 2012.



- [32] C. DeCusatis, "Handbook of Fiber Optic Data Communication: A Practical Guide to Optical Networking," 3 ed., Academic Press, March 7, 2008, pp. 166-168.
- [33] R. Tsu e L. Esaki, "Tunneling in a finite superlattice," *Applied Physics Letters*, vol. 22, pp. 562-564, Jun 1973.
- [34] L. L. Chang, L. Esaki e R. Tsu, "Resonant tunneling in semiconductor double barriers," *Applied Physics Letters*, vol. 24, pp. 593-595, Jun 1974.
- [35] T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C. D. Parker e D. D. Peck, "Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz," *Applied Physics Letters*, pp. 588-590, Sep 1983.
- [36] F. Capasso e R. A. Kiehl, "Resonant tunneling transistor with quantum well base and high-energy injection: A new negative differential resistance device," *Journal of Applied Physics*, vol. 58, pp. 1366-1368, Aug 1985.
- [37] N. Yokoyama, K. Imamura, S. Muto, S. Hiyamizu e H. Nishi, "A new functional resonant tunneling hot electron transistor (RHET)," *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2*, vol. 24, pp. L853, L854, Nov 1985.
- [38] A. Bonnefoi, T. McGill e R. Burnham, "Resonant tunneling transistors with controllable negative differential resistances," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 6, pp. 636-638, Dec 1985.
- [39] F. Capasso, S. Sen, A. Y. Cho e A. L. Hutchinson, "Resonant tunneling spectroscopy of hot minority electrons injected in gallium arsenide quantum wells," *Applied Physics Letters*, vol. 50, pp. 930-932, Apr 1987.
- [40] M. A. Reed, J. N. Randall, R. J. Aggarwal, R. J. Matyi e T. M. Moore, "Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure," *Physical Review Letters*, vol. 60, pp. 535-537, 8 Feb 1988.
- [41] S. Tarucha, Y. Hirayama, T. Saku e T. Kimura, "Resonant tunneling through one- and zero-dimensional states constricted by  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  heterojunctions and high-resistance regions induced by focused Ga ion-beam implantation," *Physical Review*

- B (Condensed Matter)*, vol. 41, pp. 5459-5462, 15 March 1990.
- [42] P. Gueret, N. Blanc, R. Germann e H. Rothuizen, "Vertical transport in Schottky-gated, laterally confined double-barrier quantum well heterostructures," *Surface Science*, pp. 263, 212, 1992.
- [43] M. Tewordt, L. Martin-Moreno, J. T. Nicholls, M. Pepper, M. J. Kelly, V. J. Law, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost e G. A. C. Jones, "Single-electron tunneling and Coulomb charging effects in asymmetric double-barrier resonant-tunneling diodes," *Physical Review B*, vol. 45, p. 14407, 15 Jun 1992.
- [44] B. Su, V. J. Goldman e J. E. Cunningham, "Single-electron tunneling in nanometer-scale double-barrier heterostructure devices," *Physical Review B (Condensed Matter)*, vol. 46, pp. 7644-7655, 15 September 1992.
- [45] P. D. Batelaan e M. A. Frerking, "12th International Conference on infrared and millimeter waves," em *Conference Digest*, IEEE, New York.
- [46] T. C. L. G. Sollner, E. R. Brown, W. D. Goodhue e C. A. Correa, "Harmonic multiplication using resonant tunneling," *Journal of Applied Physics*, vol. 64, pp. 4248-4250, Oct. 1988.
- [47] A. Rydberg e H. Gronqvist, "Quantum-well high-efficiency millimetre-wave frequency tripler," *Electronics Letters*, vol. 25, pp. 348-349, 2 March 1989.