



**CAROLINA FRANCISCANGELIS**

**TÉCNICA DE MEDIÇÃO DISTRIBUÍDA DE PMD EM ENLACES ÓPTICOS  
BASEADA EM POTDR**

***PMD DISTRIBUTED MEASUREMENT TECHNIQUE  
BASED ON POTDR***

**CAMPINAS  
2014**





**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO**

**CAROLINA FRANCISCANGELIS**

**TÉCNICA DE MEDIÇÃO DISTRIBUÍDA DE PMD EM ENLACES ÓPTICOS  
BASEADA EM POTDR**

**Orientador: Prof. Dr. Fabiano Fruett**

**Coorientador: Dr. Claudio Floridia**

***PMD DISTRIBUTED MEASUREMENT TECHNIQUE  
BASED ON POTDR***

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Mestra em Engenharia Elétrica, na área de Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica.

*Master dissertation presented to the Electrical Engineering  
Postgraduation Programm of the School of Engineering Electrical of the University of Campinas  
to obtain the M.Sc. grade in Engineering Electrical, in field of Electronics, Microelectronics and  
Optoelectronics.*

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO  
DEFENDIDA PELO ALUNA CAROLINA FRANCISCANGELIS  
E ORIENTADO PELO PROF. DR. FABIANO FRUETT

Assinatura do Orientador

---

**CAMPINAS  
2014**

Ficha catalográfica  
Universidade Estadual de Campinas  
Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura  
Rose Meire da Silva - CRB 8/5974

F847t Franciscangelis, Carolina, 1989-  
Técnica de medição distribuída de PMD em enlaces ópticos baseada em pOTDR / Carolina Franciscangelis. – Campinas, SP : [s.n.], 2014.

Orientador: Fabiano Fruett.  
Coorientador: Claudio Floridia.  
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Polarização (Luz). 2. Fibras óticas. I. Fruett, Fabiano, 1970-. II. Floridia, Claudio. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.

Informações para Biblioteca Digital

**Título em outro idioma:** PMD distributed measurement technique based on pOTDR

**Palavras-chave em inglês:**

Light polarization

Optical fiber

**Área de concentração:** Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica

**Titulação:** Mestra em Engenharia Elétrica

**Banca examinadora:**

Fabiano Fruett [Orientador]

Peter Jürgen Tatsch

João Batista Rosolem

**Data de defesa:** 07-08-2014

**Programa de Pós-Graduação:** Engenharia Elétrica

## COMISSÃO JULGADORA - TESE DE MESTRADO

**Candidata:** Carolina Franciscangelis

**Data da Defesa:** 7 de agosto de 2014

**Título da Tese:** "Técnica de Medição Distribuída de PMD em Enlaces Ópticos Baseada em POTDR"

Prof. Dr. Fabiano Fruett (Presidente): \_\_\_\_\_

Dr. João Batista Rosolem: \_\_\_\_\_

Prof. Dr. Peter Jürgen Tatsch: \_\_\_\_\_

*Fabiano Fruett*  
*João Batista Rosolem*  
*Peter Jürgen Tatsch*



## RESUMO

Neste trabalho foi proposto e demonstrado experimentalmente uma técnica para medição de Dispersão dos Modos de Polarização (PMD) distribuída em enlaces ópticos baseada no uso de Refletômetro Óptico no Domínio do Tempo (OTDR) e de polarização da luz. A motivação deste trabalho reside no constante aumento da demanda por informação e transmissão de dados, fato que tem causado a evolução de sistemas de comunicação óptica para operar em elevadas taxas de bits.

Estes sofisticados sistemas de comunicação requerem sensores paramétricos precisos, exatos, estáveis e capazes de monitorar os parâmetros dos enlaces de fibra óptica e sinais ópticos que compõe esta rede. Dentre os parâmetros a serem monitorados está a PMD, dispersão modal que defasa os modos de polarização de um sinal óptico, causando o alargamento temporal do pulso óptico transmitido. Este alargamento aumenta a interferência inter-simbólica do sinal e, conseqüentemente, degrada o desempenho da recepção do sinal.

Foi realizada uma revisão bibliográfica a fim de identificar os métodos propostos até o momento para medição de PMD de primeira ordem, também conhecida como Atraso Diferencial de Grupo (DGD). Os métodos analisados compreenderam tanto medições ponto a ponto quanto medições distribuídas de DGD. Ao final da revisão, concluiu-se que, dentre as técnicas propostas até o momento, as que apresentam maior vantagem são as que possibilitam a medição distribuída da PMD ao longo do enlace. Desta forma, não é necessário desconectar cada trecho de fibra do enlace para medir sua DGD separadamente, economizando tempo, investimento financeiro e deslocamento de operadores por longas extensões. Visando este cenário, foi definida como meta deste trabalho a proposta de um método capaz de localizar, qualitativa e quantitativamente, trechos de elevada PMD em um enlace óptico.

Para atingir esta meta foi proposta neste trabalho uma técnica baseada em polarização da luz e refletometria óptica no domínio do tempo (pOTDR). Esta técnica se destaca por sua simplicidade de implementação e o uso de componentes passivos, sendo o OTDR o único instrumento ativo. O método proposto foi testado em enlaces ópticos laboratoriais e em uma rede óptica de tráfego real. A técnica proposta é inovadora e o estudo detalhado do estado da arte de métodos de medir PMD em fibras ópticas provou que sua concepção e validação foram ambas realizadas pela primeira vez que se tenha conhecimento.

**Palavras-chave:** Polarização da luz. Sensor. Fibras Ópticas. OTDR. PMD.



## ABSTRACT

*In this work was proposed and experimentally demonstrated a Polarization Mode Dispersion (PMD) distributed measurement technique based on Optical Time Domain Reflectometer (OTDR) and optical polarization. The main motivation of this research is the constant growth of information and data traffic demands, which leads the evolution of optical communication systems to operate on higher data rates.*

*These sophisticated communication systems require parametric, precise and stable sensors; able to monitor the optical fiber links parameters and the propagating optical signals condition. Among the monitored parameters is the PMD, a modal dispersion that delays the polarization modes of a propagating optical signal over an optical fiber. This dispersion results in a pulse broadening in time domain, causing inter-symbol interference (ISI), which degrades the received signal performance.*

*It was performed a state of the art bibliographic review in order to identify the first order PMD monitoring methods proposed so far. The analyzed methods cover both point-to-point and distributed PMD measurement. After the review, it was concluded that the most advantageous methods are those that allow PMD distributed measurement along a fiber link. Therefore, it excludes the need of disconnect each fiber section link to point-to-point measure its global PMD. It saves time, financial investment and technician displacement through long distances. In this scenario, it was defined as target of this work the proposal of a method capable to localize, quantitatively and qualitatively, high PMD sections in an optical fiber link.*

*In order to achieve this goal, it was proposed a technique based on optical polarization and optical time domain reflectometer (pOTDR). This technique stands out for its implementation simplicity and the use of passive optical elements, besides the OTDR. The proposed method was tested both in laboratorial and field optical links. The detailed state-of-the art studies of PMD monitoring techniques proved that the conception and validation of the proposed method was performed for the first time known.*

**Keywords:** *Light Polarization. Sensor. Optical Fibers. PMD. OTDR.*



## SUMÁRIO

<b>RESUMO</b> .....	<b>VII</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>IX</b>
<b>SUMÁRIO</b> .....	<b>XI</b>
<b>AGRADECIMENTOS</b> .....	<b>XVII</b>
<b>LISTA DE FIGURAS</b> .....	<b>XXI</b>
<b>LISTA DE TABELAS</b> .....	<b>XXV</b>
<b>LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS</b> .....	<b>XXVII</b>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> .....	<b>1</b>
<b>2 CONCEITOS DE POLARIZAÇÃO</b> .....	<b>5</b>
2.1 DESCRIÇÃO GERAL.....	5
2.2 DESCRIÇÃO MATEMÁTICA E VETORIAL.....	8
2.3 VETORES DE STOKES E JONES, MATRIZES DE MUELLER.....	13
<b>2.3.1 Os parâmetros de Stokes</b> .....	<b>13</b>
<b>2.3.2 Os vetores e matrizes de Jones</b> .....	<b>16</b>
<b>2.3.3 As matrizes de Mueller</b> .....	<b>20</b>
2.4 LUZ PARCIALMENTE POLARIZADA.....	21
2.5 A ESFERA DE POINCARÈ.....	23
2.6 DISPOSITIVOS ATUANTES EM FIBRA ÓPTICA.....	24
<b>2.6.1 Fibra óptica mantenedora de polarização</b> .....	<b>24</b>
<b>2.6.2 Polarizador</b> .....	<b>26</b>
<b>2.6.3 Defasadores de onda</b> .....	<b>29</b>
<b>2.6.4 Controlador de polarização</b> .....	<b>31</b>
CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 2.....	33
<b>3 DISPERSÃO DOS MODOS DE POLARIZAÇÃO</b> .....	<b>35</b>
3.1 CONCEITO DE PMD.....	36
3.2 IMPACTOS DA PMD EM SISTEMAS DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.....	43
3.3 CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 3.....	45

<b>4 MÉTODO DE REFLETOMETRIA ÓPTICA NO DOMÍNIO DO TEMPO BASEADO EM POLARIZAÇÃO (POTDR) .....</b>	<b>47</b>
4.1 OTDR: CONTEXTO HISTÓRICO .....	47
4.2 OTDR: PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO E CARACTERÍSTICAS .....	48
<b>4.2.1 Princípio de operação .....</b>	<b>48</b>
<b>4.2.2 Parâmetros característicos de desempenho .....</b>	<b>52</b>
4.3 TÉCNICA DE POTDR .....	54
4.4 CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 4.....	57
<b>5 TÉCNICAS DE MEDIÇÃO DE PMD .....</b>	<b>59</b>
5.1 TÉCNICAS DE MEDIÇÃO PONTO A PONTO .....	59
<b>5.1.1 Método do atraso diferencial de pulso .....</b>	<b>60</b>
<b>5.1.2 Método interferométrico .....</b>	<b>61</b>
<b>5.1.3 Método do arco de Poincarè .....</b>	<b>64</b>
<b>5.1.4 Método do analisador fixo .....</b>	<b>67</b>
5.2 TÉCNICAS DE MEDIÇÃO DISTRIBUÍDA DE PMD BASEADAS EM POTDR ....	70
<b>5.2.1 Contexto e embasamento teórico .....</b>	<b>70</b>
<b>5.2.2 A evolução da técnica de medição distribuída de PMD baseada em pOTDR .....</b>	<b>72</b>
5.3 MÉTODO PROPOSTO E DESENVOLVIDO PARA MEDIÇÃO DE PMD BASEADO EM POTDR.....	76
<b>5.3.1 Princípios de operação.....</b>	<b>76</b>
<b>5.3.2 Descrição do método proposto e desenvolvido .....</b>	<b>79</b>
5.4 CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 5.....	81
<b>6 RESULTADOS EXPERIMENTAIS .....</b>	<b>83</b>
6.1 EXEMPLO DE ANÁLISE EMPREGANDO O MÉTODO DESENVOLVIDO .....	83
6.2 TÉCNICA DE JANELAMENTO PARA ANÁLISE DAS CURVAS DE RUGOSIDADE .....	85
6.3 EXPERIMENTOS LABORATORIAIS .....	87
6.4 TESTES EM CAMPO .....	95
6.5 CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 6.....	103
<b>7 CONCLUSÃO.....</b>	<b>105</b>
<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>107</b>

<b>APÊNDICES .....</b>	<b>113</b>
<b>APÊNDICE A – PUBLICAÇÕES NO PERÍODO .....</b>	<b>115</b>
<b>APÊNDICE B – MATRIZES DE JONES E MUELLER .....</b>	<b>117</b>
<b>APÊNDICE C – VETORES DE STOKES E JONES.....</b>	<b>119</b>



*Dedico este trabalho à minha família, amigos, orientadores e a todos que auxiliaram na transformação deste sonho em realidade.*





## AGRADECIMENTOS

Agradeço inicialmente a Deus, pela vida e tantas grandes oportunidades.

Aos meus pais, Rosangela e Batista, pela vida, pelo apoio, por serem inspirações para mim, por terem me ensinado a batalhar pela realização de meus sonhos, por tudo.

Ao meu padrasto, Fernando, pelo apoio, bom exemplo, amizade, conselhos, carinho e infinita compreensão.

À minha madrasta, Silvana, por todo o carinho, suporte, amizade e torcida.

Aos meus avós, Jubeide, Orlando, Josephina e Antônio (*in memoriam*), por todo o amor e conforto.

Ao meu querido Leandro, pela compreensão infundável, apoio incondicional, amor, carinho e conselhos.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Fabiano Fruett, por ter me apoiado e guiado nesta longa empreitada, com todo seu conhecimento, compreensão, sabedoria, experiência e paciência. Obrigada por me auxiliar a conquistar gradativamente meu caminho como pesquisadora.

Ao meu co-orientador, Dr. Claudio Floridia, pesquisador do CPqD, por ter contribuído tão significativamente na elaboração deste trabalho, desde a concepção da ideia até a interpretação dos resultados. Obrigada por ter sido tão presente.

Ao colega e amigo do CPqD, Glauco C. C. P. Simões, pelas valiosas sugestões para este trabalho.

À colega Livia R. Alves, pesquisadora do INPE pela contribuição na revisão dos artigos referentes a este trabalho.

Ao Dr. João B. Rosolem, pesquisador do CPqD e membro da comissão julgadora, por suas fundamentais contribuições.

Ao Prof. Dr. Peter J. Tastch, professor da Unicamp e membro da comissão julgadora, pela significativa contribuição para este trabalho, bem como por ter sido meu primeiro contato com polarização da luz.

Aos amigos que acompanharam de perto este processo: Camila B., Caroline F., Guilherme S., Guilherme M., Ricardo R., Mário P., Naira R., Bruna M., Thais M., Micheli A., Camila R., Rosiane C., Tatiane K., Jéssica Y., Gabriel S., Ulysses D., Getúlio P., Rivaél S., A. Ariovaldo, Bruno A., Eduardo G., Felipe L., Uiara C., Luis H., Monike P, Caike P., Camila D., Paulo C.

Obrigada, queridos, por toda a força, torcida, compreensão e, especialmente, por celebrarem comigo esta importante conquista.

Agradeço ao Laboratório de Sensores Microeletrônicos, LMS, da FEEC – Unicamp, ao Centro de Pesquisa e Desenvolvimento, CPqD, e ao Funttel/Finep por proporcionarem excelente infraestrutura e suporte financeiro, possibilitando a elaboração bem sucedida deste trabalho.

*“O degrau da escada não foi inventado para repousar, mas apenas para sustentar o pé o tempo necessário para que o homem coloque o outro pé um pouco mais alto.”*

(Aldous Huxley)



## LISTA DE FIGURAS

<b>Figura 1.1</b> - Evolução do tráfego mundial de informações segmentado por áreas.....	1
<b>Figura 2.1</b> – Representação da polarização da luz como o caminho traçado por seu campo elétrico, $E_{XY}(t)$ . .....	6
<b>Figura 2.2</b> - Representação dos estados de polarização assumidos da luz polarizada: circular (a), linear (b) e elíptico (c). .....	7
<b>Figura 2.3</b> - Representação do estado de polarização elíptico.....	10
<b>Figura 2.4</b> - Representações ortogonais de (a) os parâmetros de Stokes e (b) os parâmetros de Stokes normalizados e o grau de polarização da luz. ....	16
<b>Figura 2.5</b> - Representação da luz polarizada através da esfera de Poincarè. ....	23
<b>Figura 2.6</b> - Corte transversal de fibras ópticas mantenedoras de polarização: (a) ilustração da fibra do tipo Gravata Borboleta; (b) ilustração da fibra tipo Panda; (c) imagem obtida em microscópio de uma fibra do tipo Gravata Borboleta (13) e (d) imagem obtida em microscópio de uma fibra do tipo Panda (14). ....	26
<b>Figura 2.7</b> - Ilustração do funcionamento de um polarizador ao ser inserida luz polarizada.....	27
<b>Figura 2.8</b> - Ilustração do cascadeamento de dois polarizadores e o efeito disto na polarização do feixe propagante. ....	28
<b>Figura 2.9</b> - Ilustração do efeito de um defasador de meia onda.....	30
<b>Figura 2.10</b> - Exemplo de controlador de polarização comercial constituído por um HWP e dois QWP. ....	32
<b>Figura 2.11</b> - Exemplo de controlador de polarização comercial constituído por uma fibra óptica na qual é aplicada tensão mecânica e torção através do parafuso central, responsável por torcer e pressionar a fibra. ....	33
<b>Figura 3.1</b> - Representação de cortes transversais de uma fibra óptica ideal e outras com defeitos estruturais, estes podendo ser intrínsecos ou induzidos. ....	37
<b>Figura 3.2</b> - Representação de uma fibra monomodo como vários elementos birrefringentes concatenados.....	38
<b>Figura 3.3</b> - Representação do comportamento dos estados de polarização com respeito a seu alinhamento com os PSPs de um elemento birrefringente, bem como o efeito no pulso óptico propagante. ....	39

<b>Figura 3.4</b> - Representação da PMD através o vetor de dispersão de polarização. ....	41
<b>Figura 3.5</b> - Distribuição Maxwelliana da probabilidade da DGD (a) e variação estatística da DGD com o tempo (b). ....	42
<b>Figura 3.6</b> - Ilustração do conceito de PMD de primeira ordem, também conhecida como DGD , bem como o efeito por esta causada em um pulso óptico propagante em uma fibra óptica. ....	43
<b>Figura 3.7</b> - Diagrama de olho de um sinal óptico (a) transmitido e (b) recebido após trafegar através de uma fibra de elevada PMD. ....	43
<b>Figura 3.8</b> – Penalidade inserida por PMD de primeira ordem em sistemas com diferentes taxas de transmissão de dados.....	44
<b>Figura 4.1</b> – Diagrama de blocos de um OTDR. ....	50
<b>Figura 4.2</b> – Típica curva de medida de um OTDR.....	51
<b>Figura 4.3</b> – Diagrama de blocos do primeiro pOTDR proposto. ....	56
<b>Figura 5.1</b> – Sistema utilizado para medição de PMD através do método do atraso diferencial de pulsos ópticos.....	60
<b>Figura 5.2</b> – Ilustração do atraso diferencial dos pulsos propagantes pelos eixos rápido e lento da fibra óptica. ....	60
<b>Figura 5.3</b> – Sistema para medir DGD utilizando o método interferométrico.....	62
<b>Figura 5.4</b> – Ilustração dos traços do vetor de polarização do sinal óptico na esfera de Poincarè quando a frequência óptica é variada (a) em uma fibra curta e (b) em uma fibra longa. ....	65
<b>Figura 5.5</b> – Diagrama de blocos do sistema medidor de DGD utilizando o método do arco de Poincarè.....	66
<b>Figura 5.6</b> – Diagrama de blocos do sistema medidor de DGD utilizando o método do analisador fixo: (a) laser sintonizável com medidor de potência óptica e (b) fonte de banda larga com analisador de espectro óptico. ....	67
<b>Figura 5.7</b> – Variação dos estados de polarização ao longo de (a) uma fibra de alta PMD e (b) de uma fibra de baixa PMD com seus respectivos comprimentos de batimento.....	77
<b>Figura 5.8</b> – Fibra de alta PMD percorrida por (a) um pulso óptico de curta duração polarizado e (b) um pulso óptico de longa duração polarizado. ....	78
<b>Figura 5.9</b> - Aparato experimental utilizado para testar o método proposto. ....	79
<b>Figura 5.10</b> - Aparato experimental e traços característicos para as configurações de (a) OTDR e (b) pOTDR. ....	80

<b>Figura 6.1-</b> Curvas de OTDR, pOTDR e rugosidade obtidas através da técnica de pOTDR proposta para 500 ns de largura de pulso lançado.....	84
<b>Figura 6.2</b> - Curvas de OTDR, pOTDR e rugosidade obtidas através da técnica de pOTDR proposta para 500 ns de largura de pulso lançado, aplicando a técnica de janelamento a cada (a) 100 m e (b) 300 m. ....	86
<b>Figura 6.3</b> - Curvas de OTDR, pOTDR e de rugosidade usando granularidade igual ao comprimento total do enlace óptico analisado. ....	87
<b>Figura 6.4</b> - Aparato experimental e enlace óptico de três fibras utilizados para testar o método proposto. ....	88
<b>Figura 6.5</b> - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 1000 ns e (b) 500 ns.....	89
<b>Figura 6.6</b> - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 100 ns e (b) 50 ns.....	90
<b>Figura 6.7</b> - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 20 ns e (b) 10 ns.....	91
<b>Figura 6.8</b> - Aparato experimental e enlace óptico de quatro fibras utilizados para testar o método proposto. ....	92
<b>Figura 6.9</b> - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 1000 ns e (b) 500 ns.....	93
<b>Figura 6.10</b> - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 100 ns e (b) 50 ns.....	94
<b>Figura 6.11</b> - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 20 ns e (b) 10 ns.....	94
<b>Figura 6.12</b> - Curva de OTDR ilustrando a divisão do enlace após adquiridos os dados. ....	96
<b>Figura 6.13</b> - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 50 ns e janelamento de 100 m. ....	96
<b>Figura 6.14</b> - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 20 ns e janelamento de 100 m. ....	97
<b>Figura 6.15</b> - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 10 ns e janelamento de 100 m. ....	97
<b>Figura 6.16</b> - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 5 ns e janelamento de 100 m. ....	98
<b>Figura 6.17</b> - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 50 ns e janelamento de 300 m. ....	98
<b>Figura 6.18</b> - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 20 ns e janelamento de 300 m. ....	99

<b>Figura 6.19</b> - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 10 ns e janelamento de 300 m. .....	100
<b>Figura 6.20</b> - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 5 ns e janelamento de 300 m. .....	100
<b>Figura 6.21</b> – Medidas de DGD acumulada e máxima DGD/km ao longo do enlace, além do valor da DGD total do enlace medida com equipamento comercial. ....	101



**LISTA DE TABELAS**

Tabela 6.1 Relação calculada entre largura de pulso de OTDR e DGD/km em fibra testada.....	85
Tabela 6.2. Características medidas com instrumento comercial do enlace óptico de três fibras testado.....	88
Tabela 6.3. Características do OTDR utilizado e suas relações com a DGD do enlace.....	89
Tabela 6.4. Resultados e parâmetros obtidos na análise do enlace de três fibras.....	91
Tabela 6.5. Características do enlace de quatro fibras ópticas. ....	93
Tabela 6.6. Resultados e parâmetros obtidos na análise do enlace de quatro fibras. ....	95
Tabela 6.7. Resultados e parâmetros obtidos na análise dos dados obtidos em campo. ....	101



**LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS**

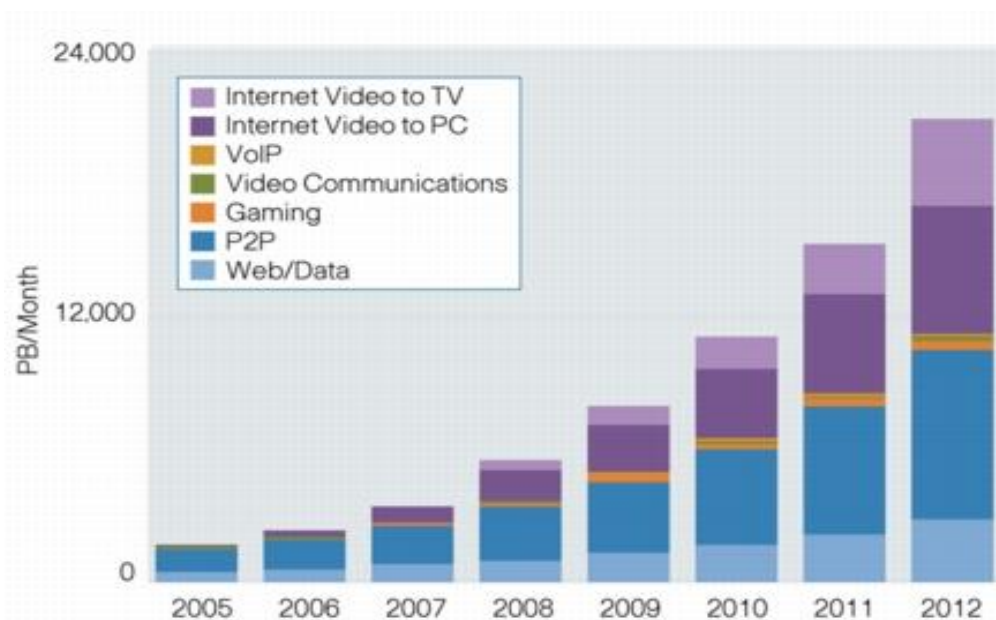
ASE	Emissão Espontânea Amplificada
CD	Dispersão Cromática
DGD	Atraso Diferencial de Grupo
DOP	Grau de Polarização
HWP	Disco Defasador de Meia Onda
LED	Diodo Emissor de Luz
LH	Linear e Horizontal
LHC	Linear Circular e Horário
LV	Linear e Vertical
MIT	Instituto de Tecnologia de Massachusetts
NRZ	Não Retorna ao Zero
OOK	Chaveamento Liga/Desliga
OSNR	Relação Sinal-Ruído Óptica
OTDR	Refletômetro Óptico no Domínio do Tempo
PC	Controlador de Polarização
PM	Mantenedora de Polarização
PMD	Dispersão dos Modos de Polarização
pOTDR	Refletômetro Óptico no Domínio do Tempo baseado em Polarização
PPCR	Primeiro Pulso Com Rugosidade
PSP	Estado Principal de Polarização
QWP	Disco Defasador de Quarto de Onda
RHC	Circular e Anti-Horário
SOP	Estado de Polarização
SOPMD	Dispersão dos Modos de Polarização de Segunda Ordem
UPSR	Último Pulso Sem Rugosidade
WDM	Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda



# Capítulo 1

## 1 INTRODUÇÃO

Sistemas de comunicações ópticas estão se tornando cada vez mais velozes e com maior capacidade de transmissão de dados, atingindo taxas de *terabits* por segundo [1]. Este crescimento constante justifica-se pelo contínuo aumento na demanda mundial por informação, conforme ilustrado pela Figura 1.1 [2].



**Figura 1.1** - Evolução do tráfego mundial de informações segmentado por áreas.

Verifica-se, através da Figura 1.1, um cenário global em que informação é um produto essencial à vida cotidiana e com demanda e importância crescentes ao longo dos anos. Desta forma, faz-se necessário o bom funcionamento de redes de comunicações, justificando, portanto, a necessidade de sistemas de medição precisos, exatos, estáveis e capazes de monitorar os parâmetros dos enlaces de fibra óptica e sinais ópticos que compõe esta rede. Dentre estes parâmetros, podem ser

citados: relação sinal-ruído óptica (OSNR), dispersão cromática (CD), atenuação por enlace e dispersão dos modos de polarização (PMD).

A dispersão dos modos de polarização pode ser definida como uma dispersão modal através da qual um sinal óptico propagante ao longo de um guia de onda óptico em dois modos de polarização ortogonais, sofre um atraso entre estes modos, fazendo com que se propaguem em velocidades distintas [3]. Esta defasagem pode ser causada por imperfeições intrínsecas ao guia de onda e também por agentes externos, tais quais: temperatura, pressão, torção e estresse mecânico. A consequência desta defasagem é o alargamento temporal do pulso óptico transmitido, aumentando a interferência inter-simbólica do sinal e, conseqüentemente, degradando seu desempenho.

Desta forma, valores de PMD elevados em fibras ópticas instaladas são prejudiciais para a correta operação do sistema, visto que a degradação na qualidade da transmissão causada por este fenômeno aumenta com o crescimento da taxa de dados transmitidos [4]. Com esta preocupação, atualmente as fibras ópticas instaladas em redes são rigorosamente especificadas para valores baixos de PMD. Antigamente a PMD de fibras das redes não era nem ao menos medida antes da sua instalação, portanto, a correta monitoração deste parâmetro é essencial para prover transmissões de dados adequadas ao longo de enlaces ópticos [5]. Além disso, a compensação de PMD em fibras ópticas instaladas é complexa e de custo elevado, tornando-se uma opção geralmente indesejável.

Existem diversos métodos para medição de PMD, porém, a maioria destes métodos é capaz de medir apenas o valor de PMD global do enlace, não fornecendo informações acerca da distribuição de PMD ao longo das fibras ópticas [6]. A possibilidade de realizar esta medida distribuída é importante, visto que permite localizar os trechos do enlace mais penalizados com respeito à PMD [7], possibilitando ao operador substituir corretamente estes trechos sem necessitar desconectar cada um destes para medir sua PMD. Além disso, a identificação do valor de PMD de um trecho de fibra óptica pode evitar que o operador utilize uma fibra de alta perda e dispersão em um novo sistema de comunicações ópticas de alta velocidade.

O dispositivo mais comumente utilizado para analisar as perdas de uma fibra óptica é o Refletômetro Óptico no Domínio do Tempo, em inglês *Optical Time Domain Reflectometer* (OTDR). Seu princípio de funcionamento é baseado na luz retroespalhada devido ao espalhamento Rayleigh, fenômeno que ocorre quando há variações no índice de refração ao longo de um caminho óptico, causando um espalhamento da luz ao longo da fibra óptica [8]. A operação de um OTDR consiste em lançar pulsos ópticos de determinadas larguras temporais ao longo do enlace óptico a

ser testado. Os pulsos lançados sofrem espalhamento Rayleigh ao longo da fibra devido a pequenas variações em seu índice de refração a luz retroespalhada que retorna ao ponto de lançamento é atenuada ao longo do enlace e capturada pelo OTDR. Através das informações de potência óptica retroespalhada em cada ponto do enlace, é possível calcular a atenuação da fibra ao longo de seu comprimento [4]. Esta informação possibilita a detecção de falhas no trecho, fibras rompidas, emendas de má qualidade, atenuações por torção de fibra, conectores de má qualidade, entre outras.

Todavia, a técnica convencional de OTDR não analisa os estados de polarização do pulso óptico ao longo do enlace, os quais são parâmetros de interesse, visto que possibilitam a localização de trechos de alta PMD bem como a estimativa de seus valores. Logo, faz-se necessário o uso da técnica de Refletometria Óptica no Domínio do Tempo baseada em Polarização, em inglês *polarization-Optical Time Domain Reflectometry* (pOTDR) [9]. O conceito desta técnica foi proposto pela primeira vez por A. J. Rogers em meados dos anos 80. Este método consiste em medir as propriedades de polarização do sinal óptico retroespalhado gerado por um OTDR quando este se propaga ao longo de um enlace óptico. Esta técnica foi modificada ao longo dos anos, bem como o tipo de aparato experimental utilizado.

O sistema e técnica de medida propostos neste trabalho são capazes de correlacionar o comportamento da polarização do sinal retroespalhado com a PMD distribuída pelo enlace analisado e com a largura temporal do pulso lançado por um OTDR. Esta técnica possibilita não somente a estimação dos valores de PMD ao longo dos enlaces ópticos, mas também faz possível localizar os trechos mais penalizados de uma forma simplificada, qualitativa e quantitativa [10]. Cabe salientar que pelo que foi pesquisado até o momento esta técnica é uma contribuição original deste trabalho.

Esta dissertação está estruturada em sete Capítulos. O Capítulo 1 contextualizou brevemente o assunto abordado neste trabalho, seus objetivos e os métodos utilizados para cumprir e validar as metas propostas. O Capítulo 2 apresenta conceitos de polarização da luz. Estes conceitos serão utilizados ao longo do trabalho, tanto na revisão do estado-da-arte das técnicas de medição de PMD quanto na proposta original apresentada neste documento. O Capítulo 3 discorre sobre PMD, o parâmetro proposto para monitoração por este trabalho. São apresentados seus conceitos físicos e matemáticos, bem como seus impactos em sistemas de comunicação óptica. O Capítulo 4 inicialmente descreve um OTDR. Após, é explicada a técnica de pOTDR, base para este trabalho, e suas aplicações em sensoriamento óptico. O Capítulo 5 apresenta as técnicas de medição de PMD, ponto a ponto e distribuída. Ao fim deste capítulo, é explicada a técnica proposta neste trabalho

para medição distribuída de PMD em enlaces ópticos. Os resultados obtidos com a aplicação da técnica, em laboratório e em campo, são mostrados e discutidos no Capítulo 6. A conclusão deste trabalho está no Capítulo 7, juntamente com propostas de trabalho futuras.

Os Apêndices A, B e C contêm as publicações da autora no período, tabelas com as matrizes de Mueller e Jones e vetores de Stokes, respectivamente.



# Capítulo 2

## 2 CONCEITOS DE POLARIZAÇÃO

Este capítulo apresenta conceitos de polarização, desde sua descrição geral, matemática, até ferramentas matriciais a ela relacionadas. Por fim, apresenta os principais componentes ópticos que atuam em polarização. Estes conceitos serão utilizados ao longo do trabalho, tanto na revisão do estado-da-arte das técnicas de medição de PMD quanto na proposta original apresentada neste documento.

O material bibliográfico utilizado para a elaboração deste capítulo foi majoritariamente baseado nas referências:

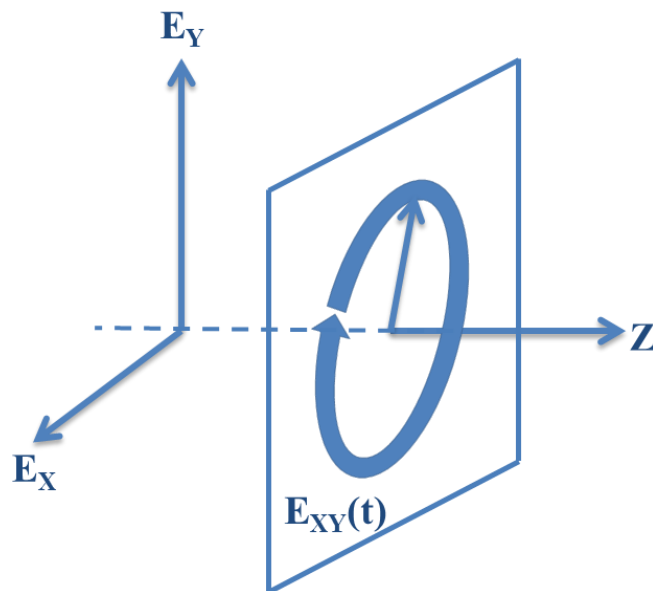
- **Derickson, D.** *Fiber optics test and measurement*. Upper Saddle River : Prentice Hall PTR, 1998.
- **Damask, J. N.** *Polarization Optics in Telecommunications*. s.l. : Springer, 2005.
- **Hecht, E.** *Optics*. s.l. : Addison-Wesley Longman, 2002.

### 2.1 DESCRIÇÃO GERAL

Um sinal óptico propagante pode ser caracterizado como uma onda eletromagnética oscilante proveniente de uma fonte de luz. Como toda onda, sua amplitude, frequência e fase são elementos essenciais desta descrição. No caso das ondas luminosas, visto que o plano de oscilação do campo elétrico é transversal à direção de propagação do mesmo, faz-se necessário considerar também a orientação do vetor resultante entre os componentes ortogonais deste campo, ou seja: sua polarização [4]. Desta forma, o sinal óptico pode também ser descrito através de sua polarização, podendo uma forma de onda óptica ser caracterizada como polarizada ou não polarizada. Exemplos

desta última podem ser citados como sendo a luz do sol, bioluminescências, luz produzida por chamas, luz proveniente de lâmpadas incandescentes, emissão espontânea amplificada proveniente de amplificadores ópticos, dentre outros. Quanto às fontes de luz polarizada, podem ser citados os lasers emissores de luz coerente polarizada.

Uma forma de onda óptica polarizada que se propaga por uma fibra óptica ou pelo espaço livre pode ser representada através dos vetores dos campos elétrico e magnético, ortogonais entre si em um plano perpendicular à direção de propagação desta forma de onda. A polarização da luz, por sua vez, pode ser conceituada através do padrão traçado pelo campo elétrico em função do tempo neste plano transversal, conforme ilustrado na Figura 2.1.

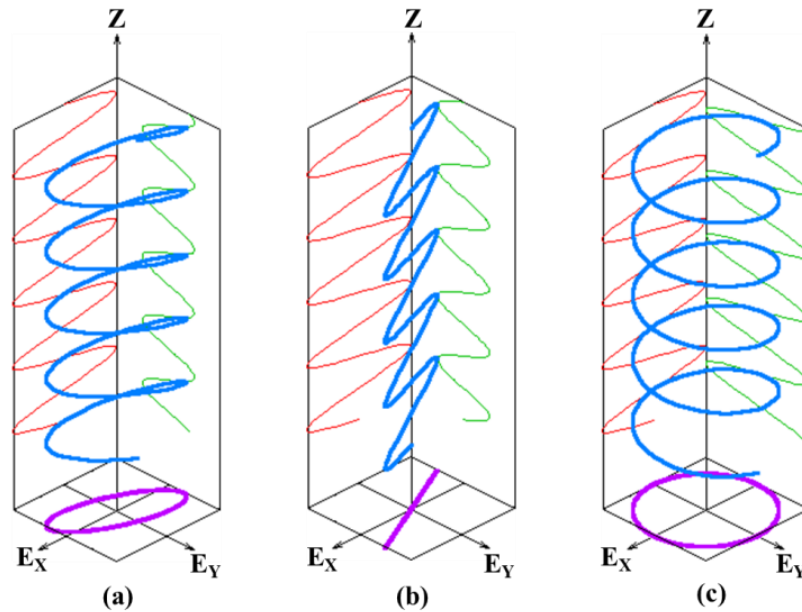


**Figura 2.1** – Representação da polarização da luz como o caminho traçado por seu campo elétrico,  $E_{XY}(t)$ .

No caso da luz não polarizada, seu vetor de campo elétrico ocupa, ao longo do tempo, orientações aleatórias no plano definido pelo produto vetorial entre este e o campo magnético. A qualquer instante de tempo, não há qualquer relação entre a orientação anterior e futura do vetor de campo elétrico. Em um caso de luz polarizada, porém, este padrão traçado pelo campo elétrico é previsível e pode assumir três geometrias distintas, conhecidas como estados de polarização (SOP): elíptica, circular e linear, sendo as duas últimas, casos particulares da primeira. Este conceito é ilustrado na Figura 2.2.

Como é possível verificar na Figura 2.2, o estado de polarização da luz é determinado pela figura geométrica formada pela projeção do vetor campo elétrico no plano de propagação da luz.

O vetor campo elétrico é resultante da soma vetorial de seus dois modos ortogonais,  $E_X$  e  $E_Y$ . Na Figura 2.2 (a), a figura projetada é uma elipse, em (b) uma reta e em (c) um círculo. A dedução matemática que fundamenta cada uma dessas figuras e determina o estado de polarização da luz será apresentada na Seção 2.2.



**Figura 2.2** - Representação dos estados de polarização assumidos da luz polarizada: (a) elíptica, (b) linear e (c) circular.

Dependendo do tipo de aplicação, o grau de polarização da luz é um parâmetro importante a ser avaliado. Conforme mencionado anteriormente, a luz proveniente de uma lâmpada incandescente é totalmente não polarizada, não sendo adequada para comunicações ópticas. Já a luz gerada por um laser diodo, por exemplo, é quase completamente polarizada, o que justifica suas aplicações em sensoriamento e telecomunicações. Luz parcialmente polarizada, como é o caso da luz proveniente de diodos emissores de luz, LED, pode ser modelada através da superposição de ondas de luz polarizadas e completamente não polarizadas. Nestes casos de luz parcialmente polarizada, observa-se uma preferência estatística por um estado de polarização em detrimento dos outros. O parâmetro responsável por caracterizar um sinal óptico com relação à sua polarização é conhecido como grau de polarização, DOP, descrito por:

$$DOP = \frac{P_{polarizada}}{P_{polarizada} + P_{despolarizada}} \quad (2.1).$$

A Equação 2.1 descreve o grau de polarização da luz através da potência óptica, em termos lineares, das componentes polarizada e despolarizada do sinal óptico [4].

Um sinal óptico propagando no espaço livre manterá seu grau de polarização indefinidamente. Entretanto, no caso de um sinal propagante por uma fibra óptica não ideal, sofrerá alterações em seu grau de polarização devido a propriedades dispersivas assimétricas deste guia de onda. Este parâmetro possui aplicações em diferentes áreas de sensoriamento e monitoração, podendo, por exemplo, ser utilizado para medir relação sinal-ruído óptica, OSNR, de um sinal trafegante por um enlace de fibra óptica ou para medir corrente elétrica DC em uma linha de transmissão de energia elétrica.

## 2.2 DESCRIÇÃO MATEMÁTICA E VETORIAL

O estudo do comportamento vetorial da luz demonstrou que uma onda planar eletromagnética é a solução para as equações de Maxwell no espaço livre e que a onda tem uma velocidade de fase, frequência, comprimento de onda e relação de dispersão, a qual expressa a relação entre sua frequência e comprimento de onda. Conforme apresentado sucintamente na Seção 2.2, a movimentação do campo elétrico em um plano perpendicular à direção de propagação deste define a polarização da onda propagante [11].

Considera-se, inicialmente, uma onda planar monocromática e harmônica no tempo que se propaga na direção  $z$ , ou seja,  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = kz$ , onde  $\mathbf{k}$  é o vetor de propagação do campo elétrico e  $\mathbf{r}$  é o vetor espacial tridimensional que caracteriza a onda propagante, conforme já foi ilustrado pela Figura 2.1. Sabe-se que  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$  no vácuo, visto que não existe componente de  $\mathbf{E}$  em  $z$ . A forma mais geral de se expressar vetorialmente o campo elétrico é apresentada a seguir:

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x e^{j\phi_x} \\ E_y e^{j\phi_y} \end{pmatrix} e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.2).$$

Considerando a Equação 2.2,  $E_x$  e  $E_y$  são as amplitudes das componentes ortogonais do campo elétrico,  $\mathbf{E}(z, t)$ ,  $\phi_x$  e  $\phi_y$  são os ângulos que estas formam com  $\mathbf{E}(z, t)$  e  $\omega$  é a frequência radial de oscilação da onda propagante. A matriz de uma coluna e duas linhas presente na Equação 2.2 é conhecida como o vetor de polarização de Jones. Esta onda planar propaga ao longo do eixo  $\hat{z}$  com comprimento de onda  $2\pi/k$  e velocidade de fase  $c$ . As duas componentes ortogonais do campo

elétrico estão localizadas no plano  $xy$  e realizam voltas completas em torno deste a uma taxa  $\omega$ . A polarização da onda é governada pela evolução do campo elétrico no plano  $xy$ . Por conveniência, toma-se  $kz = \phi_x$ . Utilizando este plano como referência e convertendo a Equação 2.2 em sua componente real, o vetor de campo elétrico pode ser descrito da seguinte maneira:

$$E(x, y, z) = \hat{x}E_x \cos(\omega t) + \hat{y}E_y \cos(\omega t + \phi) \quad (2.3).$$

Neste caso,  $\phi = \phi_y - \phi_x$ . Equação 2.3 descreve uma elipse no plano perpendicular a  $\hat{z}$ . Esta convenção é utilizada para definir o estado e a orientação da polarização: dado um observador que enxerga  $\hat{z}$  na direção de  $-\hat{z}$ , diz-se que o campo é polarizado no sentido anti-horário se, através da regra da mão direita, o polegar aponta na direção paralela a  $+\hat{z}$  e os demais dedos giram no sentido do vetor de locomoção do campo elétrico. O oposto disso serve para quando se diz que o campo está polarizado no sentido horário.

A equação matemática que descreve o estado de polarização do tipo elíptico é derivada da Equação 2.3. Ao projetar as amplitudes dos vetores ortogonais que compõe o campo elétrico ao longo das direções  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$ , o resultado obtido é dado por:

$$x = E_x \cos(\omega t) \quad (2.4),$$

$$y = E_y \cos(\omega t + \phi) \quad (2.5).$$

Expandindo-se a Equação 2.5 para  $y$ :

$$\frac{y}{E_y} = \cos(\omega t)\cos(\phi) - \sin(\omega t)\sin(\phi) \quad (2.6).$$

E combinando-a com a Equação 2.4, a expressão obtida é:

$$\frac{y}{E_y} - \frac{x}{E_x} \cos(\phi) = -\sin(\omega t)\sin(\phi) \quad (2.7).$$

Através da Equação 2.4, obtem-se:

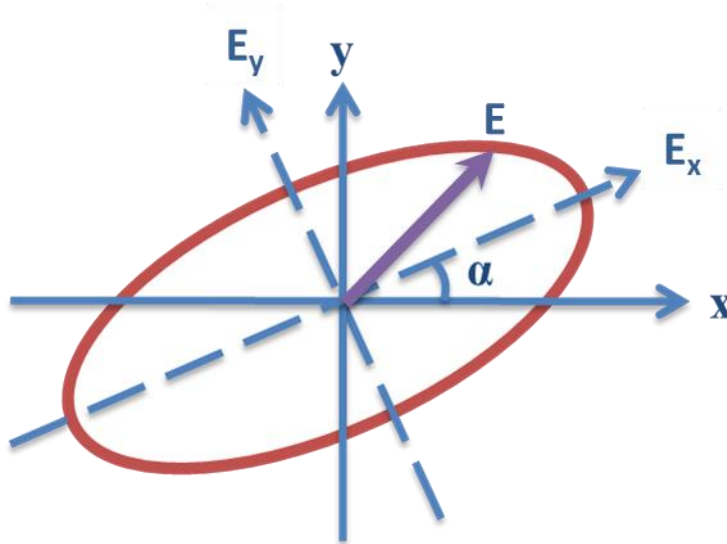
$$\sin(\omega t) = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{E_x}\right)^2} \quad (2.8).$$

Substituindo a Equação 2.8 na Equação 2.7 e elevando ambos os lados da igualdade ao quadrado, obtem-se:

$$\frac{x^2}{E_x^2} + \frac{y^2}{E_y^2} - \frac{2xy}{E_x E_y} \cos(\phi) = \sin^2(\phi) \quad (2.9).$$

A Equação 2.9 deduzida é a equação característica de uma elipse, cuja base de coordenadas  $E_x E_y$  dos faz um ângulo  $\alpha$  com um dos eixos sistema de coordenadas  $xy$  principal, conforme indicado pela Figura 2.3, a qual exibe o vetor do campo elétrico resultante,  $\mathbf{E}$ . A relação entre  $\alpha$ ,  $\phi$ ,  $E_y$  e  $E_x$  é expressa por:

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_x E_y \cos(\phi)}{E_x^2 - E_y^2} \quad (2.10).$$



**Figura 2.3** - Representação do estado de polarização elíptico.

A orientação do campo elétrico decomposto na Equação 2.9 possui um sentido que depende do sinal de  $\phi$ . Para o intervalo  $-\pi \leq \phi < 0$ , a evolução da elipse é no sentido horário e, para  $0 < \phi \leq \pi$ , está é no sentido anti-horário.

Conforme comentado anteriormente, os estados de polarização circular e linear são casos particulares do estado de polarização elíptico genérico, [12]. Conhecida a dedução do caso genérico elíptico, o estado de polarização circular pode ser facilmente deduzido à partir da Equação 2.9 como sendo uma solução particular desta para quando  $\phi = n\frac{\pi}{2}$ , sendo  $n$  um número ímpar e  $|E_x| = |E_y| = |E_0|$ , conforme expresso pela equação da circunferência.

$$x^2 + y^2 = E_0^2 \quad (2.11).$$

Para o estado de polarização linear, um método semelhante pode ser empregado para deduzi-lo. Neste caso, tem-se  $\phi = n\pi$ , para  $n$  par:

$$y = \frac{E_y}{E_x} x \quad (2.12).$$

E para  $n$  ímpar:

$$y = -\frac{E_y}{E_x} x \quad (2.13).$$

Apresentadas as equações paramétricas, pode-se questionar como fazer para determinar tais parâmetros unicamente para um estado arbitrário com intensidade arbitrária. Este estado pode ser determinado através de uma série de sete medições [11]. A primeira delas é a medição da intensidade média no tempo. Para um estado de polarização fixo, o campo elétrico é parametrizado pela equação a seguir, a qual é mais conhecida como vetor de Jones, cuja descrição e detalhes serão apresentados na Seção 2.3:

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{j\phi} \end{pmatrix} \quad (2.14).$$

Na Equação 2.14,  $E_x$  e  $E_y$  são reais. Neste caso, a intensidade média no tempo é dada por:

$$I_0 = \frac{\text{Re}(E^* \cdot E)}{2} \quad (2.15).$$

$$I_0 = \frac{E_x^2 + E_y^2}{2} \quad (2.16).$$

Nas próximas medições, um polarizador linear e um atrasador de um quarto de onda são utilizados, componentes estes que serão introduzidos e explicados na Seção 4.6. A matriz da projeção do sinal nestes elementos é:

$$P = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (2.17).$$

O ângulo  $\theta$  é o ângulo do polarizador com respeito ao eixo das abscissas. Qualquer intensidade de um componente em particular pode ser medido utilizando a relação expressa em:

$$I_k = E^\dagger P(\theta) E \quad (2.18).$$

O primeiro par de medições orienta o polarizador nas direções  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$ , resultando nas componentes de intensidade expressas a seguir:

$$I_x = \frac{E_x^2}{2} \quad (2.19).$$

$$I_y = \frac{E_y^2}{2} \quad (2.20).$$

O segundo par de medições orientam o polarizador nas direções  $\pm 45^\circ$ . As intensidades das componentes são exibidas abaixo:

$$I_{+45} = \frac{E_x^2 + E_y^2}{4} + \frac{E_x + E_y}{2} \cos \phi \quad (2.21).$$

$$I_{-45} = \frac{E_x^2 + E_y^2}{4} - \frac{E_x + E_y}{2} \cos \phi \quad (2.22).$$

A última medida é realizada através da passagem do feixe óptico por um atrasador de um quarto de onda orientado a  $+45^\circ$  e um polarizador orientado nas direções  $\hat{x}$  ou  $\hat{y}$ , a fim de converter polarizações circulares no sentido anti-horário (RHC) e horário (LHC) em polarizações lineares, vertical e horizontal, respectivamente. As intensidades resultantes estão expressas abaixo:

$$I_{LHC} = \frac{E_x^2 + E_y^2}{4} + \frac{E_x E_y}{2} \sin \phi \quad (2.23).$$

$$I_{RHC} = \frac{E_x^2 + E_y^2}{4} - \frac{E_x E_y}{2} \sin \phi \quad (2.24).$$

Mais um par de medições é necessário, visto que a orientação do estado de polarização não pode ser determinada, já que  $\cos \phi$  é uma função par de  $\phi$ . Para completar a série de medidas, o feixe óptico passa por um rotacionador de um quarto de onda, cujo eixo de polarização é orientado a  $+45^\circ$  e, após, o feixe passa através de um polarizador orientado completamente no eixo  $x$  ou no eixo  $y$ . Desta forma, é possível realizar a conversão de um estado de polarização com orientação anti-horária ou horária em estado de polarização linear horizontal ou vertical, respectivamente.

As Equações 2.25 e 2.26 apresentam as intensidades resultantes do feixe polarizado:

$$I_{LHC} = \frac{E_x^2 + E_y^2}{4} + \frac{E_x E_x}{2} \sin \phi \quad (2.25).$$

$$I_{RHC} = \frac{E_x^2 + E_y^2}{4} - \frac{E_x E_x}{2} \sin \phi \quad (2.26).$$

Estas sete medições podem ser combinadas em quatro termos conhecidos como parâmetros de Stokes, os quais são definidos pelo conjunto de equações apresentados na Equação 2.27. Os parâmetros de Stokes serão mais bem discutidos na Seção 2.3.



$$\begin{aligned}
S_0 &= I_x + I_y = \frac{E_x^2 + E_y^2}{2} \\
S_1 &= I_x - I_y = \frac{E_x^2 - E_y^2}{2} \\
S_2 &= I_{+45} - I_{-45} = E_x E_y \cos \phi \\
S_3 &= I_{LHC} - I_{RHC} = E_x E_y \sin \phi
\end{aligned} \tag{2.27}$$

As equações e método apresentados descrevem o funcionamento de um polarímetro, instrumento capaz de medir o estado e grau de polarização de um sinal óptico.

## 2.3 VETORES DE STOKES E JONES, MATRIZES DE MUELLER

Até esta seção, a luz polarizada foi considerada somente em termos das componentes de seu campo elétrico. A representação mais genérica foi a da luz elipticamente polarizada, na qual o vetor campo elétrico,  $\mathbf{E}$ , foi representado como um vetor que varre continuamente o caminho descrito por uma elipse, sendo os caminhos descritos por um círculo ou uma linha casos particulares do caminho elíptico.

O período no qual a elipse é percorrida se iguala ao período da luz propagante, aproximadamente  $10^{-15}$  s, muito curto para ser detectado [12]. Desta forma, faz-se necessário o uso de um formalismo matemático capaz de prever os efeitos de elementos polarizadores em um sistema óptico. Este formalismo pode ser descrito através dos parâmetros de Stokes, Jones ou matrizes de Mueller, os quais serão explicados nesta seção.

### 2.3.1 Os parâmetros de Stokes

A representação utilizada para luz polarizada teve sua origem em 1852, no trabalho de G. G. Stokes [12]. Este introduziu quatro parâmetros conhecidos como os parâmetros de Stokes, os quais são capazes de representar o estado de polarização de um sinal óptico propagante. Esta ferramenta, vastamente utilizada, consiste em um vetor de valores de potência óptica cujos elementos descrevem a potência óptica de um sinal luminoso em referência particular a um estado de polarização da luz. O vetor de Jones possui a forma representada a seguir:

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (2.28).$$

Para compreender o significado de cada elemento do vetor, considera-se um conjunto de quatro filtros ópticos, cada um iluminado por luz natural e que irão transmitir metade da luz incidente, descartando a outra metade [4]. Supondo-se que o primeiro filtro seja um isotrópico simples, todos os estados de polarização irão passar igualmente por ele. O segundo e terceiro filtros podem ser descritos como polarizadores lineares cujos eixos de transmissão são: horizontal e a  $45^\circ$ , respectivamente. O último filtro é um polarizador circular, opaco aos estados de polarização circulares, polarizados no sentido anti-horário.

Cada um dos quatro filtros descritos é posicionado isoladamente ao longo do caminho óptico percorrido por um feixe de luz e as irradiâncias transmitidas,  $I_0$ ,  $I_1$ ,  $I_2$  e  $I_3$  respectivamente, são medidas por um tipo de medidor insensível à polarização. Os parâmetros apresentados no vetor de Stokes na Equação 2.28, são então relacionados às medidas de irradiância:

$$\begin{aligned} S_0 &= 2I_0 \\ S_1 &= 2I_1 - 2I_0 \\ S_2 &= 2I_2 - 2I_0 \\ S_3 &= 2I_3 - 2I_0 \end{aligned} \quad (2.29).$$

Logo, nota-se que  $S_0$  representa a potência óptica total, constituída pela soma de potências das frações de luz polarizada e despolarizada, e que  $S_1$ ,  $S_2$  e  $S_3$  são caracterizados pela diferença, respectivamente, entre as potências ópticas da luz horizontalmente polarizada, polarizada à  $45^\circ$ , circularmente polarizada no sentido horário, e a potência óptica total. Desta forma, constata-se que  $S_0$  é simplesmente a irradiância da luz incidente enquanto que  $S_1$ ,  $S_2$  e  $S_3$  são os parâmetros que definem o estado de polarização desta, representando, respectivamente, a tendência da polarização ser linear vertical ( $S_1 < 0$ ) ou linear horizontal ( $S_1 > 0$ ), linear à  $+45^\circ$  ( $S_2 > 0$ ) ou linear à  $-45^\circ$  ( $S_2 < 0$ ), circular horária ( $S_3 > 0$ ) ou anti-horária ( $S_3 < 0$ ). Para o caso em que  $S_1$ ,  $S_2$  e  $S_3$  são nulos, a luz está despolarizada.

Os parâmetros de Stokes também podem ser representados de acordo com as componentes ortogonais do campo elétrico descritas na Seção 2.3:

$$\begin{aligned}
S_0 &= \langle E_x^2 \rangle_T + \langle E_y^2 \rangle_T \\
S_1 &= \langle E_x^2 \rangle_T - \langle E_y^2 \rangle_T \\
S_2 &= \langle 2E_x E_y \cos(\phi) \rangle_T \\
S_3 &= \langle 2E_x E_y \sin(\phi) \rangle_T
\end{aligned} \tag{2.30}.$$

O parâmetro que simboliza a potência óptica total,  $S_0$  também pode ser representado como a raiz da soma dos quadrados dos outros três parâmetros:

$$S_0 = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \tag{2.31}.$$

Os parâmetros de Stokes também podem ser normalizados em função do parâmetro  $S_0$ :

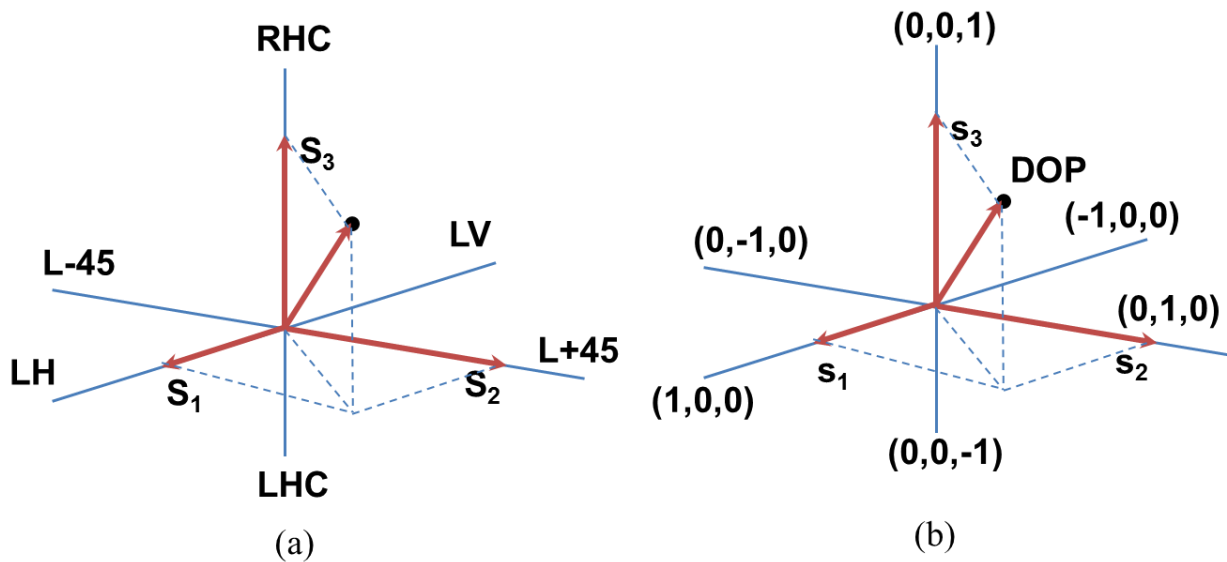
$$s_1 = \frac{S_1}{S_0}, \quad s_2 = \frac{S_2}{S_0}, \quad s_3 = \frac{S_3}{S_0} \tag{2.32}.$$

E, à partir dos parâmetros normalizados da Equação 2.32, é possível deduzir a Equação 2.33, relativa ao grau de polarização,  $DOP$ .

$$DOP = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} \tag{2.33}.$$

O intervalo de valores possíveis de serem assumidos pelo grau de polarização varia entre 0 e 1. Em caso de luz totalmente polarizada,  $DOP=1$  e a Equação 2.33 descreve uma esfera de raio unitário. Em caso de luz 50% polarizada, por exemplo, então a esfera descrita possui raio de valor 0,5. Para luz não polarizada,  $DOP=0$ .

Quanto ao intervalo de valores possíveis que os estados de Stokes normalizados podem assumir, este varia de -1 a 1. Por exemplo, luz totalmente polarizada linearmente e horizontal é expressada por  $s_1=+1$ ,  $s_2=s_3=0$ . Os parâmetros de Stokes, normalizados ou não, bem como o  $DOP$ , podem ser atribuídos a eixos  $xyz$ , conforme apresentado na Figura 2.4 [4].



**Figura 2.4** - Representações ortogonais de (a) os parâmetros de Stokes e (b) os parâmetros de Stokes normalizados e o grau de polarização da luz.

Estes parâmetros serão importantes para a descrição da esfera de Poincaré, na Seção 2.6. Outras representações envolvendo os vetores de Stokes podem ser verificadas no Apêndice C.

### 2.3.2 Os vetores e matrizes de Jones

Uma outra representação de luz polarizada, a qual complementa a representação pelos parâmetros de Stokes, foi inventada em 1941 pelo físico americano R. Clark Jones [12]. A técnica que Jones desenvolveu possui as vantagens de ser aplicável a feixes ópticos coerentes e ao mesmo tempo ser extremamente concisa. Porém, tal qual o formalismo de Stokes, a técnica de Jones também é aplicável somente às ondas polarizadas.

Neste caso, constata-se que a forma mais natural de se representar o feixe polarizado seria em termos de seu próprio vetor de campo elétrico. O vetor de Jones pode ser escrito em forma de coluna:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} x(t) \\ y(t) \end{bmatrix} \quad (2.34).$$

sendo  $x(t)$  e  $y(t)$  as componentes escalares instantâneas de  $\mathbf{E}$ . Obviamente, o conhecimento de  $\mathbf{E}$  permite a obtenção da informação à respeito do estado de polarização da luz propagante. E, preservada a informação acerca da fase do campo elétrico, é possível estender a aplicação do vetor de Jones a ondas coerentes. Desta forma, a Equação 2.34 pode ser reescrita, acrescentando os termos relativos à fase do campo elétrico:

$$\vec{\mathbf{E}} = \begin{bmatrix} E_x e^{j\varphi_x} \\ E_y e^{j\varphi_y} \end{bmatrix} \quad (2.35).$$

sendo  $\varphi_x$  e  $\varphi_y$  as fases de cada modo de polarização. Os estados de polarização linear horizontal ( $\mathbf{E}_h$ ) e linear vertical ( $\mathbf{E}_v$ ) são descritos por:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}}_h &= \begin{bmatrix} E_x e^{j\varphi_x} \\ 0 \end{bmatrix} \\ \vec{\mathbf{E}}_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ E_y e^{j\varphi_y} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.36).$$

A soma de dois feixes coerentes é composta pela soma das respectivas componentes. Visto que  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_h + \mathbf{E}_v$ , quando por exemplo  $E_x = E_y$  e  $\varphi_x = \varphi_y$ ,  $\mathbf{E}$  é dado por:

$$\vec{\mathbf{E}} = \begin{bmatrix} E_x e^{j\varphi_x} \\ E_x e^{j\varphi_x} \end{bmatrix} = E_x e^{j\varphi_x} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.37).$$

o qual é o estado de polarização linear a  $+45^\circ$ . E de fato este é o estado, visto que as amplitudes dos modos de polarização são iguais e a defasagem entre estes é nulo.

Em muitas aplicações não é necessário saber os valores exatos de amplitude e fase. Em tais casos, é possível normalizar a irradiância, perdendo alguma informação, porém obtendo expressões bastante simplificadas. Esta normalização pode ser feita dividindo ambos os elementos do vetor pela mesma quantidade escalar, real ou complexa, tal que a soma dos quadrados das componentes é unitária. Por exemplo, dividindo ambos os termos da Equação 2.37 por  $\sqrt{2}E_x e^{j\varphi_x}$ , resultando na expressão:

$$\vec{\mathbf{E}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.38).$$

O mesmo é aplicado para a Equação 2.35:

$$\begin{aligned}\vec{E}_h &= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \\ \vec{E}_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (2.39).$$

Desta forma, foram deduzidos vetores de Jones normalizados para os estados de polarização linear vertical, horizontal e 45°. No que diz respeito aos estados circulares LHC e RHC, tem-se que no caso RHC  $E_x=E_y$  e a componente  $y$  é adiantada em relação a componente  $x$  em 90°, logo:

$$\vec{E}_{RHC} = \begin{bmatrix} E_x e^{j\varphi_x} \\ E_y e^{j\left(\varphi_y - \frac{\pi}{2}\right)} \end{bmatrix}\quad (2.40).$$

Normalizando a Equação 2.40:

$$\vec{E}_{RHC} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}\quad (2.41).$$

Analogamente, para o caso LHC:

$$\vec{E}_{LHC} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}\quad (2.42).$$

A soma de RHC e LHC é dada por:

$$\vec{E}_{RHC} + \vec{E}_{LHC} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1+1 \\ -j+j \end{bmatrix} = \frac{2}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}\quad (2.43).$$

O estado de polarização resultante da Equação 2.43 é o linear horizontal com o dobro da amplitude em cada modo de polarização.

Para obter o vetor de Jones equivalente ao estado de polarização elíptico, basta realizar o mesmo procedimento utilizado para obter o estado RHC considerando  $E_x \neq E_y$  e  $\varphi_x - \varphi_y \neq 90^\circ$ , resultando em várias possibilidades de vetores que podem ser obtidos basicamente ao multiplicar por um escalar cada componente do vetor correspondente à polarização circular. A Equação 2.44 é um exemplo de vetor de Jones para um caso de polarização elíptica, horizontal e no sentido horário.

$$\frac{1}{\sqrt{5}} \begin{bmatrix} 2 \\ -j \end{bmatrix} \quad (2.44).$$

Após esta introdução sobre o vetor de Jones, faz-se importante a introdução do conceito de matriz de Jones. Considera-se inicialmente um feixe polarizado representado pelo vetor de Jones  $\vec{E}_i$  que se propaga por um elemento óptico e emerge deste como um novo vetor de Jones  $\vec{E}_t$ , o qual corresponde à forma de onda transmitida. O elemento óptico operou esta transformação, logo, pode ser representado matematicamente por uma matriz 2 x 2. Sendo  $A$  a matriz de transformação do elemento óptico em questão, então:

$$\vec{E}_t = A\vec{E}_i \quad (2.45).$$

onde  $A = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix}$ , logo:

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_{tx} \\ \vec{E}_{ty} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}_{ix} \\ \vec{E}_{iy} \end{bmatrix} \quad (2.46).$$

Expandindo:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{tx} &= a_{11}\vec{E}_{ix} + a_{12}\vec{E}_{iy} \\ \vec{E}_{ty} &= a_{21}\vec{E}_{ix} + a_{22}\vec{E}_{iy} \end{aligned} \quad (2.47).$$

Em um exemplo de aplicação das matrizes de Jones, toma-se  $\vec{E}_i$  como um estado de polarização linear  $+45^\circ$  que trafega por um defasador de um quarto de onda cujo eixo rápido é linear vertical. O estado de polarização resultante na saída do defasador é dado pela Equação 2.48.

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_{tx} \\ \vec{E}_{ty} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix} \quad (2.48).$$

O estado de polarização resultante é, portanto, circular sentido horário. A matriz de Jones de conversão para o defasador de um quarto de onda, presente na Equação 2.48, foi retirada do Apêndice B.

Analogamente se a luz propagante incidir por uma série de elementos ópticos, estes serão representados pelas matrizes  $A_1, A_2, \dots, A_n$ , logo:

$$\vec{E}_t = A_n \dots A_2 A_1 \vec{E}_i \quad (2.49).$$

Estas matrizes não apresentam propriedade comutativa, logo, devem ser aplicadas na ordem correta. Demais matrizes e vetores de Jones podem ser encontrados no Apêndice B. A relação entre os vetores de Stokes e Jones é encontrada no Apêndice C.

### 2.3.3 As matrizes de Mueller

Em 1943, Hans Mueller, professor de física no Instituto de Tecnologia de Massachusetts (MIT), desenvolveu um método matricial para lidar com os vetores de Stokes, vetores estes, conforme explicado anteriormente, aplicáveis tanto para luz totalmente quanto parcialmente polarizada. O vetor de Stokes representa o estado de polarização de um sinal óptico, enquanto que a matriz de Jones e a matriz de Mueller representam as características de transmissão óptica de um dispositivo. Todavia, enquanto que o vetor de Jones é capaz apenas de representar a porção polarizada da luz, a matriz de Mueller provê meios de descrever dispositivos e sinais ópticos em qualquer grau de polarização, em termos que são facilmente medidos através de defasadores, polarizadores e medidores de potência óptica [4].

A matriz de Mueller relaciona os vetores de Stokes de entrada e saída de um dispositivo óptico de acordo com o seguinte formalismo:

$$\begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{01} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{02} & m_{12} & m_{22} & m_{23} \\ m_{03} & m_{13} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (2.50).$$

onde as matrizes coluna  $S$  e  $S'$  são os vetores de Stokes de entrada e saída, respectivamente, e a matriz 4x4 é a matriz de Mueller. As regras padrão de multiplicação de matrizes são aplicadas.

Como exemplo de aplicação para a matriz de Mueller, considera-se o caso em que luz não polarizada incide sobre um polarizador cujo eixo de transmissão é linear horizontal. O estado de polarização da luz na saída deste é também linear horizontal e sua potência óptica é metade da potência óptica da luz incidente. A porção de luz linear e verticalmente polarizada é, portanto, totalmente filtrada pelo polarizador. Este caso pode ser representado pelo formalismo de Mueller:



$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.51).$$

Demais representações utilizando matrizes de Mueller podem ser encontradas no Apêndice B.

## 2.4 LUZ PARCIALMENTE POLARIZADA

Utilizando os conceitos apresentados na seção 2.4, pode-se descrever matricialmente o conceito de luz parcialmente polarizada [11]. Um feixe óptico é completamente polarizado quando todas as suas componentes em polarização oscilam de forma coerente. Tal acontece, por exemplo, nos lasers. Em contrapartida, luz natural, tal qual a proveniente do sol, é totalmente não polarizada. Neste caso, suas componentes em polarização são completamente incoerentes e a polarização instantânea em certa largura de banda pode apontar para uma direção aleatória na esfera de Pointcarè, que será apresentada na seção 2.5.

Luz parcialmente polarizada, entretanto, geralmente possui parte de seu feixe polarizado e parte não polarizada. De outra forma, tal tipo de luz pode ser descrita como pseudo não polarizada, ou seja, todos os seus componentes são totalmente polarizados, porém, a polarização da soma destes componentes não é. A polarização instantânea da luz pseudo não despolarizada atinge um intervalo de pontos limitado na esfera de Pointcarè.

Utilizando os parâmetros de Stokes, o grau de polarização pode ser descrito como:

$$DOP = \frac{\sqrt{\langle S_1 \rangle^2 + \langle S_2 \rangle^2 + \langle S_3 \rangle^2}}{\langle S_0 \rangle} \quad (2.52).$$

onde as médias temporais dos elementos do vetor de Stokes são dadas por:

$$\langle S(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T S(t) dt \quad (2.53).$$

Quando o grau de polarização é igual a um, significa que todas as componentes do feixe luminoso possuem estados de polarização invariantes com o tempo. Quando o grau de polarização é nulo, significa que os termos polarimétricos do feixe variam com o tempo, porém a causa disto,

seja incoerência ou pseudo-despolarização, não pode ser determinada utilizando apenas a medida de DOP. Um valor de DOP entre zero e um significa que parte da potência óptica está polarizada e parte não está.

Em termos da matriz de coerência, o grau de polarização é definido como sendo:

$$DOP = \sqrt{1 - \frac{4 \det(\hat{J})}{Tr(\hat{J})^2}} \quad (2.54).$$

A matriz de coerência é definida por  $\hat{J} = \langle \hat{E}\hat{E}^\dagger \rangle$ , onde:

$$E(t) = \begin{bmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{bmatrix}, \quad e \quad \hat{J} = \begin{bmatrix} \langle e_x^* e_x \rangle & \langle e_x e_y^* \rangle \\ \langle e_x^* e_y \rangle & \langle e_y^* e_y \rangle \end{bmatrix} \quad (2.55).$$

onde  $(e_x, e_y)$  são variáveis complexas. Por fim, as médias temporais dos parâmetros de Stokes, em termos dos elementos da matriz de coerência são dadas por:

$$\begin{bmatrix} \langle S_0 \rangle \\ \langle S_1 \rangle \\ \langle S_2 \rangle \\ \langle S_3 \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -j & j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{xx} \\ J_{yy} \\ J_{xy} \\ J_{yx} \end{bmatrix} \quad (2.56).$$

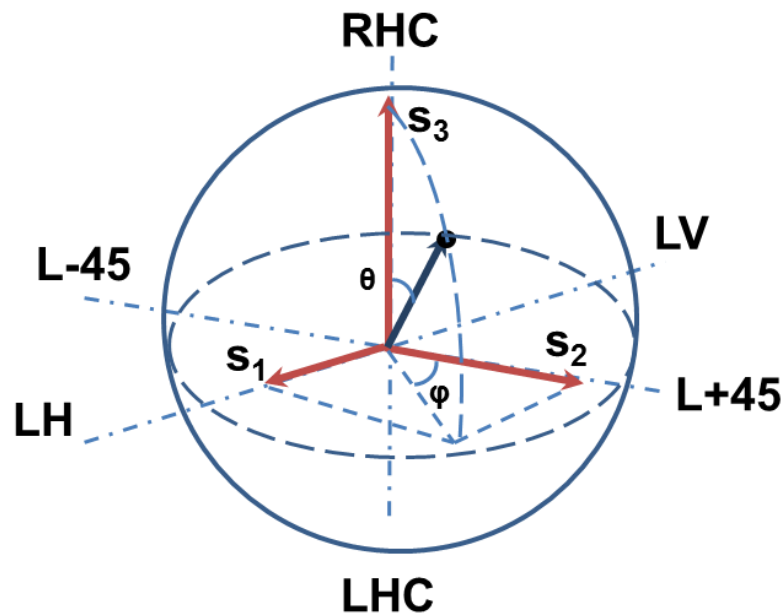
Ambos, DOP e  $\hat{J}$  são intrinsecamente médias temporais. O período de integração pode afetar os valores medidos. Por exemplo, uma fonte de luz monocromática que possui um tempo de coerência de 0,1s certamente produz ondas polarizadas em escalas de tempo  $T \ll 0,1s$ . Entretanto, estados de polarização separados por  $T > 0,1s$  são descorrelacionados. Uma medida de DOP tomada ao longo de uma longa escala de tempo possuiria um valor menor do que um, enquanto que uma medida de DOP tomada ao longo de uma curta escala de tempo apresentaria DOP unitária ou bem próxima de um. Ambas as constações estão corretas e o maior desafio é saber qual é uma escala de tempo relevante, a qual depende da aplicação.

## 2.5 A ESFERA DE POINCARÈ

Utilizando os conceitos expressos pelas seções anteriores, é possível introduzir uma nova forma de representar os estados de polarização assumidos por um feixe óptico. Tal feito é realizado através de um instrumento gráfico de análise conhecido como esfera de Poincarè.

Todo estado de polarização possível, bem como toda transformação em polarização causada pela propagação da luz através de dispositivos, pode ser representado na superfície de uma esfera unitária. Tal esfera é conhecida como esfera de Poincarè e foi proposta por H. Poincarè, seu criador [11]. Uma esfera unitária é criada a partir da normalização das componentes de Stokes,  $S_1$ ,  $S_2$  e  $S_3$  com respeito à componente de intensidade,  $S_0$ . Nesta esfera, os ângulos de declinação e azimutal,  $\theta$  e  $\varphi$ , respectivamente, são capazes de descrever qualquer ponto na superfície desta. Com respeito às coordenadas polares ilustradas na Figura 2.5, os ângulos azimutal e de declinação são projetados na base ( $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ) de acordo com as expressões seguintes:

$$\begin{aligned} S_1 &= \sin \theta \cos \varphi \\ S_2 &= \sin \theta \sin \varphi \\ S_3 &= \cos \theta \end{aligned} \quad (2.57).$$



**Figura 2.5-** Representação da luz polairzada através da esfera de Poincarè.

Conforme exibido na Figura 2.5, estados circulares, horário (LHC) e anti-horário (RHC) estão localizados nos pólos da esfera, com estados elípticos intermediários distribuídos continuamente entre o equador e os pólos. Estados elípticos anti-horários e horários ocupam, respectivamente, os hemisférios norte e sul enquanto que estados lineares vertical (LV), horizontal (LH),  $+45^\circ$  (L+45) e  $-45^\circ$  (L-45) ocupam a linha equatorial da esfera [4].

A luz, quando totalmente polarizada, é representada por um ponto na superfície da esfera de Poincarè. Porém, quando parcialmente polarizada, esta pode ser considerada uma superposição de dois feixes luminosos, um completamente polarizado e outro completamente despolarizado. Desta forma, luz parcialmente polarizada pode ser representada por um ponto interno à esfera de Poincarè, onde o módulo da distância do centro da esfera até este ponto representa o grau de polarização da luz. Este parâmetro assume valores desde zero (luz totalmente despolarizada) até um (luz completamente polarizada), este último localizado na superfície da esfera.

Pontos próximos na esfera caracterizam estados de polarização similares entre si, no sentido de que o contraste interferométrico entre dois estados de polarização são relacionados à distância entre seus pontos correspondentes na esfera. Estados de polarização ortogonais com contraste interferométrico nulo localizam-se em pontos diametricamente opostos entre si na esfera.

## 2.6 DISPOSITIVOS ATUANTES EM FIBRA ÓPTICA

Esta seção apresenta os principais dispositivos ópticos atuantes em polarização, descrevendo suas características, funções e aplicações.

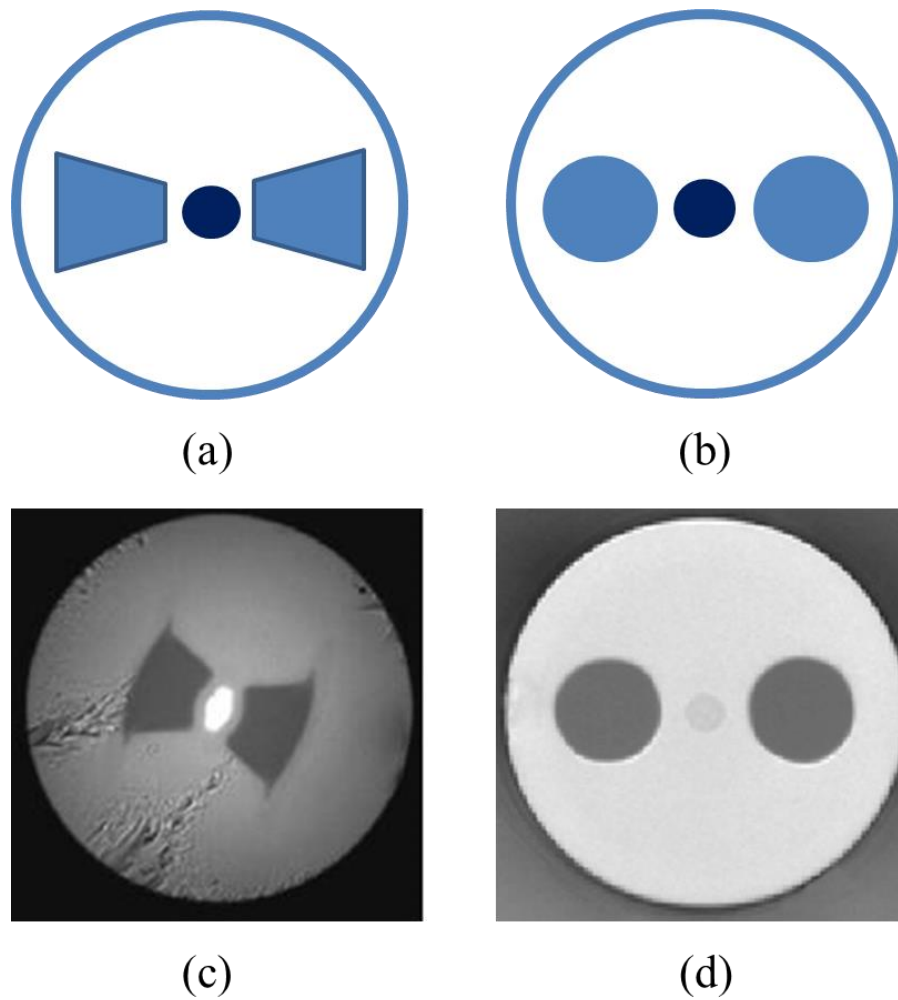
### 2.6.1 Fibra óptica mantenedora de polarização

É bem conhecido que em fibra óptica monomodo ideal com geometria circular, existem dois modos degenerados com estados de polarização mutuamente ortogonais e constantes de propagação idênticas e constantes. O efeito de um estresse mecânico externo sobre esta fibra pode causar sua birrefringência, decorrente da diferença entre as constantes de propagação destes dois modos. A divisão do sinal óptico propagante entre os dois modos de polarização depende do acoplamento de energia entre ambos enquanto estes se propagam pela fibra, que é geralmente aleatório.

Consequentemente, o estado de polarização do sinal óptico de saída é geralmente aleatório, mesmo após alguns metros de propagação na fibra, sendo o acoplamento entre os modos e o estado de polarização de saída muito sensível a perturbações tais como: temperatura, torção, tensão e pressão. Também é conhecido que o acoplamento de energia entre os dois modos de polarização ortogonais pode ser minimizado se a diferença entre as constantes de propagação de ambos os modos for grande o suficiente. Tal situação pode ser alcançada ao se incorporar elementos extras ao revestimento da fibra, capazes de aplicar estresse mecânico assimétrico ao núcleo da mesma [4]. Devido a diferenças nos coeficientes de expansão térmica de diferentes materiais, estresse assimétrico no núcleo pode ser ocasionado durante o processo de fabricação da fibra. Outra causa da birrefringência em fibras ópticas está relacionado com a assimetria na dopagem da fibra.

Dependendo da forma dos elementos stressantes, fibras mantenedoras de polarização (PM) podem ser classificadas como Panda ou Gravata Borboleta, conforme ilustrado pela Figura 2.6. Seus nomes se justificam por suas secções transversais lembrarem, respectivamente, um urso panda e uma gravata borboleta. Na direção dos elementos stressantes, o núcleo da fibra possui um índice de refração significativamente maior do que o eixo perpendicular a este, logo, o primeiro é conhecido como eixo lento e o segundo como eixo rápido.

É importante salientar que uma fibra PM é simplesmente uma fibra óptica altamente birrefringente, na qual o acoplamento entre os modos de polarização ortogonais é minimizado. Entretanto, para que este tipo de fibra seja capaz de manter o estado de polarização de um sinal óptico, o estado de polarização deste sinal incidente deve estar alinhado ou ao eixo lento ou ao eixo rápido. Caso contrário, ambos os modos degenerados serão estimulados, embora haja mínimo acoplamento energético entre ambos. A fase relativa entre ambos será, portanto, afetada por perturbações na fibra e o estado de polarização de saída não será mantido devido à soma vetorial dos campos elétricos destes modos.

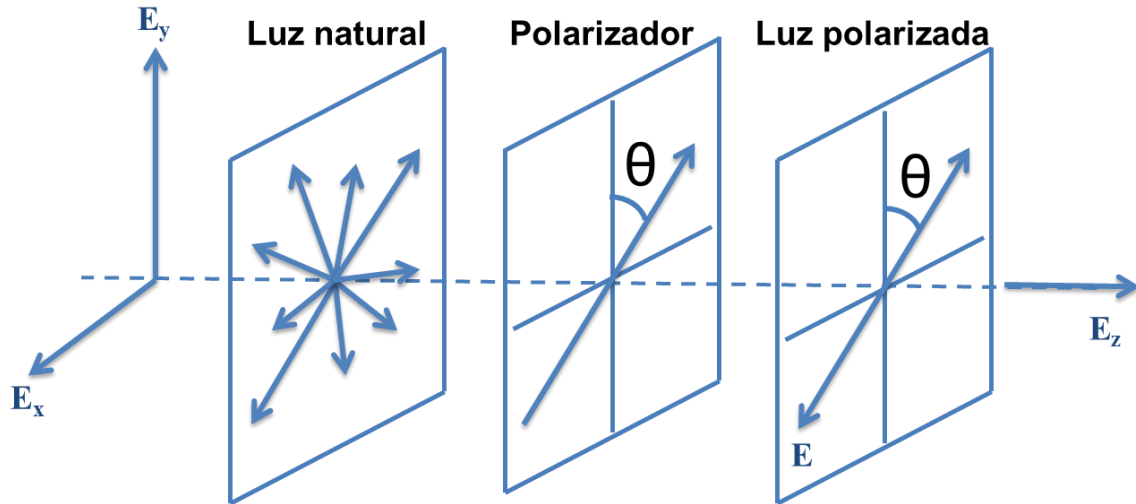


**Figura 2.6** - Corte transversal de fibras ópticas mantenedoras de polarização: (a) ilustração da fibra do tipo Gravata Borboleta; (b) ilustração da fibra tipo Panda; (c) imagem obtida em microscópio de uma fibra do tipo Gravata Borboleta [13] e (d) imagem obtida em microscópio de uma fibra do tipo Panda [14].

### 2.6.2 Polarizador

Polarizador é um dispositivo óptico que, se a luz incidente for do tipo natural, não polarizada, a saída será luz polarizada. Exemplificando, sabe-se que uma possível representação de luz não polarizada é a superposição de dois estados de polarização incoerentes e de mesma amplitude [12]. Um instrumento capaz de separar estas componentes, de forma a bloquear uma e permitir a passagem de outra é conhecido como polarizador linear. Dependendo da saída do instrumento, este também pode ser um polarizador circular ou elíptico. Todos estes dispositivos podem variar em

eficácia, visto que podem não ser capazes de bloquear totalmente a componente indesejada. A Figura 2.7 ilustra o funcionamento de um polarizador.



**Figura 2.7** - Ilustração do funcionamento de um polarizador ao ser inserida luz não polarizada.

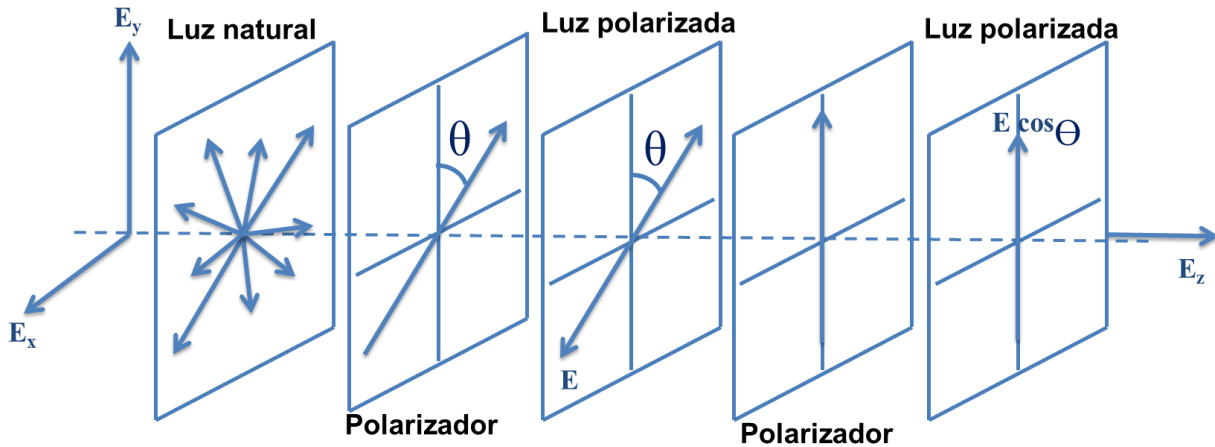
Por definição, se luz natural incide em um polarizador linear ideal, apenas luz em um estado de polarização será transmitida. Este estado deverá ter orientação paralela a direção do eixo de transmissão do polarizador para que passe através do dispositivo sem se alterar. Desta forma, se for disposta uma fonte de luz não polarizada, um polarizador e um detector capaz de medir luz polarizada, conforme ilustrado na Figura 2.7, a leitura do detector não se alterará caso o polarizador for girado em torno do eixo  $z$ , devido à completa simetria na distribuição de intensidade luminosa em luz não polarizada. Apesar da luz se propagar em formas de onda, devido à sua alta frequência o detector irá medir apenas a irradiância luminosa incidente.

É conhecido que a irradiância é proporcional à raiz quadrada da amplitude do campo elétrico, conforme a seguinte equação:

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2 \quad (2.58),$$

sendo que  $c$  é a velocidade da luz no vácuo,  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica do vácuo e  $E_0$  é a amplitude do campo elétrico da luz propagante. Desta forma, de acordo com esta proporcionalidade, apenas a amplitude do campo elétrico é relevante para esta análise.

Supõe-se que um segundo polarizador é inserido no sistema, de acordo com a ilustração mostrada na Figura 2.8.



**Figura 2.8** - Ilustração do cascadeamento de dois polarizadores e o efeito disto na polarização do feixe propagante.

O eixo de transmissão deste também é linear, porém, diferentemente do primeiro polarizador, é linear e totalmente vertical. Portanto, se a amplitude do campo elétrico após passar pelo primeiro polarizador é  $E_0$ , ao passar pelo segundo polarizador apenas sua componente  $E_0 \cos \theta$ , paralela ao eixo de transmissão deste, irá atingir o detector. Isso se dá, é claro, assumindo absorção nula da luz pelo meio. Substituindo o valor da amplitude no detector na Equação 2.59, a irradiância após o segundo polarizador:

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2 \cos^2 \theta \quad (2.59).$$

A irradiância máxima,  $I(0) = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2$ , ocorre quando o ângulo  $\theta$  entre os eixos de transmissão dos dois polarizadores é nulo. A Equação 2.59 pode ser reescrita como:

$$I = I(0) \cos^2 \theta \quad (2.60).$$

Esta expressão, presente na Equação 2.60, é conhecida como Lei de Malus, tendo sido publicada pela primeira vez em 1809 por Étienne Malus, engenheiro militar e capitão do exército de Napoleão Bonaparte. É importante observar que  $I(90^\circ) = 0$ . Isto é proveniente do fato de que, nesta situação, o campo elétrico que trafega através do primeiro polarizador é perpendicular ao eixo de transmissão do segundo. Desta maneira, o campo elétrico é paralelo ao que é chamado eixo de extinção do segundo polarizador e, portanto, não possui componente ao longo do eixo de transmissão.



### 2.6.3 Defasadores de onda

Defasadores de onda são elementos ópticos capazes de alterar a polarização de um feixe de luz incidente. Seu princípio de operação consiste em defasar, de um valor fixo, um dos dois modos de polarização da luz em relação ao outro. Após emergir de um defasador de onda, a fase relativa entre os dois modos de polarização é diferente do que era inicialmente, na entrada do dispositivo e, conseqüentemente, o estado de polarização também é alterado. Desta forma, utilizando estes dispositivos, é possível converter qualquer estado de polarização arbitrário no estado de polarização desejado [12].

Um típico defasador de onda consiste de um cristal birrefringente, seja ele quartzo, mica, calcita, cuja orientação e espessura foram cuidadosamente escolhidas, dependendo da função do defasador. O cristal é cortado no formato de um disco, a orientação do corte escolhida de forma que o eixo óptico do cristal seja paralelo às superfícies do disco. Este processo resulta em dois eixos no plano do corte: o eixo ordinário, com índice de refração  $n_o$ , e o eixo extraordinário, cujo índice de refração é dado por  $n_e$ . Para um feixe óptico incidente normal ao disco, a componente de polarização que trafega ao longo do eixo ordinário o faz com velocidade  $v_o=c/n_o$ , enquanto que a componente que trafega pelo eixo extraordinário possui velocidade  $v_e=c/n_e$ . Estas velocidades distintas geram uma diferença de fase entre as duas componentes de polarização na saída do cristal. Dependendo da espessura do cristal, luz com componentes de polarização em ambos os eixos emergirá em diferentes estados de polarização.

O defasador de onda é caracterizado pelo valor da fase relativa,  $\Delta\varphi$ , entre as duas componentes, a qual se relaciona com a birrefringência do cristal,  $\Delta n=|n_o-n_e|$ , e também com a sua espessura,  $d$ , através da expressão:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} d |n_o - n_e| \quad (2.61),$$

sendo que  $\lambda_0$  é o comprimento de onda da luz no vácuo. Portanto, o estado de polarização da luz emergente depende, evidentemente, da amplitude das componentes ortogonais do campo elétrico e de sua defasagem.

Existem três tipos principais de defasadores de onda: o defasador de onda completa, o defasador de meia onda e o defasador de um quarto de onda. Estes serão melhor descritos à seguir.

### Defasador de onda completa

Caso  $\Delta\varphi$  seja igual a  $2\pi$ , o atraso relativo entre as componentes ortogonais é de um comprimento de onda. O dispositivo que impõe este atraso é normalmente conhecido por defasador de onda completa. Neste caso, não é observado efeito na polarização do feixe monocromático incidente no defasador.

### Defasador de meia onda

Um defasador que impõe uma diferença de fase relativa de  $\pi$  radianos entre as ondas propagantes pelos eixos ordinário e extraordinário é conhecido como um defasador de meia onda. Supõe-se, inicialmente, que o plano de vibração do campo elétrico de um feixe incidente, linearmente polarizado, faz um ângulo  $\theta$  arbitrário com o eixo rápido, conforme mostrado na Figura 2.9.

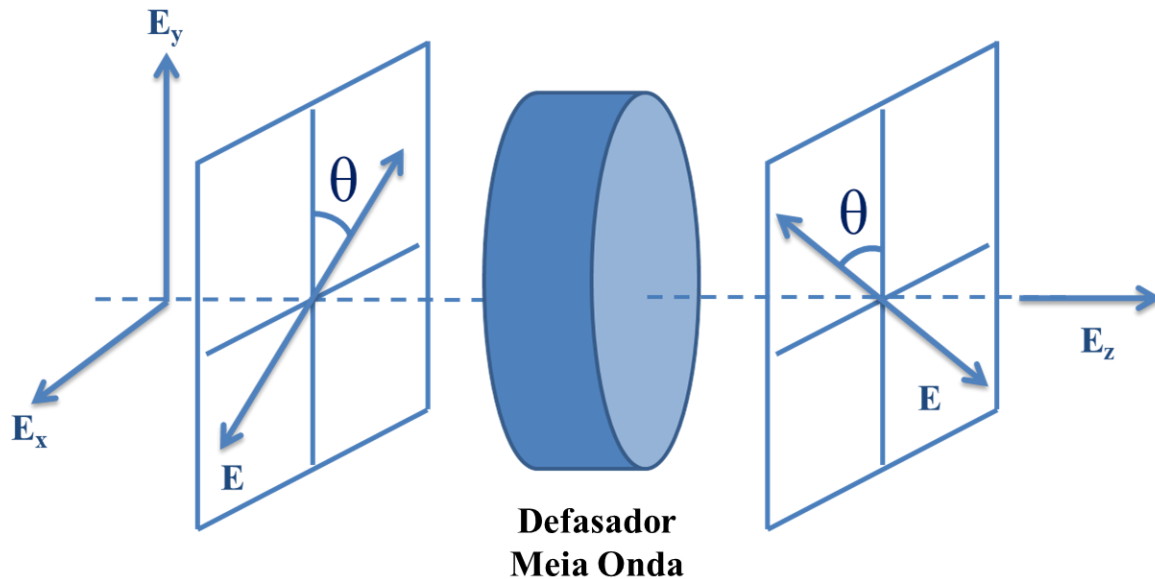


figura 2.9 - Ilustração do efeito de um defasador de meia onda.

Fi-

Quando as ondas emergirem do disco, haverá uma defasagem relativa entre elas de  $\lambda/2$ , ou seja,  $\pi$  radianos, e o plano de vibração do campo elétrico terá rodado de  $2\theta$ . Analogamente, este tipo de defasador também irá rodar o plano de vibração no caso de luz elipticamente polarizada e irá inverter o sentido de polarizações elípticas ou circulares, alterando de horário para anti-horário e vice-versa. Para que este fenômeno seja possível, a espessura do cristal deve obedecer a seguinte expressão:

$$d|n_o - n_e| = \frac{(2m+1)\lambda_0}{2} \quad (2.62),$$

sendo que  $m=0,1,2\dots$  e, conseqüentemente,  $\Delta\varphi = \pi, 3\pi, 5\pi\dots$

### Defasador de um quarto de onda

Este tipo de defasador é capaz de introduzir uma diferença de fase relativa de  $\Delta\varphi = \pi/2$  entre os modos de polarização da onda propagante. Esta defasagem é capaz de converter luz linearmente polarizada para luz elipticamente polarizada e vice-versa.

A luz linearmente polarizada incidente paralelamente a um dos eixos principais não será afetada por qualquer defasador de onda. Isso se dá devido ao fato de que não pode haver uma diferença relativa de fase sem haver duas componentes de polarização. Da mesma forma, ao incidir luz natural, despolarizada, em um defasador, não resultará em nenhum efeito observável, visto que este tipo de luz já apresenta modos de polarização incoerentes, cuja defasagem se altera rápido e aleatoriamente.

Para o caso especial em que luz linearmente polarizada a  $45^\circ$  com respeito a ambos os eixos incide neste tipo de defasador, ambas as componentes ordinária e extraordinária possuem a mesma amplitude. Desta forma, este defasador será capaz de converter a luz linearmente polarizada em luz circularmente polarizada, sendo que o inverso também se aplica.

Neste tipo de defasador, a espessura do material birrefringente deve satisfazer a expressão a seguir:

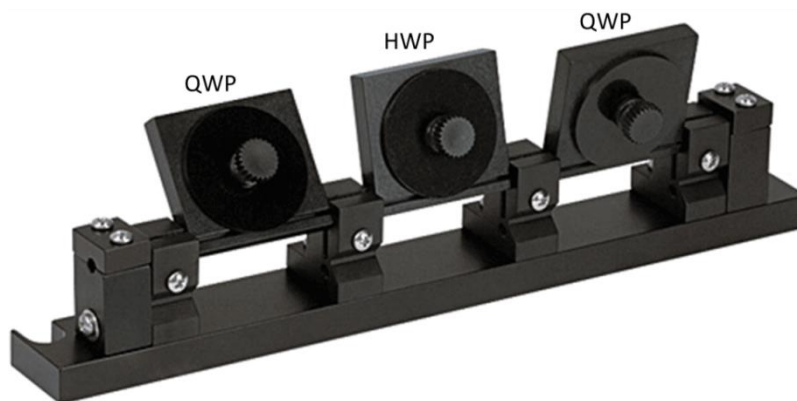
$$d|n_o - n_e| = \frac{(4m+1)\lambda_0}{4} \quad (2.63),$$

sendo que  $m=0,1,2\dots$  e, conseqüentemente,  $\Delta\varphi = \pi/4, 5\pi/4, 9\pi/4\dots$

### 2.6.4 Controlador de polarização

Um controlador de polarização, tal qual o próprio nome indica, é um dispositivo óptico que permite ao usuário modificar o estado de polarização da luz por ele propagante [4]. Estes dispositivos podem operar através de controle manual ou através de sinais elétricos aplicados a cristais eletro-ópticos. O controlador de polarização necessita de dois graus de liberdade para transformar um estado de polarização arbitrário em um conhecido ou vice-versa.

Em uma aplicação mais genérica, onde se transforma um estado de polarização arbitrário em outro também arbitrário, são necessários três graus de liberdade. Tal controlador de polarização pode ser projetado para uso em óptica do espaço livre ou para aplicações em sistemas totalmente a fibra óptica. No primeiro caso, este dispositivo pode ser composto pelo cascadeamento de três discos defasadores de onda posicionados no caminho óptico, conforme ilustrado pela Figura 2.10: um defasador de um quarto de onda (QWP), orientado para transformar polarização elíptica em linear, um defasador de meia onda (HWP), que transforma uma polarização linear em outra polarização linear, e um segundo defasador de um quarto de onda, capaz de transformar polarização linear em elíptica novamente. Estes componentes podem ser livremente girados em torno do caminho óptico, de forma a ajustar o estado de polarização desejado na saída do dispositivo.



**Figura 2.10** - Exemplo de controlador de polarização comercial constituído por um HWP e dois QWP.

Para o segundo caso, em soluções que utilizam apenas luz guiada por fibra óptica, controladores de polarização podem ser implementados através de uma fibra na qual é aplicada tensão mecânica e torção de forma controlada. Um exemplo deste dispositivo é exibido na Figura 2.11.



**Figura 2.11** - Exemplo de controlador de polarização comercial constituído por uma fibra óptica na qual é aplicada tensão mecânica e torção através do parafuso central, responsável por torcer e pressionar a fibra.

## CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 2

Este capítulo introduziu conceitos básicos de polarização, apresentando ferramentas geométricas e algébricas para o estudo desta, suas aplicações, bem como dispositivos ópticos relacionados a este fenômeno.

O Capítulo 2 resume a base teórica desta dissertação, pois fundamenta todos os estudos realizados e descritos nos capítulos subsequentes. Após esta breve explanação sobre os fenômenos de polarização, seguimos os estudos com o Capítulo 3, o qual discorre sobre dispersão dos modos de polarização, PMD, que é o parâmetro proposto a ser monitorado utilizando fenômenos de polarização da luz.



# Capítulo 3

## 3 DISPERSÃO DOS MODOS DE POLARIZAÇÃO

O grande marco histórico do início das pesquisas envolvendo Dispersão dos Modos de Polarização (PMD), em inglês *Polarization Mode Dispersion*, ocorreu em 1986 [11]. Neste ano, os pesquisadores em comunicações ópticas dos Laboratórios Bell, Dr. Poole e Dr. Wagner, desenvolveram uma descrição característica da dependência de frequência que elementos birrefringentes concatenados possuem [15]. Este fato é conhecido como o marco da descoberta da PMD.

Na época, parte do trabalho do Dr. Poole consistia em construir um polarímetro relativamente rápido para medir a velocidade da mudança dos estados de polarização em uma fibra óptica. Quando este polarímetro era conectado em um dos terminais da fibra e um laser do tipo diodo era ligado, Poole percebia que a polarização da luz na saída da fibra passava por um transiente, mas se estabilizava dentro de poucos minutos. Intrigado, Poole decidiu que era a corrente do laser do tipo diodo elevando seu valor de acordo com o aumento da temperatura. Este fenômeno faz com que o sinal gerado pelo diodo laser percorra uma faixa de valores de frequência central, varredura esta responsável pelas alterações na polarização de saída do sinal propagante.

A conclusão deste ocorrido foi que o estado de polarização da luz propagante é dependente da frequência na qual está centrado o sinal gerado pela fonte luminosa, no caso o laser do tipo diodo. Visando descrever o efeito, Poole verificou que os autovetores da matriz de transformação de Jones sempre mudam em primeira ordem com respeito à frequência. Com esta constatação, os pesquisadores buscaram descobrir a existência de um estado de polarização que seja estacionário à primeira ordem em relação à frequência, o que os levou à descoberta da principal característica da PMD, sua dependência com o comprimento de onda da luz propagante em um meio

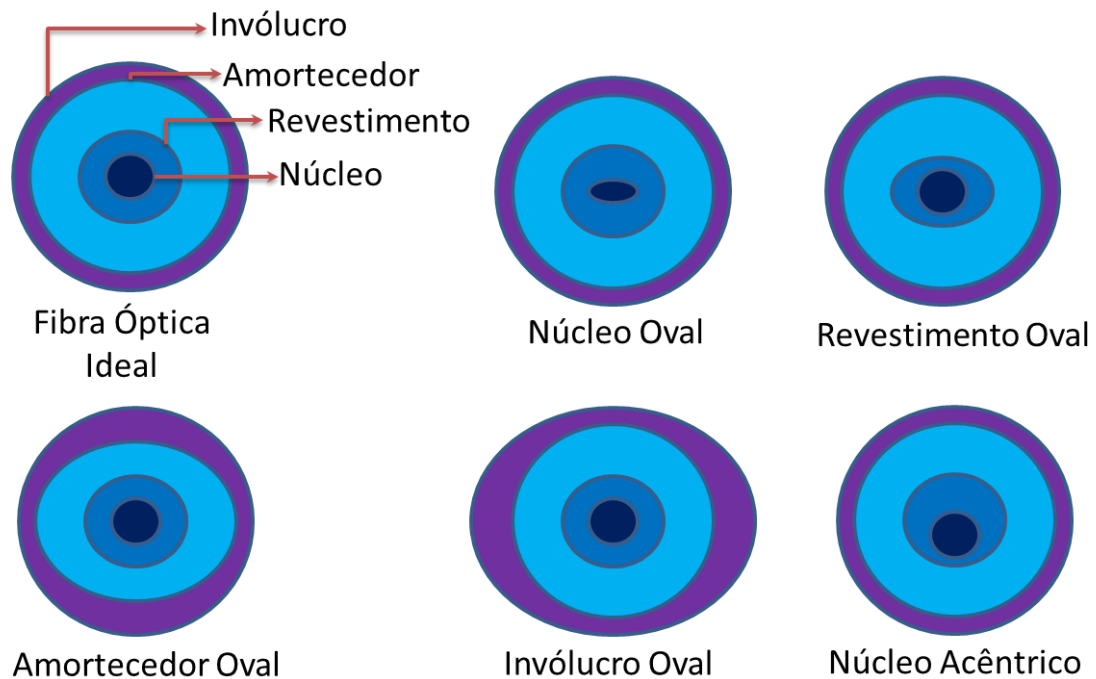
birrefringente. Após a descoberta deste fenômeno, muitas outras pesquisas foram desenvolvidas a fim de entender os conceitos nele envolvidos e seus efeitos em sistemas de comunicações ópticas. Estes conceitos estão apresentados na Seção 3.1.

### 3.1 CONCEITO DE PMD

Dispersão dos Modos de Polarização é uma propriedade fundamental das fibras ópticas monomodo. Este fenômeno pode ser descrito como uma dispersão modal na qual a luz trafegando ao longo de uma fibra óptica, em um determinado comprimento de onda, é dividida entre dois modos de polarização ortogonais que possuem diferentes velocidades de propagação. A diferença entre os tempos de propagação destes modos de polarização é conhecida como Atraso Diferencial de Grupo, em inglês *Differential Group Delay* (DGD), também caracterizado como sendo PMD de primeira ordem o qual independe do comprimento de onda da luz propagante.

Fibras ópticas são meios birrefringentes, ou seja, são materiais que exibem dois índices de refração distintos, pelos quais a luz neles incidentes se propaga em dois estados de polarização ortogonais. A birrefringência presente em fibras ópticas monomodo provém do fato de que o núcleo, invólucro ou revestimentos destas não são perfeitamente circulares ou então acêntricos. Estas características, ilustradas na Figura 3.1, podem ser intrínsecas à fibra óptica em questão, portanto presentes desde sua fabricação, ou podem ser induzidas ou potencializadas por perturbações externas tais quais variações de temperatura, tensão e torção mecânicas.

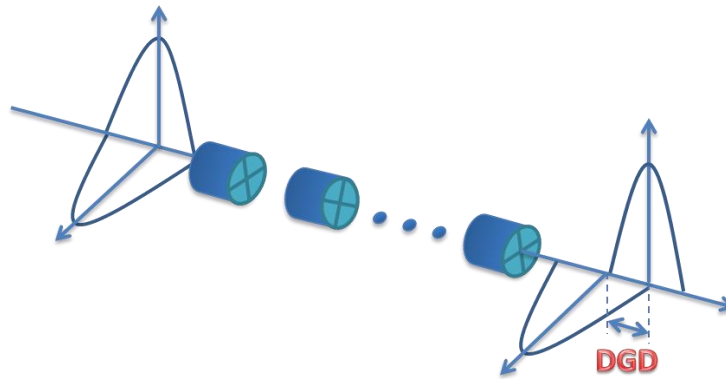




**Figura 3.1** - Representação de cortes transversais de uma fibra óptica ideal e outras com defeitos estruturais, estes podendo ser intrínsecos ou induzidos.

Através do efeito fotoelástico, estas perturbações produzem uma assimetria no índice de refração da fibra óptica em questão, reforçando sua birrefringência e, conseqüentemente, alterando a DGD dos modos nela propagantes [16]. Diferentemente de outro tipo de dispersão presente em fibras ópticas, tal como a dispersão cromática (CD), a PMD não é um parâmetro estático, o que obriga quem deseja medi-la a fazer previsões estatísticas de seus efeitos, tornando impossível a realização de compensações passivas deste fenômeno.

A birrefringência de fibras monomodo varia ao longo de seu comprimento, de forma que um enlace de fibra pode ser representado como uma série de pequenos elementos birrefringentes de orientação aleatória e concatenados entre si, conforme mostrado na Figura 3.2.



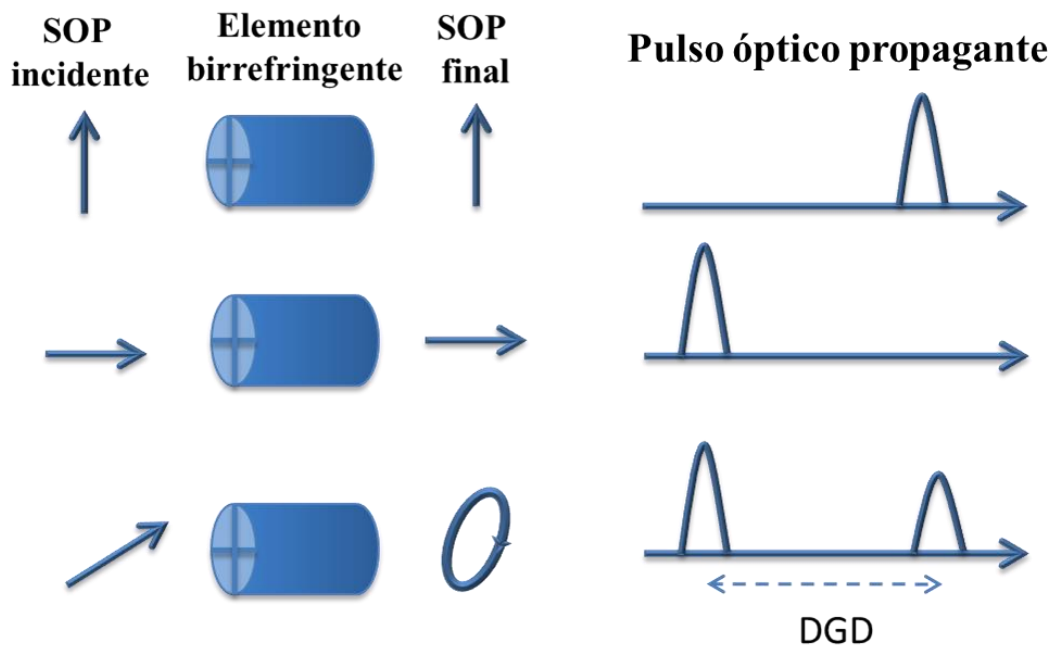
**Figura 3.2** - Representação de uma fibra monomodo como vários elementos birrefringentes concatenados.

Cada segmento exibe modos de polarização do tipo rápido e lento, através dos quais a luz se propaga. O campo elétrico emergente de cada segmento birrefringente é projetado nos modos de polarização do segmento seguinte, em um processo conhecido como acoplamento modal, de forma que a energia do sinal passa de um modo para o outro ao longo do enlace, causando alterações no estado de polarização da luz ao passo que esta se propaga. Este fenômeno se repete muitas vezes ao longo do enlace de fibra, sendo o mecanismo responsável pela dependência que a PMD exibe em relação às condições ambientais e também ao comprimento de onda do sinal propagante. Isto origina a chamada de PMD de segunda ordem (SOPMD). A variação da PMD em relação ao comprimento de onda resulta em uma dispersão, a SOPMD, que é função da largura de banda do canal e do valor da DGD dentro daquela largura de banda. A existência da SOPMD torna mais difícil a compensação única da PMD em sistemas de comunicação óptica que empregam multiplexação de comprimento de onda (WDM).

Outra consequência da concatenação de elementos birrefringentes, a qual representa uma fibra óptica, é a observação feita por Poole de que sempre existirá um par de estados de polarização na saída de uma concatenação de elementos birrefringentes que serão estacionários em primeira ordem em relação à frequência da luz propagante pelos elementos. Estes dois estados são conhecidos como Estados Principais de Polarização (PSP), ambos definem, respectivamente os eixos rápido e lento de propagação da luz na fibra óptica. Em outras palavras, são as bases ortogonais principais que definem os estados de polarização propagantes pela fibra. É conhecido que, quando a polarização da luz incidente em um meio birrefringente está alinhada com o PSP rápido, o índice de refração experienciado pela luz é o menor dos dois índices, de forma que a polarização da luz

na saída do meio é a mesma da luz incidente, e se propaga pelo elemento birrefringente em certo tempo. Porém, quando a polarização da luz incidente é orientada em relação ao PSP lento, o índice de refração experimentado pela luz propagante é o maior dos dois. Isto faz com que a polarização da luz na saída se mantenha, porém, o pulso de luz propagante pelo PSP lento sofre um atraso em relação ao pulso propagante pelo PSP rápido. Caso a polarização do pulso luminoso incidente não esteja alinhada com nenhum dos PSPs, o estado de polarização incidente é projetado em ambos os PSPs. Esta projeção se propaga pelo elemento birrefringente, resultando em um estado de polarização em sua saída diferente do estado de polarização da luz em sua entrada.

Desta forma, é correto afirmar que o pulso incidente é dividido em dois pulsos defasados entre si. A intensidade relativa de ambos os pulsos é definida pelo ângulo entre o estado de polarização incidente e os PSPs. Poole, baseado neste mesmo conceito, afirmou que a PMD pode ser descrita na forma vetorial através do algebrismo de Stokes. A direção para qual o vetor de PMD aponta é alinhada com o PSP lento e seu comprimento é o atraso diferencial, também conhecido como DGD, entre ambos os PSPs, rápido e lento [17]. Os conceitos apresentados estão ilustrados na Figura 3.3.



**Figura 3.3** - Representação do comportamento dos estados de polarização com respeito a seu alinhamento com os PSPs de um elemento birrefringente, bem como o efeito no pulso óptico propagante.

A diferença entre as constantes de propagação, também conhecida como birrefringência,  $\Delta\beta$ , dos PSPs lento e rápido podem ser expressas como:

$$\Delta\beta = \frac{\omega n_s}{c} - \frac{\omega n_f}{c} = \frac{\omega \Delta n}{c} \quad (3.1).$$

Sendo  $\omega$  a frequência óptica angular,  $c$  a velocidade da luz e  $\Delta n = n_s - n_f$  o índice de refração diferencial efetivo entre os PSPs rápido e lento. Este índice, quando associado ao comprimento de onda da luz propagante,  $\lambda$ , auxilia na definição de comprimento de batimento de polarização,  $L_b$ :

$$L_b = \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (3.2).$$

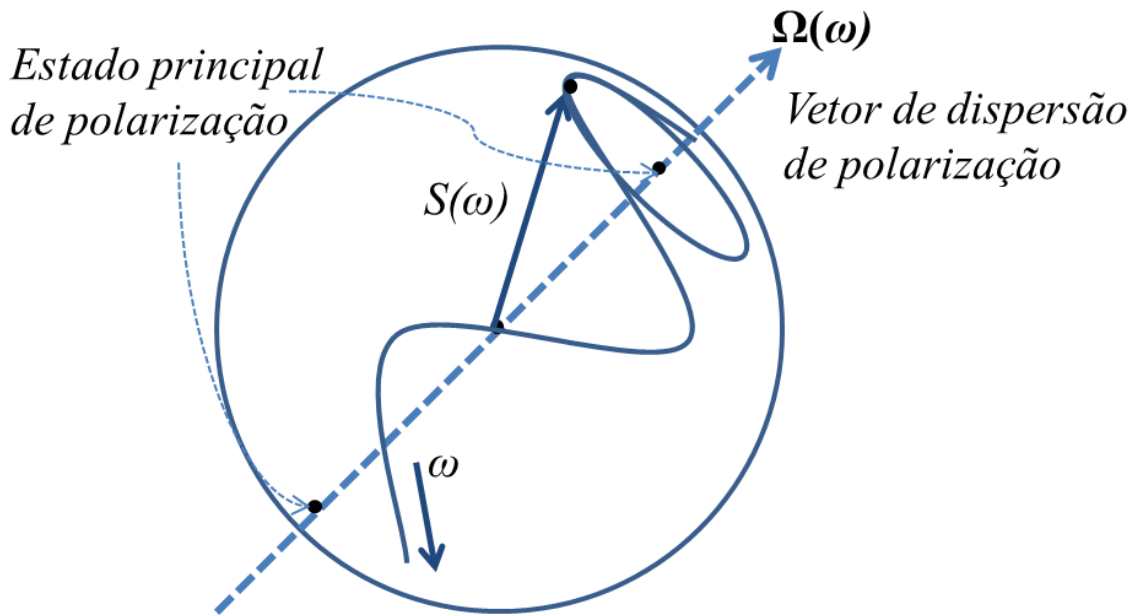
Este comprimento de batimento é definido como sendo a distância necessária a ser percorrida pela luz para que haja um acúmulo de diferença de fase de  $2\pi$  entre os dois modos propagantes pelo elemento birrefringente, ou seja, quando o estado de polarização experimenta um giro completo na esfera de Poincarè. Fibras ópticas padrão para sistemas de telecomunicações costumam apresentar comprimentos de batimento da ordem de metros [18]. No caso de fibras ópticas de alta birrefringência e, conseqüentemente, alta PMD, o comprimento de batimento é da ordem de milímetros [19].

Assumindo que o elemento birrefringente é uma fibra óptica, para um dado comprimento,  $L$ , de fibra, a DGD,  $\Delta\tau$ , pode ser definida de acordo com a dedução expressa na Equação 3.3, após substituições das variáveis  $\Delta\beta/\omega$  e  $\Delta n$  utilizando as Equações 3.1 e 3.2, respectivamente:

$$\begin{aligned} \Delta\beta L - \omega \Delta\tau &= 0 \\ \Delta\tau &= \frac{\Delta\beta L}{\omega} = \frac{\Delta n L}{c} \\ \Delta\tau &= \frac{\lambda L}{c L_b} \end{aligned} \quad (3.3).$$

Através da Equação 3.3 pode-se perceber a dependência da DGD em relação aos índices de refração do meio birrefringente, do comprimento deste e da velocidade da luz, bem como também pode ser expressa em termos do comprimento de batimento e do meio e do comprimento de onda da luz propagante.

Outra forma de representar PMD, desta vez no espaço tridimensional da esfera de Poincarè, é através do vetor de dispersão de polarização,  $\mathbf{\Omega}$ , ilustrado na Figura 3.4.



**Figura 3.4** - Representação da PMD através o vetor de dispersão de polarização.

Analisando a Figura 3.4, verifica-se que este vetor se origina no centro da esfera de Poincaré e aponta em direção ao PSP ao redor do qual os estados de polarização,  $S(\omega)$ , na saída do elemento birrefringente giram em sentido anti-horário à medida que é aumentada a frequência óptica,  $\omega$ . O módulo de  $\Omega$ , ou seja,  $|\Omega|$ , é dado pelo valor da DGD. Quando o estado de polarização na saída é expresso como um vetor tridimensional,  $S$ , composto pelos parâmetros do vetor de Stokes normalizado de forma a localizar o estado de polarização da luz na esfera de Poincaré, é possível observar que a rotação de  $S$  em torno dos PSP pode ser descrita através do produto vetorial apresentado da seguinte forma:

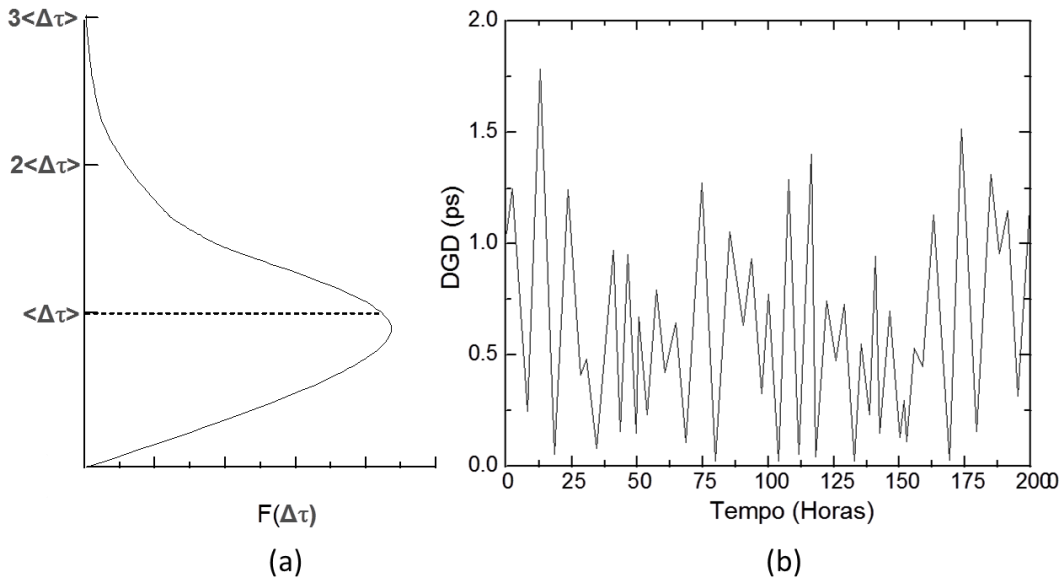
$$\frac{d\vec{S}}{d\omega} = \vec{\Omega} \times \vec{S} \quad (3.4).$$

A taxa da rotação do estado de polarização na saída do elemento birrefringente em torno dos PSP é uma medida da DGD deste elemento. Neste caso, a DGD,  $\Delta\tau$ , pode ser representada por:

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\theta}{\Delta\omega} \quad (3.5).$$

Na Eq. 3.5,  $\Delta\theta$  é a rotação de  $S$  em torno dos PSP, expressa em radianos, e  $\Delta\omega$  é a variação da frequência óptica que produz esta rotação, expressa em radianos/segundo. Esta relação é a base para o modelamento dos PSP e dos métodos tradicionais de medição de PMD.

Na Seção 3.1 foi discutida a dependência da PMD em relação ao comprimento de onda da luz. A distribuição dos valores de PMD medidos ao longo da variação do comprimento de onda da luz obedece a distribuição de Maxwell, apresentada na Figura 3.5a. Esta mesma distribuição ocorre ao longo do tempo, para um comprimento de onda fixo, se o elemento birrefringente está sujeito a perturbações ambientais, tais quais alteração de temperatura, pressão mecânica, torções e vibrações. O efeito destas variações, traduzidas por oscilações em DGD experimentalmente obtidas (ref), é mostrado na Figura 3.5b.



**Figura 3.5** - Distribuição Maxwelliana da probabilidade da DGD (a) e variação estatística da DGD com o tempo (b).

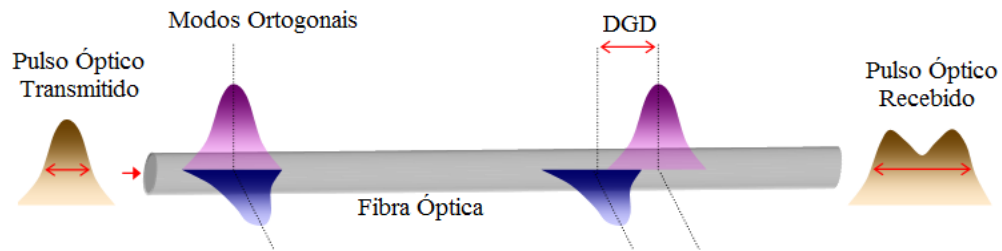
Como resultado destas variações, a PMD de um elemento birrefringente pode ser expressa estatisticamente através da média ou do valor rms da DGD:

$$\sqrt{\langle \Delta\tau^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \langle \Delta\tau \rangle \quad (3.6).$$

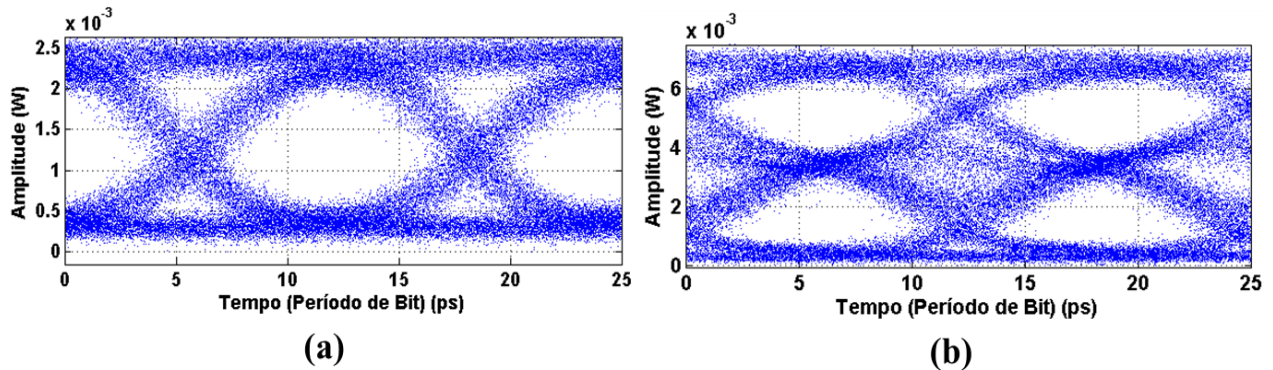
Esta propriedade estatística da PMD é a grande responsável pela impossibilidade de se compensar PMD em fibras utilizando métodos e instrumentos passivos. A compensação deste fenômeno envolve métodos complexos, que serão abordados na Seção 3.3.

### 3.2 IMPACTOS DA PMD EM SISTEMAS DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

A presença de altos valores de PMD em fibras ópticas utilizadas para comunicação é prejudicial para o funcionamento correto do sistema. A PMD causa degradações na capacidade de transmissão do canal [20], tais quais alargamento temporal do pulso transmitido, o que resulta em Interferência Intersimbólica (ISI) e eleva a Taxa de Erros de Bit (BER), comprometendo o desempenho geral do enlace óptico. As Figuras 3.6 e 3.7 ilustram o conceito de DGD e o efeito desta representado pelo diagrama de olho do sinal transmitido [21], respectivamente.



**Figura 3.6** - Ilustração do conceito de PMD de primeira ordem, também conhecida como DGD, bem como o efeito por esta causada em um pulso óptico propagante em uma fibra óptica.

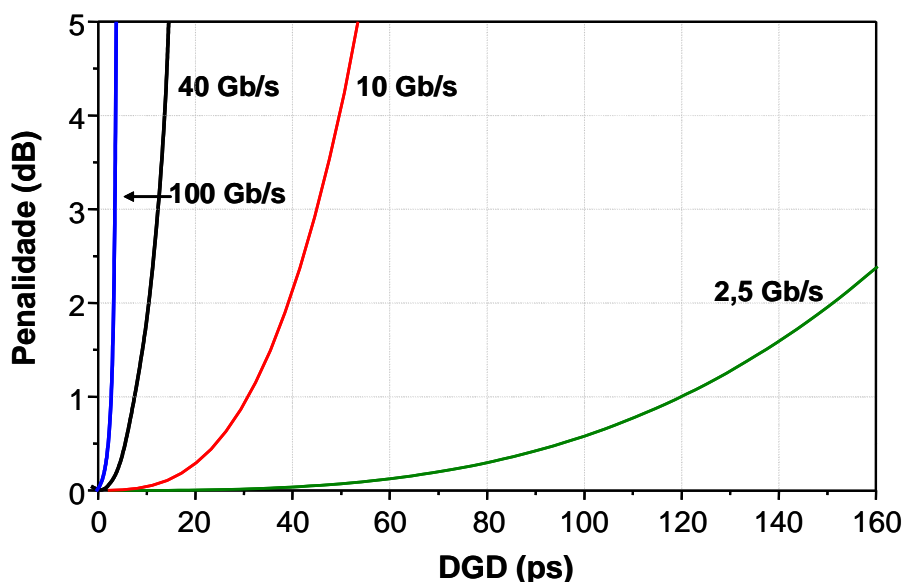


**Figura 3.7** - Diagrama de olho de um sinal óptico (a) transmitido e (b) recebido após trafegar através de uma fibra de elevada PMD.

Observando a Figura 3.7, nota-se a degradação da qualidade de um sinal óptico *Non Return-to-Zero* (NRZ) – *On-Off Keying* (OOK), taxa 40 Gb/s, devido a PMD do enlace por onde foi transmitido. Na Fig. 3.7a, observa-se o diagrama de olho de um sinal óptico trafegante por uma fibra cujo valor de DGD é zero, ou seja, não há PMD. Percebe-se que o sinal possui elevada OSNR, visto que a abertura de seu diagrama de olho está maximizada, ou seja, a diferença de amplitude

entre os níveis alto e baixo é a maior possível. Na Fig. 3.7b, porém, é visível a degradação do diagrama de olho do sinal após trafegar por uma fibra de 20 ps de DGD, atraso este que corresponde à 80% do tempo de bit do sinal. Este atraso corresponde à uma penalidade de 12 dB, visto que o fator Q, parâmetro de medida de qualidade de diagrama de olho, sofreu uma redução de 16 para 4 dB [21]. Esta penalidade impacta diretamente no aumento taxa de erro do sinal transmitido.

Além disso, a penalidade inserida pela PMD em cabos ópticos também aumenta ao passo em que cresce a taxa de transmissão de bits através deste, conforme ilustrado na Figura 3.8.



**Figura 3.8** – Penalidade inserida por PMD de primeira ordem em sistemas com diferentes taxas de transmissão de dados.

Cabe ressaltar que, além das fibras ópticas, diversos componentes de sistemas de comunicações ópticas tais como: compensadores de dispersão cromática, amplificadores ópticos, multiplexadores, acopladores, entre outros, também podem contribuir com a PMD total do sistema, principalmente em sistemas amplificados de longa distância.

Conhecendo-se os efeitos degradantes inseridos por PMD em fibras ópticas instaladas, é desejável que este parâmetro seja monitorado de forma a aliar acurácia e baixa complexidade. Desta forma, o Capítulo 5 apresenta técnicas tradicionais de medição de PMD em fibras instaladas, ressaltando tanto seus pontos positivos quanto negativos. Ao fim desta seção, é proposta uma técnica, desenvolvida neste trabalho, que contribui para melhorar a forma como a medição de PMD é realizada.



### 3.3 CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 3

O Capítulo 3 introduziu conceitos de PMD, físicos e matemáticos, bem como o impacto deste fenômeno em sistemas de comunicação óptica. Ao final deste capítulo, concluiu-se que a PMD prejudica o desempenho de uma rede óptica, limitando sua velocidade. Desta forma é necessário o desenvolvimento de um método para localizar os trechos de fibra óptica de maior PMD em uma rede, a fim de substituí-los.

O Capítulo 4 apresenta os fundamentos e características do OTDR, para sustentar a base teórica da técnica de medição distribuída de PMD proposta neste trabalho.



# Capítulo 4

## 4 MÉTODO DE REFLETOMETRIA ÓPTICA NO DOMÍNIO DO TEMPO BASEADO EM POLARIZAÇÃO (POTDR)

Este capítulo discorre sobre a técnica de refletometria óptica no domínio do tempo baseado em polarização (pOTDR). Esta técnica é a base da proposta deste trabalho para medição distribuída de PMD em enlaces ópticos.

Este capítulo está dividido do seguinte modo: inicialmente será explicado o funcionamento e contexto histórico dos refletômetros ópticos no domínio do tempo (OTDR). Após, será introduzido o conceito de pOTDR e apresentadas algumas referências que utilizam tal técnica.

O texto elaborado neste capítulo foi baseado na referência:

- Derickson, D., Fiber optics test and measurement, Upper Saddle River: Prentice Hall PTR, 1998.

### 4.1 OTDR: CONTEXTO HISTÓRICO

Os parâmetros que caracterizam uma fibra óptica, tais quais perdas e atenuações de potência óptica dos sinais propagantes na fibra estão sujeitas a modificações devido a condições ambientais: umidade, temperatura ou estresse mecânico [4]. Estas propriedades são de grande importância para enlaces de fibra instalados, visto que o perfil de atenuação de uma fibra óptica determina diretamente sua perda, afetando a qualidade do sistema de transmissão.

Um método direto e antigo de medir perda de inserção em uma fibra é a técnica conhecida como *cut-back*. Nesta, a potência óptica proveniente de um terminal de transmissão remoto é medida [22]. Após esta medição, mantendo-se as condições de potência lançada na fibra, corta-se um trecho conhecido desta fibra e a potência é novamente medida. A diferença entre as potências medidas antes e depois da remoção do trecho é a perda da fibra. Esta técnica garante resultados precisos, porém, é um método destrutivo e requer acesso a ambos os terminais da fibra óptica.

Outra técnica, mais viável, é a medida do retroespalhamento da luz através de um refletômetro óptico no domínio do tempo (OTDR), o qual possibilita determinar de forma direta a atenuação da fibra. Esta técnica, não destrutiva, pode ser realizada no local onde se encontra a fibra instalada, ou seja, em campo, e requer acesso apenas a uma extremidade da fibra. Além disso, este método provê informações extras sobre a fibra testada, tais quais atenuação ao longo do seu comprimento, perda de inserção, emendas, curvaturas e conectores. Outros parâmetros relevantes obtidos por esta mesma técnica são a localização e o tipo de falha ocorridos na fabricação da fibra e a homogeneidade de suas características.

Em 1976, Barnsen e Jensen foram os autores da primeira publicação sobre retroespalhamento em guias de onda ópticos e provaram sua aplicação em monitoração óptica. Desde então, as análises baseadas em OTDR evoluíram e se tornaram uma técnica padrão para testes de qualidade em enlaces ópticos, o que o tornou o principal instrumento baseado em retroespalhamento para caracterizações de fibras ópticas.

## 4.2 OTDR: PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO E CARACTERÍSTICAS

### 4.2.1 Princípio de operação

Os OTDRs operam lançando pulsos de curta duração em uma fibra óptica e medem, como uma função do tempo decorrente após o lançamento, o sinal óptico que retorna ao instrumento [4]. Isto é possível devido ao fato de que, ao se propagarem ao longo da fibra óptica, os pulsos ópticos encontram pontos de reflexão e se espalham ao longo do enlace, causando também a reflexão de uma fração do sinal propagante a seu ponto de lançamento.

A principal causa física deste fenômeno é o retroespalhamento Rayleigh. Durante a fabricação de uma fibra óptica, a tensão mecânica aplicada ao vidro em seu estado plástico causa a formação de irregularidades submicroscópicas e permanentes ao longo desta. Quando um pulso ou feixe óptico propagante ao longo de tal fibra atinge uma destas irregularidades, se o diâmetro desta for menor do que o comprimento de onda da luz, a mesma sofrerá difração. Este fenômeno por sua vez causará a dispersão ou espalhamento da luz propagante em várias direções, podendo se evadir da fibra ou se propagar em direção contrária à da luz incidente.

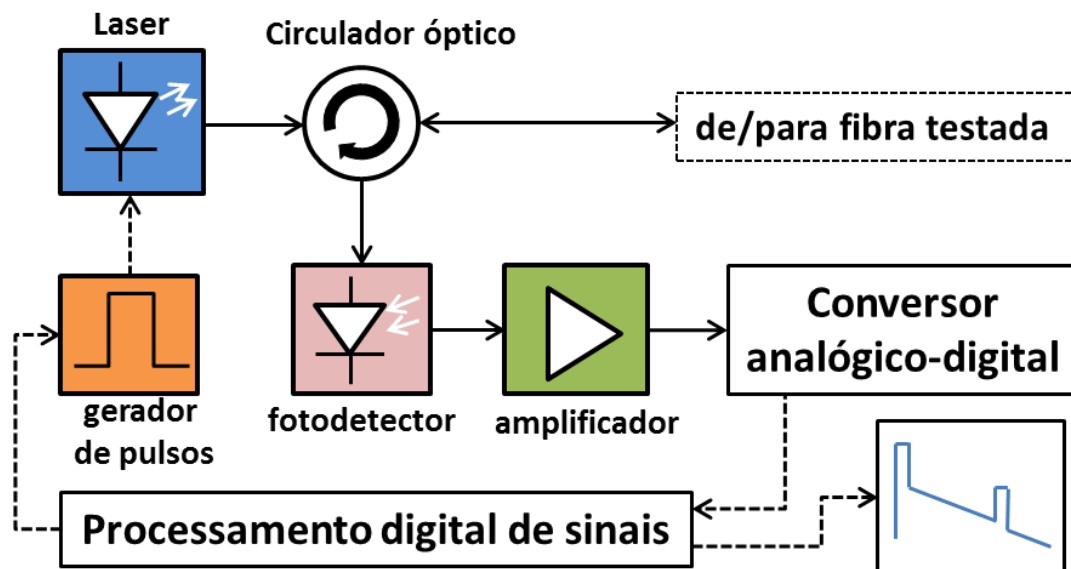
A intensidade do espalhamento Rayleigh é representada pelo coeficiente  $\alpha_R$  depende do comprimento de onda da luz, de acordo com a relação:

$$\alpha_R[\text{dB/km}] = 1,7 \left( \frac{0,85}{\lambda[\mu\text{m}]} \right)^4 \quad (4.1).$$

$$\alpha_R \sim \frac{1}{\lambda^4}$$

A fração de luz que se evade representa uma perda em potência óptica, sendo conhecida como perda por espalhamento Rayleigh. A percentagem de luz espalhada que se propaga em direção contrária à luz incidente é conhecida como retroespalhamento Rayleigh. A partir da medição do tempo de chegada desta luz contra propagante no OTDR é possível determinar as localizações e magnitudes das falhas ao longo do enlace.

Um diagrama de blocos de um OTDR genérico é exibido na Figura 4.1.



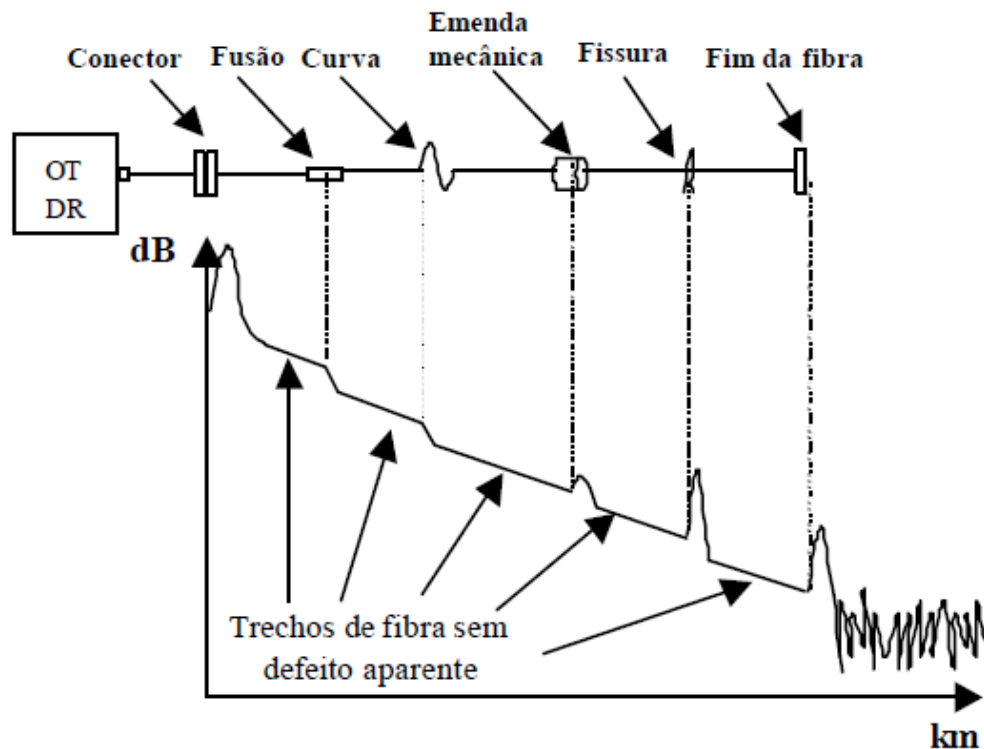
**Figura 4.1** – Diagrama de blocos de um OTDR.

Um gerador de pulsos acionado por uma unidade processadora de sinais digitais é utilizado para modular a intensidade de um laser. Nos OTDRs convencionais, o sinal de teste utilizado é um único pulso retangular. Este possui larguras temporais entre 5 ns a 2  $\mu$ s e o uso destas larguras depende da resolução espacial e sensibilidade requeridas para a medida. O pulso deixa o laser e passa por um circulador óptico, o qual envia o pulso propagante para a fibra óptica a ser testada e direciona os feixes contra-propagantes, provenientes do retroespalhamento deste pulso na fibra, para o fotodetector do OTDR [22].

A luz incidente no fotodetector é convertida em sinal elétrico. Este fotodetector pode ser tanto um diodo p-i-n quanto um fotodiodo avalanche (APD). Este receptor deve possuir características de intervalo dinâmico e sensibilidade de acordo com a natureza dos sinais medidos. O sinal elétrico é então condicionado por um amplificador linear e enviado a um conversor analógico-digital (ADC), que adquire dados que serão processados digitalmente contendo a resposta ao impulso da fibra testada. A taxa de amostragem do ADC determina a separação espacial entre amostras de dado adjacentes. Enlaces ópticos de curta distância permitem resolução espacial muito maior do que os longos, ou seja, demandam pulsos com larguras mais estreitas. Uma taxa de amostragem de 50 MHz corresponde a uma resolução espacial de 2 m de separação entre pontos adjacentes [4].

O principal objetivo de uma medição utilizando um OTDR é determinar a resposta ao impulso de uma fibra óptica. Os pulsos de OTDR se aproximam de uma função delta de Dirac ideal. Portanto, o resultado final é uma convolução entre a resposta da fibra e um pulso de largura temporal finita, resultando desta forma, em uma versão suavizada da resposta ao impulso.

A Figura 4.2 mostra um gráfico típico exibido por um OTDR depois de realizada uma medição. A escala vertical representa o nível do sinal refletido em escala arbitrária, geralmente em decibéis (dB). O eixo horizontal corresponde à distância entre o instrumento e uma localização na fibra testada. Visto que um OTDR pode apenas medir tempo, esta base é traduzida para distância ao longo da fibra através do uso de um fator de conversão aproximadamente igual a 10  $\mu$ s/km. A precisão da escala horizontal não depende somente da sincronização exata do emissor e coletor de dados, mas também do índice de refração da fibra óptica e de seu fator de cabeamento. Para precisões temporais melhores do que 0,01%, estes dois parâmetros são geralmente os fatores limitantes na determinação da distância ao longo da fibra [4].



**Figura 4.2** – Típica curva de medição de um OTDR.

Ao analisar um traço típico de OTDR, verifica-se que este traço exibe três tipos de características: linhas retas decrescentes causadas por retroespalhamento Rayleigh distribuído, picos positivos causados por reflexões em dados comprimentos da fibra e degraus. Estes últimos podem ser tanto positivos quanto negativos, dependendo das propriedades físicas da fibra.

O primeiro evento que pode ser visto em um traço de OTDR é a reflexão do conector que liga o instrumento à fibra testada. Visto que esta reflexão cobre o início da fibra, este é um evento indesejável que mascara informações. Este evento indesejado pode ser reduzido com o uso de um conector de alta qualidade e com baixa refletância, a fim de serem obtidos os melhores resultados. Um conector inadequado não apenas reduz a potência óptica lançada na fibra devido à sua perda de inserção, como também pode fazer com que a luz retornante ao OTDR seja novamente refletida de volta à fibra sob teste, gerando os chamados “padrões fantasma”. Estes padrões se caracterizam como picos com falsas localizações, provenientes desta reflexão indesejada e não são característica

da fibra óptica em si. Eles podem e devem ser minimizados através do uso de conectores do tipo *physical contact*.

Como os traços de OTDR são curvas de potência óptica *versus* distância, os declives do traço provêm a atenuação da fibra em dB/km. Fusões entre dois enlaces ópticos causam uma queda no nível de potência do sinal retroespalhado, sendo que o tamanho deste degrau corresponde à perda de inserção caso ambas as fibras sejam do mesmo tipo. Caso contrário, a verdadeira perda por inserção pode ser determinada através da média de duas medições, cada uma lançando pulsos de OTDR à partir de uma extremidade da fibra.

Outra característica da fibra presente nos traços e semelhante às fusões são as torções e dobras mecânicas. Estas resultam na reflexão de uma fração da luz propagante para fora do núcleo e revestimento da fibra, resultando em perda de potência do sinal propagante. As fusões e torções mecânicas exibem apenas perda de inserção sem reflexões, de forma a serem classificadas como eventos não reflexivos.

Eventos reflexivos podem ser citados, tais quais alterações no índice de refração ao longo da fibra, as quais causam reflexões de Fresnel e levam ao surgimento de picos no sinal retroespalhado, conforme exibido na Figura 4.2. Outros eventos da mesma natureza são rompimentos na fibra e conectores entre dois enlaces. Estes em geral apresentam uma pequena lacuna de ar entre dois núcleos de fibra, o que causa reflexão da luz em vez de seu espalhamento.

A última característica exibida na Figura 4.2 é o terminal remoto da fibra. O terminal em aberto é responsável por causar uma intensa reflexão, sendo que caso haja uma transição entre fibra e ar após o terminal, mais de 4% da potência óptica do sinal pode ser refletida de volta ao OTDR. Não é detectado sinal óptico além do terminal que limita o fim da fibra, de forma que a curva de OTDR sofre uma atenuação até o nível de ruído do receptor, o qual limita o nível mais baixo de potência óptica que pode ser detectada pelo instrumento.

#### **4.2.2 Parâmetros característicos de desempenho**

A caracterização de uma fibra óptica utilizando um OTDR baseia-se nos seguintes parâmetros: alcance dinâmico, zonas mortas e resolução espacial [4].



Alcance dinâmico é a diferença de nível de retroespalhamento no início da fibra e o nível de ruído onde a relação sinal/ruído é igual a 1, medido em dB. O alcance dinâmico determina o comprimento máximo de fibra possível de ser medido pelo OTDR, considerando-se a atenuação na fibra, nas emendas e nas conexões, sendo ainda dependente da largura de pulso do sinal lançado pelo OTDR. Deve-se também considerar que quanto maior o comprimento da fibra, menor a relação sinal-ruído, o que aumenta a margem de erro das medidas e dificulta a detecção de pequenos eventos. Para se medir uma perda de emenda com uma precisão de 0,1 dB, necessita-se de uma relação sinal ruído de aproximadamente 6,5 dB acima do nível de pico do ruído. Para uma precisão de 0,05 dB, necessita-se de uma relação sinal ruído de aproximadamente 8 dB acima do nível de pico de ruído, que por sua vez está a aproximadamente 2,3 dB acima do nível médio de ruído (SNR=1) [4].

A zona morta é definida como a distância entre o início de um evento e o ponto onde um evento consecutivo pode ser detectado. A zona morta é também conhecida como resolução espacial entre dois pontos, pois determina o espaçamento mínimo que pode ser medido entre dois eventos. Na curva do OTDR existem trechos “cegos” que ocorrem devido a eventos reflexivos, que saturam o receptor. Estes trechos “cegos” têm a duração igual a soma da largura do pulso óptico mais o tempo que o receptor demora a recuperar-se da reflexão. Dois tipos diferentes de zonas mortas são geralmente especificados em um OTDR. A zona morta de evento é a distância entre o começo de uma reflexão e a queda em -1,5 dB desta reflexão. A zona morta de atenuação é definida como sendo a distância entre o início de uma reflexão e o ponto que dista de +0,5 dB em relação ao ponto em que o receptor se recupera da saturação. Esta zona morta depende da largura de pulso, comprimento de onda, largura de banda do receptor e refletância da fibra óptica.

Em relação à resolução espacial de um OTDR, esta indica a precisão com que o OTDR fornece a localização dos eventos ao longo da fibra analisada. Este parâmetro é limitado pela largura dos impulsos e é expressa por:

$$\Delta SR = \frac{c}{2n} \Delta t_s \quad (4.2) .$$

Sendo  $c$  a velocidade da luz no vácuo,  $n$  o índice de refração da fibra, cujo valor é aproximadamente 1,5 e  $\Delta t_s$  a largura dos pulsos lançados pelo OTDR.

A respeito dos parâmetros citados, é relevante comentar que uma limitação fundamental existente em todo OTDR convencional é o compromisso entre alcance dinâmico e resolução espacial. Sabe-se que o sinal recebido,  $s(t)$ , pode ser expresso como a convolução entre o pulso emitido pelo OTDR,  $p(t)$ , a resposta ao impulso da fibra,  $f(t)$  e a resposta ao impulso do receptor,  $r(t)$ , da seguinte forma:

$$s(t) = p(t) \otimes f(t) \otimes r(t) \quad (4.3).$$

A resolução tangível é, portanto, limitada pela resposta ao impulso do receptor e da largura temporal do pulso lançado pelo OTDR na fibra. Para elevadas resoluções espaciais, a largura deste pulso deve ser a mais estreita o possível e a largura de banda do receptor deve ser a mais larga possível. Porém isto resultará em redução de relação sinal ruído (SNR). Porém, aumentar a potência do sinal usando pulsos largos e receptor de banda estreita resultará, por sua vez, na redução da resolução do instrumento [4].

Aumentar a potência de saída do laser também maximiza o nível de potência óptica do sinal retroespalhado, porém, o uso de fontes ópticas de alta potência de saída dificilmente é utilizado em sistemas reais, considerando sua pouca confiabilidade, alto custo, baixa segurança e ocorrência de fenômenos não lineares. Técnicas de alargamento espectral, tal qual a correlação superaram esta limitação e oferecem a possibilidade de melhorar a SNR sem diminuir a resolução. Tais técnicas são amplamente utilizadas em sistemas de radares, contudo, em OTDRs este método é limitado por ocorrência de não linearidades no ADC, gerando harmônicas indesejáveis que comprometem as medições [4].

### 4.3 TÉCNICA DE POTDR

A técnica de OTDR apresentada nas seções anteriores faz uso apenas da informação contida na intensidade da luz retroespalhada. Entretanto, há diversos estímulos externos, tais quais campo magnético, estresse mecânico, torção mecânica e temperatura que atuam na fibra óptica de forma a alterar o estado de polarização da luz por ela propagante [9].

Conforme apresentado no Capítulo 2, a luz se propaga em fibras ópticas monomodos em um estado de polarização bem definido, desta forma, quaisquer perturbações deste estado são facilmente detectáveis. Esta característica permite o desenvolvimento de diversos sensores à fibra

óptica baseados em polarização e capazes de medir de forma indireta tais fenômenos, tendo em vista a vasta quantidade destes que são capazes de sensibilizar a polarização de um feixe óptico propagante por uma fibra.

Alguns exemplos de sensores ópticos baseados em polarização são: medidores de corrente elétrica baseados no efeito Faraday, sensores de temperatura, pressão, vibração e nível de radiação. Quando as técnicas tradicionais utilizadas para estas medidas são aliadas ao método de OTDR, criando-se o método de Refletômetro Óptico no Domínio do Tempo baseado em Polarização, pOTDR, emergem possibilidades que capacitam uma nova técnica de medição capaz de determinar a distribuição espacial do parâmetro que se deseja monitorar ao longo de uma fibra óptica monomodo. Além disso, fibras ópticas podem se adequar a quase todo tipo de ambiente e condições de medida, devido a seu pequeno diâmetro ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) e suas propriedades dielétricas.

Os OTDRs convencionais fazem uso da informação sobre a intensidade da luz presente no sinal espalhado, a fim de determinar, através do tempo de propagação do pulso retornante, a distribuição da atenuação do sinal ao longo da fibra.

Em uma fibra óptica monomodo, o estado de polarização da luz varia ao longo do tempo e ao longo da distância que esta se propaga pela fibra de acordo com os fenômenos capazes de alterá-lo. Para que estas alterações de estado de polarização sejam detectadas, um elemento polarizador capaz de converter estas oscilações de SOP em variações de potência óptica é utilizado.

Tendo ciência deste fato, A. J. Rogers, professor e pesquisador do King's College of London, UK, foi o primeiro a propor na década de 80 um aparato baseado na técnica de pOTDR [9], o qual encontra-se reproduzido na Figura 4.3.

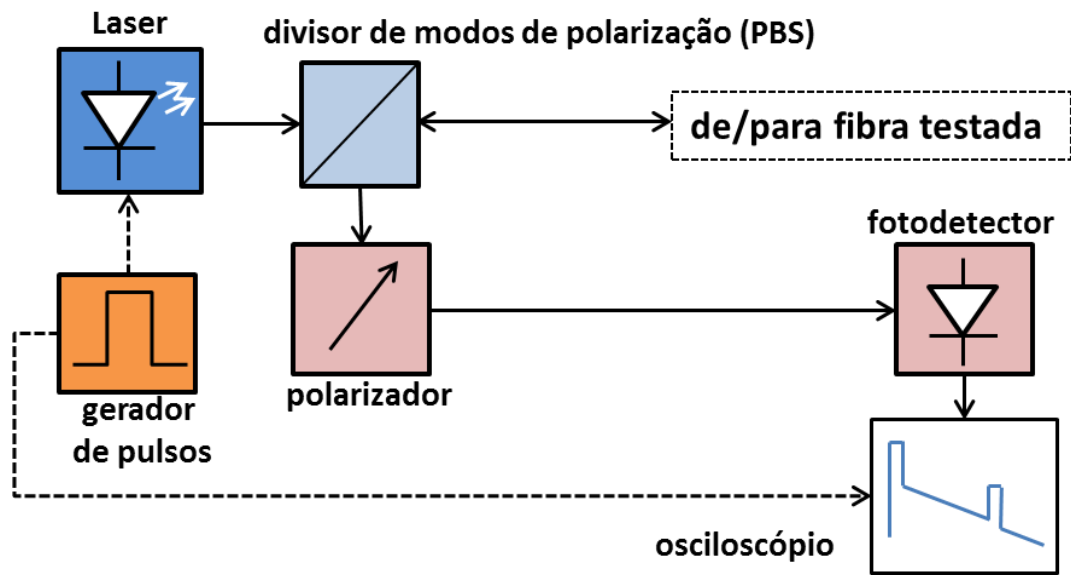


Figura 4.3 – Diagrama de blocos do primeiro pOTDR proposto.

De acordo com a Figura 4.3, um laser controlado por um gerador de pulsos lança pulsos ópticos estreitos em uma fibra óptica monomodo através de um divisor de modos de polarização (PBS). As luzes propagante e retroespalhada são ambas despolarizadas, a última sendo polarizada apenas ao passar novamente pelo PBS e ser direcionada ao polarizador. O espalhamento Rayleigh sofrido pelo pulso é isotrópico e, portanto, não induz modificação alguma no estado de polarização do sinal. Logo, as alterações que ocorrerem serão oriundas tão somente de propriedades da fibra ou interferências externas. As alterações no estado de polarização da luz resultam na alteração do ângulo de incidência do vetor campo elétrico no eixo de transmissão do polarizador e, consequentemente, em variações na intensidade da luz propagante.

Logo, a irradiância na saída do polarizador pode ser expressa pela Equação 4.4, também conhecida como Lei de Malus, esta publicada pela primeira vez em 1809 por Étienne Malus.

$$I(\theta) = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2 \cos^2 \theta \quad (4.4).$$

$$I(\theta) = I(0) \cos^2 \theta$$

onde  $I(0)$  é a irradiância da luz incidente no polarizador e  $\theta$  é o ângulo entre o campo elétrico  $E_0$  desta e o eixo de transmissão do polarizador.

Rogers também investigou parâmetros relacionados a sua invenção, sendo estes sensibilidade e resolução espacial. A sensibilidade de um pOTDR é totalmente dependente da energia com a qual o pulso óptico é lançado na fibra. Esta, por sua vez, é limitada em amplitude por dois fatores: efeitos não lineares Raman [23] e Brillouin [24], e o desempenho dos lasers disponíveis. Para um pulso óptico lançado em uma fibra monomodo padrão, efeitos não lineares de espalhamento serão significativos quando a energia deste pulso possuir valor torno de  $3 \mu\text{J}$  [9]. Tal energia de pulso possibilita ao pOTDR medir birrefringências de valores inferiores a  $10^{-3}$  rad [9].

No que diz respeito à resolução espacial do aparato, está é determinada por dois fatores: a largura temporal do pulso óptico lançado e a resposta do fotodetector, sendo o compromisso entre estes parâmetros a mesma relação apresentada na Seção 4.1.

A invenção de Rogers sofreu diversas adaptações ao longo dos anos, de acordo com o parâmetro a ser monitorado por ela. Neste trabalho, conforme explicitado, a técnica de pOTDR é usada para localizar trechos de alta PMD em um enlace óptico e estimar seus valores. Uma revisão bibliográfica foi realizada a fim de investigar como PMD é medida atualmente e como o método proposto neste trabalho apresenta um diferencial relevante. Esta revisão encontra-se no Capítulo 5.

#### 4.4 CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 4

Este capítulo fundamentou os principais conceitos de OTDR e pOTDR. Foi apresentado o embasamento teórico bem como as aplicações práticas de cada método. Os fundamentos de pOTDR serão essenciais para a abordagem da técnica de medição distribuída de PMD proposta neste trabalho.

O Capítulo 5 apresenta uma revisão sobre as técnicas de medição ponto a ponto e distribuída de PMD.



# Capítulo 5

## 5 TÉCNICAS DE MEDIÇÃO DE PMD

Este capítulo contextualiza as técnicas de medição de PMD ponto a ponto e distribuída. A principal diferença entre ambos os tipos de método está no fato de que a medição ponto a ponto mede apenas o valor da PMD global do sistema, enquanto que medição distribuída fornece as medidas dos valores de PMD ao longo do comprimento de um enlace óptico. Desta forma, a medição distribuída é vantajosa do ponto de vista de possibilitar a localização de trechos de fibra óptica com elevada PMD em um enlace e que, conseqüentemente, são responsáveis por penalizar transmissões de dados em um sistema de comunicação óptica.

### 5.1 TÉCNICAS DE MEDIÇÃO PONTO A PONTO

Alguns métodos tradicionais ponto a ponto para medir PMD são abordados a seguir. Os métodos descritos são: método do atraso diferencial de pulso, método interferométrico, método do arco de Poincarè e método do analisador fixo. Estas técnicas, bem como as deduções matemáticas envolvidas, foram obtidas no livro “Fiber optic test and measurement” [4].

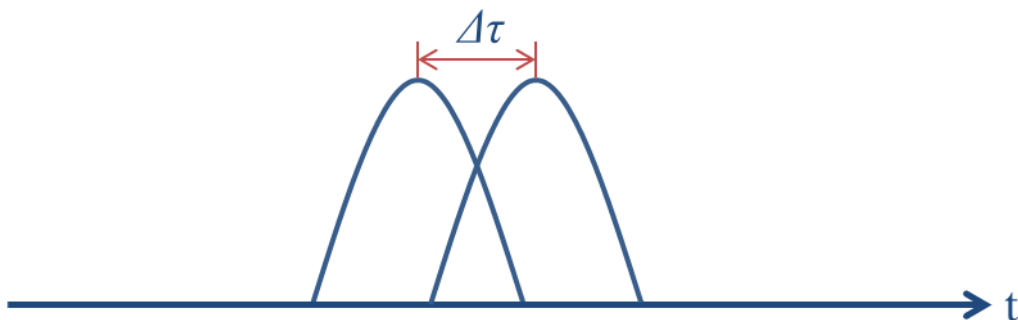
### 5.1.1 Método do atraso diferencial de pulso

A técnica mais simples para medir DGD em fibras ópticas é medir o atraso diferencial entre dois pulsos ópticos que trafegam por dois modos de polarização. A Figura 5.1 mostra um diagrama de blocos do sistema de medições. Um laser origina pulsos ópticos de curta duração, da ordem de  $10^{-11}$  s, e os injeta na fibra óptica sob teste através de um controlador de polarização. Um fotodiodo de responsividade em torno de 0,95 A/W e tempo de resposta na ordem de  $10^{-11}$  s converte o sinal óptico incidente em sinal elétrico, através de um circuito de condicionamento, cuja forma de onda no tempo é exibida por um osciloscópio.



**Figura 5.1** – Sistema utilizado para medição de PMD através do método do atraso diferencial de pulsos ópticos.

O atraso de propagação do pulso óptico depende da velocidade de grupo do sinal óptico propagante pela fibra. Sabendo-se que a DGD é definida como a diferença de grupo entre os eixos rápido e lento da fibra óptica, esta pode ser estimada através da medição direta do tempo de chegada ao receptor dos sinais propagantes nestes eixos, conforme ilustrado pela Figura 5.2.



**Figura 5.2** – Ilustração do atraso diferencial dos pulsos propagantes pelos eixos rápido e lento da fibra óptica.

Considerando que o sinal óptico proveniente do laser é polarizado, a busca pelas velocidades de grupo rápida e lenta na fibra é realizada através do ajuste do controlador de polarização antes do sinal óptico ser lançado na fibra sob teste.



Apesar do princípio empregado nesta técnica de medição ser simples, sua acurácia depende muito da largura temporal dos pulsos ópticos utilizados. Pulsos estreitos são os mais indicados para medir fibras com baixo nível de DGD, porém, a dispersão cromática presente nestas irá alargar e distorcer estes pulsos. Desta forma, conhecendo-se o valor da dispersão cromática da fibra,  $D$  em ps/(nm.km), a largura temporal do pulso incidente,  $\Delta t_{in}$ , o comprimento de onda deste,  $\lambda$ , e o comprimento da fibra,  $L$ , é possível utilizar a Equação 3.7 para calcular a largura do pulso.

$$\Delta t_{out} = \Delta t_{in} + \frac{D\lambda^2}{c\Delta t_{in}} L \quad (5.1).$$

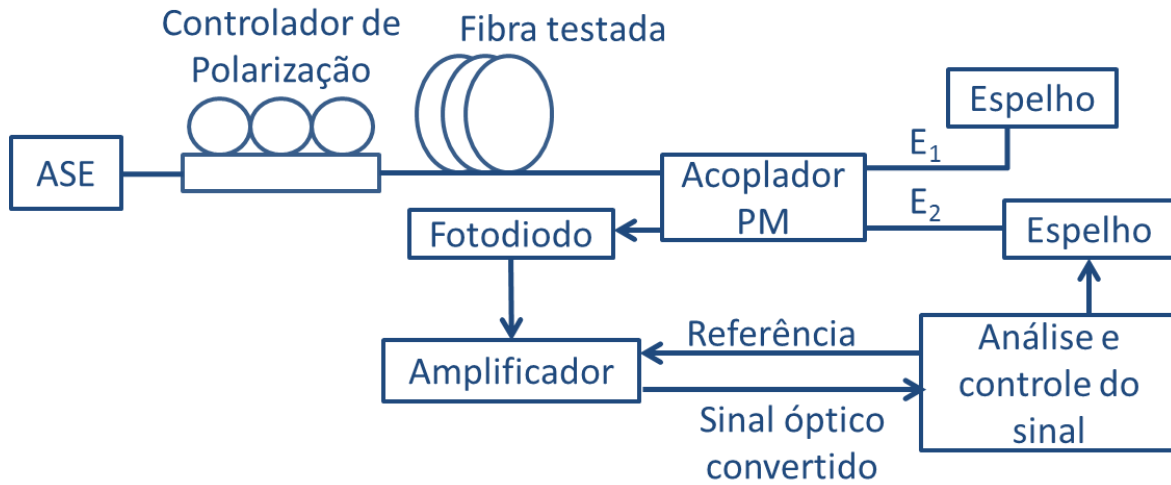
Sendo que  $c$  é o valor da velocidade da luz no vácuo.

Em resumo, este método de medição é realizado no domínio do tempo e é capaz de medir diretamente a DGD de um determinado enlace óptico. Também é possível medir a dependência da DGD através da varredura do comprimento de onda da luz propagante através de uma varredura no valor deste. Porém, a acurácia deste método está limitada à mínima largura de pulso capaz de ser provida pela fonte óptica, sendo mais recomendada para fibras com baixo valor de dispersão cromática e altos valores de DGD.

### 5.1.2 Método interferométrico

Conforme foi apresentado na seção anterior, a maior restrição no método do atraso de pulso reside na necessidade de pulsos ópticos estreitos para rápida detecção. Isto pode ser evitado ao se utilizar o método interferométrico. Seu princípio é baseado na medida do atraso diferencial entre os eixos rápido e lento, utilizando a técnica do interferômetro de baixa coerência.

A Figura 5.3 ilustra o diagrama do esquema utilizado para esta técnica. Neste sistema, a fonte luminosa é do tipo banda larga, por exemplo uma emissão espontânea amplificada (ASE). Um filtro retangular de banda estreita seleciona o comprimento de onda do sinal óptico e a largura de banda desejada. Se a ocupação espectral da fonte luminosa é larga o suficiente, esta possuirá um curto comprimento de coerência e os sinais ópticos refletidos dos dois caminhos ópticos do interferômetro de Michelson serão coerentes apenas se estes caminhos possuírem o mesmo comprimento.



**Figura 5.3** – Sistema para medir DGD utilizando o método interferométrico.

Assumindo que a largura de banda selecionada é  $\Delta\lambda$  e o comprimento de onda central é  $\lambda$ , seu comprimento de coerência é aproximadamente [4]:

$$\Delta l = \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda} \quad (5.2).$$

sendo que  $n$  é o índice de refração.

É conhecido que o comprimento de coerência da luz é a distância máxima na qual uma onda coerente, neste caso uma onda eletromagnética, mantém um grau de coerência específico [25]. No interferômetro de Michelson, se a diferença entre os comprimentos dos caminhos ópticos é menor do que o comprimento de coerência da fonte, a soma dos campos ópticos provenientes de ambos os caminhos é coerente no fotodetector. Por outro lado, se esta diferença é maior do que o comprimento de coerência, não há relação entre as fases destes campos e, portanto, a soma destes no fotodetector é incoerente.

Visando demonstrar o princípio de operação desta técnica, assume-se que o acoplador PM possui uma razão de acoplamento de 50%, ou seja, as amplitudes dos sinais ópticos em cada caminho são iguais,  $|E_1|=|E_2|$ . Dentro do comprimento de coerência, a potência óptica no receptor, resultante da soma das potências ópticas provenientes dos dois caminhos ópticos do interferômetro, irá oscilar entre zero (interferência destrutiva) até  $2|E_1|^2$  (interferência construtiva), dependendo da fase entre os dois caminhos. Fora do comprimento de coerência, a potência óptica total no receptor será constante e igual a  $|E_1|^2$ .

Quando uma fibra óptica birrefringente é inserida entre a fonte luminosa e o interferômetro, o sinal óptico será dividido entre os eixos rápido e lento desta. Na saída da fibra, o campo óptico será dado por:

$$E = \left( E_x e^{j\beta_x L} + E_y e^{j\beta_y L} \right) \quad (5.3).$$

onde  $x$  e  $y$  são os dois PSP ortogonais da fibra sob teste,  $\beta_x$  e  $\beta_y$  são as constantes de propagação dos eixos rápido e lento,  $E_x$  e  $E_y$  são as amplitudes dos sinais ópticos trafegantes por estes modos e  $L$  é o comprimento da fibra sob teste. Após uma volta pelo interferômetro de Michelson, o sinal óptico no fotodiodo é dado por:

$$E = \frac{1}{2} \left( E_x e^{j\beta_x L} + E_y e^{j\beta_y L} \right) \left( e^{j\beta l} + 1 \right) \quad (5.4).$$

onde  $l$  é o atraso diferencial entre os dois caminhos ópticos do interferômetro e  $\beta = 2\pi n/\lambda$  é a constante de propagação no caminho óptico do interferômetro. Sabendo-se que foi assumida uma razão de acoplamento de 50%, então a fotocorrente gerada pelo fotodiodo ao detectar a luz incidente é dada por:

$$I_{PD} = \eta |E_0|^2 = \frac{\eta}{4} \left| E_x \left( e^{j\beta_x L} + e^{j(\beta_x L + \beta l)} \right) + E_y \left( e^{j\beta_y L} + e^{j(\beta_y L + \beta l)} \right) \right|^2 \quad (5.5).$$

De acordo com a Equação 5.5, um significativo pico de interferência coerente ocorre quando  $l=0$ , o que é causado principalmente pela mistura dos termos  $|E_x|^2$  e  $|E_y|^2$  nesta equação. Adicionalmente, dois picos satélites são gerados quando a diferença entre os comprimentos dos caminhos,  $l$ , satisfaz:

$$\begin{aligned} (\beta_y - \beta_x)L \pm \beta l &= 0 \\ l &= \pm \Delta\tau \cdot c \end{aligned} \quad (5.6).$$

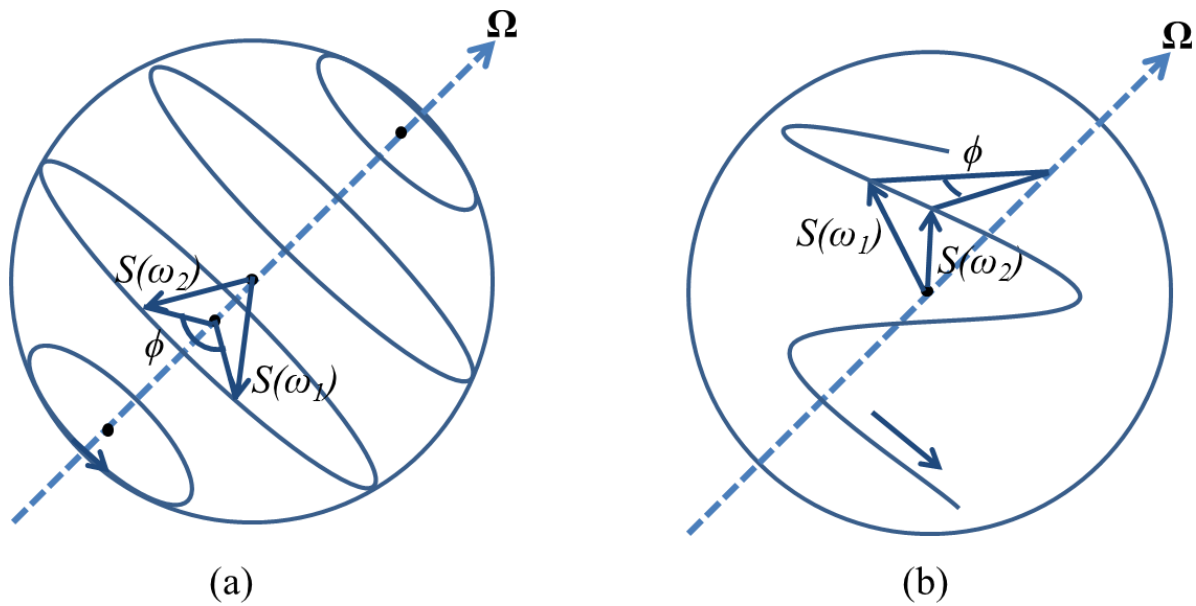
onde  $\Delta\tau$  é a DGD da fibra testada. Estes dois picos de interferência coerente representam a contribuição da mistura entre os termos  $E_x$  e  $E_y$  e a largura de cada pico de interferência é determinada pela largura espectral da fonte. Através da medida da localização destes picos de interferência secundários, a DGD da fibra pode ser estimada através da Equação 5.6. Uma boa resolução para esta medida requer picos de interferência estreitos, o que corresponde a utilizar uma fonte óptica de banda larga.

Entretanto, se a fibra é longa o suficiente, acoplamento modal aleatório é observado entre os dois modos de polarização e os PSP variam ao longo desta. Neste caso, o padrão de interferência consiste em um pico central estável e picos secundários distribuídos aleatoriamente devido a este acoplamento. Nesta situação, o valor da DGD é geralmente uma função do comprimento de onda do sinal. Esta medida essencial provê uma DGD média ao longo da largura de banda do sinal propagante,  $\Delta\lambda$ . A resolução da medida de DGD pode ser escolhida através da seleção apropriada da largura de banda do filtro óptico utilizado.

### 5.1.3 Método do arco de Poincarè

É sabido que PMD se origina à partir da birrefringência da fibra, a qual pode ser medida pela dependência em frequência da rotação da polarização da luz propagante. Uma representação mais sofisticada do SOP é através do uso dos parâmetros de Stokes, conforme já explanado no Capítulo 2, nos quais um sinal óptico polarizado é representado como um vetor  $S$  na superfície da esfera de Poincarè. Após propagar por uma fibra óptica birrefringente, este vetor será rotacionado em torno do PSP na esfera de Poincarè quando o comprimento de onda é alterado.

Em uma fibra curta, sem acoplamento modal, seu PSP é estável e independente da frequência do sinal óptico propagante. Neste caso, o vetor do SOP do sinal é rotacionado na esfera de Poincarè na forma de um círculo regular ao redor do PSP onde a frequência do sinal óptico é variada, conforme apresentado na Figura 5.4(a). Porém, em uma fibra longa, na qual acoplamento modal aleatório é significativo, o PSP não é mais estável e é uma função da frequência do sinal óptico propagante. Neste caso, cada alteração na frequência do sinal possuirá seu PSP correspondente e o vetor de SOP caminha de forma irregular pela esfera de Poincarè conforme é alterada a frequência, de acordo com o ilustrado pela Figura 5.4(b). Por definição, o vetor de PMD,  $\Omega$ , se origina no centro da esfera e aponta em direção ao PSP.



**Figura 5.4** – Ilustração dos traços do vetor de polarização do sinal óptico na esfera de Poincaré quando a frequência óptica é variada (a) em uma fibra curta e (b) em uma fibra longa.

Em ambos os casos, o estado de polarização do sinal na saída da fibra irá se alterar de acordo com a alteração na frequência deste. Isto é representado pela mudança do vetor do SOP,  $S$ , vezes a frequência,  $\omega$ . Obviamente, o tamanho desta alteração é diretamente proporcional à birrefringência da fibra. Para uma mudança infinitesimal na frequência do sinal,  $d\omega$ , esta relação vetorial é descrita como:

$$\frac{d\vec{S}}{d\omega} = \vec{\Omega} \times \vec{S} \quad (5.7).$$

Para uma variação na frequência óptica,  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ , é também conveniente o uso da relação presente em:

$$\phi = \Delta\tau \cdot \Delta\omega \quad (5.8).$$

onde  $\phi$  é a alteração no ângulo do vetor de SOP,  $S$ , em radianos, no plano perpendicular ao PSP, conforme exibido pela figura 5.4(a,b). A Equação 5.8 pode ser utilizada para medir a DGD da fibra testada utilizando um polarímetro para avaliar a variação dos parâmetros de Stokes conforme é variada a frequência óptica.

O diagrama de blocos da técnica é ilustrado na Figura 5.5.



**Figura 5.5** – Diagrama de blocos do sistema medidor de DGD utilizando o método do arco de Poincarè.

Um laser sintonizável é utilizado como fonte óptica de frequência variável. Um polarizador é posicionado após o laser para polarizar o sinal. Após, um controlador de polarização é utilizado para variar o estado de polarização do sinal lançado na fibra sob teste. Um polarímetro é utilizado para medir os parâmetros de Stokes correspondentes a cada valor de frequência da fonte óptica:  $a_x S(\omega) + a_y S(\omega) + a_z S(\omega)$ , onde  $a_x$ ,  $a_y$  e  $a_z$  são vetores unitários. Para um incremento pequeno na frequência, a rotação angular do vetor de SOP no plano perpendicular ao vetor de PSP pode ser validado através de:

$$\phi = \cos^{-1} \left\{ \frac{\left( \vec{S}(\omega_1) \times \vec{\Omega}(\omega) \right) \cdot \left( \vec{S}(\omega_2) \times \vec{\Omega}(\omega) \right)}{\left| \vec{S}(\omega_1) \times \vec{\Omega}(\omega) \right| \left| \vec{S}(\omega_2) \times \vec{\Omega}(\omega) \right|} \right\} \quad (5.9).$$

Portanto, o valor da DGD nesta frequência pode ser obtida por:

$$\Delta\tau = \frac{\phi}{\Delta\omega} \quad (5.10).$$

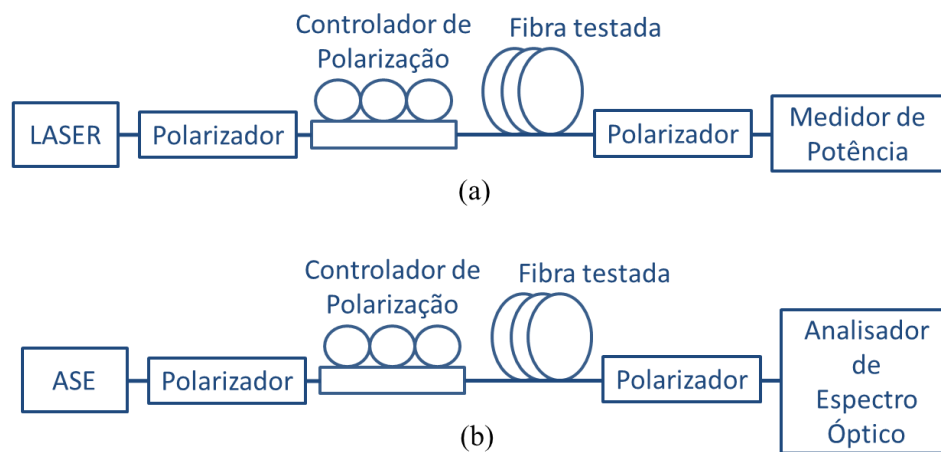
onde  $\omega = (\omega_2 + \omega_1)/2$  é a frequência média.

Esta técnica de medição é de fácil entendimento e aplicação. Porém, requer um polarímetro, um instrumento de alto custo, além do fato de que a varredura de frequência do laser sintonizável deve ser contínua para prover um traço preciso de rotação de polarização na esfera de Poincarè.

### 5.1.4 Método do analisador fixo

Quando comparado ao método do arco de Poincarè, o método do analisador fixo substitui o polarímetro presente no primeiro método por um polarizador fixo, um componente de custo significativamente mais baixo, passivo e de fácil implementação. A Figura 5.6 exibe o diagrama de blocos de duas versões equivalentes desta técnica.

Para o sistema apresentado na Figura 5.6(a), um laser sintonizável é utilizado como emissor de luz e, para o receptor, um polarizador e um medidor de potência óptica. Ao se variar a frequência do laser, o estado de polarização do sinal óptico na saída da fibra sob teste se modifica e o polarizador converte esta alteração em variação de potência óptica, a qual é detectada pelo medidor de potência óptica.



**Figura 5.6** – Diagrama de blocos do sistema medidor de DGD utilizando o método do analisador fixo: (a) laser sintonizável com medidor de potência óptica e (b) fonte de banda larga com analisador de espectro óptico.

O sistema da Figura 5.6(b) utiliza uma fonte de banda larga. Devido à birrefringência da fibra, as diferentes componentes de frequência do sinal óptico propagante exibirão diferentes estados de polarização na saída desta, onde o polarizador converte esta rotação de polarização dependente da frequência em uma densidade espectral de potência óptica também dependente da frequência. Esta densidade pode ser medida de forma precisa por um analisador de espectro. Em ambas as implementações, um polarizador posicionado imediatamente depois da fonte é utilizado para garantir um estado de polarização fixo. O controlador de polarização, por sua vez, possibilita a alteração do estado de polarização do sinal óptico que é inserido na fibra testada.

Quando representada na esfera de Poincarè, a função de transferência de potência de um polarizador ideal pode ser expressa de acordo com:

$$T(\omega) = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1 + \hat{s}(\omega) \cdot \hat{p}}{2} \quad (5.11).$$

sendo  $s(\omega)$  o vetor unitário que representa o SOP do sinal óptico incidente no polarizador e  $p$  é o vetor unitário que representa o eixo de transmissão do polarizador.

Devido à birrefringência da fibra, o SOP do sinal óptico na saída desta irá girar ao redor do PSP na esfera de Poincarè quando a frequência deste sinal for variada. Em uma fibra longa, o eixo de birrefringência é orientado aleatoriamente ao longo desta e o acoplamento modal pode ser significativo. Portanto, o vetor de polarização pode percorrer toda a esfera ao se alterar a frequência do sinal, o que resulta na eficiência de transmissão de potência,  $T(\omega)$ , do polarizador na saída da fibra assumindo todos os valores possíveis entre zero e um. Se a orientação da birrefringência ao longo da fibra for de fato aleatória, então  $T(\omega)$  possuirá probabilidade de distribuição uniforme entre zero e um, média 0,5.

Se definirmos:

$$T' = \frac{\partial T(\omega)}{\partial \omega} \quad (5.11).$$

como sendo a derivada parcial da função de transferência de potência do polarizador com respeito à frequência, então, estatisticamente,  $|T'| = E\{|T'|, T = \langle T \rangle\}$ , expressão obtida sob as condições em que a função de transferência se encontra em seu valor médio,  $T(\omega) = \langle T(\omega) \rangle$ . De acordo com as leis fundamentais da estatística, o valor médio da densidade cruzada, valor que especifica o quão frequentemente a variável aleatória passa por seu valor médio por intervalo de frequência é dado por:

$$\gamma_m = f_T(\langle T \rangle) (E\{|T'|, T = \langle T \rangle\}) \quad (5.12).$$

sendo  $f_T(\langle T \rangle)$  a função densidade de probabilidade  $T(\omega)$ , avaliada em seu valor médio  $\langle T(\omega) \rangle$ . Neste caso específico de distribuição uniforme, sabendo-se que  $\langle T(\omega) \rangle = 0,5$  e  $f_T(\langle T \rangle) = 1$ , então a Equação 3.18 pode ser simplificada da seguinte forma:

$$\gamma_m = E\{|T'|, T = \langle T \rangle\} \quad (5.13).$$



E a derivada de  $T(\omega)$  pode ser expressa por:

$$T'(\omega) = \frac{\left[ \frac{d\hat{s}(\omega)}{d\omega} \cdot \hat{p} \right]}{2} \quad (5.14).$$

De acordo com a Equação 5.8:

$$\frac{d\hat{s}(\omega)}{d\omega} = \Omega \times \hat{s}(\omega) \quad (5.15).$$

sendo  $\Omega$  o vetor de PMD. Substituindo a Equação 5.15 na Equação 5.14:

$$T'(\omega) = \frac{\left[ (\Omega \times \hat{s}) \cdot \hat{p} \right]}{2} = \frac{\left[ (\hat{s} \times \hat{p}) \cdot \Omega \right]}{2} \quad (5.16).$$

De acordo com a Equação 3.16, para  $T(\omega)=0,5$ ,  $s(\omega) \cdot p=0$ , o que equivale a  $s(\omega) \times p=l$ , onde  $l$  é um vetor unitário e, portanto,  $T'(\omega)=0,5[l \cdot \Omega]$ . Desta forma, a Equação 3.19 pode ser expressada por:

$$\gamma_m = \frac{\langle |\hat{l} \cdot \Omega| \rangle}{2} = \frac{\langle |\Omega| \rangle \langle |\cos \phi| \rangle}{2} \quad (5.17).$$

Em uma fibra longa, com a presença de acoplamento modal aleatório,  $\cos\theta$  é uniformemente distribuído entre  $-1 \leq \cos\theta \leq 1$  de forma que  $\langle |\cos\theta| \rangle = 0,5$ . Por definição, a magnitude do vetor de PMD é igual a DGD da fibra,  $\Delta\tau=|\Omega|$ , portanto:

$$\gamma_m = \frac{\langle \Delta\tau \rangle}{4} \quad (5.18).$$

A interpretação física de  $\gamma_m$  é definida como o quão frequentemente a função de transferência,  $T(\omega)$ , cruza seu valor médio durante cada intervalo de frequência. Portanto, dentro de um intervalo de frequência,  $\Delta\omega$ , se o número de cruzamentos for  $\langle N_m \rangle$ , então  $\gamma_m = \langle N_m \rangle / \Delta\omega$ , logo:

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{4 \langle N_m \rangle}{\Delta\omega} \quad (5.19).$$

Desta forma, através da leitura da frequência do sinal e da contagem do número de cruzamentos em seu valor médio durante determinado intervalo de frequência, pode-se então medir a DGD.

Similarmente, a medida pode também ser executada através da contagem do número de extremos, ou seja, número de máximos somado ao número de mínimos em um intervalo de frequência, de forma a estimar o valor médio da DGD.

## 5.2 TÉCNICAS DE MEDIÇÃO DISTRIBUÍDA DE PMD BASEADAS EM POTDR

### 5.2.1 Contexto e embasamento teórico

Antes de abordar técnicas de medição distribuída baseadas em pOTDR, faz-se necessário comentar sobre outro tipo de técnica existente com o mesmo propósito, porém baseada em espalhamento Brillouin estimulado [26]. Esta abordagem, quando proposta, pretendeu ser um compromisso entre alta resolução espacial e longo alcance. Porém, os resultados reportados se referem a medidas do comprimento de batimento de polarização apenas ou ao comportamento do vetor de ganho dependente de polarização [27], em vez de apresentar medidas estimadas de PMD [28].

Inicialmente, as técnicas para medir PMD utilizando pOTDR eram baseadas na medição dos SOP, utilizando aparatos semelhantes ao apresentado na Figura 4.3. Neste aparato, um OTDR convencional lança pulsos ópticos intensos e curtos, de largura temporal em torno de centenas de nanossegundos [9]. Estes pulsos se propagam por um circulador ou acoplador e são direcionados à fibra testada. A luz retroespalhada através do espalhamento Rayleigh na fibra testada, por sua vez, chega a um analisador de polarização capaz de detectar rapidamente o SOP da luz incidente. Este equipamento permite a obtenção das três componentes de Stokes e do SOP, ambos sendo função da distância da reflexão na fibra.

A análise do SOP permite determinar a PMD distribuída ao longo do enlace. Em uma fibra birrefringente, o SOP da luz propagante rotaciona ao redor do eixo de birrefringência. A velocidade desta rotação é dada pelo índice de refração diferencial entre os modos de polarização,  $\Delta n$ , o qual por sua vez define o comprimento de batimento do trecho de fibra,  $L_b$ , de acordo com [15]:

$$L_b = \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (5.20).$$

sendo  $\lambda$  o comprimento de onda da luz e  $L_b$  o comprimento de batimento de polarização.

Este comprimento é definido como a distância de propagação após a qual uma defasagem de  $2\pi$  se acumula entre os dois modos de polarização da luz propagante. Também é caracterizado como a periodicidade de rotação do SOP com respeito ao eixo de birrefringência da fibra óptica.

Em fibras ópticas utilizadas em redes de telecomunicações, seu comprimento é maior do que seu comprimento de batimento de polarização, ou seja,  $L \gg L_b$ , de forma que variações aleatórias no eixo de birrefringência ocorrem ao longo da fibra [15]. Estas variações causam acoplamento modal de polarização, no qual os modos de polarização rápido e lento de um segmento de fibra se decompõem entre os modos rápido e lento do próximo trecho. Este conceito foi anteriormente aplicado ao se representar uma fibra óptica como uma concatenação de elementos de diferentes eixos de birrefringência, exemplificado na Figura 3.2.

Devido ao acoplamento modal, a birrefringência de cada segmento de fibra pode tanto somar quanto subtrair do valor total de birrefringência acumulado ao longo do enlace e, portanto, a DGD não acumula linearmente ao longo da fibra [15]. Desta forma, um parâmetro conhecido como comprimento de acoplamento,  $h$ , distância após a qual o eixo de birrefringência da fibra se altera, é utilizado, juntamente com o comprimento de batimento, para determinar os valores de PMD em um trecho de fibra óptica.

Em princípio, através do rastreamento da evolução do SOP ao longo da fibra, é possível determinar ambos os parâmetros, obtendo desta forma informações sobre o quão rápido o SOP se altera e o quão rápido o eixo de rotação se move. Entretanto, não é algo simples. Através da análise do SOP em uma esfera de Poincarè, determina-se  $L_b$ , porém, para derivar  $h$  é necessário localizar o eixo de rotação de todos os SOPs apresentados na esfera, o que envolve aplicar operação de diferenciação na curva de SOP. Portanto, qualquer ruído ou imprecisão da medida de SOP é reforçado ao tentar calcular  $h$ , fato que resultou na aplicação deste método apenas a fibras com eixo de birrefringência conhecido.

Uma vez obtidos estes parâmetros, é possível determinar a PMD. Esta não é um parâmetro local, mas sim uma quantidade global de um determinado enlace de fibra. Para um comprimento de enlace  $l$  maior do que os comprimentos de batimento e acoplamento, a PMD é dada por [15]:

$$PMD = \frac{\lambda \sqrt{lh}}{L_b c} \quad (5.21).$$

Para um enlace de fibra composto por  $N$  trechos  $i$  concatenados, a PMD global acumulada é dada por [15]:

$$PMD_{global} = \sqrt{\sum_{i=1}^N PMD_i^2} \quad (5.22).$$

Analisando a Equação 5.21, é possível identificar que os parâmetros  $L_b$  e  $h$  são, respectivamente, inversa e diretamente proporcionais no que se refere à determinação da PMD, de forma que um elevado  $L_b$  significa uma elevada PMD e um elevado  $h$  significa uma baixa PMD.

Geralmente, a principal característica de fibras instaladas com altos valores de PMD é um longo comprimento de acoplamento e um curto comprimento de batimento. Analogamente, fibras que apresentam baixos valores de PMD possuem curto comprimento de acoplamento e longo comprimento de batimento.

Este método de obtenção de PMD é sem dúvida o mais preciso no que se refere aos métodos que fazem uso das medidas de  $L_b$  e  $h$ . Todavia, necessita de um polarímetro, que é um equipamento ativo e por vezes de custo elevado, além de ser afetado pela despolarização da luz em comprimento de onda. Este fenômeno é causado devido à largura de linha finita do laser do OTDR, de forma que, para valores elevados de PMD, o pulso óptico lançado experimenta diferentes SOP em cada componente de frequência, tornando o pulso despolarizado e impedindo a correta medição de PMD. Logo, verifica-se que este fenômeno é um fator limitante da precisão do método de medição de SOP para estimar PMD, de forma que é necessário o desenvolvimento de métodos insensíveis à despolarização em comprimento de onda. Outra limitação deste método está na largura do pulso propagante, visto que o SOP da luz retroespalhada que retorna ao OTDR em determinado momento é, na verdade, a média de vários SOPs ao longo da fibra, devido à resolução temporal do pulso lançado pelo instrumento. Desta forma, são necessários pulsos ópticos muito estreitos para que seja possível detectar variações rápidas de SOP, ou seja, analisar fibras de curto comprimento de batimento, o que é novamente um limitante para fibras de elevada PMD.

### 5.2.2 A evolução da técnica de medição distribuída de PMD baseada em pOTDR

Em 1999, B. Huttner, B. Gisin e N. Gisin propuseram um método para localizar trechos de alta PMD utilizando o grau de polarização da luz [5]. A proposta é baseada na técnica de pOTDR e faz uso do DOP da luz propagante pela fibra como função da distância percorrida nesta para

determinar sua PMD. O DOP é medido e utilizado para determinar tanto o comprimento de batimento da fibra quanto seu comprimento de acoplamento. Esta análise depende de valores relativos destes parâmetros e da largura espacial de pulso lançada,  $\zeta$ . No caso em que  $\zeta \ll L_b$ , todo o pulso possui a mesma polarização e, portanto, o DOP é próximo de 1, independentemente do valor de  $h$ , visto que não há variação de polarização dentro do pulso e, conseqüentemente, variações no eixo de birrefringência não afetam o DOP. Este caso é característico de fibras de baixa PMD.

Mantendo a largura de pulso constante, para situações em que  $\zeta \gg L_b$ , a polarização da luz experiencia diversas rotações ao longo do pulso e, conseqüentemente, causa redução no DOP. Quando  $\zeta \gg L_b$  e  $\zeta \gg h$ , o eixo de birrefringência da fibra se altera rapidamente dentro do pulso e, portanto, a polarização no interior deste é completamente aleatória e o DOP ao longo do ponto de reflexão na fibra é nulo. Ao se considerar a retroreflexão, sabe-se que a luz, que era totalmente despolarizada ao longo da propagação, sofre uma repolarização parcial ao retornar ao ponto de lançamento, resultando em DOP em torno de 0,33. Este caso corresponde a trechos de média PMD.

O eixo de birrefringência não se altera ao longo do pulso para casos em que  $h \gg \zeta \gg L_b$ , porém, a polarização rotaciona rapidamente ao redor deste eixo. O valor de DOP esperado depende do ângulo entre a polarização e o eixo de birrefringência, ângulo este que se mantém constante. O valor do DOP do pulso na reflexão se altera em função da distância percorrida, o mesmo ocorrendo para a luz retroespalhada. Este caso corresponde a enlaces que possuem elevados valores de PMD.

É possível verificar, portanto, que este método apresenta uma análise mais qualitativa do enlace, podendo localizar trechos de fibra com elevados valores de PMD em meio a outros com valores baixos. Porém, este método não proporciona uma medida estimada de PMD, necessita de uma medida completa do estado de polarização do sinal retroespalhado e também é afetado pelo fenômeno de despolarização em comprimento de onda. Este fenômeno compromete a correta medida dos parâmetros de Stokes, essencial para o bom funcionamento do método proposto, tornando obrigatório o uso de lasers com largura de linha estreita o suficiente para prevenir este efeito.

Um ano após a publicação do método desenvolvido por B. Huttner *et al*, em 2000, H. Sunnerud *et al* [26] propuseram um arranjo experimental baseado em pOTDR que permite a medição da PMD acumulada ao longo de um enlace de fibra óptica. Novamente, este método faz uso de um polarímetro e envolve cálculos complexos para a determinação da PMD. Para que esta técnica seja bem sucedida, porém, faz-se necessário o uso de múltiplos comprimentos de onda lançados pelo OTDR

Em 2001, Galtarossa *et al* [27] desenvolveram outra técnica para medição de PMD em que o comprimento de acoplamento é determinado a partir da correlação do eixo de birrefringência, porém, este método também necessita da medição precisa dos SOPs do sinal retroespalhado.

Em "Polarization mode dispersion mapping in optical fibers with a Polarization OTDR", M. Wuilpart, G. Ravet, P. Megret e M. Blondel [28] descrevem uma análise do sinal pOTDR que permite um mapeamento da PMD em um enlace de fibra óptica de forma a quantificar a PMD em cada fibra deste enlace. A principal vantagem dessa técnica reside no fato desta não exigir a completa medição da evolução do estado de polarização do sinal retroespalhado e utiliza apenas um polarizador linear nas fibras de entrada, o que ressalta sua simplicidade de aplicação. A determinação de comprimento de batimento de polarização, do comprimento de acoplamento e, finalmente, da PMD, baseia-se na análise das propriedades estatísticas dos extremos contidos no traço de pOTDR.

O método descrito acima tem algumas limitações e desvantagens importantes, visto que fornece apenas valores aproximados para o comprimento de batimento, comprimento de acoplamento e PMD. Além disso, os traços de pOTDR apresentados foram assumidos como ideais, característica que pode comprometer a aplicação da técnica em fibras ópticas instaladas em campo. Esse método supõe características ideais dos diversos componentes da instalação experimental. Na prática, o arranjo proposto apresenta imperfeições capazes de causar uma distorção do sinal pOTDR ideal. Portanto, o método como tal não pode ser diretamente aplicado. O sinal de pOTDR também é afetado pelo ruído do detector e pelo ruído residual de coerência, o que adiciona uma série de níveis mínimos e máximos para o rastreamento de pOTDR. O valor final do PMD medido, portanto, pode ser equivocado.

Relacionada ao artigo de Wuilpart *et al*, foi publicada em 2005 a patente WO 2005/041449 A1 [29], a qual utiliza traços de pOTDR, obtidos mediante a emissão de pulsos ópticos e medindo o sinal retroespalhado após passar por um polarizador. A técnica descrita nesse documento permite determinar o comprimento do enlace de fibra óptica, a média de potência entre dois mínimos sucessivos do sinal retroespalhado e o número de máximos por comprimento unitário de fibra. De modo iterativo é determinado então um intervalo de comprimento de batimento de polarização, um intervalo do parâmetro de acoplamento de modos de polarização, até que o comprimento do deste intervalo seja menor que um valor predeterminado. Obtêm-se, então, um valor de comprimento de

batimento de polarização e um valor de comprimento de acoplamento, ambos posteriormente utilizados na obtenção do valor da PMD do enlace. A principal desvantagem desse método é a complexidade no tratamento dos traços de pOTDR, exigindo a estimativa de vários parâmetros, de modo iterativo, para somente então ser obtida a PMD ao longo do enlace.

Em 2006, S. V. Shatalin e A. J. Rogers desenvolveram um método conhecido como *Computational Polarization Optical Time-Domain Reflectometry* (CPOTDR) [7], técnica desenvolvida a partir da técnica de pOTDR, criada pelo próprio Rogers. Esta técnica possibilita a estimação e localização de trechos de elevada PMD dentro de um enlace de fibra óptica através do uso de modelos estatísticos, capazes de recuperar toda a informação acerca da birrefringência da fibra analisada. Este método, todavia, necessita de processamento digital de sinais envolvendo modelagens matemáticas complexas e, novamente, faz uso da medida dos três parâmetros de Stokes, além de não ter apresentado um alcance maior do que 4650 m.

Outra técnica de pOTDR proposta na literatura encontra-se no artigo [30]. O método de pOTDR proposto utiliza um par de pulsos ópticos independentes com o mesmo SOP mas com comprimentos de onda diferentes, porém de valores próximos. O SOP e o comprimento de onda central do par não precisam ser correlacionados com o par seguinte. O método permite medir a PMD acumulada em um enlace, entretanto possui grande complexidade e alto custo, uma vez que deve compreender um embaralhador de polarização, lasers com comprimentos de onda próximos e sistema de aquisição e processamento.

Todas as técnicas apresentadas para estimar e localizar enlaces de PMD elevada baseadas em pOTDR demonstraram vantagens e desvantagens diversas. Com base nestas pesquisas e visando propor um método inovador, este trabalho apresenta uma técnica baseada em pOTDR capaz de localizar trechos de alta PMD e estimar o intervalo de possíveis valores desta de maneira simplificada e sem necessitar da medida dos parâmetros de Stokes. Além destas características, o sistema de medições proposto não apresenta outro componente ativo que não seja o próprio OTDR [10]. Os conceitos envolvidos neste método, o sistema de medições e resultados obtidos encontram-se na Seção 5.3.

### 5.3 MÉTODO PROPOSTO E DESENVOLVIDO PARA MEDIÇÃO DE PMD BASEADO EM POTDR

#### 5.3.1 Princípios de operação

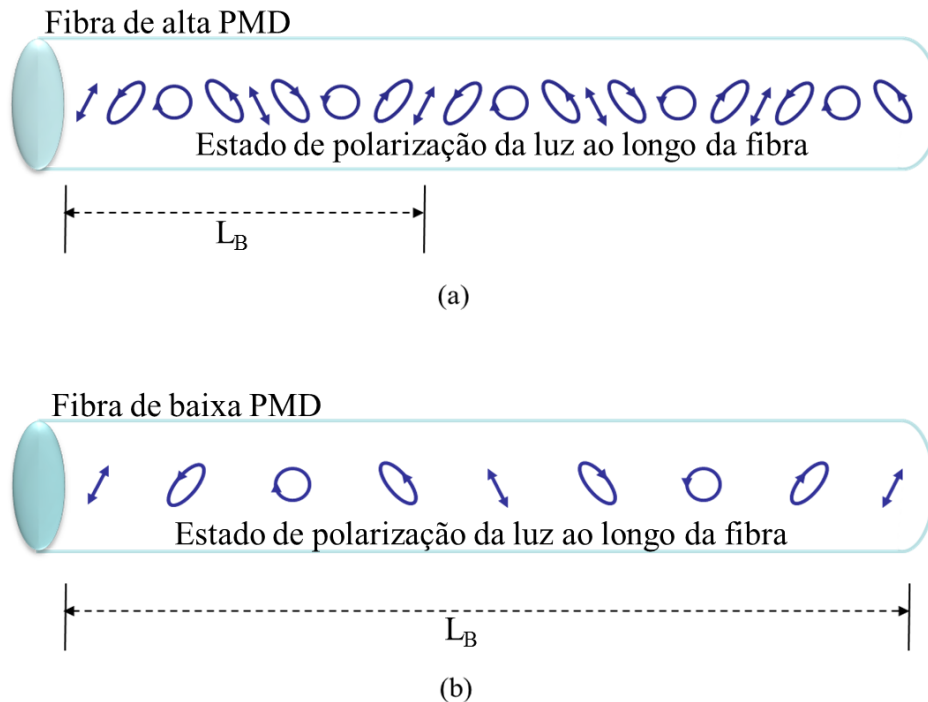
O princípio de funcionamento do método proposto está fundamentado na análise das oscilações em amplitude das curvas de pOTDR através da variação da largura temporal dos pulsos ópticos lançados por um módulo OTDR. Quando um pulso óptico se propaga através de uma fibra óptica de alta PMD, seu Estado de Polarização, SOP, se altera mais rapidamente do que se este se propagasse através de um trecho de baixa PMD. Tal fenômeno ocorre devido à relação entre birrefringência e o comprimento de batimento, expresso pela Equação 5.20.

O comprimento de batimento de polarização é então relacionado com a PMD de primeira ordem, DGD, da fibra óptica através da expressão:

$$\Delta\tau = \frac{\lambda L}{cL_b} \quad (5.23).$$

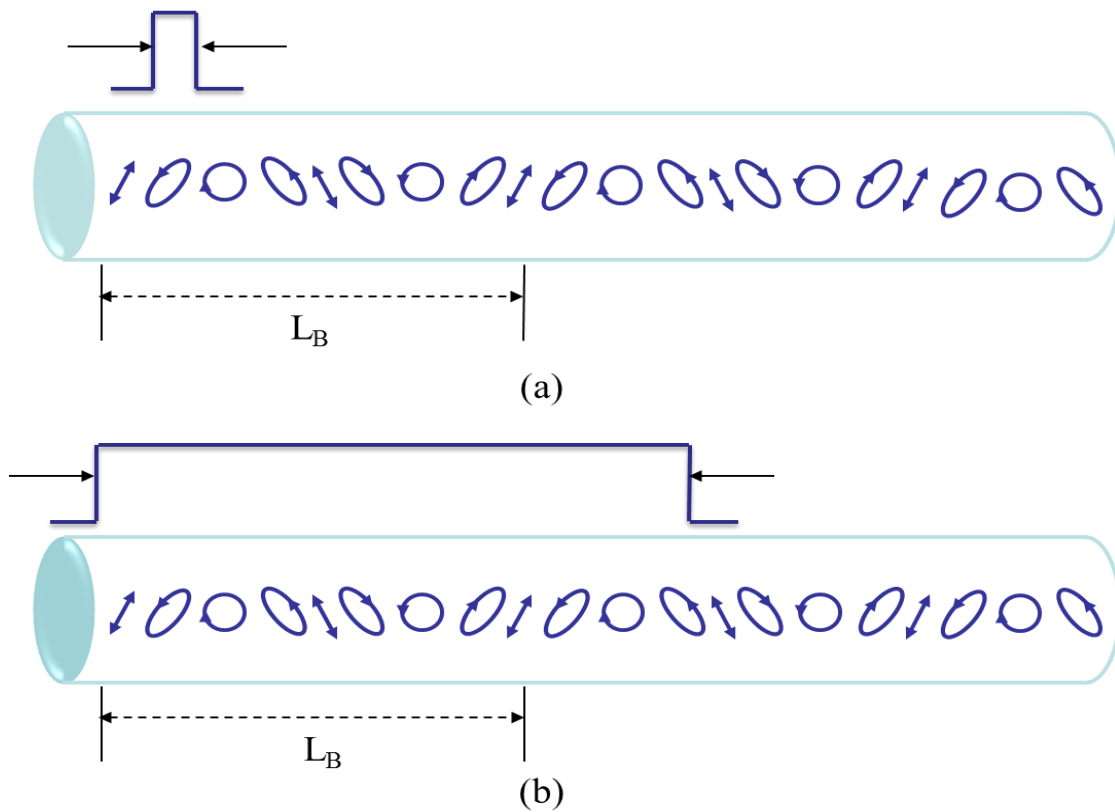
O parâmetro  $\Delta\tau$  é a DGD, PMD de primeira ordem, do enlace em questão,  $L$  é o comprimento deste enlace e, através da Equação 5.23, é possível observar que quanto maior a DGD de uma fibra óptica, menor o seu comprimento de batimento, o que causa uma variação mais rápida no estado de polarização em fibras de alta PMD quando comparada a fibras de baixa PMD. Este conceito é ilustrado pela Figura 5.7.





**Figura 5.7**– Variação dos estados de polarização ao longo de (a) uma fibra de alta PMD e (b) de uma fibra de baixa PMD com seus respectivos comprimentos de batimento.

Analisando os conceitos apresentados, pode-se concluir e verificar que as oscilações de amplitude causadas pelas variações do estado de polarização do pulso óptico lançado por um OTDR só podem ser adequadamente detectadas e medidas por pulsos ópticos polarizados cuja largura for menor do que o comprimento de batimento da fibra analisada, visto que este possuirá melhor resolução. Estes pulsos são resultantes do espalhamento Rayleigh ao longo de todo o comprimento da fibra analisada, de forma que retornam ao ponto de lançamento e sua potência óptica é lida pelo OTDR em função da distância percorrida pelo pulso. O conceito que explica a relação entre largura de pulso e de batimento se encontra ilustrado na Figura 5.8 utilizando uma fibra de alta PMD como exemplo.



**Figura 5.8** – Fibra de alta PMD percorrida por (a) um pulso óptico de curta duração polarizado e (b) um pulso óptico de longa duração polarizado.

A Figura 5.8 mostra que pulsos de luz polarizada de larguras espaciais menores do que o comprimento de batimento da fibra possuem melhor resolução e são capazes de detectar as oscilações do estado de polarização. A equação abaixo relaciona as larguras espaciais destes pulsos com o índice de refração efetivo da fibra que estes percorrem:

$$\zeta = \frac{c\Delta t}{2\Delta n} \quad (5.24).$$

sendo  $\Delta t$  a largura temporal do pulso. Relacionando a Equação 5.24 com as Equações 5.22 e 5.23, obtém-se a relação entre largura de pulso e DGD:

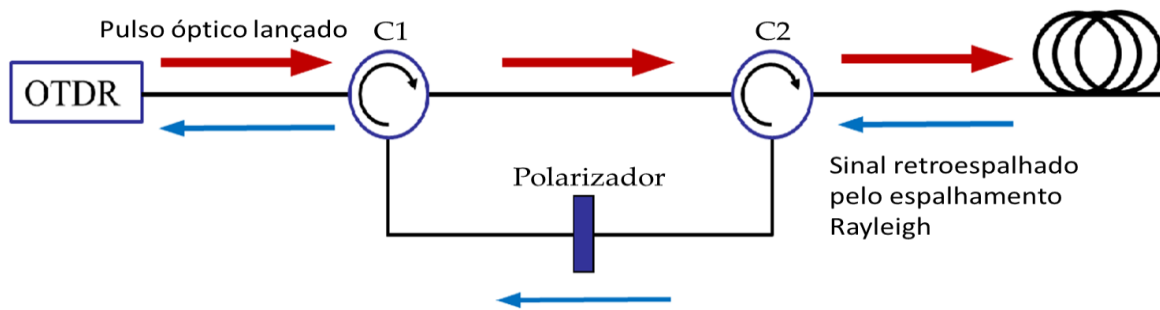
$$\Delta\tau = \frac{L\Delta t}{2\zeta} \quad (5.25).$$

Devido a isto, traduzindo as alterações no estado de polarização em oscilações de potência óptica e as relacionando com o comprimento da fibra, será possível observar que, para uma dada

largura de pulso, o traço formado apresenta menos oscilações de potência óptica em uma fibra de alta PMD do que em uma fibra de baixa PMD, possibilitando a detecção dos trechos problemáticos.

### 5.3.2 Descrição do método proposto e desenvolvido

O sistema proposto consiste em um OTDR comercial, dois circuladores ópticos, C1 e C2 e um polarizador, conforme ilustrado na Figura 5.9.

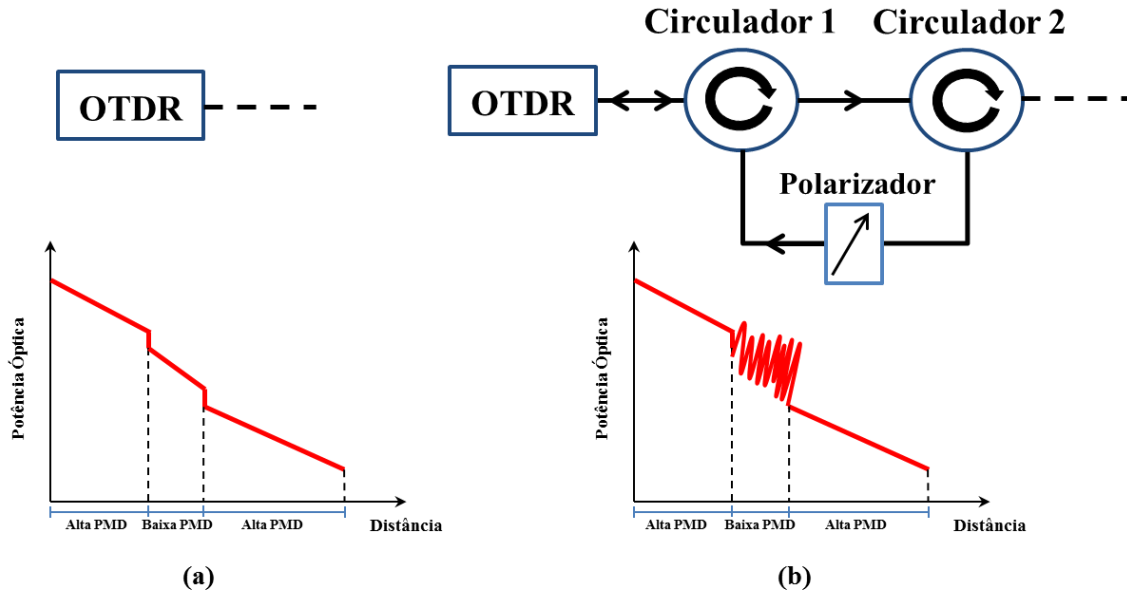


**Figura 5.9** - Aparato experimental utilizado para testar o método proposto.

Neste sistema, as variações de SOP do sinal retroespalhado são traduzidas em variações de amplitude do traço do OTDR através do polarizador. O método de localização de trechos de alta PMD e estimação da DGD do enlace consiste em dois estágios. Primeiro, traços de OTDR que serão utilizados como referência são obtidos, para cada largura de pulso do instrumento OTDR, lançando estes em ordem decrescente com respeito à sua largura e sem ação do polarizador mostrado na Figura 5.9. Estes traços não devem apresentar oscilações, sendo denominados traços lisos. O segundo estágio consiste em obter traços de pOTDR para as mesmas larguras de pulso utilizadas para os traços de OTDR e na mesma ordem, utilizando o sistema apresentado na Figura 5.9, com o polarizador.

Após os estágios de aquisição de dados, seguem as etapas de tratamento e análise, na qual são obtidos os valores do módulo da diferença entre os traços de OTDR e pOTDR para cada largura de pulso ao longo de todo o enlace testado. O traço resultante desta operação de módulo da diferença entre as curvas é conhecido como traço de rugosidade. A Figura 5.10 ilustra as configurações

de sistema para os estágios de OTDR e pOTDR e ilustrações representativas das respectivas curvas exibidas na tela de um OTDR.



**Figura 5.10** - Aparato experimental e traços característicos para as configurações de (a) OTDR e (b) pOTDR.

Quando ocorre rugosidade no sinal de pOTDR para determinada largura de pulso lançado pelo OTDR, significa que esta largura de pulso é menor do que o comprimento de batimento da fibra analisada. De acordo com o calculado neste trabalho, esta proporção é de quatro larguras espaciais de pulso para cada comprimento de batimento, ou seja,  $L_b = 4 \zeta$ . Logo, o valor de DGD que determinado pulso de OTDR de certa largura temporal pode detectar em certo enlace de fibra analisada é determinado pela Equação 5.26.

$$\Delta\tau = \frac{\lambda L}{cL_b} = \frac{\lambda L}{4c\zeta} = \frac{\lambda L}{4c\left(\frac{c\Delta t}{2\Delta n}\right)} = \frac{\lambda L \Delta n}{2c^2 \Delta t} \quad (5.26).$$

No que diz respeito a DGD por quilômetro de enlace, tem-se:

$$\frac{\Delta\tau}{L} = \frac{\lambda \Delta n}{2c^2 \Delta t} \quad (5.27).$$

Um valor limiar de rugosidade é empiricamente obtido, valor este que varia de acordo com o modelo do OTDR utilizado. O cálculo para estimar este valor será mostrado no Capítulo 6. Se o valor da rugosidade para dada largura de pulso de OTDR for maior do que o limiar de rugosidade, então este pulso é nomeado primeiro pulso com rugosidade, PPCR, e o pulso anterior é nomeado

último pulso sem rugosidade, UPSR. Substituindo estes valores na Equação 5.26, bem como o comprimento do trecho, é possível determinar um intervalo de seus valores de DGD.

Qualitativamente, trechos lisos em pulsos estreitos possuem PMD elevada e sua localização é visível nos gráficos de pOTDR que compõe os resultados obtidos com o emprego da técnica proposta.

A técnica de pOTDR proposta pode ser resumida de acordo com o seguinte processo:

1. Configurar o sistema para operar como OTDR, de acordo com o esquemático da Figura 4.9(a);
2. Lançar as larguras de pulso disponíveis no OTDR e adquirir suas respectivas curvas após 100 médias;
3. Configurar o sistema para operar como pOTDR, de acordo com o esquemático da Figura 4.9(b);
4. Lançar as larguras de pulso disponíveis no OTDR e adquirir suas respectivas curvas após 100 médias;
5. Aplicar módulo na subtração das curvas de pOTDR e OTDR para cada largura de pulso, obtendo-se assim as curvas de rugosidade por distância;

Depois de obtidas as curvas de rugosidade por distância, estas são analisadas qualitativa e quantitativamente de acordo com o limiar de rugosidade, a fim de localizar os trechos de maior PMD e estimar seus valores.

#### 5.4 CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 5

O Capítulo 5 apresentou uma revisão das técnicas de medição de PMD, ponto a ponto e distribuída, encontradas na literatura. Ao final da revisão, concluiu-se que, dentre as técnicas propostas até o momento, as que apresentam maior vantagem são as que possibilitam a medição distribuída da PMD ao longo do enlace. Desta forma, não é necessário desconectar cada trecho de fibra do enlace para medir sua DGD separadamente, economizando tempo, investimento financeiro e deslocamento de operadores por longas extensões.

Os métodos de medição distribuída revisados apresentam certa complexidade de implementação, o que faz ser de grande interesse um método simplificado. Visando este cenário, foi apresentado o método proposto neste trabalho, capaz de localizar, qualitativa e quantitativamente, trechos de elevada PMD em um enlace óptico.

O método foi aplicado em cenários laboratoriais e em campo, seus resultados estão apresentados no Capítulo 6.

# Capítulo 6

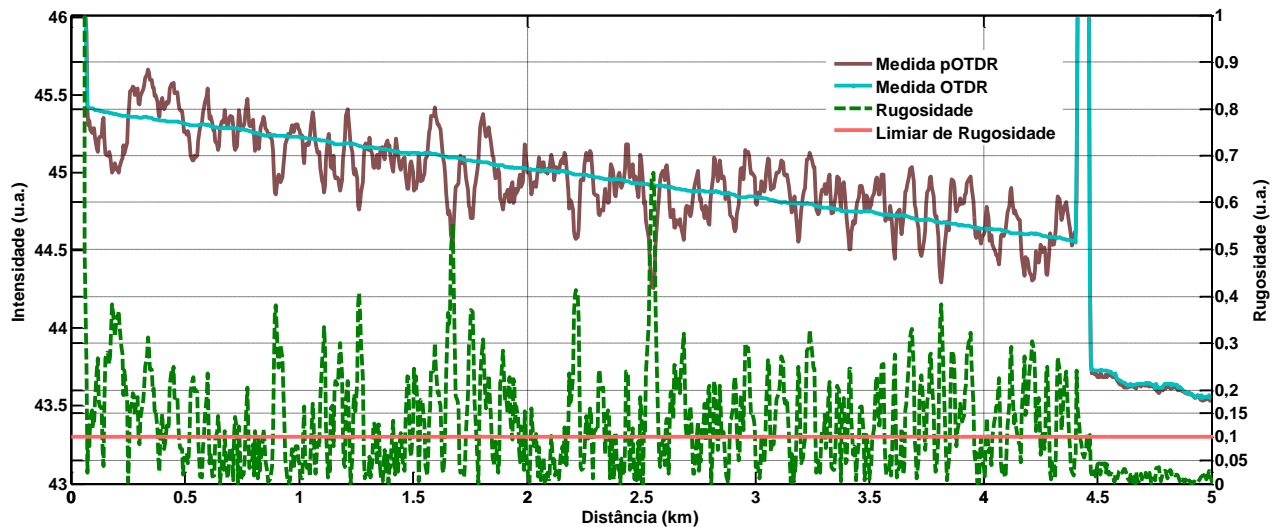
## 6 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Este capítulo apresenta os resultados experimentais obtidos através da aplicação do método proposto para localizar trechos de alta PMD em fibras ópticas. O capítulo está dividido em quatro seções. Na primeira, é mostrado um exemplo da análise das curvas de OTDR, pOTDR e rugosidade utilizando o método proposto. É explicado como se obtém o valor do limiar de rugosidade. Na segunda seção, é apresentada uma técnica utilizada para análise das curvas de rugosidade dos resultados, conhecida como técnica de janelamento. Na terceira e quarta seções são apresentados, respectivamente, os resultados obtidos em laboratório e em fibras ópticas instaladas em uma rede óptica real, ou seja, testes de campo.

### 6.1 EXEMPLO DE ANÁLISE EMPREGANDO O MÉTODO DESENVOLVIDO

A Figura 6.1 apresenta um exemplo das curvas de OTDR, pOTDR, limiar de rugosidade e rugosidade obtidas pela aplicação do método proposto neste trabalho em um trecho de fibra com 4,4 km. Observa-se nesta figura o traço de OTDR utilizado como referência, o qual não apresenta rugosidade visto que a alteração de SOP não foi traduzida para oscilações em potência óptica. Desta forma, variação de intensidade da luz ocorre apenas devido ao coeficiente de atenuação da fibra óptica testada, emendas entre trechos de fibra, atenuações por torção, pressão, dentre outras que não envolvem fenômenos de polarização.

A curva de pOTDR, conforme esperado, exibiu variações de intensidade ao longo do comprimento do trecho. O traço de rugosidade, obtido a partir do módulo da diferença entre as curvas de pOTDR e OTDR, é a curva analisada pelo método proposto a fim de caracterizar o enlace quanto à sua DGD. Conforme comentado no Capítulo 5, a análise deste parâmetro depende do valor de limiar de rugosidade referência, obtido empiricamente e que varia para cada OTDR utilizado.



**Figura 6.1-** Curvas de OTDR, pOTDR e rugosidade obtidas através da técnica de pOTDR proposta para 500 ns de largura de pulso lançado.

A obtenção do limiar de rugosidade pode ser definida como uma calibração prévia do OTDR. Este procedimento é feito com uma fibra óptica de valor de DGD conhecido, podendo ser um módulo comercial de DGD fixa. Cada OTDR possui uma quantidade limitada de larguras de pulso disponíveis. Através da Equação 5.27, é possível traduzir cada largura de pulso para um limite superior ou inferior de DGD correspondente, conforme exemplificado na Tabela 6.1.

Desta forma, se utilizar na calibração uma fibra de 0,8 ps/km, ou seja, um valor intermediário entre 0,646 e 1,293 ps/km, pelas relações presentes na Tabela 6.1 é esperado que o UPSR do OTDR usado seja 20 ns e o PPCR seja 10 ns. Logo, para estimar o limiar de rugosidade é necessário analisar os traços de rugosidade referentes aos pulsos de 20 e 10 ns. Se para 20 ns a rugosidade média do enlace vale  $R_{UPSR}$  e para 10 ns vale  $R_{PPCR}$ , então o limiar de rugosidade é calculado como sendo:

$$\text{Limiar de rugosidade} = \frac{R_{PPCR} + R_{UPSR}}{2} \quad (6.1)$$



Tabela 6.1 Relação calculada entre largura de pulso de OTDR e DGD/km em fibra testada.

Largura de Pulso (ns)	DGD/km (ps/km)
10	1,293
20	0,646
50	0,259
100	0,129
500	0,026
1000	0,013

Exemplificando, para  $R_{UPSR} = 0,05$  e  $R_{PPCR} = 0,15$ , então o limiar de rugosidade vale 0,1 (u.a.). A calibração do valor do limiar de rugosidade precisa ser feita apenas uma vez para cada OTDR empregado nas medições que utilizem o método proposto neste trabalho. O valor da DGD/km da fibra de calibração é irrelevante. A precisão com que este parâmetro é estimado depende da quantidade de pulsos de largura variável disponíveis no OTDR, quanto maior o número de pulsos, mais precisa é a estimativa. No caso do exemplo da Figura 6.1, o limiar calculado foi de 0,1 (u.a.).

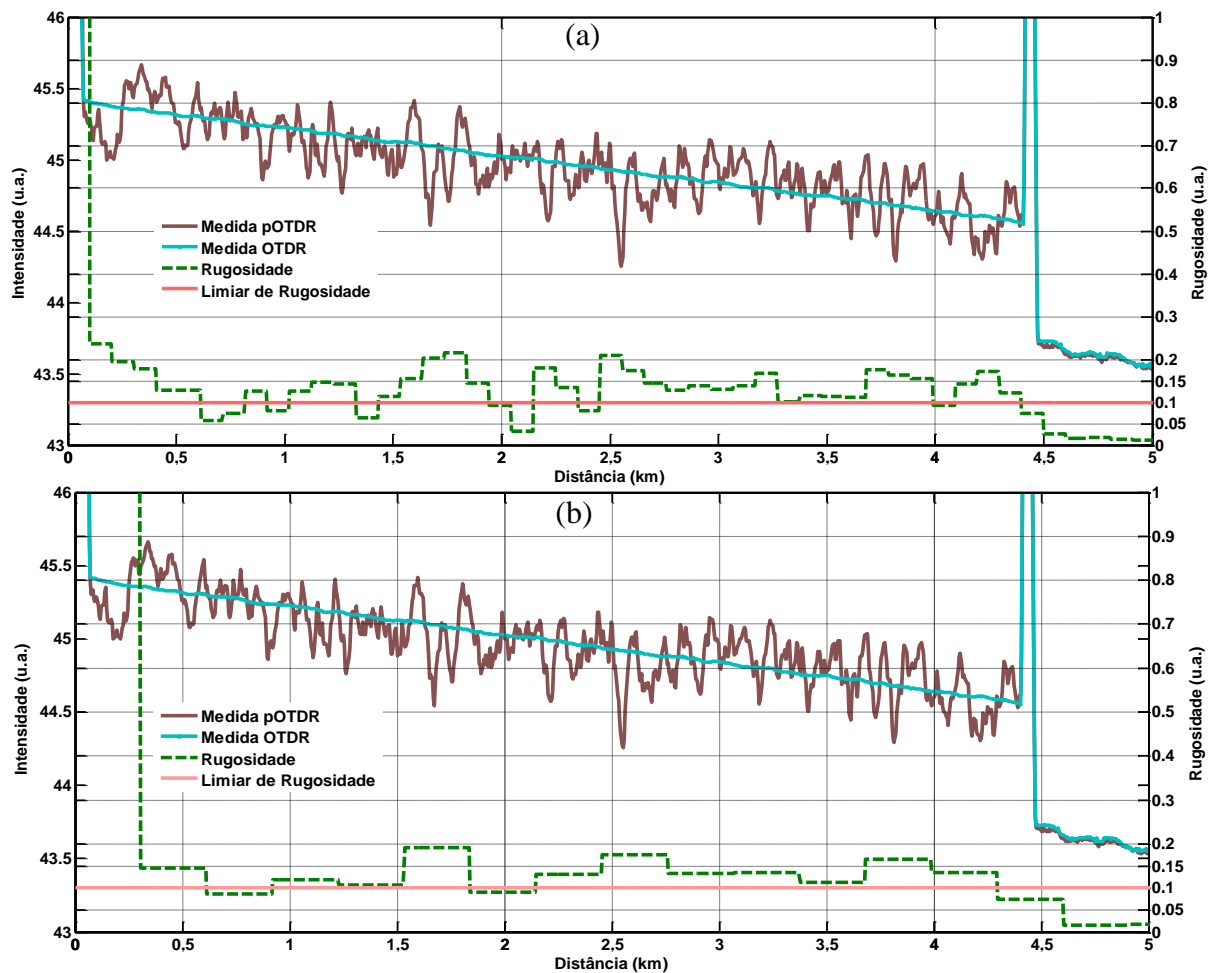
## 6.2 TÉCNICA DE JANELAMENTO PARA ANÁLISE DAS CURVAS DE RUGOSIDADE

Analisando o traço de rugosidade da Figura 6.1, é possível constatar que qualitativamente o traço de rugosidade para esta largura de pulso neste trecho de fibra óptica se encontra em grande parte acima do limiar de 0,1. Porém, é desejável um método capaz de estimar valores da PMD distribuída ao longo do comprimento do enlace analisado e não apenas seu valor total.

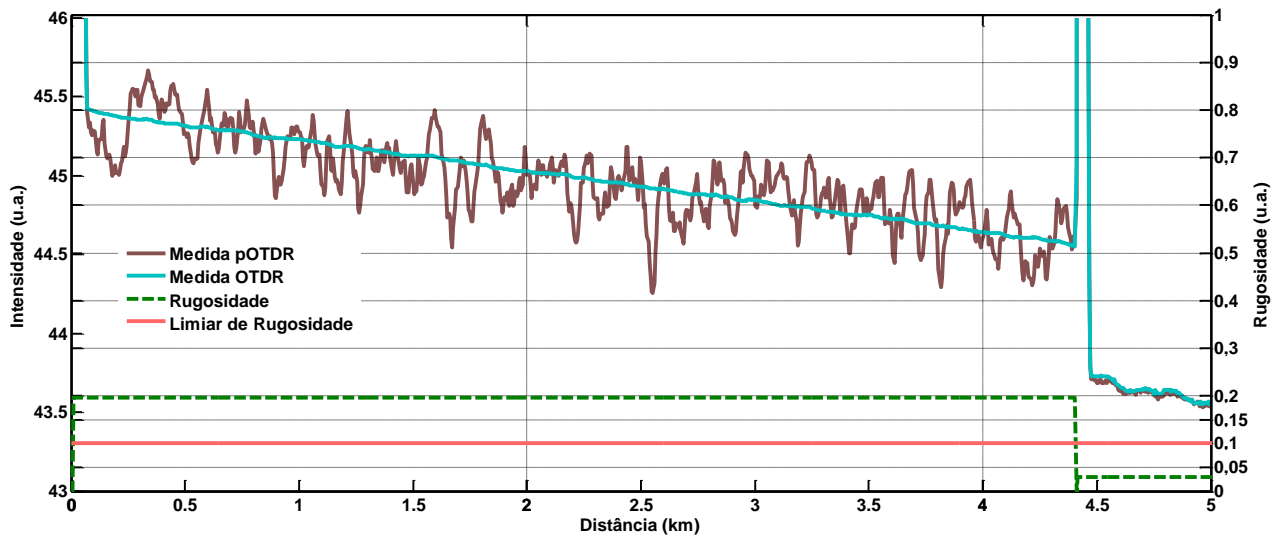
Foi necessário, portanto, o uso de outro método desenvolvido neste trabalho, conhecido como técnica de janelamento. Esta técnica auxiliar consiste em realizar médias fixas na curva de rugosidade ao longo do comprimento da fibra, em intervalos pré-definidos. O tamanho do intervalo, vulgo janela, é ajustável. Desta forma pode-se, por exemplo, dividir um traço de rugosidade de uma fibra de 5 km em 50 janelas de 100 m cada, calcular o valor médio de cada uma e obter uma nova curva de rugosidade por distância. Esta nova curva, por sua vez, permite uma maior resolução para análise de rugosidade, visto que podemos avaliar PMD de primeira ordem em cada um dos

trechos de 100 m sem necessitar desconectá-los. Esta técnica, quando combinada com o método de pOTDR proposto, gera uma ferramenta dinâmica que permite ao operador escolher a granularidade, ou tamanho da janela, com a qual deseja estimar a PMD distribuída ao longo do enlace. A granularidade é limitada pela resolução do OTDR utilizado. A Figura 6.2 ilustra o conceito da técnica de janelamento, demonstrando a aplicação de duas granularidades diferentes no mesmo trecho de fibra analisada para a mesma largura de pulso de OTDR lançado.

Observa-se, através dos traços de rugosidade, que o enlace de 4,4 km de fibra óptica pôde ser dividido em subtrechos de 100 m e 300 m, cada trecho apresentando sua própria média de valores de rugosidade e, conseqüentemente, possibilitando a análise da DGD em cada subtrecho. Caso fosse desejável analisar a DGD média de todo o enlace de 4,4 km, basta fazer janelamento utilizando uma granularidade do mesmo comprimento da fibra, conforme exibido na Figura 6.3.



**Figura 6.2** - Curvas de OTDR, pOTDR e rugosidade obtidas através da técnica de pOTDR proposta para 500 ns de largura de pulso lançado, aplicando a técnica de janelamento a cada (a) 100 m e (b) 300 m.



**Figura 6.3** - Curvas de OTDR, pOTDR e de rugosidade usando granularidade igual ao comprimento total do enlace óptico analisado.

Empregando a técnica combinada de pOTDR e janelamento, foram realizados experimentos a fim de validar estes métodos propostos. Estes experimentos serão exibidos nas Seções 6.3 e 6.4, que apresentam, respectivamente, resultados obtidos em laboratório, com diversas configurações de enlaces de fibra óptica de vários tipos e valores de PMD, bem como resultados obtidos com fibras ópticas instaladas em campo.

### 6.3 EXPERIMENTOS LABORATORIAIS

Os experimentos laboratoriais compreendem a aplicação do método proposto nos seguintes cenários: a) enlace óptico de três fibras, sendo duas fibras ópticas monomodo padrão (SSMF) de baixa PMD, intercaladas por uma fibra óptica monomodo padrão de elevada PMD; e b) enlace óptico de quatro fibras, sendo duas fibras ópticas SSMF de elevada PMD, conectadas entre uma fibra SSMF de baixa PMD e uma fibra óptica compensadora de dispersão (DCF). A razão de inserir uma fibra do tipo DCF no enlace foi para validar a técnica em um cenário heterogêneo, com tipos diferentes de fibra óptica.

O valor de PMD de primeira ordem total de cada enlace óptico foi medido anteriormente utilizando um medidor de DGD comercial, logo, estes valores serão utilizados como referência. Os esquemáticos do sistema utilizado, descrição dos experimentos, resultados e conclusões encontram-se nas seções subsequentes.

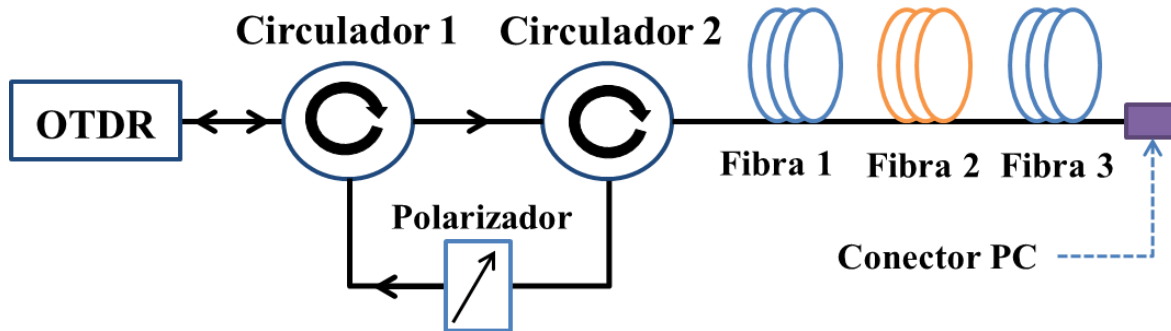
## a) ENLACE ÓPTICO DE TRÊS FIBRAS

Neste experimento, conforme citado anteriormente, foi empregado um enlace composto por três fibras com distintos valores de PMD. As características destas fibras e os resultados obtidos experimentalmente com medidor de DGD comercial encontram-se na Tabela 6.2.

Tabela 6.2. Características medidas com instrumento comercial do enlace óptico de três fibras testado.

Trecho do enlace	Fibra 1	Fibra 2	Fibra 3
<b>Tipo</b>	SSMF	SSMF	SSMF
	Baixa PMD	Alta PMD	Baixa PMD
<b>Comprimento [km]</b>	4,402	4,400	4,306
<b>DGD Total [ps]</b>	0,05	5,65	0,13
<b>DGD por quilômetro [ps/km]</b>	0,011	1,284	0,030

Todas as medidas com instrumento comercial obtidas na Tabela 6.2 foram obtidas cinco vezes e os dados apresentados correspondem às médias calculadas das medidas de cada parâmetro. Após serem caracterizadas, as fibras foram conectadas entre si formando um enlace óptico, conforme ilustrado pela Figura 6.4.



**Figura 6.4** - Aparato experimental e enlace óptico de três fibras utilizados para testar o método proposto.

De acordo com a Figura 6.4, o enlace composto pelas três fibras caracterizadas possui em seu terminal um conector do tipo *Physical Contact* (PC). O uso desta terminação se justifica por ser mais propícia a reflexões na fibra do que conectores do tipo *Angled Physical Contact* (APC), favorecendo a reflexão do pulso óptico propagante [31]. O OTDR utilizado é da marca Anritsu, modelo CMA 5000A. A Tabela 6.3 apresenta as larguras de pulso disponíveis neste instrumento e

as relaciona com o parâmetro DGD/km, calculado a partir da Equação 5.27, bem como as relaciona com o alcance dinâmico e alcance espacial dos pulsos lançados pelo OTDR.

Tabela 6.3. Características do OTDR utilizado e suas relações com a DGD do enlace.

Largura de Pulso [ns]	DGD/km [ps/km]	Alcance Dinâmico [dB] @ 1550nm	Alcance máximo do Pulso [km] para atenuação de 0,2 dB/km
10	1,293	10	50
20	0,646	11	55
50	0,259	14	70
100	0,129	17	85
500	0,026	24	120
1000	0,013	28	140

A relação entre largura de pulso e alcance dinâmico em dB é fornecida pelo próprio fabricante do instrumento. Quanto ao alcance máximo do pulso em km, este foi obtido ao se dividir os valores de alcance dinâmico em dB pela razão de atenuação de 0,2 dB/km, sendo este um valor típico em fibras do tipo SSMF em comprimentos de onda de 1550 nm [32].

Os resultados obtidos neste experimento encontram-se nas Figuras 6.5, 6.6 e 6.7.

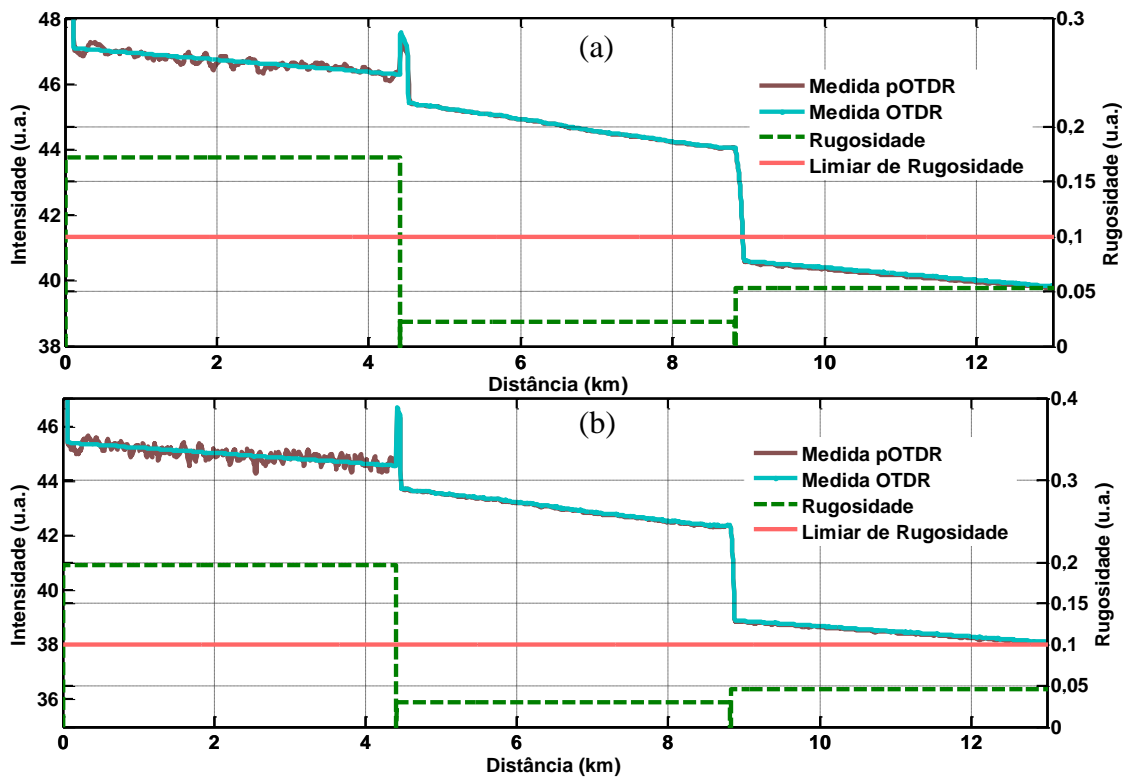
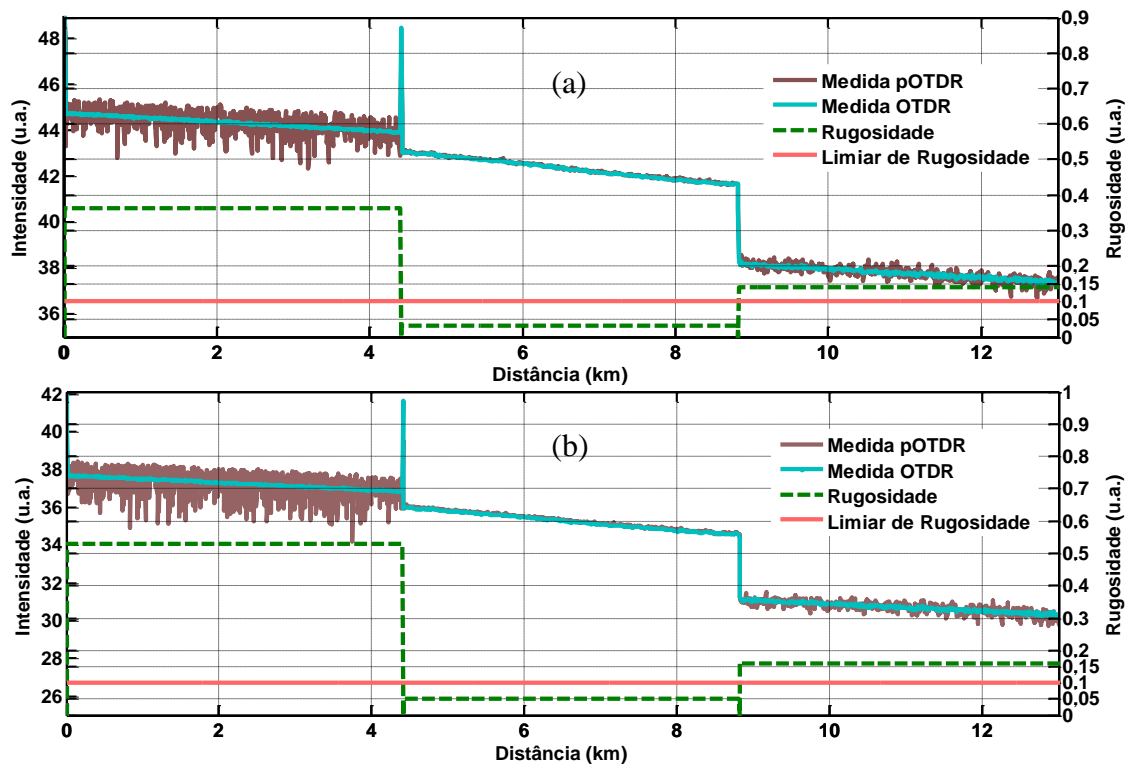


Figura 6.5 - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 1000 ns e (b) 500 ns.



**Figura 6.6** - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 100 ns e (b) 50 ns.

A análise dos dados apresentados nas Figuras 6.5 a 6.7 foi resumida na Tabela 6.4. As colunas 2 e 3 desta tabela apresentam os valores do UPSR e do PPCR para cada um dos três trechos analisados. Estes valores de pulso foram substituídos na Equação 5.27 a fim de se determinar limites inferiores e superiores de possíveis valores de DGD e DGD/km para cada trecho do enlace, resumidos nas colunas 4 e 6 da mesma tabela. As colunas 3 e 5 apresentam, respectivamente os valores de DGD/km e DGD medidos com equipamento comercial, a fim de servirem como parâmetro de comparação em relação aos resultados obtidos com o emprego do método proposto.

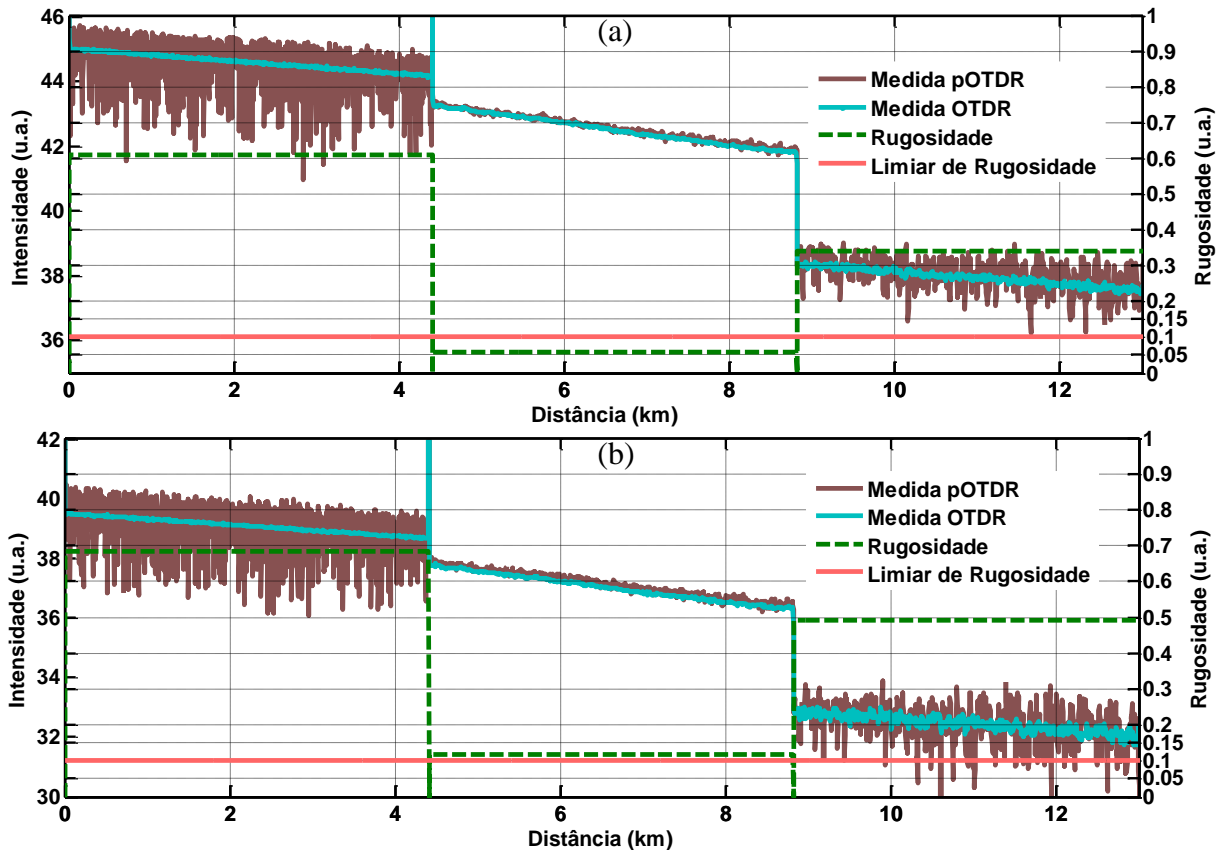


Figura 6.7 - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 20 ns e (b) 10 ns.

Tabela 6.4. Resultados e parâmetros obtidos na análise do enlace de três fibras.

Trecho	UPSR (ns)	PPCR (ns)	DGD/km medida equipamento comercial (ps/km)	DGD/km estimada método proposto (ps/km)	DGD medida equipamento comercial (ps)	DGD estimada método proposto (ps)
Fibra 1	> 1000	1000	0,011	<0,013	0,05	<0,057
Fibra 2	20	10	1,284	0,646<DGD/km<1,293	5,65	2,842<DGD<5,689
Fibra 3	500	100	0,030	0,026<DGD/km<0,129	0,13	0,112<DGD<0,555

De acordo com os resultados apresentados nas Figuras 6.5 a 6.7 e na Tabela 6.4, algumas conclusões relevantes podem ser constatadas. A primeira delas consiste na validade do método como uma análise qualitativa, simples e prática. Considera-se o caso em que o operador deseje simplesmente uma resposta quanto a qual trecho de fibra do enlace apresenta a maior PMD de primeira ordem e, conseqüentemente, o trecho que compromete o bom desempenho do sinal óptico propagante. Esta informação pode ser facilmente obtida ao lançar-se o pulso de OTDR com a me-

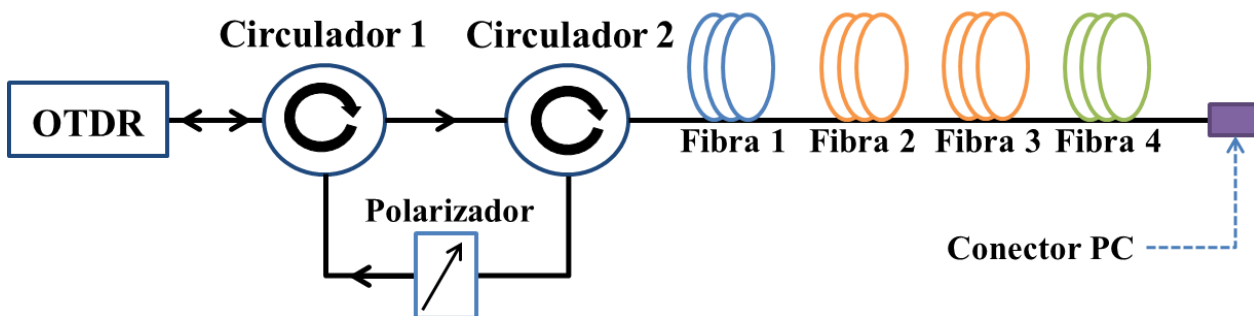
nor largura temporal possível e verificar a curva de pOTDR. O trecho que apresenta a menor rugosidade é o que possui o maior valor de PMD e, conseqüentemente, é o maior contribuinte para a PMD de primeira ordem total do enlace analisado.

No caso do enlace de três fibras testado, é fácil verificar qualitativamente, através da Figura 6.7(b), que o trecho mais comprometido é a Fibra 2, visto que é o trecho menos rugoso do enlace. Este fato se comprova quantitativamente ao realizar a estimativa do intervalo de valores possíveis de PMD de primeira ordem dos trechos, onde se verifica que a Fibra 2 possui a maior PMD estimada quando comparada às Fibras 1 e 3. Além disso, os valores de DGD mensurados com um medidor de PMD comercial estiveram dentro dos intervalos estimados para todos os três trechos de fibra, reforçando a capacidade do método em não apenas localizar trechos comprometidos, mas também estimar o valor de DGD fazendo uso de uma granularidade espacial variável e flexível.

Outro experimento realizado em laboratório e relevante para a validação da técnica proposta é mostrado a seguir, na Seção 6.2.b. Neste experimento, foi utilizado um enlace óptico constituído por quatro fibras de diferentes valores de PMD de primeira ordem e de dois tipos diferentes: SSMF e DCF.

#### b) ENLACE ÓPTICO DE QUATRO FIBRAS

Este experimento foi realizado de acordo com o mesmo procedimento apresentado na seção anterior, 6.2.a. A diferença foi o uso de quatro fibras diferentes para compor o enlace a ser analisado e validar a técnica de pOTDR proposta para esta situação. A Figura 6.8 ilustra a configuração do sistema testado.



**Figura 6.8** - Aparato experimental e enlace óptico de quatro fibras utilizados para testar o método proposto.

As principais características do enlace ilustrado na Figura 6.8 são mostradas na Tabela 6.5. Novamente, os dados foram obtidos através de um medidor de PMD comercial e cada parâmetro consiste na média de cinco dados coletados.



Tabela 6.5. Características do enlace de quatro fibras ópticas.

Trecho do enlace	Fibra 1	Fibra 2	Fibra 3	Fibra 4
Tipo	SSMF	SSMF	SSMF	DCF
	Baixa PMD	Alta PMD	Alta PMD	Baixa PMD
Comprimento [km]	4,402	1,5	4,400	3
DGD Total [ps]	0,05	22	5,65	0,8
DGD por quilômetro [ps/km]	0,011	14,67	1,284	0,267

O OTDR utilizado neste experimento foi o mesmo utilizado no experimento da Seção 6.2.a, logo, as características de OTDR são as mesmas apresentadas na Tabela 6.3. A técnica de pOTDR proposta foi aplicada ao enlace de quatro fibras e utilizou-se do método do janelamento com granularidades iguais aos do comprimento das fibras do enlace, a fim de localizar qual delas possui o maior valor de PMD, além de verificar a capacidade do método em estimar o intervalo de possíveis valores de DGD de cada trecho do enlace.

As curvas de OTDR, pOTDR e rugosidade obtidas são apresentadas, para diferentes valores de larguras de pulso, nas Figuras 6.9 a 6.11.

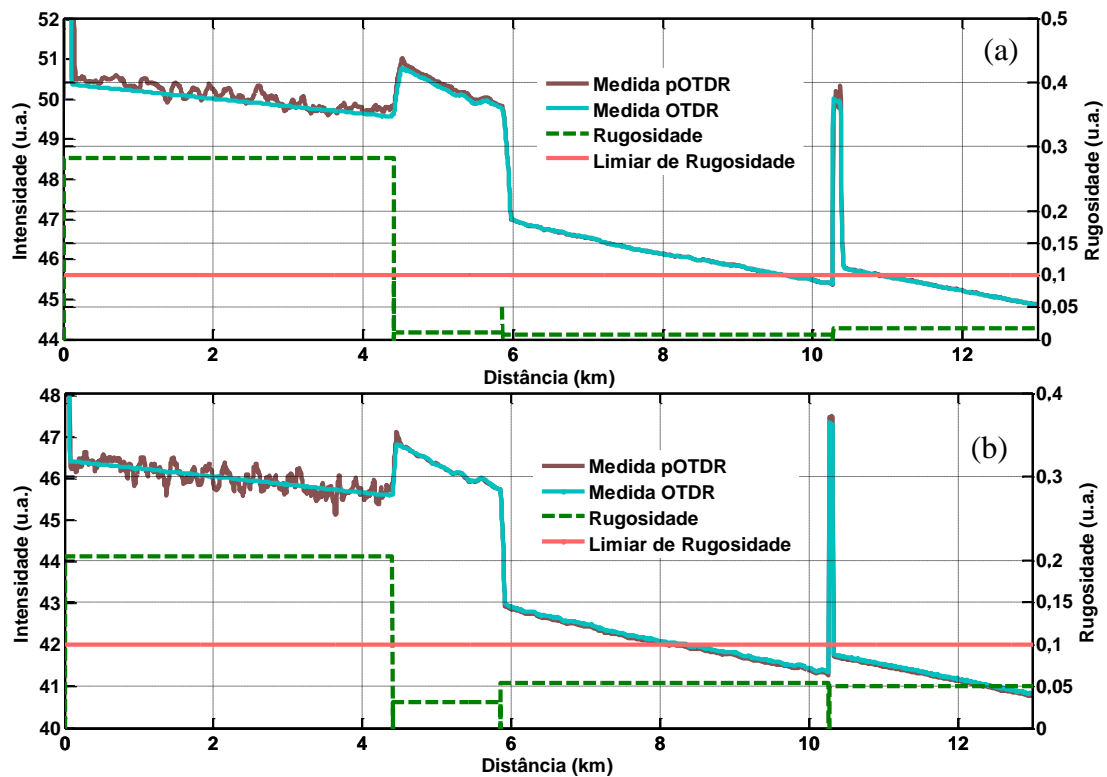


Figura 6.9 - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 1000 ns e (b) 500 ns.

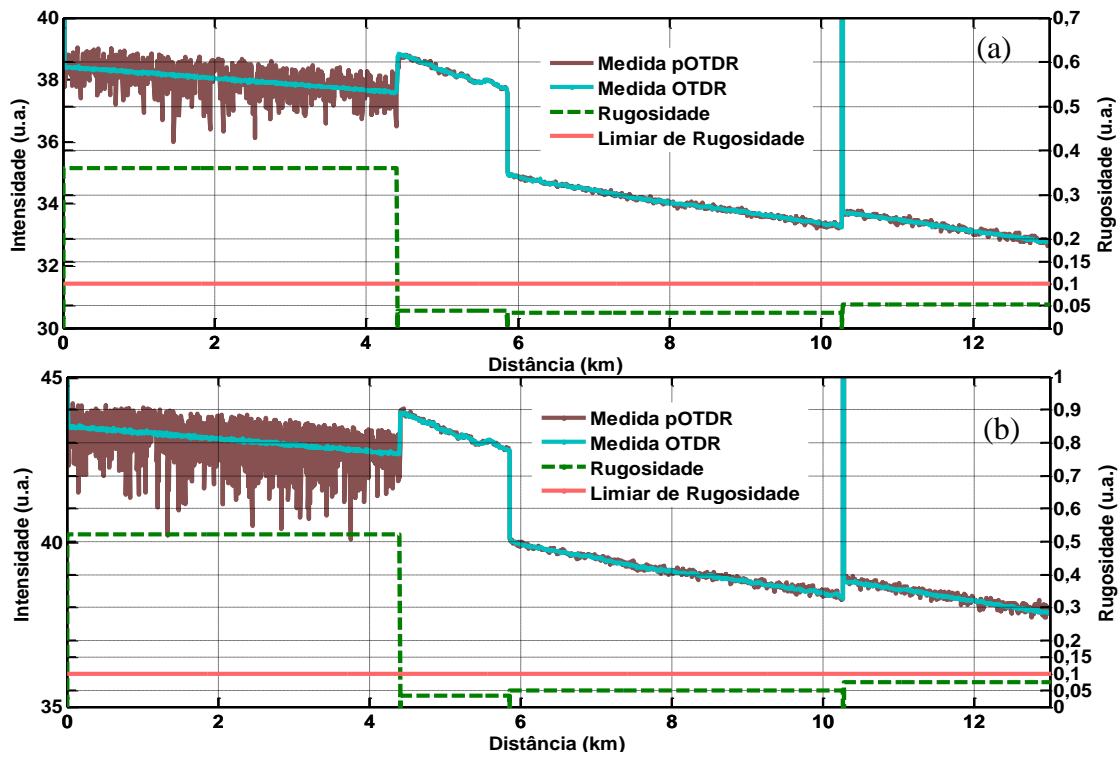


Figura 6.10 - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 100 ns e (b) 50 ns.

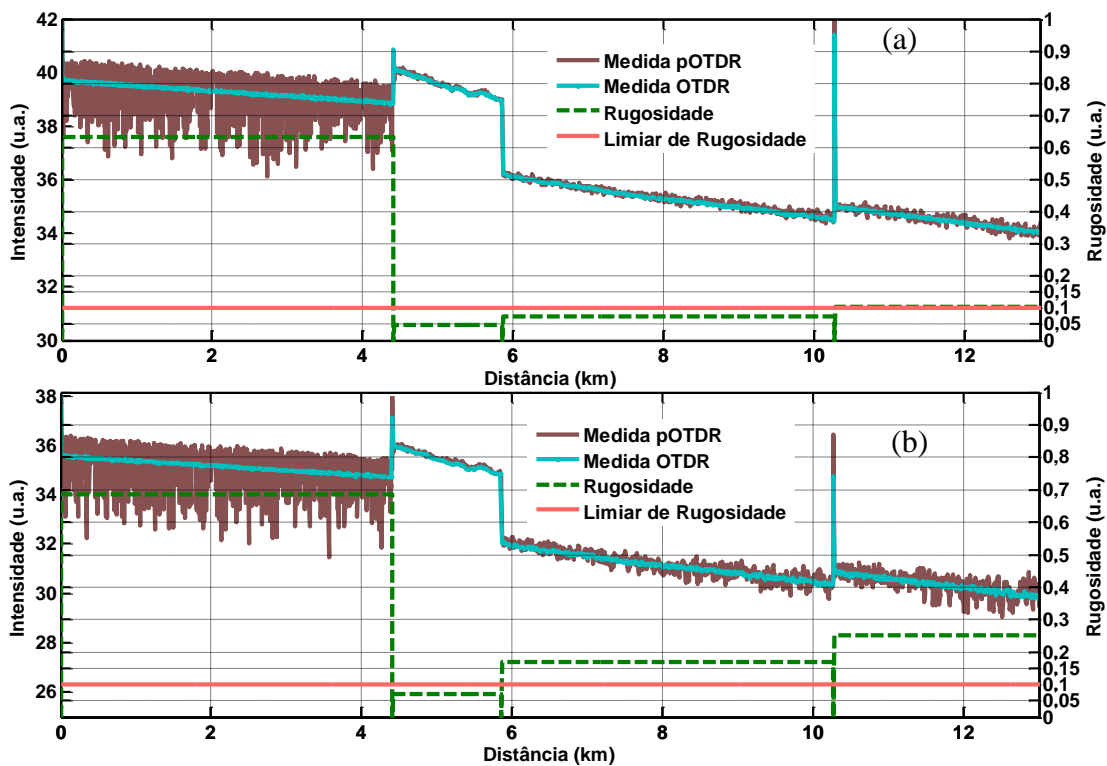


Figura 6.11 - Resultados obtidos para larguras de pulso de (a) 20 ns e (b) 10 ns.

Os resultados concluídos a partir da análise dos dados apresentados nas Figuras 6.9 a 4.20 são resumidos na Tabela 6.6.

Tabela 6.6. Resultados e parâmetros obtidos na análise do enlace de quatro fibras.

Trecho	UPSR (ns)	PPCR (ns)	DGD/km medida (ps/km)	DGD/km estimada (ps/km)	DGD medida (ps)	DGD estimada (ps)
<b>Fibra 1</b>	> 1000	1000	0,011	DGD/km < 0,013	0,05	DGD<0,057
<b>Fibra 2</b>	< 10	< 10	14.3	DGD/km > 1,293	22	DGD>5,689
<b>Fibra 3</b>	20	10	1,19	0,646<DGD/km<1,293	5,65	2,842<DGD<5,689
<b>Fibra 4</b>	50	20	0,267	0,259<DGD/km<0,646	0,8	0,777<DGD<2,842

De acordo com os resultados obtidos na Tabela 6.6, é possível verificar que todas as estimativas de valores de DGD realizadas através do método de pOTDR proposto se mostraram coerentes com as medições utilizando instrumento comercial em todas as fibras analisadas. A Fibra 2 foi a que apresentou a maior PMD de primeira ordem de acordo com a estimativa qualitativa e quantitativa feita pelo método proposto. Nota-se que para estimar com mais exatidão o intervalo de valores em que se localiza o valor da DGD desta fibra, necessita-se de um OTDR capaz de lançar pulsos ainda mais estreitos temporalmente do que 10 ns.

O método proposto foi bem sucedido para todas as análises propostas em laboratório. As fibras de maiores DGD de ambos os enlaces analisados foram localizadas com sucesso e os valores de DGD de todas as fibras dos dois enlaces foram estimados corretamente.

Visando uma validação ainda mais realista do método desenvolvido neste trabalho, foram realizados testes de campo, ou seja, testes em fibras ópticas instaladas em campo e utilizadas para tráfego real de dados. Estes experimentos estão descritos, bem como a análise de seus resultados, na Seção 6.4.

#### 6.4 TESTES EM CAMPO

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos ao testar o método proposto em fibras ópticas de tráfego real e instaladas em campo, onde foi utilizado um OTDR comercial da marca EXFO, modelo FTB-730. Para este instrumento, o limiar de rugosidade obtido empiricamente foi de 0,025 e as larguras de pulso lançadas no enlace óptico foram variadas entre 50 a 5 ns.

O comprimento total do enlace analisado foi de 19,75 km, e após adquiridos os dados, este enlace foi dividido em 6 seções e nosso método de análise aplicado. A Figura 6.12 apresenta a curva de OTDR do enlace total para 50 ns de largura de pulso lançado, bem como a divisão do enlace em trechos.

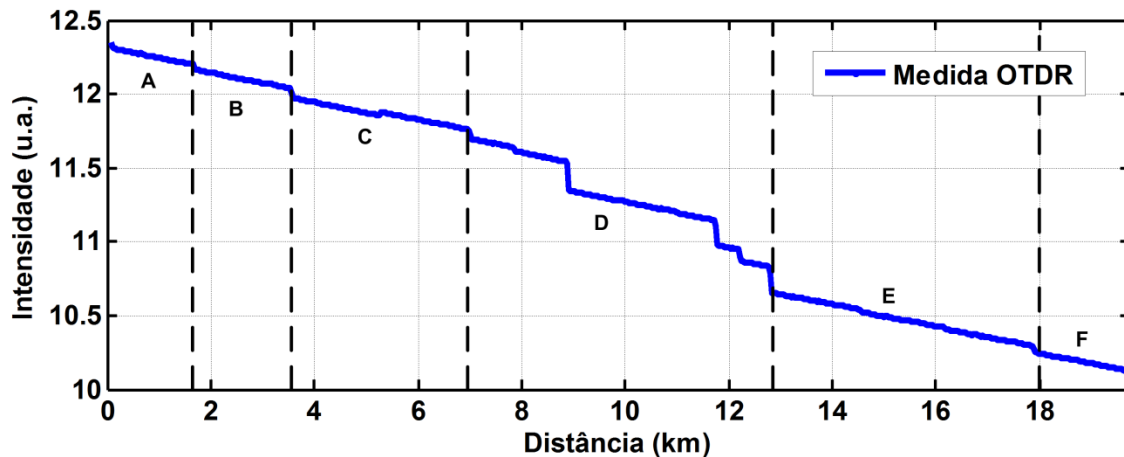


Figura 6.12 - Curva de OTDR ilustrando a divisão do enlace após adquiridos os dados.

As curvas de OTDR, pOTDR e rugosidade foram obtidas para dois janelamentos de resoluções diferentes: 100 m e 300 m e são mostradas nas Figuras 6.13 a 6.20.

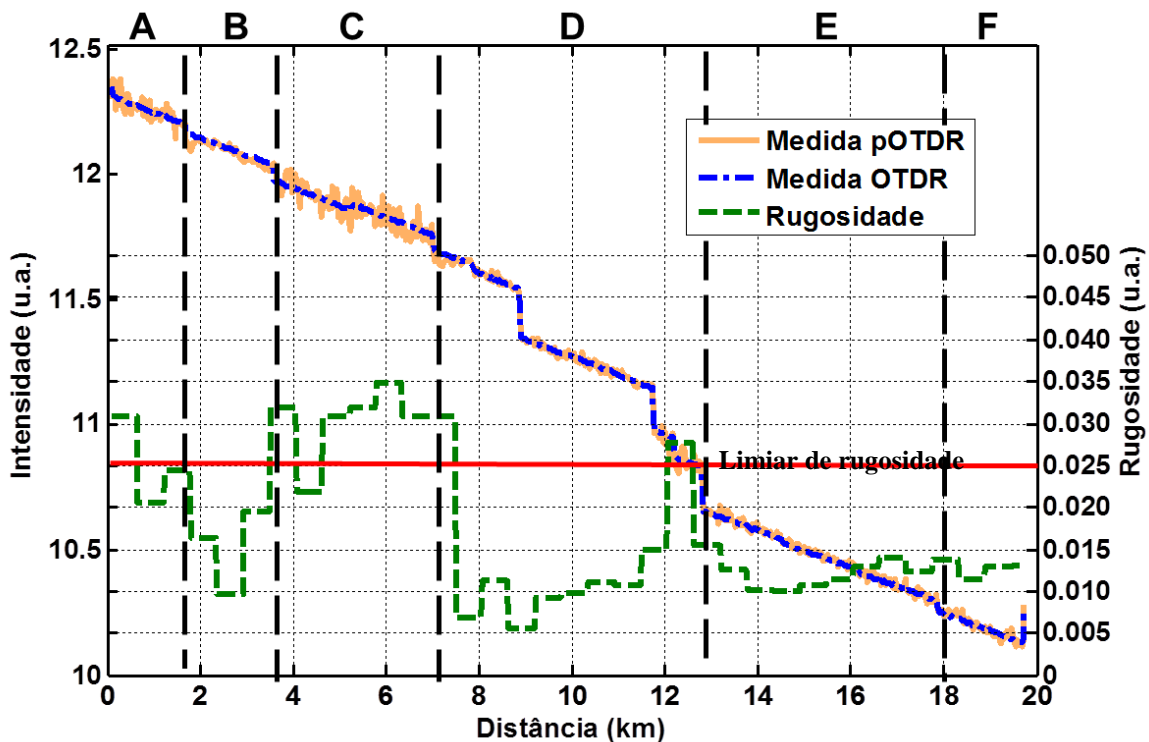


Figura 6.13 - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 50 ns e janelamento de 100 m.

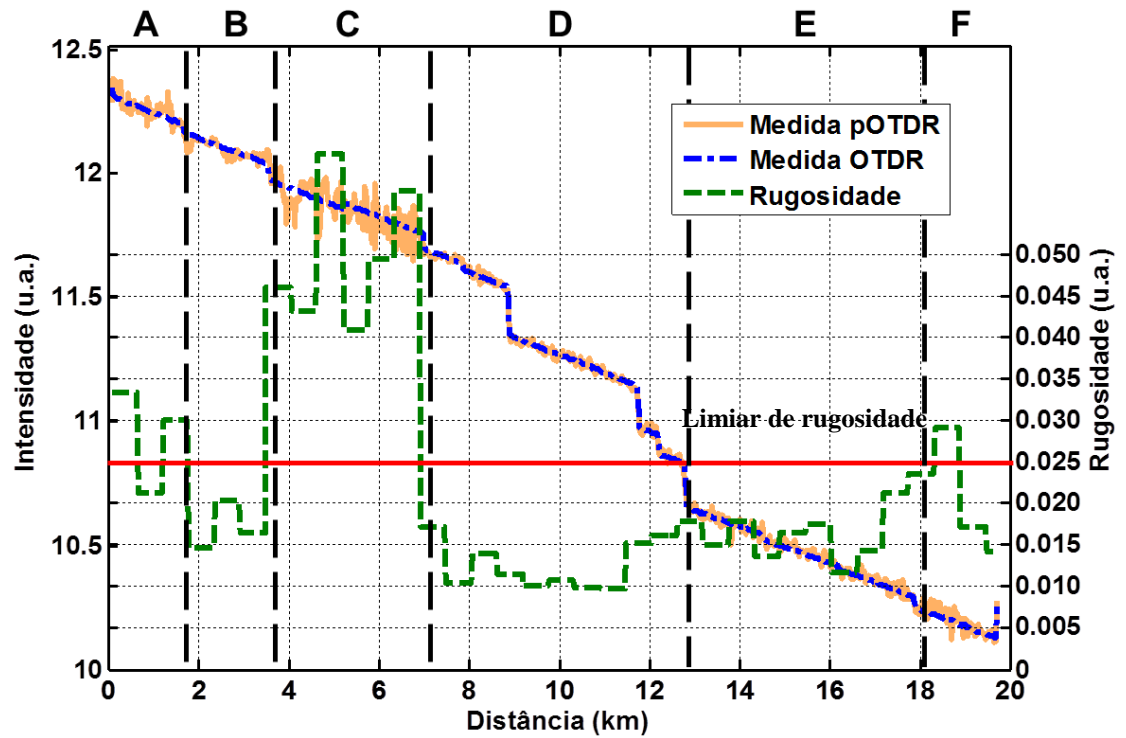


Figura 6.14 - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 20 ns e janelamento de 100 m.

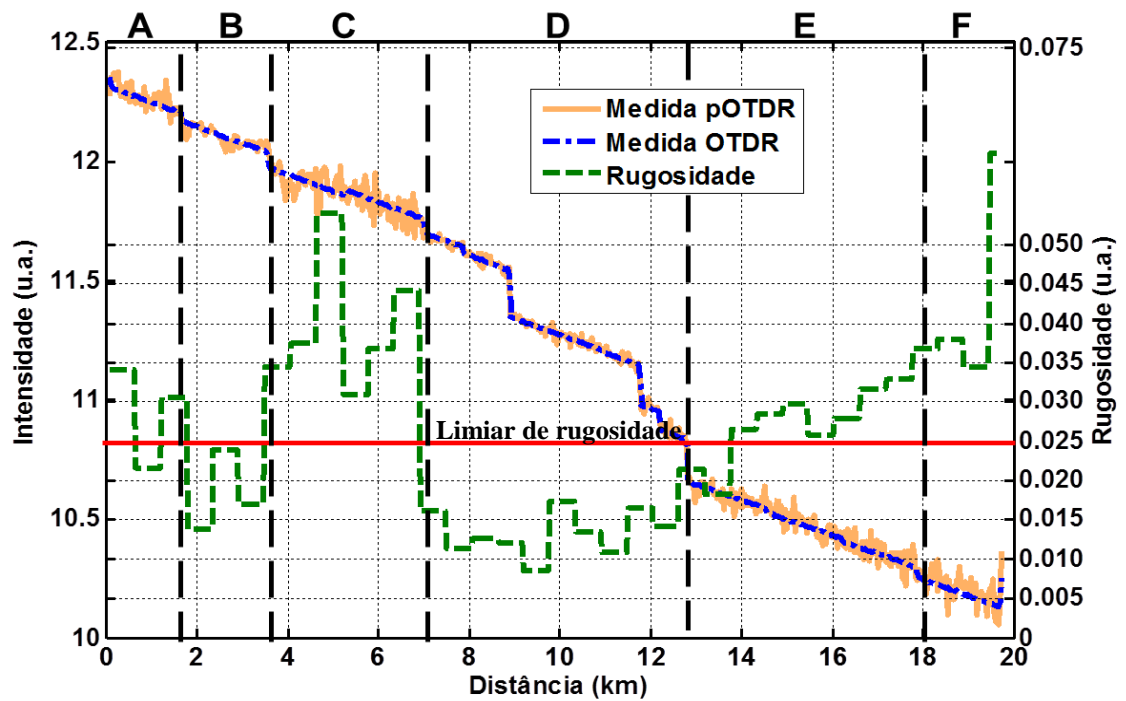


Figura 6.15 - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 10 ns e janelamento de 100 m.

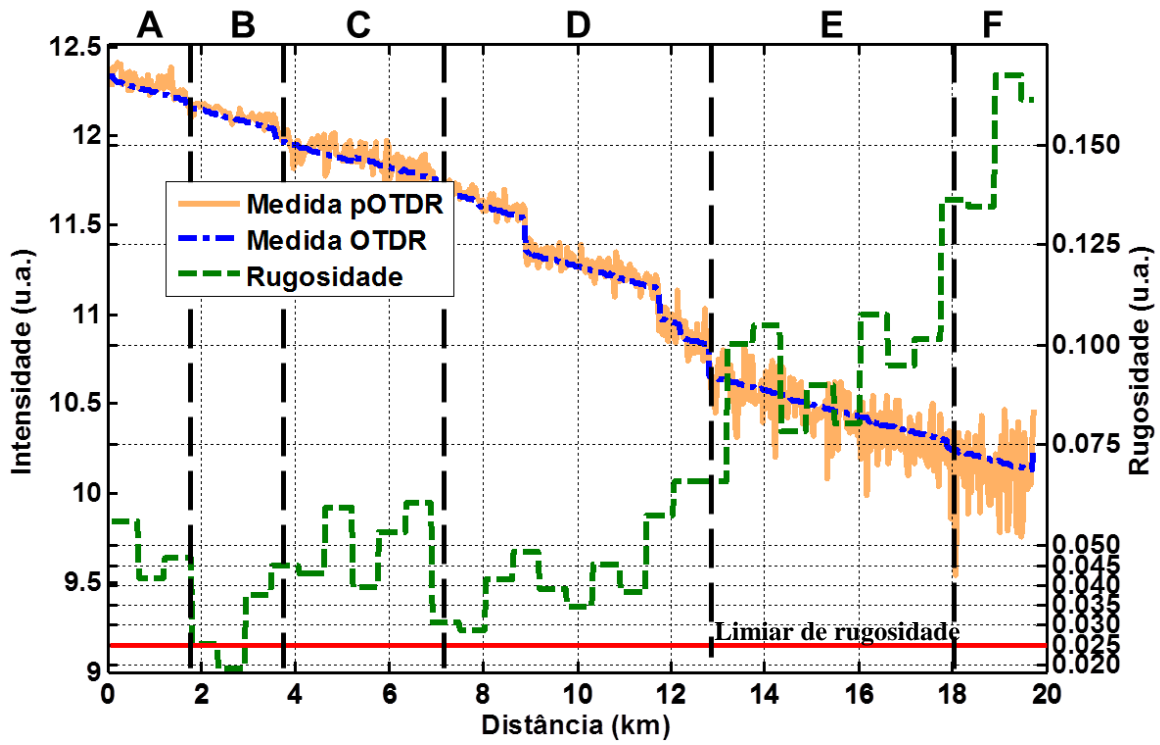


Figura 6.16 - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 5 ns e janelamento de 100 m.

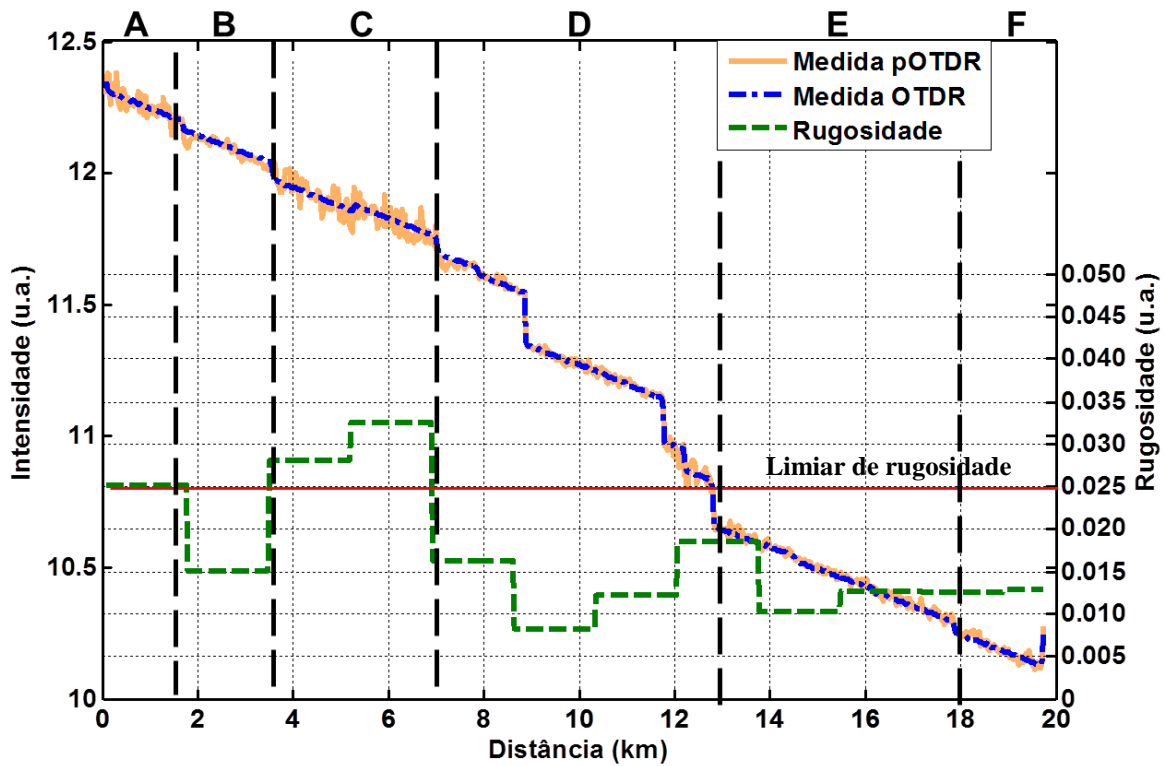


Figura 6.17 - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 50 ns e janelamento de 300 m.

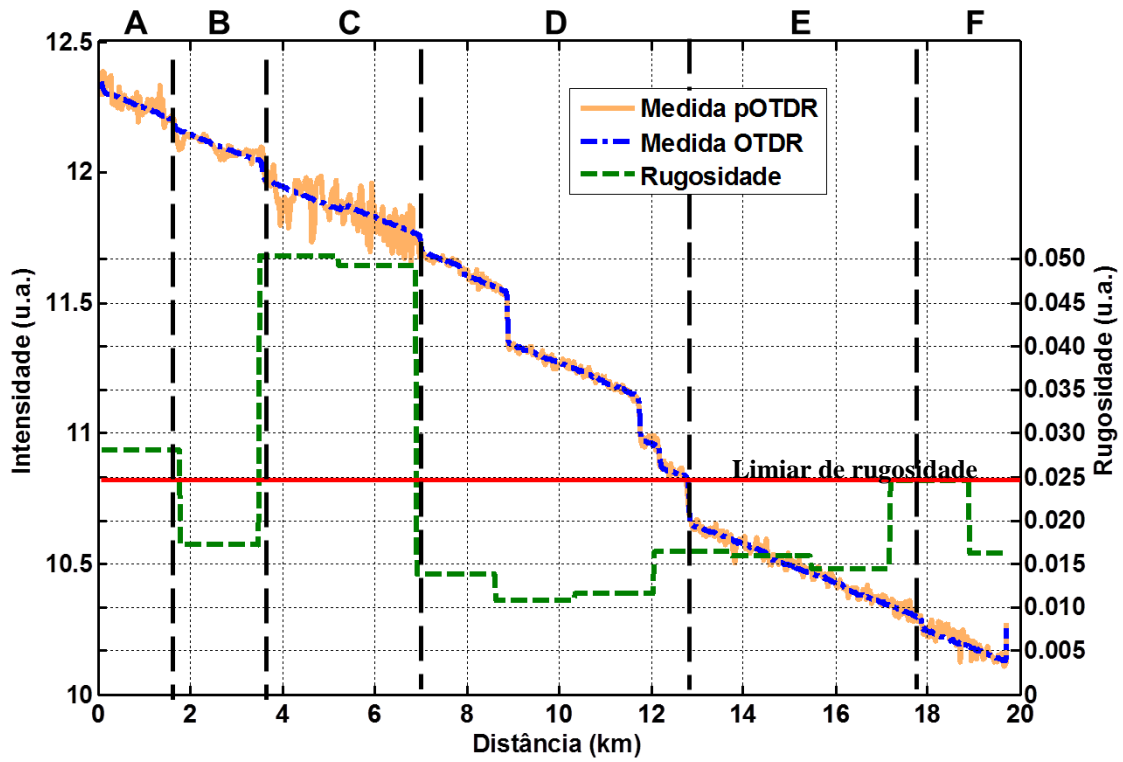


Figura 6.18 - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 20 ns e janelamento de 300 m.

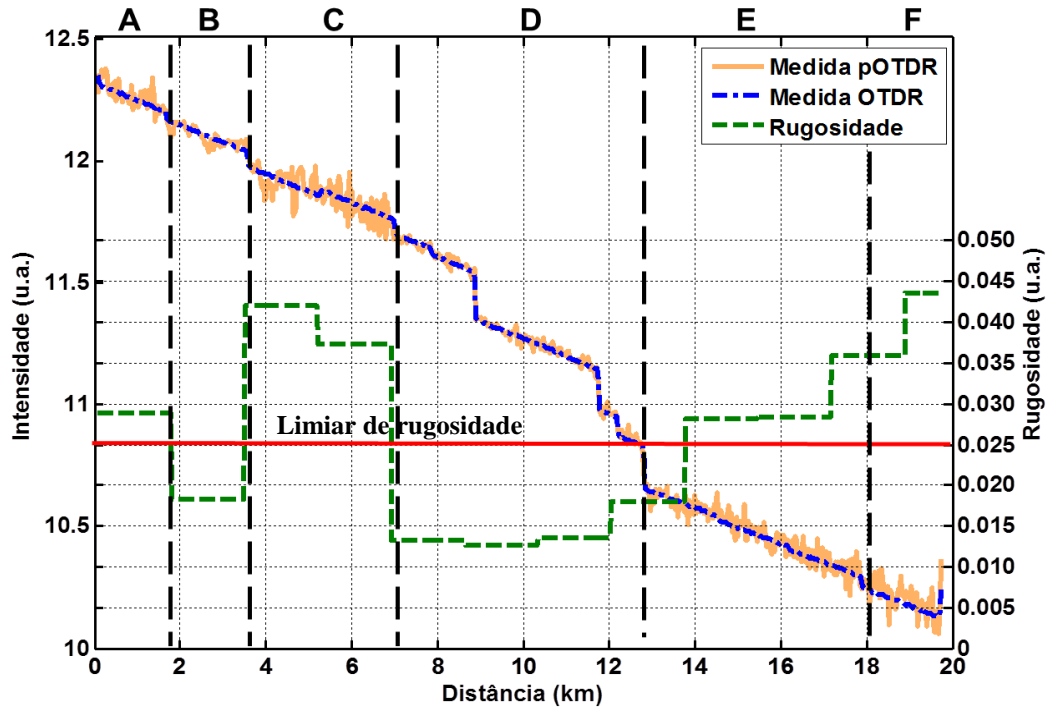


Figura 6.19 - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 10 ns e janelamento de 300 m.

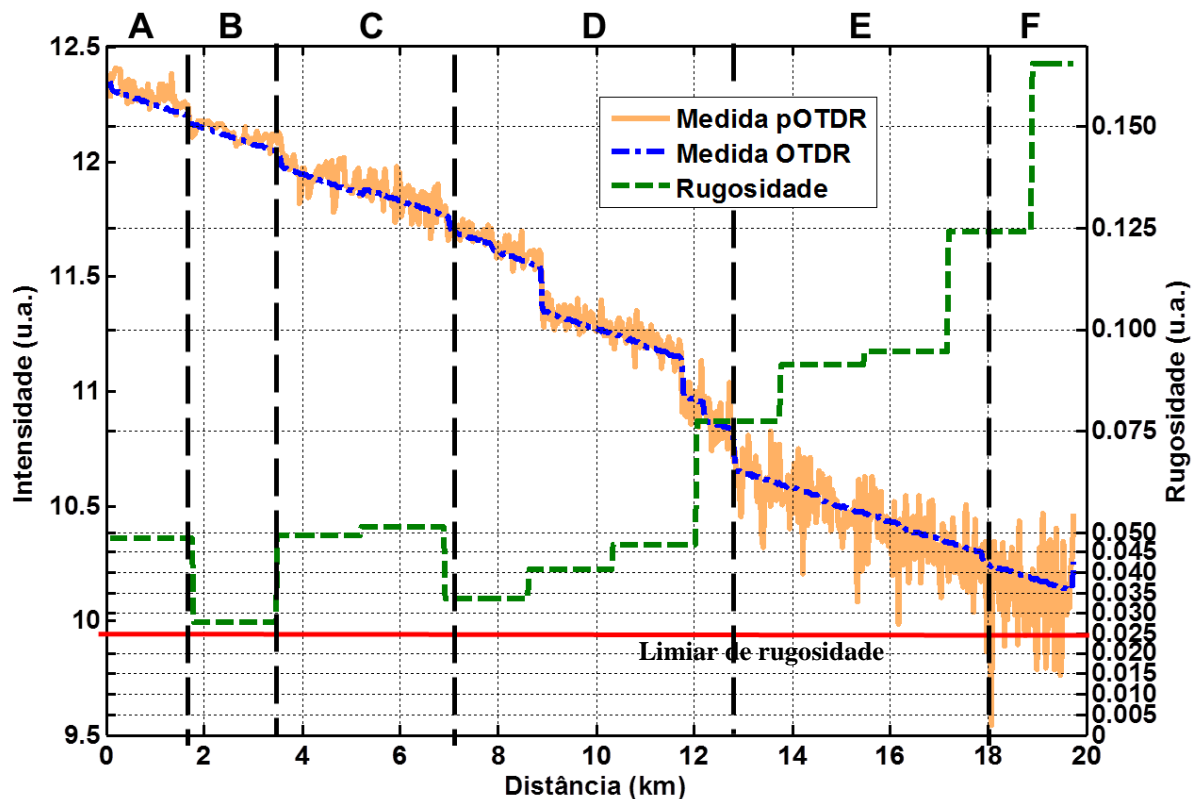


Figura 6.20 - Resultados obtidos em campo para largura de pulso de 5 ns e janelamento de 300 m.

Analisando os resultados obtidos em campo de forma qualitativa, observa-se que ambos os tipos de janelamento revelaram serem os trechos B e D os que possuem a maior PMD de todo o enlace analisado. Um fato que deve ser comentado é a elevada rugosidade dos trechos E e F para pulsos de largura de 5 ns. Ao analisar estes trechos após a realização do experimento, uma dúvida surgiu sobre a origem desta rugosidade elevada, se realmente seria devido a variação do SOP ou devido a ruído no terminal da fibra, considerando o valor estreito da largura do pulso. Esta dúvida não pode ser respondida agora, porém, para experimentos em campo em enlaces de longa distância, será empregada uma técnica de lançar os pulsos do início para o fim da fibra e vice-versa, do fim para o início, buscando eliminar tais dúvidas referentes às medições.

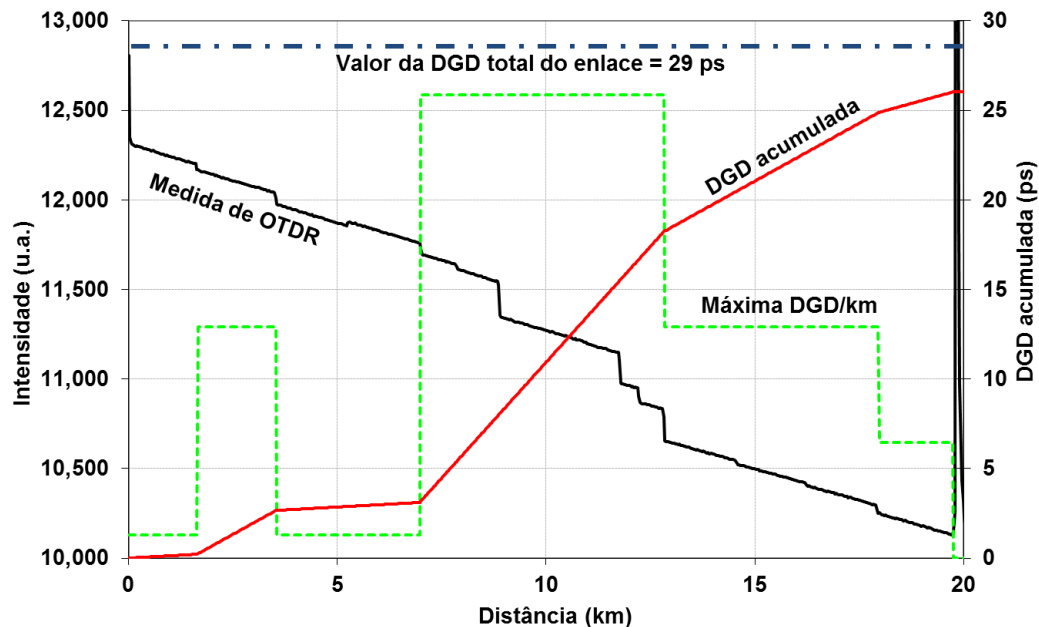
A Tabela 6.7 exhibe os resultados da análise quantitativa dos trechos, para ambos os tipos de janelamento. Observa-se que o trecho de maior valor de DGD estimada foi o trecho D, conforme predito pela análise qualitativa. Visto que o enlace óptico estava enterrado, não foi possível medir sua DGD ponto a ponto com instrumento comercial, apenas sua DGD acumulada total, medida entre os pontos A e F. O valor obtido de DGD acumulada do enlace medida com equipamento comercial foi de 29 ps.



Tabela 6.7. Resultados e parâmetros obtidos na análise dos dados obtidos em campo.

Trecho	Comprimento (km)	PPCR (ps)	UPSR (ps)	DGD/distância (ps/km)	DGD (ps)
A	1,65	100	>100	$0 < \text{DGD}/\text{km} < 0,13$	$0 < \text{DGD} < 0,22$
B	1,88	10	20	$0,64 < \text{DGD}/\text{km} < 1,29$	$1,21 < \text{DGD} < 2,43$
C	3,45	100	>100	$0 < \text{DGD}/\text{km} < 0,13$	$0 < \text{DGD} < 0,44$
D	5,66	5	10	$1,29 < \text{DGD}/\text{km} < 2,59$	$7,32 < \text{DGD} < 14,64$
E	5,38	10	20	$0,65 < \text{DGD}/\text{km} < 1,29$	$3,48 < \text{DGD} < 6,96$
F	1,77	20	50	$0,26 < \text{DGD}/\text{km} < 0,64$	$0,46 < \text{DGD} < 1,14$

Utilizando os valores de DGD/distância mostradas na Tabela 6.7 para cada trecho do enlace, foi calculada a DGD acumulada total do enlace em função de seu comprimento. Este cálculo foi feito integrando os valores máximos de DGD de cada trecho do enlace. A Figura 6.21 exibe os resultados desta análise, contendo o valor da DGD total do enlace medido por equipamento comercial (traço azul), os valores máximos da DGD/km em cada trecho analisado (traço verde) e o valor de DGD acumulada total estimado pelo método proposto neste trabalho (traço vermelho).



**Figura 6.21** – Medidas de DGD acumulada e máxima DGD/km ao longo do enlace, além do valor da DGD total do enlace medida com equipamento comercial.

O valor da DGD acumulada total medido por equipamento comercial, conforme dito anteriormente, foi de 29 ps. Dado que a técnica desenvolvida neste trabalho possibilitou estimar um

valor de DGD acumulada máxima de 26 ps, constata-se que este método aproximou-se significativamente do valor obtido por equipamento convencional e o disponível no mercado, apresentando um erro relativo de 10,3%. Portanto, este resultado valida a possibilidade de utilizar o método desenvolvido em serviços de campo visando investigar a qualidade de fibras ópticas instaladas.

Nesta situação, o operador verificaria qualitativamente através das curvas de rugosidade para 5 ns de largura de pulso, a existência de um trecho com elevada PMD quando comparado ao resto do enlace, o trecho D, que inicia em 7 km e termina em 12,66 km. Caso o operador removesse este trecho e o substituísse por uma fibra óptica de  $PMD \sim 0$  ps, esta substituição resultaria na queda da DGD acumulada total máxima para, aproximadamente, 14,64 ps. Ressalta-se novamente que esta forma de análise e tomada de decisão seria muito mais rápida, menos custosa e mais eficiente quando comparada ao método tradicional de medir a DGD total acumulada em cada trecho de fibra óptica do enlace em questão. Esta redução não pôde ser comprovada experimentalmente, visto que não foi possível desenterrar cada um dos trechos para medir sua DGD separadamente e substituir o mais penalizado. Porém, esta simulação pode ser interpretada como uma idéia de ferramenta para o operador analisar o melhor custo benefício na substituição dos trechos de fibra do enlace antes de fazê-lo na prática.

A granularidade com que o operador consegue localizar trechos cada vez menores de elevada PMD depende, conforme dito anteriormente, da resolução da janela utilizada na análise das medidas. Um exemplo disso é o trecho B do enlace de campo analisado. Quando investigado através de um janelamento de resolução 300 m, para 5 ns de largura de pulso, todo o trecho se encontrava acima do limiar e, conseqüentemente, 5 ns foi o PPCR de todo este trecho. Porém, quando analisado por uma janela de resolução de 100 m, para esta mesma largura de pulso apenas os subtrechos entre 1,65 a 2,28 km e de 2,90 a 3,54 km se encontraram acima do limiar. Desta forma, segundo o janelamento de 100 m, o subtrecho de 2,28 a 2,90 km apresentou o maior valor de PMD não apenas do trecho B, mas de todo o enlace de 19,75 km analisado.

A facilidade desta técnica permite ao operador substituir trechos menores e, conseqüentemente, reduzir o custo total da operação.

## 6.5 CONCLUSÃO DO CAPÍTULO 6

Este capítulo apresentou os resultados obtidos na aplicação do método proposto em enlaces ópticos laboratoriais e enlaces ópticos instalados em campo. Em ambos os cenários, o método foi capaz de localizar os trechos de fibra óptica de maior DGD, bem como estimar seus valores.

Os resultados obtidos em campos destacam-se por serem testes realizados em uma rede óptica real, cenário alvo da proposta deste trabalho.



# Capítulo 7

## 7 CONCLUSÃO

Este trabalho teve como principal objetivo o desenvolvimento e validação experimental de um método empregado para estimar valores de DGD de um enlace óptico e localizar os trechos de maior PMD deste enlace.

A grande motivação para esta proposta é o constante aumento na demanda por informação e transmissão de dados, fato que vem conduzindo as redes de comunicações ópticas a evoluírem em sistemas cada vez mais complexo e com maiores taxas de bits, chegando à ordem de terabit/s. Neste cenário, faz-se necessário o bom funcionamento de redes de comunicações, justificando, portanto, a necessidade de sistemas de medida precisos, exatos, estáveis e capazes de monitorar os parâmetros dos enlaces de fibra óptica e sinais ópticos que compõe esta rede. Dentre estes parâmetros, podem ser citados: relação sinal-ruído óptica (OSNR), dispersão cromática (CD), atenuação por enlace e dispersão dos modos de polarização (PMD).

A PMD causa uma defasagem entre os modos de polarização de um sinal óptico, causando o alargamento temporal do pulso óptico transmitido. Este alargamento aumenta a interferência inter-simbólica do sinal e, conseqüentemente, degrada seu desempenho.

A revisão bibliográfica identificou os métodos propostos até o momento para medição de PMD de primeira ordem, DGD. Os métodos analisados compreenderam tanto medições ponto a ponto quanto medições distribuídas de DGD. Ao final da revisão, concluiu-se que, dentre as técnicas propostas até o momento, as que apresentam maior vantagem são as que possibilitam a medição distribuída da PMD ao longo do enlace. Desta forma, não é necessário desconectar cada trecho de fibra do enlace para medir sua DGD separadamente, economizando tempo, investimento financeiro e deslocamento de operadores por longas extensões.

Os métodos de medição distribuída revisados apresentam certa complexidade de implementação, o que faz ser de grande interesse um método simplificado. Visando este cenário, foi

definida como meta deste trabalho a proposta de um método capaz de localizar, qualitativa e quantitativamente, trechos de elevada PMD em um enlace óptico.

Para atingir esta meta foi proposta uma técnica baseada em polarização da luz e refletometria óptica no domínio do tempo, pOTDR. Esta técnica se destaca por sua simplicidade de implementação e o uso de componentes passivos, sendo o OTDR o único instrumento ativo. A técnica proposta é inovadora e um estudo detalhado do estado da arte de métodos de medir PMD em fibras ópticas provou que sua concepção e validação foram ambas realizadas pela primeira vez, que se tenha conhecimento.

A técnica proposta foi validada em dois cenários diferentes: testes laboratoriais e testes em fibras ópticas instaladas em campo. Em laboratório, o método foi aplicado em duas configurações de enlace óptico distintas, ambas compreendendo fibras de diferentes comprimentos e valores de DGD. Em ambas as configurações, o método se provou eficaz, localizando os trechos de maior DGD e estimando seus possíveis intervalos de valores de maneira coerente com os valores medidos com equipamento comercial.

Os experimentos realizados em campo mostraram a capacidade do método em estimar o valor total de DGD do enlace analisado com erro de aproximadamente 10% em relação ao valor medido com equipamento comercial. Neste cenário, foi possível localizar os trechos de maior PMD e fazer uma simulação demonstrando a queda da DGD total do enlace de 26 ps para aproximadamente 14 ps ao remover o enlace de maior PMD.

Portanto, os resultados obtidos em laboratório e em campo possibilitaram a validação do método nestes dois ambientes distintos, ressaltando a viabilidade de transformar esta técnica em uma possível transferência tecnológica focando a realização de um novo instrumento.

Como trabalhos futuros, podem ser citados: desenvolvimento de técnica para aumentar o alcance das larguras de pulso do OTDR empregado no método proposto e o desenvolvimento de um módulo OTDR com larguras de pulso inferiores a 5 ns para estimações mais precisas.

## REFERÊNCIAS

- [1] D. v. d. B. e. al, "Towards 400G and beyond: how to design the next generation," Kaohsiung, 2011.
- [2] "www.cisco.com," [Online].
- [3] F. Heismann, "Polarization mode dispersion: fundamentals and impact in optical communication systems," Madrid, 1988.
- [4] D. Derickson, Fiber optics test and measurement, Upper Saddle River: Prentice Hall PTR, 1998.
- [5] B. Huttner, B. Gisin and N. Gisin, "Distributed PMD measurement with a Polarization-OTDR in optical fibers," vol. 17, 1999.
- [6] C. D. Poole and D. L. Favrin, "Polarization mode dispersion measurements based on transmission spectra through polariser," vol. 12, no. 6, 1994.
- [7] S. V. Shatalin and A. J. Rogers, "Location of high PMD sections of installed system fiber," 2006.
- [8] D. K. Gifford, B. J. Solier, M. S. Wolfe and M. E. Froggatt, "Distributed fiber-optic temperature sensing using Rayleigh backscatter," Glasgow, 2005.
- [9] A. J. Rogers, "Polarization-optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions," vol. 20, no. 6, 1981.
- [10] C. Franciscangelis, C. Florida, L. A. Ribeiro and F. Fruett, "A Simple Method to Localize and Estimate PMD in Optical Fibers using the Polarization Optical Time Domain Reflectometry Technique," São Sebastião, 2012.
- [11] J. N. Damask, Polarization Optics in Telecommunications, Springer, 2005.
- [12] E. Hecht, Optics, Addison-Wesley Longman, 2002.
- [13] "Decathium," [Online]. Available: <http://decathium.blogspot.com.br/2011/07/five-minute-expert-bow-tie-polarization.html>.
- [14] "Ino Technologies," [Online]. Available: <http://www.ino.ca/en/technologies/>.

- [15] C. R. G. A. Menyuk, *Polarization Mode Dispersion*, Springer, 2005.
- [16] A. W. e. al., "Optical fiber pressure sensor based on photoelasticity and its application," vol. 10, no. 10, 1992.
- [17] C. D. Poole, "Phenomenological approach to polarisation dispersion in long single-mode fibres," *Electronic Letters*, vol. 22, no. 19, 1986.
- [18] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, New York: McGraw Hill Education, 2011.
- [19] "Maxwell - PUC - Rion," [Online]. Available: [http://www.maxwell.vrac.puc-rio.br/4306/4306\\_3.PDF](http://www.maxwell.vrac.puc-rio.br/4306/4306_3.PDF). [Accessed 2014].
- [20] G. C. C. P. Simões, "Simultaneous nominal and effective differential," *Optics Express*, vol. 21, no. 7, 2013.
- [21] G. C. C. P. S. e. al., "Dynamic monochannel first-order polarization mode dispersion compensation through downhill simplex optimization," Natal, 2011.
- [22] R. Hui and M. O' Sullivan, *Fiber Optic Measurement Techniques*, Elsevier Academic Press, 2009.
- [23] C. V. Raman, *The New Physics; Talks on Aspects of Science*, New York: Philosophical Library, 1951.
- [24] C. B. R.Y.Chiao, "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves," vol. 12, 1964.
- [25] L. W. E. Mandel, *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press, 1995.
- [26] L. e. a. Thévenaz, "Evaluation of local birefringence along fibres using Brillouin analysis," *OFMC*, 1997.
- [27] L. e. a. Ursini, "Polarization dependent Brillouin gain in randomly," *Photonics Technology Letters*, 2010.
- [28] L. e. a. Thévenaz, "Fast measurement of local PMD with high spatial resolution using stimulated Brillouin scattering," *ECOC*, 2007.
- [29] H. Sunnerud, "Polarization-Mode Dispersion Measurements Along Installed Optical Fibers Using Gated Backscattered Light and a Polarimeter," vol. 18, no. 7, 2000.



- [30] A. Galtarossa, "Optimized Spinning Design for Low PMD Fibers: An Analytical Approach," vol. 19, no. 10, 2001.
- [31] M. Wuilpart, "Polarization mode dispersion mapping in optical fibers with a Polarization OTDR," vol. 14, 2002.
- [32] M. Wuilpart, "Method for characterising an optical fibre link". Europa, EUA Patent WO2005041449 A1, 6 Maio 2005.
- [33] N. Cyr, "Random-Scrambling Tunable POTDR for Distributed Measurement of Cumulative PMD," vol. 27, no. 18, 2009.
- [34] "Agilent Technologies," [Online]. Available: <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/E6000-91017.pdf>.
- [35] "Single Mode Fiber Loss," IEEE, [Online]. Available: [http://www.ieee802.org/3/av/public/2007\\_03/3av\\_0703\\_anslow\\_1.pdf](http://www.ieee802.org/3/av/public/2007_03/3av_0703_anslow_1.pdf).







**APÊNDICES**



## APÊNDICE A – Publicações no Período

### A) PUBLICAÇÕES REFERENTES AO TEMA DA DISSERTAÇÃO E A SENSORES ÓPTICOS BASEADOS EM POLARIZAÇÃO DA LUZ

- **FRANCISCANGELIS, CAROLINA** ; FLORIDIA, CLAUDIO ; RIBEIRO, LIVIA A. ; FRUETT, FABIANO . A Simple Method to Localize and Estimate PMD in Optical Fibers using the Polarization Optical Time Domain Reflectometry Technique. In: Latin America Optics and Photonics Conference, 2012, Sao Sebastiao. Latin America Optics and Photonics Conference. Washington: OSA, 2012. p. LM3C.2.

- SIMÕES, GLAUCO C. C. P. ; FLORIDIA, CLAUDIO ; **FRANCISCANGELIS, CAROLINA** ; ARGENTATO, MÁRCIO C. ; ROMERO, MURILO A. . Simultaneous nominal and effective differential group delay in-service monitoring method for optical communications systems. Optics Express, v. 21, p. 8190, 2013.

- **FRANCISCANGELIS, C.**, FLORIDIA, C., RIBEIRO, L.A., PENZE, R.S., ROSOLEM, J.B., "Soluções inovadoras de sensoriamento à fibra óptica aplicadas ao setor elétrico," SENDI, 2012.

- **FRANCISCANGELIS, C.** et al, "Theoretical and experimental comparison between power and degree of polarization based optical fiber current sensors," MOMAG, 2012.

- **FRANCISCANGELIS, C.** ; FLORIDIA, C. ; FRUETT, F. ; LEONARDI, A. A. ; BEZERRA, E. W. ; CUNHA, A. S. ; CORSO, V. . Theoretical and experimental comparison between power and degree of polarization based optical fiber current sensors. Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications, v. 12, p. AoP207, 2013.

### B) DEMAIS PUBLICAÇÕES

- ZIBAR, DARKO ; DE CARVALHO, LUIS HENRIQUE HECKER ; ESTARAN, JOSE ; SILVA, EDSON ; **FRANCISCANGELIS, CAROLINA** ; RIBEIRO, VITOR ; BORKOWSKI, ROBERT ; WINTHER, OLE ; SCHMIDT, MIKKEL N. ; OLIVEIRA, JULIO ; MONROY, IDELFONSO TAFUR . Joint Iterative Carrier Synchronization and Signal Detection Employing Expectation Maximization. Journal of Lightwave Technology (Print), v. 32, p. 1608-1615, 2014.

- CARVALHO, LUIS ; PERIN, J. P. K. ; LINAKIS, S. H. ; **FRANCISCANGELIS, C.** ; PORTO DA SILVA, EDSON ; OLIVEIRA, JULIO . Experimental Investigation of Four-Wave Mixing Impacts on 112-Gb/s PDM-QPSK WDM Transmission over Dispersion-Shifted Fiber. Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications, v. 12, p. 104, 2013.

- PORTO DA SILVA, EDSON ; CARVALHO, LUIS ; **FRANCISCANGELIS, CAROLINA** ; DINIZ, JÚLIO ; OLIVEIRA, JULIO ; BORDONALLI, ALDÁRIO . Spectrally-Efficient 448-Gb/s

dual-carrier PDM-16QAM channel in a 75-GHz grid. In: National Fiber Optic Engineers Conference, 2013, Anaheim. Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2013. Washington: OSA, 2013. p. JTh2A.39.

- LINAKIS, S. H. ; CARVALHO, L. H. H. ; **FRANCISCANGELIS, C.** ; SILVA, E. P. ; DINIZ, J. C. M. ; OLIVEIRA, J. C. R. F. . Improvement of 112/224-Gbps optical coherent transmission systems by pre-filtering optimization. In: 2013 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2013, Rio de Janeiro. 2013 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC), 2013. p. 1.

- GUERRERO GONZALEZ, NEIL ; **FRANCISCANGELIS, CAROLINA** ; DE CARVALHO, LUIS H. H. ; P. DA SILVA, EDSON ; DINIZ, JÚLIO C. M. ; DE OLIVEIRA, JÚLIO CÉSAR R. F. . Toward ultra-broadband elastic optical networks: reconfigurable quasi-Nyquist transmitter for metro- and long-haul scenarios. In: SPIE OPTO, 2013, San Francisco. p. 90080I.

- BORKOWSKI, R. ; OLIVEIRA, J. ; TAFUR MONROY, I. ; SILVA, E. ; CARVALHO, L. ; RIBEIRO, V. ; ZIBAR, D. ; **FRANCISCANGELIS, C.** ; ESTARAN, J. . Joint Iterative Carrier Synchronization and Signal Detection for Dual Carrier 448 Gb/s PDM 16-QAM. In: 39th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC 2013), 2013, London. 39th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC 2013). p. 999.



**APÊNDICE B – Matrizes de Jones e Mueller**

<b>Elemento óptico linear</b>	<b>Matriz de Jones</b>	<b>Matriz de Mueller</b>
<b>Polarizador linear horizontal</b>	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
<b>Polarizador linear vertical</b>	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
<b>Polarizador linear em 45°</b>	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
<b>Polarizador linear em -45°</b>	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
<b>Defasador de ¼ de onda, eixo rápido vertical</b>	$e^{j\pi/4} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$
<b>Defasador de ¼ de onda, eixo rápido horizontal</b>	$e^{j\pi/4} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & j \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$
<b>Polarizador circular horá- rio</b>	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

---

**Polarizador circular anti-  
horário**

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{bmatrix}$$

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

---

APÊNDICE C – Vetores de Stokes e Jones

Elemento óptico linear	Vetor de Stokes	Vetor de Jones
<b>Polarizador linear horizontal</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
<b>Polarizador linear vertical</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
<b>Polarizador linear em 45°</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$
<b>Polarizador linear em -45°</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$
<b>Polarizador circular horário</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$
<b>Polarizador circular anti-horário</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$





