

2 Efeitos de Polarização em Fibras Ópticas

Neste capítulo são tratados os assuntos relacionados aos estados de polarização de uma onda plana apresentando a representação por vetores de Jones e a representação de Poincaré, onde são introduzidos os parâmetros de Stokes. A seguir é apresentado o formalismo de Jones para a propagação da luz em dispositivos ópticos e as matrizes de Jones de alguns dispositivos, que permitem o modelamento teórico de grande parte dos sistemas ópticos.

Após será introduzido um estudo teórico dos efeitos combinados de assimetria geométrica e estresse na geometria no guia de onda, onde a dispersão dos modos de polarização (PMD – *Polarization Mode Dispersion*) é criada durante o processo de fabricação das fibras ópticas. Aqui serão abordadas as origens e definições da PMD, sua variação no tempo, sua dependência com o comprimento de onda e sua estatística.

No final do capítulo será apresentada uma visão geral dos compensadores ópticos de PMD de 1ª ordem, seu princípio de funcionamento, os sinais de realimentação utilizados no controle dos compensadores, os diferentes esquemas de compensação e os principais aprimoramentos alcançados nos últimos anos.

2.1. Teoria da Polarização da Luz

A seguir serão tratados de forma resumida os assuntos relacionados à propagação da luz em meios anisotrópicos, apresentando o formalismo de Jones para a propagação da luz em dispositivos ópticos, os parâmetros de Stokes e as matrizes de Jones de alguns dispositivos [11], que permitem o modelamento teórico possibilitando simular grande parte dos sistemas ópticos.

2.1.1. Parâmetros de Stokes e Representação de Poincaré

Os parâmetros de Stokes possuem a particularidade de serem unicamente função da intensidade do campo elétrico medido para determinadas condições iniciais de polarização.

Considerando inicialmente um estado de polarização qualquer, representado pelo vetor de Jones:

$$\vec{V} = \begin{bmatrix} A_x e^{-j\frac{\phi}{2}} \\ A_y e^{+j\frac{\phi}{2}} \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

onde A_x e A_y são as intensidades no eixo x e y respectivamente, e ϕ a fase do sinal óptico.

A partir deste vetor pode-se compor um conjunto de quatro parâmetros, conhecidos como os parâmetros de Stokes, definidos pelas equações:

$$\begin{cases} P_0 = A_x^2 + A_y^2 \\ P_1 = A_x^2 - A_y^2 \\ P_2 = 2A_x A_y \cos \phi \\ P_3 = 2A_x A_y \sin \phi \end{cases} \quad (2.2)$$

Estes parâmetros não são independentes entre si, pois dependem da fase ϕ e da razão entre A_x e A_y . A soma das equações (2.2) mostram que:

$$P_0^2 = P_1^2 + P_2^2 + P_3^2 \quad (2.3)$$

Os 4 parâmetros de Stokes possuem um significado físico bem definido em termos das intensidades. O parâmetro P_0 representa a intensidade total I_0 da onda, P_1 a diferença entre as intensidades das componentes lineares da onda em O_x e O_y , P_2 a diferença entre as intensidades das componentes lineares ao longo

dos eixos a 45° com os eixos x e y e P_3 a diferença entre as intensidades das componentes polarizadas, circular esquerda e direita.

$$\begin{cases} P_0 = I_x + I_y = I_0 \\ P_1 = I_x - I_y \\ P_2 = I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ P_3 = I_E - I_D \end{cases} \quad (2.4)$$

Assim, a medida das intensidades das componentes da onda nos eixos de polarização permite determinar sem ambigüidade o estado de polarização.

Dividindo-se as equações (2.4) por P_0 obtém-se três quantidades normalizadas, $S_i = P_i / P_0$, cuja soma dos quadrados é unitária, de acordo com a equação (2.3). Estas grandezas representam as componentes de um vetor unitário \vec{P} , que no caso da luz polarizada, formam a base para a apresentação dos estados de polarização por meio da esfera de Poincaré, chegando-se às seguintes relações:

$$\begin{cases} S_1 = \cos 2\chi \\ S_2 = \sin 2\chi \cos \phi \\ S_3 = \pm \sin 2\chi \sin \phi \end{cases} \quad (2.5)$$

A análise das três relações sugere uma representação esférica para os estados de polarização, dando origem a esfera de Poincaré, mostrada na figura 1. O vetor S se apresenta como o raio vetor que define um ponto sobre uma esfera de raio unitário, definindo o estado de polarização representado.

Na superfície da esfera de Poincaré todos os estados de polarização da luz estão representados sendo que, algumas observações podem ser feitas com relação a alguns conjuntos de estados e suas localizações na esfera:

- A linha do equador representa todos os estados de polarização linear.
- Os pólos da esfera representam os estados de polarização circulares, sendo que, no pólo norte encontra-se o estado de polarização circular a esquerda e no pólo sul o estado circular a direita.

- Os estados de polarização elípticos na esfera correspondem a todos os outros pontos que não estejam situados na linha do equador e nem nos pólos. Os estados elípticos com a mesma elipticidade estão situados em planos paralelos ao plano do equador.
- Estados com polarizações ortogonais correspondem a pontos diametralmente opostos.

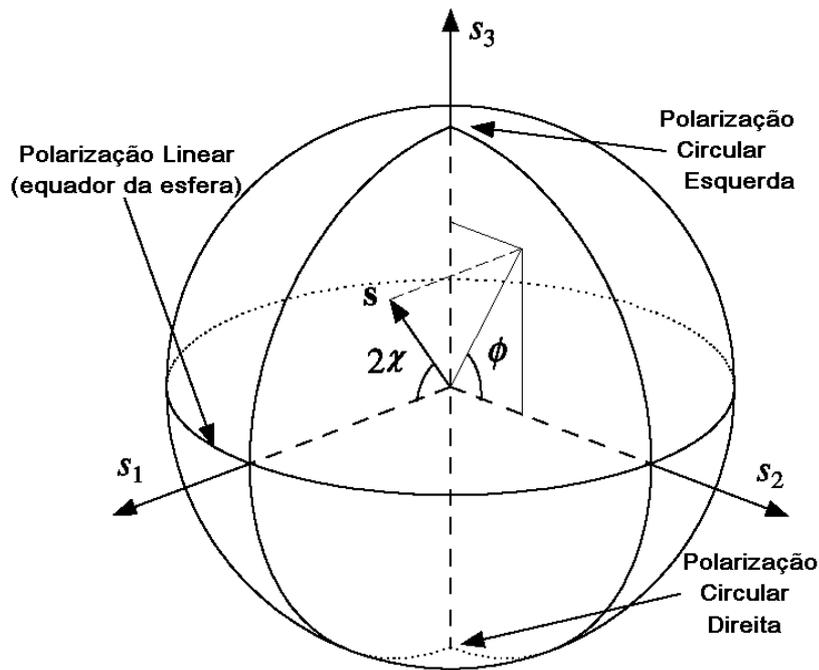


Figura 1 - Esfera de Poincaré e os Principais Estados de Polarização.

2.1.2. Propagação da Luz nos Dispositivos Ópticos

A representação de dispositivos ópticos como: polarizadores, defasadores, fibras ópticas e etc., pode ser associada a operadores lineares com autovetores que podem ser escritos a partir de bases ortogonais particulares (base de estados lineares e de estados circulares), empregando o formalismo de Jones.

Considerando que, em um referencial ortogonal, o operador linear pode ser representado por uma matriz M (2×2), e a partir dos autovetores e autovalores do dispositivo chega-se à matriz de Jones do dispositivo. Pode-se então, calcular o estado de polarização emergente \hat{D}_e de um dispositivo com matriz de Jones M ,

para um estado de polarização incidente \hat{D}_i , através da expressão matricial que relaciona estes estados:

$$\hat{D}_e = M\hat{D}_i \quad (2.6)$$

Para um dispositivo genérico, as componentes dos autovetores \hat{V}_1 e \hat{V}_2 , na base escolhida podem ser eventualmente complexas e escritas na forma:

$$\hat{V}_1 = \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} \quad \hat{V}_2 = \begin{bmatrix} -v^* \\ u^* \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

que são vetores ortogonais e apresentam componentes que satisfazem a relação:

$$uu^* + vv^* = 1 \quad (2.8)$$

A matriz de Jones M de um dispositivo óptico, com autovetores apresentados em (2.7), é representada pela matriz 2x2:

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

onde a matriz M satisfaz as equações matriciais:

$$\begin{cases} M\hat{V}_1 = \lambda_1\hat{V}_1 \\ M\hat{V}_2 = \lambda_2\hat{V}_2 \end{cases} \quad (2.10)$$

onde \hat{V}_1 e \hat{V}_2 são os autovetores que representam os auto-estados de propagação do dispositivo associados aos autovalores λ_1 e λ_2 . A determinação das componentes da matriz M são obtidas resolvendo-se o sistema linear da equação (2.10). Este sistema para autovetores normalizados resulta em:

$$M = \begin{bmatrix} \lambda_1 uu^* + \lambda_2 vv^* & (\lambda_1 - \lambda_2) uv^* \\ (\lambda_1 - \lambda_2) vu^* & \lambda_1 vv^* + \lambda_2 uu^* \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

Algumas propriedades importantes das matrizes de Jones podem ser observadas. Por exemplo, o cálculo do determinante é imediato e igual a $|M| = \det(M) = \lambda_1 \lambda_2$. No caso em que os autovalores têm módulo unitário (meio sem perda nem amplificação), situação particular dos defasadores e rotatores, de modo que, as constantes ABCD satisfazem as equações:

$$\begin{cases} A = D^* \\ B = -C^* \\ |A|^2 + |C|^2 = 1 \end{cases} \quad (2.12)$$

2.1.3. Matriz de Jones de Alguns Dispositivos

A seguir são apresentadas as matrizes de Jones de alguns dispositivos ópticos. Os desenvolvimentos matemáticos não serão mostrados, sendo que podem ser encontrados no Capítulo 3 de [11].

A matriz para um polarizador formando ângulo θ com o eixo x , será dada por:

$$P_\theta = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \text{sen } \theta \cos \theta \\ \text{sen } \theta \cos \theta & \text{sen}^2 \theta \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

A transmissão de uma onda de polarização linear formando um ângulo θ com o eixo x , através de um polarizador ao longo deste mesmo eixo resultará, conforme (2.6), em um estado de polarização emergente dado por:

$$V' = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \text{sen } \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

Sendo que a intensidade transmitida é dada pelo quadrado da norma do vetor, assim $I = \cos^2 \theta$, de acordo com a lei de transmissão, mostrando que a

intensidade transmitida será função do ângulo da polarização linear de entrada, de forma que a variação deste ângulo resulta na modulação em amplitude do estado linear de polarização emergente.

No caso de uma lâmina birrefringente com anisotropia linear, na qual o índice de refração em cada um dos eixos de birrefringência é dado por n_x e n_y , pode-se escrever a birrefringência da lâmina como $\Delta n = n_x - n_y$ e a defasagem entre as duas componentes do campo por ela introduzida como sendo igual a $\phi = (\Delta n / c) e$, onde e é a espessura da lâmina. Considerando que inicialmente esta lâmina tenha auto-estados lineares genéricos, pode-se escrever a matriz de Jones desta lâmina, como sendo:

$$M(\phi, \theta) = \begin{bmatrix} \cos \phi / 2 + j \cos 2\theta \sin \phi / 2 & j \sin 2\theta \sin \phi / 2 \\ j \sin 2\theta \sin \phi / 2 & \cos \phi / 2 - j \cos 2\theta \sin \phi / 2 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

No caso particular em que estes auto-estados são os vetores em x e y a matriz se reduz a:

$$M(\phi, 0) = M(\phi) = \begin{bmatrix} e^{j\frac{\phi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\phi}{2}} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

2.2.

Estudo da Dispersão dos Modos de Polarização em Fibras Ópticas

A dispersão dos modos de polarização (PMD – *Polarization Mode Dispersion*) surge nas fibras monomodo quando os efeitos combinados de assimetria geométrica e estresse na geometria do guia são criados durante a fabricação. Em trajetos longos de fibra o efeito da dispersão dos modos de polarização é complicado por perturbações mecânicas internas e externas, tornando a dispersão na fibra sensível a estas perturbações [12, 13].

Neste item são abordadas as origens e definições da PMD, sua variação no tempo, sua dependência com o comprimento de onda e sua estatística.

2.2.1. Origens e Definições da PMD

As fibras monomodo suportam na verdade dois modos de propagação com polarizações ortogonais com mesma distribuição espacial. Numa fibra óptica ideal, perfeitamente simétrica e sem tensões internas, os dois modos de polarização têm a mesma velocidade de fase e de grupo, ou seja, o índice de refração é o mesmo para as duas polarizações. Entretanto, em uma fibra óptica real a simetria nunca é perfeita e existem tensões residuais que atuam sobre o núcleo da fibra fazendo com que o índice de refração passe a depender da orientação da polarização da luz em relação aos eixos principais da fibra, de modo que esta passa a apresentar birrefringência. Cada modo de polarização tem uma velocidade de grupo diferente dando origem a uma distorção do sinal conhecida como dispersão de polarização.

As birrefringências residuais têm sido bastante reduzidas com processos de fabricação controlados. No que se refere às tensões externas pode-se dizer que o desempenho da fibra será dependente das condições ambientais, sendo que as variações da birrefringência da fibra serão aleatórias.

Para entender como se dá a distorção do sinal, considerar-se-á inicialmente uma fibra óptica com os eixos perfeitamente definidos e constantes ao longo da fibra.

As fibras ópticas com alta birrefringência (HiBi – *High Birefringence*) [14, 15] possuem dois eixos de polarização bem definidos e ortogonais entre si. Estes eixos são criados introduzindo tensões internas no processo de fabricação. Estas fibras mantêm a polarização da luz quando uma polarização linear x ou linear y é lançada e para outras polarizações de entrada, o estado de polarização se altera na fibra, retornando periodicamente ao estado inicial.

No caso específico deste tipo de fibra, os eixos de birrefringência definem dois auto-estados de polarização da matriz de Jones da fibra, que são fixos ao longo de toda a fibra e independentes da frequência óptica. Estes auto-estados propagam-se com velocidades de grupo diferentes, sendo que a diferença entre os tempos de propagação de cada um dos auto-estados é chamado de atraso diferencial de grupo (DGD – *Differential Group Delay*), que também independe da frequência óptica em primeira ordem. A diferença de velocidade de propagação

faz com que os auto-estados sejam descritos como sendo um modo rápido e um modo lento.

Se o estado de polarização na entrada da fibra não estiver alinhado com um dos auto-estados, a luz será acoplada em cada um destes proporcionalmente e propagar-se-á alternando o seu estado de polarização, retornando periodicamente ao estado inicial. Na figura 2 é mostrado o caso em que a luz é lançada a 45° em uma fibra HiBi.

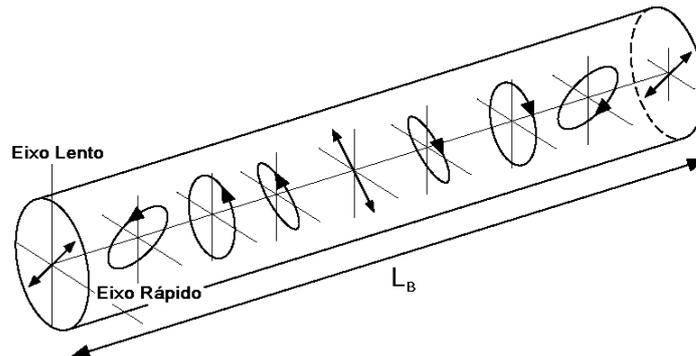


Figura 2 – Evolução da polarização da luz em uma fibra HiBi com lançamento a 45° com os eixos principais.

O período de variação do estado de polarização L_B é chamado comprimento de batimento da fibra, e é da ordem de 1 mm de comprimento de fibra dependendo do tipo de fibra HiBi em questão. Se a largura espectral da luz for extremamente estreita (onda monocromática), após um longo trecho de fibra o estado de polarização será elíptico de um modo geral. Entretanto, se a largura espectral for grande, o atraso de grupo entre os dois modos de polarização crescerá e eventualmente tornar-se-á maior do que o tempo de coerência da fonte, fazendo com que a luz fique despolarizada. As duas componentes ortogonais de polarização deixarão de ter coerência de fase e neste caso o sinal poderá ser descrito como a soma de duas ondas independentes que se propagam com velocidades de grupo diferentes, resultando em dois sinais na saída da fibra, atrasados pela diferença das velocidades de grupo, como ilustra a figura 3.

Neste caso, como não há acoplamento entre os modos, ou seja, a luz que se propaga num dos modos não excita o outro modo, que lhe é ortogonal, fazendo com que o atraso entre os dois modos, que é a dispersão de polarização, seja proporcional ao comprimento da fibra HiBi.

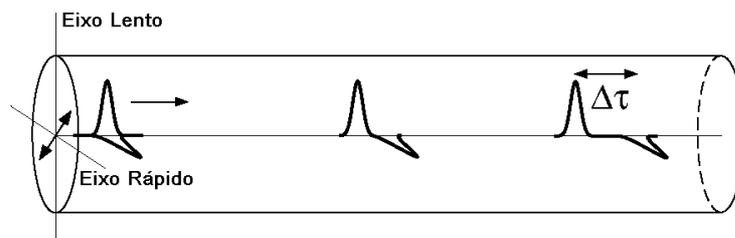


Figura 3 – Propagação de um pulso ao longo de uma fibra HiBi.

Em uma fibra monomodo normal a birrefringência resultante das pequenas assimetrias e das tensões na fibra é da ordem de alguns fentossegundos por metro, podendo ser representada por $\Delta n = n_x - n_y$. A matriz de Jones para a fibra monomodo contém os efeitos de todas as birrefringências locais induzidas ao longo da fibra. Logo se pode considerar a fibra monomodo normal como uma concatenação de defasadores com birrefringências distintas e acopladas com ângulos aleatórios. A matriz de Jones resultante da concatenação de três ou mais defasadores, acoplados com eixos distintos de birrefringência não coincidentes, possui auto-estados que são dependentes do comprimento de onda. Assim, os auto-estados da matriz de Jones de uma fibra normal serão dependentes da frequência óptica, ao contrário do caso particular das fibras HiBi. No entanto, a representação de qualquer estado de polarização incidente é impossível. Mas foi observado que todo o meio linear de transmissão sem perdas dependentes da polarização possui dois estados de polarização de entrada, ortogonais entre si, associados a dois estados de polarização de saída, também ortogonais, que não mostram dependência com a frequência óptica em primeira ordem. Estes estados de polarização formam uma base conveniente para a descrição e caracterização da PMD em fibras monomodo normais, e foram chamados de estados principais de polarização (PSP - *Principal States of Polarization*). Assim os PSPs foram definidos como sendo aqueles estados de polarização de entrada, para os quais os correspondentes estados de polarização de saída são independentes da frequência óptica em primeira ordem. Assim, para cada frequência óptica existem dois estados de polarização de entrada que obedecem a este critério, sendo chamados de PSPs de entrada. Pode-se perceber que não necessariamente os PSPs de entrada serão iguais aos de saída da fibra, sendo necessário ressaltar ainda que os PSPs nas fibras normais não são iguais aos auto-estados da matriz de Jones da fibra.

Devido à birrefringência da fibra, cada um dos PSPs propaga-se na fibra com velocidade de grupo diferente, sendo que podem ser discriminados conforme sua velocidade, como: estado rápido e estado lento. A diferença entre tempos de propagação do estado rápido e do lento, assim como nas fibras HiBi, está relacionado a um DGD, que neste caso depende da frequência óptica.

Como a birrefringência residual depende das condições externas, cada trecho da fibra se altera com o tempo, assim como a matriz global da fibra, deste modo a polarização dos estados principais (PSP) e o atraso entre eles (DGD) são variáveis no tempo.

A variação temporal do atraso diferencial de grupo (DGD) entre os PSP é aleatória (efeitos de variação da temperatura), de modo que o DGD varia permanentemente ao longo do tempo [16]. Na figura 4 é apresentada a variação típica do DGD em função do comprimento de onda, para uma fibra normal. A variação do DGD em função do comprimento de onda é similar a sua variação em relação ao tempo [16].

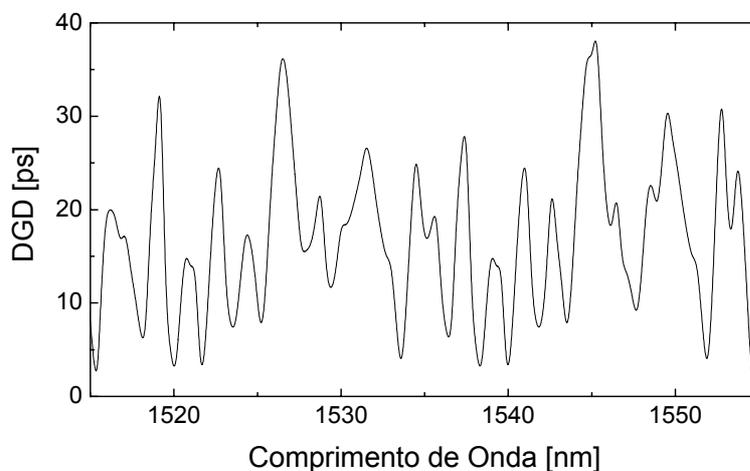


Figura 4 – Medida típica da variação do DGD em função do comprimento de onda.

Para definir completamente a PMD, um vetor dispersão $\Omega(\omega)$ deve ser introduzido, sendo seu módulo $|\vec{\Omega}|$ igual ao DGD entre os PSPs na frequência ω , e sua direção $\hat{\Omega}$ na esfera de Poincaré, por definição, é o vetor do PSP mais lento.

Para representar os PSPs na esfera de Poincaré basta representar um dos estados, pois o outro é ortogonal. A evolução dos PSP na esfera de Poincaré é representada por um vetor $\hat{\Omega}$, como mostrado na figura 5.

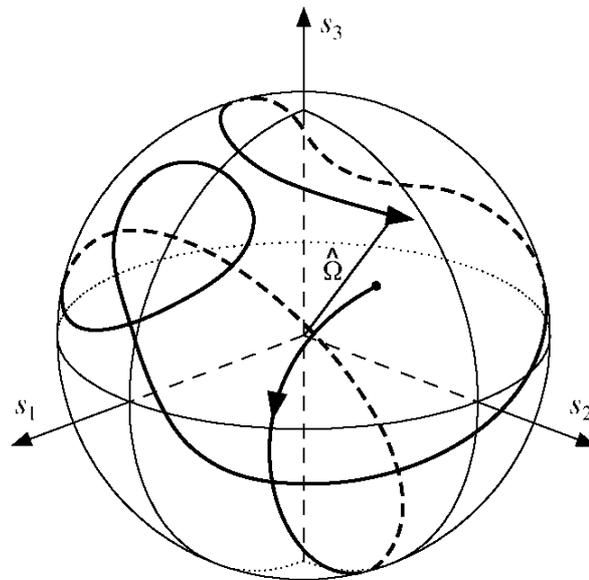


Figura 5 – Representação esquemática da evolução temporal de um dos estados principais de polarização (PSP).

2.2.2. Teoria da PMD

A PMD de primeira ordem está relacionada com o valor do DGD em uma frequência óptica determinada. Mas a aleatoriedade das birrefringências causada por fatores externos nas fibras normais faz com que os PSPs e o DGD variem ao longo do tempo e na frequência óptica como visto na figura 4. A PMD é o valor médio do DGD e como as variações deste são aleatórias considera-se a PMD uma grandeza estocástica.

Conforme já mostrado, para a descrição da PMD define-se um vetor $\hat{\Omega}$ cujo módulo é o DGD e cuja direção caracteriza os PSP na esfera de Poincaré. Este vetor varia no tempo devido à micro-variações das condições externas da fibra e com o comprimento de onda do sinal óptico, característica esta que está diretamente ligada ao fenômeno de birrefringência. Para se chegar à distribuição estatística do DGD ($\delta\tau(\omega)$) considera-se uma fibra com grande quantidade de acoplamento de modos, o que faz com que a orientação do vetor $\hat{\Omega}$ mude de maneira aleatória seguindo distribuição Gaussiana [7].

Já a distribuição estatística para os DGDs de uma fibra óptica monomodo é Maxwelliana [7], sendo que experimentalmente é difícil reproduzir valores de

DGD muitas vezes maior que o valor da PMD, já que estes tem uma pequena baixa probabilidade de ocorrer. A distribuição estatística do DGD é dada por [9]:

$$P(\tau) = \frac{32 \delta \tau^2}{\pi^2 \Delta \tau^3} \exp\left(-\frac{4 \delta \tau^2}{\pi \Delta \tau^2}\right) \quad (2.17)$$

onde $\Delta \tau$ é o valor da PMD. A figura 6 representa esta distribuição.

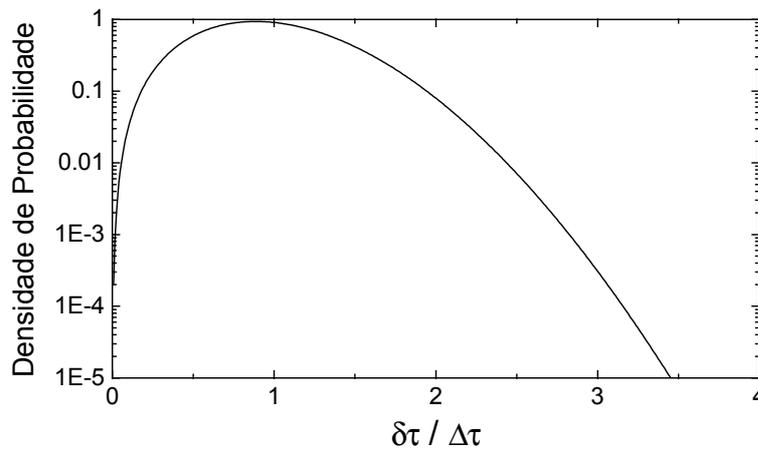


Figura 6 – Distribuição estatística do DGD normalizada em relação a PMD.

No caso de fibras HiBi, onde não há acoplamento de modos, o comportamento do DGD é determinístico, de modo que a PMD de uma fibra é igual ao valor fixo do DGD e depende linearmente do comprimento da fibra.

No modelamento teórico para a PMD, apresentado em [8], baseado na estatística dos tempos médios de vôo para um pulso curto em relação à PMD da fibra, é introduzido um modelo que considera que a luz, após viajar um comprimento δl , tem a probabilidade p de acoplar os seus modos, sendo que depois de percorrer uma distância $m \cdot \delta l$, a luz poderá ter sido acoplada $m - 1$ vezes entre os dois modos. A partir destas considerações, chegou-se a uma equação diferencial de função densidade de probabilidade do tempo de vôo dos pulsos $p_1(\delta \tau)$, conhecida como equação do telégrafo:

$$\frac{\partial^2 p_1(\delta \tau)}{\partial l^2} = B^2 \frac{\partial^2 p_1(\delta \tau)}{\partial \tau^2} - \frac{2}{h} \frac{\partial p_1(\delta \tau)}{\partial l} \quad (2.18)$$

onde B é a birrefringência modal média ao longo da fibra, h é o comprimento médio de acoplamento e l o comprimento da fibra.

A solução analítica da equação (2.18) resulta em uma expressão para $p_1(\delta\tau)$ em fibras normais, sendo que o atraso quadrático médio (valor *rms* dos DGDs) pode ser calculado pela expressão:

$$\langle \Delta\tau_{rms}^2 \rangle \equiv \frac{B^2 h^2}{2} \left(\frac{2l}{h} - 1 + e^{-\frac{2l}{h}} \right) \quad (2.19)$$

onde neste caso, $\Delta\tau$ é o valor rms dos DGDs.

Pela expansão da equação (2.19) em série de Taylor, pode-se verificar que, para $h/l \gg 1$, a PMD tende para $\Delta\tau \cong Bl$ e neste caso a fibra não possuirá acoplamento aleatório de modos (fibra HiBi) e a dependência da PMD será linear com o comprimento da fibra (ps/m). Para $h/l \ll 1$ a dependência da PMD não será linear ($\Delta\tau \cong B\sqrt{hl}$), caso das fibras normais, onde existem acoplamentos aleatórios de modos (h é finito), sendo que a PMD será expressa em ps/\sqrt{km} .

A variação do vetor $\hat{\Omega}$ se verifica tanto no módulo do vetor como na sua orientação na esfera de Poincaré, de modo que tanto o DGD quanto a orientação relativa entre a polarização do sinal e os PSP variam no tempo e na frequência óptica. Este fenômeno dá origem a uma distorção suplementar, chamada de PMD de segunda ordem, fenômeno que vem com a variação do vetor $\hat{\Omega}$ com a frequência óptica. A PMD de 2ª ordem é descrita pelo vetor:

$$\hat{\Omega}_\omega = \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \omega} \quad (2.20)$$

Segundo P. Ciprut e al [9], este vetor possui média zero e uma dependência linear com o comprimento da fibra. Seu efeito é similar ao da dispersão cromática, pois também depende da largura espectral da fonte óptica, ou seja, cada comprimento de onda terá um atraso diferente.

A PMD de 2ª ordem pode ser relacionada à PMD de 1ª ordem. No caso de fibras de longos comprimentos com acoplamento aleatório de modos [9], ter-se-á:

$$\sqrt{\langle \Omega_\omega^2 \rangle} \cong \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\Delta\tau_{rms}^2}{\sqrt{3}} \quad (2.21)$$

Neste caso, como a PMD 1ª ordem cresce com \sqrt{l} , a PMD de 2ª ordem crescerá linearmente com o comprimento da fibra. Assim, se uma fibra tem PMD média de $0,5 \text{ ps} / \sqrt{\text{km}}$ a sua PMD de 2ª ordem será $\sim 0,17 \text{ ps} / \text{nm km}$.

A estatística da PMD de 2ª ordem difere da estatística do DGD. No caso mais geral, em que o comprimento da fibra pode ser considerado muito maior que o comprimento médio de acoplamento h , a birrefringência aleatória para a PMD de 2ª ordem pode ser escrita em função do parâmetro de PMD de 1ª ordem [9], resultando na densidade de probabilidade de se encontrar um valor $\Omega_\omega = |\Omega_\omega|$:

$$p(\Omega_\omega) = \frac{32 \Omega_\omega \sinh(4\Omega_\omega / \Delta\tau^2)}{\pi \Delta\tau^4 \cosh(4\Omega_\omega / \Delta\tau^2)} \quad (2.22)$$

onde $\Delta\tau$ é igual ao valor médio dos DGDs (PMD de 1ª ordem).

A figura 7 apresenta o comportamento da distribuição expressa por (2.22):

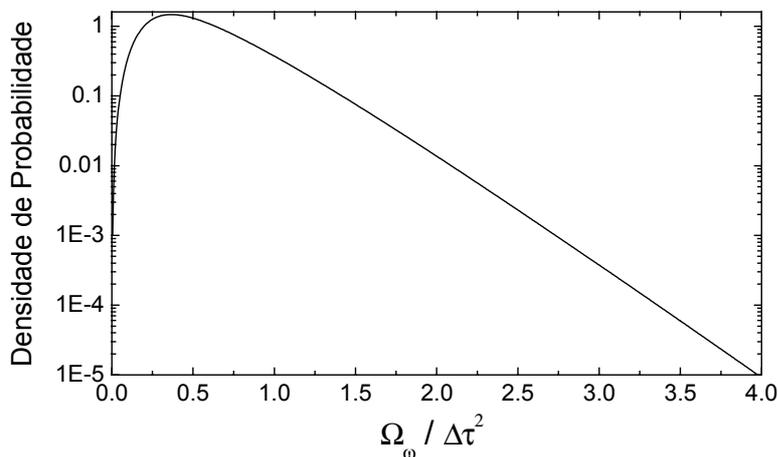


Figura 7 – Distribuição de probabilidade da PMD de 2ª ordem.

2.3. Visão Geral dos Compensadores de PMD

Os diferentes métodos de compensação de PMD podem ser divididos em diferentes categorias, dependendo da maneira como a compensação é feita, eletricamente [53, 54], opto-eletrônica [55] ou óptica [56-66], e ainda quando a compensação é realizada, antes ou após o enlace de transmissão (pré ou pós-compensação). Dentre os métodos de compensação óptica de 1ª ordem um método direto de reduzir os efeitos da PMD opticamente é o lançamento no PSP [56], onde na entrada da fibra lança-se a luz no eixo rápido ou no eixo lento, excitando assim um único modo de polarização da fibra, permitindo a propagação do pulso sem alargamento como ilustra a figura 8.

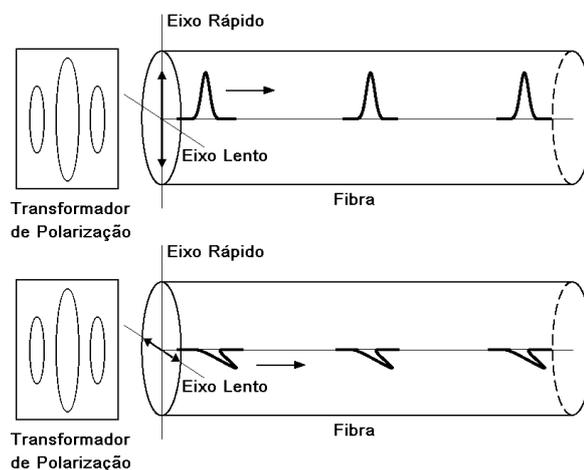


Figura 8 – Princípio de funcionamento de um compensador utilizando o método do PSP.

Neste método o transformador de polarização é colocado na entrada do enlace (pré-compensação) e o sinal de controle deve ser enviado por um outro canal ou fibra, o que pode caracterizar uma desvantagem.

Outro tipo de compensação é a pós-compensação sendo que o princípio de operação de um compensador de primeira ordem [22] que fica na saída da fibra é o de contra alinhar o atraso diferencial de grupo entre os modos de polarização da fibra com os modos de polarização da linha de atraso, como ilustra a figura 9. O PSP que se desloca através do eixo rápido da fibra passa por um transformador de polarização que o alinha com eixo lento da linha de atraso e vice-versa. Este método de compensação tem a vantagem de ter todos os elementos que compõem

o compensador no final do enlace, facilitando o controle, sem a necessidade de um canal para a realimentação do sistema.

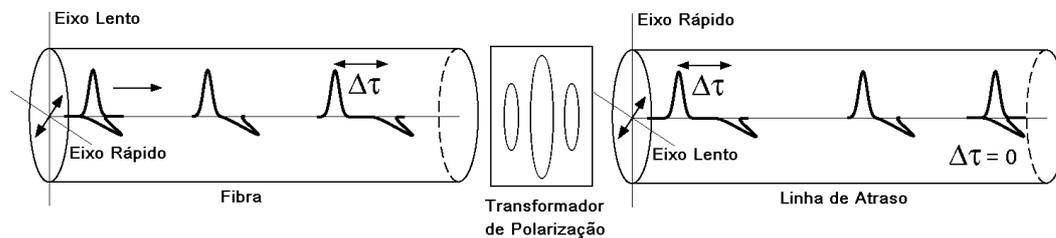


Figura 9 – Princípio de operação de um compensador de PMD de 1ª ordem.

Basicamente ambos esquemas de compensação são formados por um elemento ativo de transformação da polarização, um sistema de realimentação e um algoritmo de controle, sendo que no caso da pós-compensação ainda deve-se adicionar um elemento passivo (linha de atraso fixa) [57-59] ou ativo (linha de atraso variável) [21, 22] de DGD.

De acordo com o que será mostrado no capítulo 3, uma fibra pode ser modelada por um emulador de PMD com um número finito de seções, e portando um compensador de PMD pode ser modelado pela concatenação de um emulador, um controlador de polarização e uma linha de atraso.

2.4.

Princípio Básico de Funcionamento dos Compensadores de PMD

No domínio óptico, o princípio de operação dos compensadores é o de reduzir a PMD total do enlace + compensador. Portanto um compensador é geralmente composto por uma linha de atraso que nada mais é que elementos de alta birrefringência (fibra que mantém a polarização [60], linhas de atraso de LiNbO3 [21, 76], redes de Bragg [61]) separados por controladores de polarização.

A figura 10 mostra o esquema básico de um compensador de PMD: um elemento fixo de alta birrefringência (linha de atraso fixa), um controlador de polarização para orientar os eixos do elemento de alta birrefringência em relação aos eixos da fibra do enlace e um elemento de medida da qualidade do sinal, usado pelo algoritmo de controle.

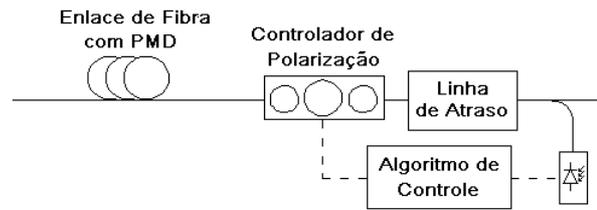


Figura 10 – Esquema básico de um compensador de PMD.

O algoritmo de controle é o ponto chave do compensador, pois é ele que interpreta as informações de realimentação e otimiza o sinal de saída. Os cuidados para que o algoritmo de controle não fique preso em um máximo local é importante, pois isto pode representar um fator limitante na performance do sistema de compensação. Pontos de sub-ótimo podem acarretar impactos desastrosos na qualidade de transmissão [62].

A condição de PMD de 1ª ordem pode ser representada na esfera de Poincaré por um vetor PMD representado por Ω (no qual sua orientação corresponde a um dos PSPs e sua magnitude é o DGD) e por um estado de polarização de entrada SOP_{in} conforme mostra a figura 11. Os parâmetros críticos do enlace são o DGD ($|\Omega_e|$) e o ângulo ϕ_e entre o SOP_{in} e Ω_e . O vetor PMD do compensador Ω_c tem tamanho fixo (caso da linha de atraso fixa) e sua orientação é determinada pelo controlador de polarização, controlado de maneira a maximizar a qualidade do sinal após o compensador.

A condição da PMD na saída do sistema é representada em primeira ordem pelo vetor PMD total ($\Omega_{tot} = \Omega_e + \Omega_c$) e por ϕ_{tot} . Durante o funcionamento o compensador tentará minimizar o DGD total (Ω_{tot}) ou ϕ_{tot} [57, 60, 62, 63]. Isto equivale dizer que os eixos do elemento de birrefringência irão se contrapor ao PSP de saída do enlace (minimização do $\Omega_{tot} = \Omega_e - \Omega_c$) ou os eixos do PSP do conjunto formado por $\Omega_e + \Omega_c$ coincidirão com o SOP_{in} de maneira que $\phi_{tot} \Rightarrow 0$.

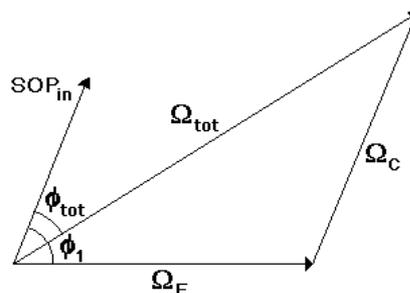


Figura 11 – Ilustração das maneiras de se realizar a compensação de PMD.

2.4.1. Os Sinais de realimentação

Os principais sinais de realimentação usados nos diferentes esquemas de compensação são:

- Um sinal que tem sido muito utilizado como sinal de realimentação é a análise espectral do sinal de RF [21, 22]. Esta análise é baseada no espectro elétrico do sinal detectado na saída do compensador. A maximização de amostras do espectro do sinal de RF, por exemplo, em $\frac{1}{4}$ e $\frac{1}{2}$ da taxa de transmissão do enlace constituem um sinal de realimentação bastante sensível. Embora alguns cuidados tenham de ser tomados nesta escolha dos filtros em relação aos valores de PMD envolvidos, como será visto no capítulo 4.
- O grau de polarização (DOP – *Degree of Polarization*) [64]. A divisão induzida no pulso pela PMD resulta em estados de polarização variantes no tempo ao longo do pulso o que reduz o DOP. Para medi-lo, utiliza-se um polarímetro, normalmente formado por polarizadores e fotodetectores. A utilização do grau de polarização como sinal de realimentação tem a vantagem de independer da taxa de transmissão do enlace, e está sendo muito utilizado na atualidade [65-71].
- A análise do diagrama de olho detectado nos tempos de decisão provê a medida com a melhor correlação com a BER. Isto pode ser realizado por uma eletrônica que monitore o olho, permitindo extrair sua abertura e conseqüentemente, estimar o fator Q na saída do compensador de PMD [72, 73].

As principais características que os sinais de realimentação precisam ter são:

- *Sensibilidade*: sua variação com as pequenas variações das condições de PMD;

- *Correlação com a BER:* uma maior correlação implica em um sinal de realimentação melhor;
- *Tempo de resposta:* para que os compensadores de PMD estejam habilitados a reagir dentro de um determinado tempo, o tempo de resposta dos sinais de realimentação deve ser tal que o algoritmo de controle consiga processá-los. Um compromisso entre o tempo de resposta e a acurácia da medida deve ser estabelecido.

É o algoritmo de controle quem determina a maneira como os sinais de realimentação serão processados para a atuação no compensador. Na maioria dos casos os sinais de realimentação se baseiam na modulação dos atuadores de maneira que estes gerem sinais de realimentação individuais que permitam otimizar o sinal monitorado.

2.5. Esquemas de Compensação

A principal parte de um compensador óptico de PMD é o controlador de polarização, pois é através dele que se alinhará o PSP de saída da fibra com o PSP da linha de atraso, acoplando o eixo rápido da fibra no lento da linha de atraso e vice-versa, ou ainda através dele que se encontrará o PSP de entrada do sistema e se lançará a luz.

Os controladores de polarização dos compensadores de PMD podem ser construídos empregando cristais líquidos [74], dispositivos eletro-ópticos [37], magneto-ópticos [39], ou ainda espremedores de fibra com atuadores piezo-elétricos [75].

As linhas de atraso fixas são feitas empregando pedaços de fibra HiBi [57-59], e as variáveis com divisores de polarização e motores de passo, redes de Bragg com *chirp* [47-49], entre outras idéias.

2.5.1. Pré-Compensação pelo PSP

Dentre as principais configurações de compensadores ópticos de PMD de 1ª ordem, o mais simples deles pode ser considerado o esquema de pré-compensação

utilizando o método de transmissão no PSP. Para a utilização deste método é necessário um canal para o envio do sinal de realimentação que fará o ajuste do controlador de polarização que se encontra na entrada da fibra. Na figura 12 é mostrada a configuração básica para a operação de um sistema pelo método de transmissão no PSP. Neste método podem ser utilizados sinais de realimentação como a filtragem espectral, o DOP, a análise do diagrama de olho, ou ainda um sinal de realimentação utilizando o conceito do PSP, como é feito por [56]. No sistema descrito em [56] é feito um FM na portadora óptica a fim de alterar-se o comprimento de onda de operação do sistema, permitindo que pela detecção desse sinal, se possa encontrar o PSP do conjunto para o comprimento de onda de operação do sistema.

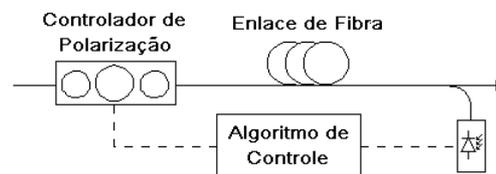


Figura 12 – Pré-compensação da PMD de 1ª ordem utilizando o método de transmissão no PSP.

2.5.2. Pós Compensação de 1ª Ordem

Nas topologias de pós-compensação, a compensação de 1ª ordem pode ser feita utilizando linha de atraso fixa ou variável. Na linha de atraso fixa o valor de DGD utilizado na linha de atraso normalmente é o valor da PMD da fibra, mas como o DGD varia ao longo do tempo e em função da frequência óptica, (ver figura 4), em muitas situações a linha de atraso acabará deixando uma penalização residual. Isto ocorre porque a probabilidade do DGD ser menor do que a metade do valor da PMD é de 60 % e a deste ser o dobro é de 8 %, (ver figura 6). O dimensionamento das linhas fixas normalmente é feito pelo valor médio da PMD, embora as situações mais improváveis sejam as mais importantes de se compensar, que são as que ocorrem quando o valor do DGD é duas ou três vezes o valor da PMD.

Na figura 13 é mostrado o diagrama de blocos do compensador de PMD com linha de atraso fixa.

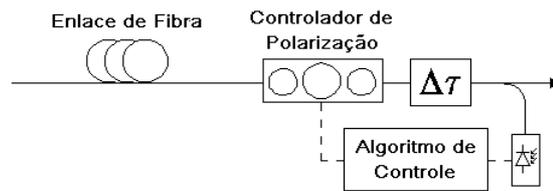


Figura 13 – Pós-compensação da PMD de 1ª ordem com linha de atraso fixa.

Para os compensadores com linha de atraso variável, embora o número de parâmetros de controle do sistema de compensação aumente, a possibilidade de seguir o perfil do DGD da fibra ao longo do tempo permite uma melhor compensação. Na figura 14 é mostrado o diagrama de blocos deste compensador.

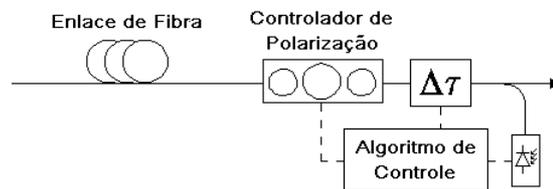


Figura 14 – Pós-compensação da PMD de 1ª ordem com linha de atraso variável.

2.6. Aprimoramentos em Compensadores de PMD

Diferentes esquemas visando melhorias nos compensadores propostos têm sido feitas. A seguir são descritas algumas destas melhorias:

- O número de elementos de birrefringência [21, 76]. Na teoria, quanto mais elementos de birrefringência houver, mais capacitado o compensador estará para compensar os efeitos de mais alta ordem na PMD do enlace. Porém, isto aumenta o número de parâmetros de controle, assim como o custo, e na prática o limite de compensação de PMD nem sempre aumenta com o número de elementos. Um grande número de elementos pode acabar prejudicando a performance do compensador.
- A possibilidade de ajuste da birrefringência nos elementos. Algumas tecnologias que utilizam redes de Bragg, por exemplo, permitem utilizar uma linha de atraso variável no compensador [61, 66, 77] evitando

situações de máximos locais [77]. Um ajuste apropriado do DGD da linha de atraso pode ser realizado graças a um misturador de polarização na entrada da linha [66].

- A adição de outros elementos, como elementos de dispersão cromática variável ou polarizadores, como segundos estágios, podem ajudar a compensar os efeitos de mais alta ordem [78, 79].

Se for possível construir o exato perfil espelhado da PMD do enlace, a PMD resultante será zero, compensando perfeitamente o sistema. Porém, para isto é necessário que o compensador esteja apto a encontrar o máximo absoluto de sinal para cada nova condição de PMD do enlace, o que se torna mais difícil à medida que os graus de liberdade aumentam [80].

Vários testes realizados durante horas e até meses têm provado que a compensação de PMD é uma solução viável [65, 81-83].

2.7. Performance dos Compensadores

Estudos teóricos provenientes de diferentes grupos de pesquisa ao redor do mundo mostraram que a compensação de PMD de 1ª ordem é algo real aumentando o limite de tolerância à PMD dos enlaces para até 40 % do *bit slot* [52, 60, 80, 84-88]. Em geral, esquemas mais complicados, tornam este limite mais elevado ainda, se todos os parâmetros envolvidos forem otimizados. Contudo a performance dos compensadores depende da habilidade em contrabalançar o número de parâmetros a controlar em relação aos máximos locais do sinal de realimentação que o algoritmo de controle tem que manipular [80, 86-88]. Portanto a performance é determinada pela escolha dos parâmetros de realimentação [80] e a melhoria final terá de levar em conta a complexidade para a implementação prática de um determinado esquema de compensação.