

SPÉCIFICATION TECHNIQUE

TECHNICAL SPECIFICATION

**CEI
IEC**

TS 61941

Première édition
First edition
2000-02

Fibres optiques –

Techniques de mesure de la dispersion de mode de polarisation des fibres optiques unimodales

Optical fibres –

Polarization mode dispersion measurement techniques for single-mode optical fibres



Numéro de référence
Reference number
IEC/TS 61941:2000

Numéros des publications

Depuis le 1er janvier 1997, les publications de la CEI sont numérotées à partir de 60000.

Publications consolidées

Les versions consolidées de certaines publications de la CEI incorporant les amendements sont disponibles. Par exemple, les numéros d'édition 1.0, 1.1 et 1.2 indiquent respectivement la publication de base, la publication de base incorporant l'amendement 1, et la publication de base incorporant les amendements 1 et 2.

Validité de la présente publication

Le contenu technique des publications de la CEI est constamment revu par la CEI afin qu'il reflète l'état actuel de la technique.

Des renseignements relatifs à la date de reconfirmation de la publication sont disponibles dans le Catalogue de la CEI.

Les renseignements relatifs à des questions à l'étude et des travaux en cours entrepris par le comité technique qui a établi cette publication, ainsi que la liste des publications établies, se trouvent dans les documents ci-dessous:

- **«Site web» de la CEI***
- **Catalogue des publications de la CEI**
Publié annuellement et mis à jour régulièrement
(Catalogue en ligne)*
- **Bulletin de la CEI**
Disponible à la fois au «site web» de la CEI* et comme périodique imprimé

Terminologie, symboles graphiques et littéraux

En ce qui concerne la terminologie générale, le lecteur se reportera à la CEI 60050: *Vocabulaire Electrotechnique International* (VEI).

Pour les symboles graphiques, les symboles littéraux et les signes d'usage général approuvés par la CEI, le lecteur consultera la CEI 60027: *Symboles littéraux à utiliser en électrotechnique*, la CEI 60417: *Symboles graphiques utilisables sur le matériel. Index, relevé et compilation des feuilles individuelles*, et la CEI 60617: *Symboles graphiques pour schémas*.

* Voir adresse «site web» sur la page de titre.

Numbering

As from 1 January 1997 all IEC publications are issued with a designation in the 60000 series.

Consolidated publications

Consolidated versions of some IEC publications including amendments are available. For example, edition numbers 1.0, 1.1 and 1.2 refer, respectively, to the base publication, the base publication incorporating amendment 1 and the base publication incorporating amendments 1 and 2.

Validity of this publication

The technical content of IEC publications is kept under constant review by the IEC, thus ensuring that the content reflects current technology.

Information relating to the date of the reconfirmation of the publication is available in the IEC catalogue.

Information on the subjects under consideration and work in progress undertaken by the technical committee which has prepared this publication, as well as the list of publications issued, is to be found at the following IEC sources:

- **IEC web site***
- **Catalogue of IEC publications**
Published yearly with regular updates
(On-line catalogue)*
- **IEC Bulletin**
Available both at the IEC web site* and as a printed periodical

Terminology, graphical and letter symbols

For general terminology, readers are referred to IEC 60050: *International Electrotechnical Vocabulary* (IEV).

For graphical symbols, and letter symbols and signs approved by the IEC for general use, readers are referred to publications IEC 60027: *Letter symbols to be used in electrical technology*, IEC 60417: *Graphical symbols for use on equipment. Index, survey and compilation of the single sheets* and IEC 60617: *Graphical symbols for diagrams*.

* See web site address on title page.

SPÉCIFICATION TECHNIQUE

TECHNICAL SPECIFICATION

**CEI
IEC**

TS 61941

Première édition
First edition
2000-02

Fibres optiques –

Techniques de mesure de la dispersion de mode de polarisation des fibres optiques unimodales

Optical fibres –

Polarization mode dispersion measurement techniques for single-mode optical fibres

© IEC 2000 Droits de reproduction réservés — Copyright - all rights reserved

Aucune partie de cette publication ne peut être reproduite ni utilisée sous quelque forme que ce soit et par aucun procédé, électronique ou mécanique, y compris la photo-copie et les microfilms, sans l'accord écrit de l'éditeur.

No part of this publication may be reproduced or utilized in any form or by any means, electronic or mechanical, including photocopying and microfilm, without permission in writing from the publisher.

International Electrotechnical Commission
Telefax: +41 22 919 0300

3, rue de Varembe Geneva, Switzerland
e-mail: inmail@iec.ch IEC web site <http://www.iec.ch>



Commission Electrotechnique Internationale
International Electrotechnical Commission
Международная Электротехническая Комиссия

CODE PRIX
PRICE CODE **XA**

Pour prix, voir catalogue en vigueur
For price, see current catalogue

SOMMAIRE

	Pages
AVANT-PROPOS	6
Articles	
1 Domaine d'application et objet.....	10
2 Symboles	14
3 Appareillage.....	18
3.1 Source de lumière	18
3.2 Réglages du signal optique	18
3.2.1 Méthode A.....	18
3.2.2 Méthode B.....	22
3.2.3 Méthode C	24
3.3 Optique d'entrée (toutes les méthodes)	24
3.3.1 Fibre amorce.....	24
3.3.2 Système de lentille optique	24
3.3.3 Extracteur de mode de gaine.....	24
3.4 Dispositif optique de sortie	28
3.5 Détection de signal.....	28
3.6 Equipement de calcul.....	28
3.7 Réglages de la polarisation du signal de sortie	28
4 Echantillon en essai	32
5 Procédure	32
5.1 Méthode A	32
5.2 Méthode B	34
5.3 Méthode C	36
5.3.1 Etalonnage du matériel.....	36
5.3.2 Procédure d'essai.....	36
6 Calculs.....	40
6.1 Méthode A	40
6.1.1 Comptage de cycles	40
6.1.2 Analyse de Fourier	42
6.1.3 Adaptation des données de transformation	42
6.1.4 Plage spectrale	46
6.2 Méthode B	48
6.2.1 Affichage de DGD en fonction de la longueur d'onde.....	48
6.2.2 DGD moyen	52
6.2.3 Coefficient de PMD	52
6.3 Méthode C	52
6.3.1 Faible couplage de mode.....	52
6.3.2 Couplage de mode important.....	52
7 Résultats.....	52

CONTENTS

	Page
FOREWORD	7
Clause	
1 Scope and object	11
2 Symbols	15
3 Apparatus	19
3.1 Light source	19
3.2 Optical signal adjustments	19
3.2.1 Method A	19
3.2.2 Method B	23
3.2.3 Method C	25
3.3 Input optics (all methods)	25
3.3.1 Fibre pigtail	25
3.3.2 Optical lens system	25
3.3.3 Cladding mode stripper	25
3.4 Output optics	29
3.5 Signal detection	29
3.6 Computational equipment	29
3.7 Output signal polarization adjustments	29
4 Test sample	33
5 Procedure	33
5.1 Method A	33
5.2 Method B	35
5.3 Method C	37
5.3.1 Equipment calibration	37
5.3.2 Test procedure	37
6 Calculations	41
6.1 Method A	41
6.1.1 Cycle counting	41
6.1.2 Fourier analysis	43
6.1.3 Transform data fitting	43
6.1.4 Spectral range	47
6.2 Method B	49
6.2.1 Display of DGD versus wavelength	49
6.2.2 Average DGD	53
6.2.3 PMD coefficient	53
6.3 Method C	53
6.3.1 Weak mode coupling	53
6.3.2 Strong mode coupling	53
7 Results	53

Articles

Pages

Annexe A (informative) Détermination du régime de couplage de mode.....	56
Annexe B (informative) Stratégies d'amélioration de la précision	64
Annexe C (informative) Algorithme d'identification de crête pour le comptage des cycles pour la méthode A	68
Annexe D (informative) Support théorique de l'analyse de Fourier pour la méthode A	72
Annexe E (informative) Détermination de la PMD pour la méthode B (Méthode par la matrice de Jones).....	78
Annexe F (informative) Calcul d'échantillon pour la méthode B.....	84
Annexe G (informative) Détermination de la PMD par la méthode C pour un interférogramme avec une crête d'autocorrélation	92
Annexe H (informative) Résultats d'intercomparaison de la PMD et observations	98
Bibliographie	104

IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC TS 61941:2000

Clause	Page
Annex A (informative) Determination of mode coupling regime	57
Annex B (informative) Strategies for improving precision	65
Annex C (informative) Peak identification algorithm for cycle counting for method A	69
Annex D (informative) Fourier analysis theoretical background for method A	73
Annex E (informative) Determination of PMD for method B (Jones matrix method)	79
Annex F (informative) Sample calculation for method B	85
Annex G (informative) PMD determination by method C for an interferogram with an autocorrelation peak	93
Annex H (informative) PMD intercomparison results and observations	99
Bibliography	105

IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC TS 61941:2000

Without watermark

COMMISSION ÉLECTROTECHNIQUE INTERNATIONALE

FIBRES OPTIQUES –

Techniques de mesure de la dispersion de mode de polarisation des fibres optiques unimodales

AVANT-PROPOS

- 1) La CEI (Commission Électrotechnique Internationale) est une organisation mondiale de normalisation composée de l'ensemble des comités électrotechniques nationaux (Comités nationaux de la CEI). La CEI a pour objet de favoriser la coopération internationale pour toutes les questions de normalisation dans les domaines de l'électricité et de l'électronique. A cet effet, la CEI, entre autres activités, publie des Normes internationales. Leur élaboration est confiée à des comités d'études, aux travaux desquels tout Comité national intéressé par le sujet traité peut participer. Les organisations internationales, gouvernementales et non gouvernementales, en liaison avec la CEI, participent également aux travaux. La CEI collabore étroitement avec l'Organisation Internationale de Normalisation (ISO), selon des conditions fixées par accord entre les deux organisations.
- 2) Les décisions ou accords officiels de la CEI concernant les questions techniques représentent, dans la mesure du possible, un accord international sur les sujets étudiés, étant donné que les Comités nationaux intéressés sont représentés dans chaque comité d'études.
- 3) Les documents produits se présentent sous la forme de recommandations internationales. Ils sont publiés comme normes, spécifications techniques, rapports techniques ou guides et agréés comme tels par les Comités nationaux.
- 4) Dans le but d'encourager l'unification internationale, les Comités nationaux de la CEI s'engagent à appliquer de façon transparente, dans toute la mesure possible, les Normes internationales de la CEI dans leurs normes nationales et régionales. Toute divergence entre la norme de la CEI et la norme nationale ou régionale correspondante doit être indiquée en termes clairs dans cette dernière.
- 5) La CEI n'a fixé aucune procédure concernant le marquage comme indication d'approbation et sa responsabilité n'est pas engagée quand un matériel est déclaré conforme à l'une de ses normes.
- 6) L'attention est attirée sur le fait que certains des éléments de la présente spécification technique peuvent faire l'objet de droits de propriété intellectuelle ou de droits analogues. La CEI ne saurait être tenue pour responsable de ne pas avoir identifié de tels droits de propriété et de ne pas avoir signalé leur existence.

La tâche principale des comités d'études de la CEI est l'élaboration des Normes internationales. Exceptionnellement, un comité d'études peut proposer la publication d'une spécification technique

- lorsqu'en dépit de maints efforts, l'accord requis ne peut être réalisé en faveur de la publication d'une Norme internationale, ou
- lorsque le sujet en question est encore en cours de développement technique ou quand, pour une raison quelconque, la possibilité d'un accord pour la publication d'une Norme internationale peut être envisagée pour l'avenir mais pas dans l'immédiat.

Les spécifications techniques font l'objet d'un nouvel examen trois ans au plus tard après leur publication afin de décider éventuellement de leur transformation en Normes internationales.

La CEI 61941, qui est une spécification technique, a été établie par le sous-comité 86A: Fibres et câbles, du comité d'études 86 de la CEI: Fibres optiques.

Le texte de cette spécification technique est issu des documents suivants:

Projet d'enquête	Rapport de vote
86A/460/CDV	86A/504/RVC

Le rapport de vote indiqué dans le tableau ci-dessus donne toute information sur le vote ayant abouti à l'approbation de cette spécification technique.

INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION

**OPTICAL FIBRES –
Polarization mode dispersion measurement techniques
for single-mode optical fibres**

FOREWORD

- 1) The IEC (International Electrotechnical Commission) is a worldwide organization for standardization comprising all national electrotechnical committees (IEC National Committees). The object of the IEC is to promote international co-operation on all questions concerning standardization in the electrical and electronic fields. To this end and in addition to other activities, the IEC publishes International Standards. Their preparation is entrusted to technical committees; any IEC National Committee interested in the subject dealt with may participate in this preparatory work. International, governmental and non-governmental organizations liaising with the IEC also participate in this preparation. The IEC collaborates closely with the International Organization for Standardization (ISO) in accordance with conditions determined by agreement between the two organizations.
- 2) The formal decisions or agreements of the IEC on technical matters express, as nearly as possible, an international consensus of opinion on the relevant subjects since each technical committee has representation from all interested National Committees.
- 3) The documents produced have the form of recommendations for international use and are published in the form of standards, technical specifications, technical reports or guides and they are accepted by the National Committees in that sense.
- 4) In order to promote international unification, IEC National Committees undertake to apply IEC International Standards transparently to the maximum extent possible in their national and regional standards. Any divergence between the IEC Standard and the corresponding national or regional standard shall be clearly indicated in the latter.
- 5) The IEC provides no marking procedure to indicate its approval and cannot be rendered responsible for any equipment declared to be in conformity with one of its standards.
- 6) Attention is drawn to the possibility that some of the elements of this technical specification may be the subject of patent rights. The IEC shall not be held responsible for identifying any or all such patent rights.

The main task of IEC technical committees is to prepare International Standards. In exceptional circumstances, a technical committee may propose the publication of a technical specification when

- the required support cannot be obtained for the publication of an International Standard, despite repeated efforts, or
- the subject is still under technical development or where, for any other reason, there is the future but no immediate possibility of an agreement on an International Standard.

Technical specifications are subject to review within three years of publication to decide whether they can be transformed into International Standards.

IEC 61941, which is a technical specification, has been prepared by subcommittee 86A: Fibres and cables, of IEC technical committee 86: Fibre optics.

The text of this technical specification is based on the following documents:

Enquiry draft	Report on voting
86A/460/CDV	86A/504/RVC

Full information on the voting for the approval of this technical specification can be found in the report on voting indicated in the above table.

Cette publication a été rédigée selon les Directives ISO/CEI, Partie 3.

Les annexes A à H sont données uniquement à titre d'information.

Le comité a décidé que le contenu de cette publication ne sera pas modifié avant 2003.

A cette date, la publication sera

- reconduite;
- supprimée;
- remplacée par une édition révisée, ou
- amendée.

IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC TS 61941:2000

Withdrawn

This publication has been drafted in accordance with the ISO/IEC Directives, Part 3.

Annexes A to H are for information only.

The committee has decided that the contents of this publication will remain unchanged until 2003.

At this date, the publication will be

- reconfirmed;
- withdrawn;
- replaced by a revised edition, or
- amended.

Withdrawn
IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC TS 61941:2000

FIBRES OPTIQUES –

Techniques de mesure de la dispersion de mode de polarisation des fibres optiques unimodales

1 Domaine d'application et objet

La présente spécification décrit trois méthodes d'essai pour la mesure de la dispersion de mode de polarisation (PMD) des fibres optiques unimodales de type B.

Méthode A: Méthode par analyseur fixe

Méthode B: Méthode par analyse propre de la matrice de Jones/état de polarisation

Méthode C: Méthode interférométrique

Ces méthodes peuvent être appliquées à la fois aux fibres de grande et de faible longueur dans les limites du couplage de mode de polarisation nul et élevé.

Ces méthodes sont réservées aux longueurs d'onde supérieures ou égales à celles auxquelles la fibre est effectivement unimodale. La longueur d'onde de coupure d'une fibre non câblée peut être déterminée par la méthode CEI 60793-1-C7A de la CEI 60793-1-4, tandis que la longueur d'onde de coupure d'une fibre câblée peut être déterminée par la méthode CEI 60793-1-C7B de la CEI 60793-1-4.

La PMD provoque l'élargissement d'une impulsion optique dans le domaine temporel. Cette dispersion pourrait détériorer les qualités de fonctionnement d'un système de télécommunication. L'effet peut être lié aux vitesses différentielles de phase et de groupe et aux temps d'arrivée correspondants $\delta\tau$ des différentes composantes de polarisation du signal. Pour une source à bande suffisamment étroite, l'effet peut être lié à un retard de groupe différentiel (DGD) $\Delta\tau$ entre paires d'états de polarisation principaux (PSP) polarisés orthogonalement.

Les PSP sont tels qu'aucun élargissement d'impulsion n'a lieu à cause de la PMD lorsque l'un (et seulement un) des PSP est excité. L'élargissement d'impulsion maximal dû à la PMD apparaît lorsque les deux PSP sont excités de la même manière et est lié à la différence entre les temps de vol associés aux deux PSP. La PMD d'une fibre est complètement caractérisée par le DGD entre les PSP qui varie de manière aléatoire avec la fréquence optique et le temps.

Pour de grandes longueurs de fibres, la PMD est un effet aléatoire dans la mesure où elle dépend du détail de la biréfringence sur toute la longueur de la fibre. Elle est également sensible à la température en fonction du temps et aux perturbations mécaniques sur la fibre. Pour cette raison, une façon utile de caractériser la PMD des fibres de grande longueur est en termes de valeur attendue $\langle\Delta\tau\rangle$ donnée par l'élargissement efficace de l'impulsion ou le DGD moyen entre PSP. En principe, la valeur attendue $\langle\Delta\tau\rangle$ ne subit pas de grandes modifications pour une fibre donnée d'un jour à l'autre ou d'une source à l'autre à la différence des paramètres $\delta\tau$ ou $\Delta\tau$. De plus, $\langle\Delta\tau\rangle$ est un moyen de prévision utile des qualités de fonctionnement des systèmes optiques.

Le terme «PMD» est utilisé à la fois dans un sens général désignant deux modes de polarisation ayant des vitesses de groupes différentes et dans le sens spécifique de la valeur attendue $\langle\Delta\tau\rangle$. Le DGD $\Delta\tau$ ou l'élargissement d'impulsion $\delta\tau$ peuvent faire l'objet d'une moyenne sur la longueur d'onde, conduisant à $\langle\Delta\tau\rangle_\lambda$, ou la durée, conduisant à $\langle\Delta\tau\rangle_t$, ou la température, conduisant à $\langle\Delta\tau\rangle_T$. Dans la plupart des cas, il n'est pas nécessaire de faire la distinction entre ces différentes options pour obtenir $\langle\Delta\tau\rangle$.

OPTICAL FIBRES –

Polarization mode dispersion measurement techniques for single-mode optical fibres

1 Scope and object

This technical specification describes three test methods for measuring the polarization mode dispersion (PMD) of single-mode optical fibres of type B.

Method A: Fixed analyzer method

Method B: Jones matrix eigen-analysis/state of polarization method

Method C: Interferometric method

These methods can be applied to both short and long fibres in the limits of both zero and strong polarization mode coupling.

These methods are restricted to wavelengths greater than or equal to that at which the fibre is effectively single-mode. The cut-off wavelength of an uncabled fibre may be determined by method IEC 60793-1-C7A of IEC 60793-1-4, while the cut-off wavelength of a cabled fibre may be determined by method IEC 60793-1-C7B of IEC 60793-1-4.

PMD causes an optical pulse to spread in the time domain. This dispersion could impair the performance of a telecommunications system. The effect can be related to differential phase and group velocities and corresponding arrival times $\delta\tau$ of different polarization components of the signal. For a sufficiently narrow band source, the effect can be related to a differential group delay (DGD) time $\Delta\tau$ between pairs of orthogonally polarized principal states of polarization (PSP).

PSP are such that no pulse spreading due to PMD occurs when one (and only one) of the PSPs is excited. The maximum pulse spreading due to PMD occurs when both the PSPs are equally excited and is related to the difference in times of flight associated to the two PSPs. The PMD of a fibre is completely characterized by the DGD between the PSPs which varies randomly with optical frequency and time.

In long fibre spans, PMD is a random effect since it depends on the details of the birefringence along the entire fibre length. It is also sensitive to time-dependent temperature and mechanical perturbations on the fibre. For this reason, a useful way to characterize PMD in long fibres is in terms of the expected value $\langle\Delta\tau\rangle$ given by the RMS pulse broadening or the mean DGD between PSPs. In principle, the expected value $\langle\Delta\tau\rangle$ does not undergo large changes for a given fibre from day to day or from source to source, unlike the parameters $\delta\tau$ or $\Delta\tau$. In addition, $\langle\Delta\tau\rangle$ is a useful predictor of lightwave system performance.

The term "PMD" is used both in the general sense of two polarization modes having different group velocities, and in the specific sense of the expected value $\langle\Delta\tau\rangle$. The DGD $\Delta\tau$ or pulse broadening $\delta\tau$ can be averaged over wavelength, yielding $\langle\Delta\tau\rangle_\lambda$, or time, yielding $\langle\Delta\tau\rangle_t$, or temperature, yielding $\langle\Delta\tau\rangle_T$. For most purposes, it is not necessary to distinguish between these various options for obtaining $\langle\Delta\tau\rangle$.

La longueur de couplage l_c est la longueur de fibre ou de câble avec laquelle un couplage appréciable commence d'apparaître entre les deux états de polarisation. Si la longueur de fibre L satisfait à la condition $L \ll l_c$, le couplage de mode est négligeable et $\langle \Delta\tau \rangle$ augmente avec la longueur de fibre. Le coefficient de PMD correspondant est

$$\text{coefficient de PMD «de faible longueur»} = \langle \Delta\tau \rangle / L. \quad (1)$$

Dans la pratique, les fibres sont presque toujours en régime $L \gg l_c$, et le couplage de mode est important. Si l'on établit que le couplage de mode est également aléatoire, $\langle \Delta\tau \rangle$ augmente avec la racine carrée de la longueur de la fibre, et

$$\text{coefficient de PMD «de grande longueur»} = \langle \Delta\tau \rangle / \sqrt{L} \quad (2)$$

Le texte fournit des moyens pour décider quand il est approprié d'utiliser l'équation (1) ou (2) pour calculer le coefficient de PMD. Les unités types sont ps pour $\Delta\tau$, km pour L , ps/km pour la PMD faible longueur et ps/ $\sqrt{\text{km}}$ pour la PMD grande longueur. Voir l'annexe A pour plus de détails sur la détermination du régime de couplage de mode.

Ces méthodes peuvent mesurer les PMD sur des longueurs de fibre limitées uniquement par la résolution du matériel ou la gamme dynamique. En général, il est recommandé d'effectuer ces mesures sur des longueurs de fibre ≥ 1 km pour caractériser les qualités de fonctionnement d'une fibre dans un réseau longue distance. Les longueurs d'échantillon dans la région de transition $L \sim l_c$ peuvent nécessiter des méthodes d'analyse complémentaires au-delà de celles prescrites ici.

Pour la méthode A, les calculs peuvent être effectués dans le domaine de fréquence (comptage de cycles) ou le domaine temporel (analyse de Fourier). Lorsqu'on utilise le comptage de cycles, $\langle \Delta\tau \rangle$ est la moyenne sur la gamme de longueurs d'onde de mesure comme indiqué dans l'équation (10). Dans la limite $L \ll l_c$, $\langle \Delta\tau \rangle = \Delta\tau$, c'est-à-dire que la PMD est égale au DGD. Lorsqu'on utilise l'analyse de Fourier et dans la limite de $L \ll l_c$, $\langle \Delta\tau \rangle$ est obtenu simplement à partir de la valeur centrale des valeurs $\delta\tau$ obtenues sur la gamme de longueurs d'onde de mesure. Pour la limite $L \gg l_c$, $\langle \Delta\tau \rangle$ est déterminé à partir du deuxième moment de la distribution $P(\delta\tau)$ des valeurs $\delta\tau$ obtenues sur la gamme de longueurs d'onde de mesure.

La méthode B mesure DGD $\Delta\tau$ en fonction de la longueur d'onde et la PMD est exprimée comme $\langle \Delta\tau \rangle_\lambda$. DGD(λ) peut être mesuré en utilisant une détermination par la matrice de Jones (analyse propre) (JME) en examinant la variation de l'état de polarisation (SOP) avec des entrées d'état de polarisation spécifiques sur une gamme de longueurs d'onde lumineuses en entrée. Dans la méthode des états de polarisation, le DGD est mesuré en analysant l'évolution de l'état de polarisation de la lumière qui excite la fibre en essai lorsque la longueur d'onde de la lumière injectée est modifiée pour un état de polarisation constant. Dans ce cas, lorsque la fréquence optique de la lumière injectée est modifiée, les états de polarisation à la sortie de la fibre, représentés sur la sphère de Poincaré, effectuent une rotation autour de l'axe coïncidant avec une direction de PSP à un rythme qui dépend du retard de PMD: plus le délai est important, plus la rotation est rapide. Ainsi, en mesurant l'angle de rotation $\Delta\theta$ du point représentatif sur la sphère de Poincaré correspondant à la variation de fréquence angulaire $\Delta\omega$, le retard de PMD, $\Delta\tau$, est obtenu comme suit:

$$\Delta\tau = |\Delta\theta / \Delta\omega| \quad (3)$$

La méthode C détermine la PMD à partir de la fonction d'autocorrélation ou de corrélation croisée du champ électromagnétique émergeant à l'une des extrémités d'une fibre lorsqu'elle est illuminée par une source à large bande à l'autre extrémité. Dans le cas d'un instrument de type à autocorrélation, l'interférogramme a une crête de cohérence centrale qui correspond à l'autocorrélation de la source optique.

The coupling length l_c is the length of fibre or cable at which appreciable coupling between the two polarization states begins to occur. If the fibre length L satisfies the condition $L \ll l_c$, mode coupling is negligible and $\langle \Delta\tau \rangle$ scales with fibre length. The corresponding PMD coefficient is

$$\text{"short-length" PMD coefficient} = \langle \Delta\tau \rangle / L. \quad (1)$$

Fibres in practical systems are nearly always in the $L \gg l_c$, regime and mode coupling is strong. If mode coupling is also found to be random, $\langle \Delta\tau \rangle$ scales with the square root of fibre length, and

$$\text{"long-length" PMD coefficient} = \langle \Delta\tau \rangle / \sqrt{L} \quad (2)$$

The text provides means for deciding when it is appropriate to use equations (1) or (2) to calculate the PMD coefficient. Typical units are ps for $\Delta\tau$, km for L , ps/km for short-length PMD, and ps/ $\sqrt{\text{km}}$ for long-length PMD. See annex A for more detail on determining the mode coupling regime.

These methods can measure PMD on lengths of fibre limited only by the equipment resolution or dynamic range. In general, performing these measurements on lengths of fibre ≥ 1 km is recommended to characterize a fibre's performance in a long haul network. Sample lengths in the transition region $L \sim l_c$ may require additional analysis methods beyond the scope of those prescribed here.

For method A, calculations may be made in the frequency domain (cycle counting) or time domain (Fourier analysis). When cycle counting is used, $\langle \Delta\tau \rangle$ is the average over the measurement wavelength range, as shown in equation (10). In the $L \ll l_c$ limit, $\langle \Delta\tau \rangle = \Delta\tau$, i.e. the PMD equals the DGD. When Fourier analysis is used, and in the limit of $L \ll l_c$, $\langle \Delta\tau \rangle$ is obtained simply from the centroid value of the $\delta\tau$ values obtained over the measurement wavelength range. For the $L \gg l_c$ limit, $\langle \Delta\tau \rangle$ is determined from the second moment of the distribution $P(\delta\tau)$ of $\delta\tau$ values obtained over the measurement wavelength range.

Method B measures DGD $\Delta\tau$ as a function of wavelength, and PMD is expressed as $\langle \Delta\tau \rangle_\lambda$. DGD(λ) can be measured by using a Jones matrix determination (eigen-analysis) (JME) by examining the variation of the State of Polarization (SOP) with specific polarization state inputs over a range of input light wavelengths. In the SOP method, DGD is measured by analyzing the evolution of the SOP of the light exciting the fibre under test when the wavelength of the launched light is varied for constant SOP. In this case, when the optical frequency of the launched light is varied, the polarization states at the output of the fibre, represented on the Poincaré sphere, rotate around the axis coinciding with the direction of the PSPs at a rate dependent on the PMD delay: the greater the delay, the faster the rotation. Therefore, by measuring the rotation angle $\Delta\theta$ of the representative point on the Poincaré sphere corresponding to angular frequency variation $\Delta\omega$ the PMD delay $\Delta\tau$ is obtained as:

$$\Delta\tau = |\Delta\theta / \Delta\omega| \quad (3)$$

Method C determines PMD from the autocorrelation or crosscorrelation function of the emerging electromagnetic field at one fibre end when illuminated by a broadband source at the other end. In the case of the autocorrelation type instrument, the interferogram has a central coherence peak corresponding to the autocorrelation of the optical source.

2 Symboles

$:=$	est réglé à, par exemple $n:= 1$ signifie «la variable n est réglée à la valeur 1».
a	niveau de seuil pour l'essai khi deux
A	multiplicateur pour la fonction de probabilité
A_{median}	valeur médiane de A
$a_j^{(m)}$	coefficient d'adaptation polynomial
b_j	coefficient d'adaptation polynomial
c_0	vitesse de la lumière dans le vide
c_l	coefficient d'adaptation polynomial
d_i	coefficient d'adaptation polynomial
D	erreur en valeur efficace
e	compteur utilisé en sec. 6.2.4
E	nombre d'extrema (maximum plus minimum) en $R(\lambda)$
F	fréquence de l'onde cosinus $R'(\lambda)$
f_i	valeur i^{e} mesurée de $R(\lambda)$
g	numéro de la pointe
h	espacement de longueur d'onde entre points
i	compteur utilisé à l'annexe C
j	compteur utilisé dans le calcul et à l'annexe C
K	compteur utilisé à l'annexe C
k	facteur de couplage de mode
L	longueur d'échantillon en essai de fibre/câble
L_c	longueur de cohérence de source
l_c	longueur de couplage de mode
m	nombre de valeurs mesurées utilisées en ajustement polynomial
M'	nombre de points de données dans la transformation de Fourier au-dessus d'un niveau de seuil T_2 dans une pointe, g
M''	nombre de points de données significatifs dans les données de transformation de Fourier au-dessus d'un niveau de seuil T_1 pour couplage important
n	nombre de dispositifs discrets à faible couplage en essai
N	nombre de fois où la fibre est mesurée
$P_A(\lambda)$	puissance optique enregistrée avec l'analyseur en place
$P_{\text{ROT}}(\lambda)$	puissance optique enregistrée avec l'analyseur ayant subi une rotation à 90°
$P_{\text{TOT}}(\lambda)$	puissance optique enregistrée sans analyseur
$P(\delta\tau)$	fonction de probabilité des données de la transformation de Fourier
$P'(\delta\tau)$	valeur prévue de fonction de probabilité des données de la transformation de Fourier

2 Symbols

$:=$	is set to, for example $n:= 1$ means “variable n is set to a value of 1”
a	threshold level for chi squared test
A	multiplier for probability function
A_{median}	median value of A
$a_j^{(m)}$	polynomial fit coefficient
b_j	polynomial fit coefficient
c_0	velocity of light in vacuum
c_l	polynomial fit coefficient
d_i	polynomial fit coefficient
D	root mean square error
e	counter used in sec. 6.2.4
E	number of extrema (maxima plus minima) in $R(\lambda)$
F	frequency of cosine wave $R'(\lambda)$
f_i	i th measured value of $R(\lambda)$
g	spike number
h	wavelength spacing between points
i	counter used in annex C
j	counter used in calculation and annex C
K	counter used in annex C
k	mode coupling factor
L	length of fibre/fibre cable test sample
L_c	source coherence length
l_c	mode coupling length
m	number of measured values used in polynomial fit
M'	number of data points in Fourier transform data above a threshold level T_2 within a spike, g
M''	number of significant data points in Fourier transform data above threshold level T_1 for strongly coupled case
n	number of discrete weakly coupled devices under test
N	number of times the fibre is measured
$P_A(\lambda)$	optical power recorded with analyzer in place
$P_{\text{ROT}}(\lambda)$	optical power recorded with analyzer rotated 90°
$P_{\text{TOT}}(\lambda)$	optical power recorded with analyzer removed
$P(\delta\tau)$	probability function of Fourier transform data
$P'(\delta\tau)$	predicted value of probability function of Fourier transform data

$R'(\lambda)$	valeurs de rapport (théorie) pour fibre biréfringente simple
$R(\lambda)$	rapport de sortie du système de mesure de PMD
T_1	premier niveau de seuil pour les données $P(\delta\tau)$
T_2	second niveau de seuil pour les données $P(\delta\tau)$
t_c	temps de cohérence de source optique (méthode C)
X	critère pour le nombre de points valables de $P(\delta\tau)$ en dessous de T_1
Δf	variation de fréquence dans la méthode B
$\delta\tau$	temps d'arrivée du retard d'impulsion relatif
$\delta\tau_{\text{last}}$	valeur $\delta\tau$ au dernier point significatif de P , défini comme premier point P au-dessus de T_1 , mais qui est également suivi par au moins trois points au dessous de T_1 . $\delta\tau_{\text{last}} = \delta\tau_M$
$\delta\tau_{\text{max}}$	valeur $\delta\tau$ maximale pouvant être mesurée
$\delta\tau_{\text{min}}$	valeur $\delta\tau$ minimale pouvant être mesurée
Δn	biréfringence modale de fibre par unité de longueur
$\Delta\tau$	valeur de retard de groupe différentiel
$\langle\Delta\tau\rangle$	PMD moyenne attendue sur une plage de longueur d'onde
$\delta\lambda$	taille d'échelon de longueur d'onde
$\Delta\lambda$	largeur spectrale de source optique ([FWHM] largeur à mi-hauteur sauf spécification contraire)
$\delta\nu$	taille d'échelon de fréquence optique
$\Delta\theta$	angle de rotation sur la sphère de Poincaré
$\Delta\omega$	variation de fréquence angulaire dans la méthode B
λ	longueur d'onde d'essai utilisée pour mesurer la PMD
λ_0	longueur d'onde centrale de la source de lumière
λ_1	première longueur d'onde dans le jeu de longueurs d'onde d'essai (ou position de premier maximum ou minimum en $R(\lambda)$)
λ_2	dernière longueur d'onde dans le jeu de longueurs d'onde d'essai (ou position de dernier maximum ou minimum en $R(\lambda)$)
λ_{CC}	longueur d'onde de coupure de fibre en câble en essai
λ_{CF}	longueur d'onde de coupure de fibre en essai
σ_R	second moment des données de la transformation de Fourier
ν	fréquence de la source optique
X^2	variable du khi deux
$\gamma^{(m)}$	coefficient défini par l'équation (C.4)

$R'(\lambda)$	ratio data (theory) for simple birefringent fibre
$R(\lambda)$	output ratio from PMD measurement system
T_1	first threshold level for $P(\delta\tau)$ data
T_2	second threshold level for $P(\delta\tau)$ data
t_c	optical source coherence time (method C)
X	criterion for number of valid points of $P(\delta\tau)$ below T_1
Δf	frequency variation in method B
$\delta\tau$	relative pulse delay arrival time
$\delta\tau_{\text{last}}$	$\delta\tau$ value at the last significant point of P , defined as the first P point that is above T_1 , but which is also followed by three or more points falling below T_1 . $\delta\tau_{\text{last}} = \delta\tau_M$
$\delta\tau_{\text{max}}$	maximum $\delta\tau$ value that can be measured
$\delta\tau_{\text{min}}$	minimum $\delta\tau$ value that can be measured
Δn	fibre modal birefringence per unit length
$\Delta\tau$	differential group delay value
$\langle\Delta\tau\rangle$	average expected PMD over wavelength scan range
$\delta\lambda$	wavelength step size
$\Delta\lambda$	optical source spectral width (Full Width-Half Maximum [FWHM] unless otherwise noted)
$\delta\nu$	optical frequency step size
$\Delta\theta$	rotation angle on Poincaré sphere
$\Delta\omega$	angular frequency variation in method B
λ	test wavelength used to measure PMD
λ_0	central wavelength of the light source
λ_1	first wavelength in set of test wavelengths (or position of first maximum or minimum in $R(\lambda)$)
λ_2	last wavelength in set of test wavelengths (or position of last maximum or minimum in $R(\lambda)$)
λ_{CC}	cut off wavelength of fibre cable under test
λ_{CF}	cut off wavelength of fibre under test
σ_R	second moment of Fourier transform data
ν	optical light frequency
X^2	chi squared variable
$\gamma_j^{(m)}$	coefficient defined by equation (C.4)

3 Appareillage

Des schémas présentant les montages typiques des matériels pour les méthodes A, B et C sont respectivement donnés aux figures 1 à 3.

3.1 Source de lumière

Pour la méthode A, on utilise une source de lumière qui émet un rayonnement aux longueurs d'onde de mesure prévues, telle qu'une lampe à large bande, une ou des diodes électroluminescentes ou un ou plusieurs lasers réglables. Elle doit être stable en intensité et en distribution spectrale sur une période suffisamment longue pour effectuer la mesure.

Pour la méthode B, on utilise un laser à raie unique ou une source à bande étroite réglable sur la gamme de longueurs d'onde de mesure prévue. La distribution spectrale doit être suffisamment étroite pour que la lumière provenant de la fibre en essai reste polarisée dans toutes les conditions de mesure. On préfère un degré de polarisation (DOP) de 90 % ou plus, bien que les mesures puissent être effectuées avec des valeurs aussi faibles que 25 % avec une précision réduite. Pour une valeur donnée de DGD $\Delta\tau$, le degré le plus faible de polarisation qui peut en résulter est donné par

$$\text{DOP} = 100 \% \times e^{-\frac{1}{4\ln(2)} \left(\frac{\pi c_0 \Delta\tau \Delta\lambda}{\lambda_0^2} \right)^2} \quad (4)$$

en supposant un spectre gaussien de largeur $\Delta\lambda$ (Largeur à mi-hauteur, FWHM) centré en λ_0 (c_0 est la vitesse de la lumière en espace libre). Le DOP est exprimé en pour-cent.

Pour la méthode C, on utilise une source de lumière à large bande qui émet un rayonnement aux longueurs d'onde de mesure prévues, telle qu'une diode électroluminescente ou une source superfluorescente. La longueur d'onde centrale λ_0 doit se situer dans la fenêtre 1 310 nm ou 1 550 nm. La forme spectrale doit être approximativement gaussienne, sans ondulations qui pourraient influencer la fonction d'autocorrélation de la lumière émergente. Il faut que la largeur de ligne de la source spectrale soit connue pour calculer le temps de cohérence t_c .

Le temps de cohérence t_c est déterminé à partir de l'équation

$$t_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \times c} \quad (5)$$

où

λ_0 est la longueur d'onde centrale de la source;

$\Delta\lambda$ est la largeur de bande à mi-hauteur de la source;

c est la vitesse de la lumière en espace libre.

3.2 Réglages du signal optique

3.2.1 Méthode A

3.2.1.1 Monochromateur

Pour la méthode A, un ensemble spécifié de longueurs d'onde d'essai est obtenu en filtrant la source de lumière avec un monochromateur comme indiqué à la figure 1a ou en utilisant un analyseur de spectre optique comme détecteur comme indiqué à la figure 1b. Ce filtrage n'est pas nécessaire lorsque la source est un laser réglable (voir figure 1c). Il faut que la distribution spectrale soit assez étroite pour éviter une dépolarisation importante du signal sous l'influence de la PMD de la fibre en essai (voir l'article 6 pour les calculs). Un polariseur à l'entrée de la fibre est nécessaire seulement si le faisceau d'injection n'est pas encore polarisé (en général un rapport d'extinction de 3 dB est suffisant).

3 Apparatus

Schematic diagrams for typical equipment arrangements for methods A, B and C are shown in figures 1 to 3 respectively.

3.1 Light source

For method A, a light source is used which emits radiation at the intended measurement wavelengths, such as a broadband lamp, light emitting diode(s), or tunable laser(s). It shall be stable in intensity and spectral distribution over a time period long enough to perform the measurement.

For method B, a single-line laser or narrow band source is used which is tunable across the intended measurement wavelength range. The spectral distribution shall be narrow enough so that light emerging from the test fibre remains polarized under all conditions of the measurement. A degree of polarization (DOP) of 90 % or greater is preferred, although measurements may be performed with values as low as 25 % with reduced precision. For a given value of DGD $\Delta\tau$, the lowest degree of polarization which can result is given by

$$\text{DOP} = 100 \% \times e^{-\frac{1}{4\ln(2)} \left(\frac{\pi c_0 \Delta\tau \Delta\lambda}{\lambda_0^2} \right)^2} \quad (4)$$

assuming a Gaussian spectrum of width $\Delta\lambda$ (Full Width-Half Maximum, FWHM) centred at λ_0 (c_0 is the velocity of light in free space). DOP is expressed in percent.

For method C, a broadband light source is used that emits radiation at the intended measurement wavelengths, such as a light emitting diode or a superfluorescent source. The central wavelength λ_0 shall be within the 1 310 nm or 1 550 nm window. The spectral shape shall be approximately Gaussian, without ripples that could influence the autocorrelation function of the emerging light. The spectral source line width must be known to calculate coherence time t_c .

The coherence time t_c is determined from the equation

$$t_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \times c} \quad (5)$$

where

λ_0 is the central wavelength of the source;

$\Delta\lambda$ is the FWHM of the source;

c is the velocity of light in free space.

3.2 Optical signal adjustments

3.2.1 Method A

3.2.1.1 Monochromator

For method A, a specified set of test wavelengths is obtained by filtering the light source with a monochromator as in figure 1a, or by using an optical spectrum analyzer as the detector, as in figure 1b. This filtering is not needed when the source is a tunable laser (see figure 1c). The spectral distribution must be narrow enough to avoid major depolarization of the signal under the influence of the PMD of the fibre under test (see clause 6 for calculations). A polarizer at the fibre input is needed only if the launch beam is not already polarized (usually a 3 dB extinction ratio is sufficient).

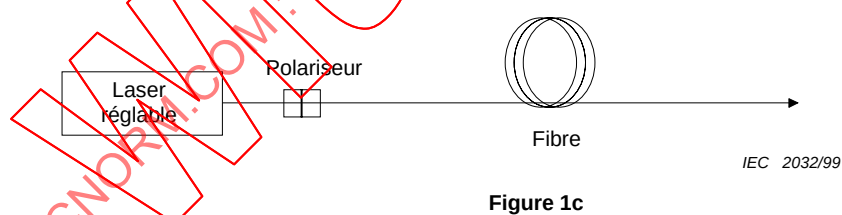
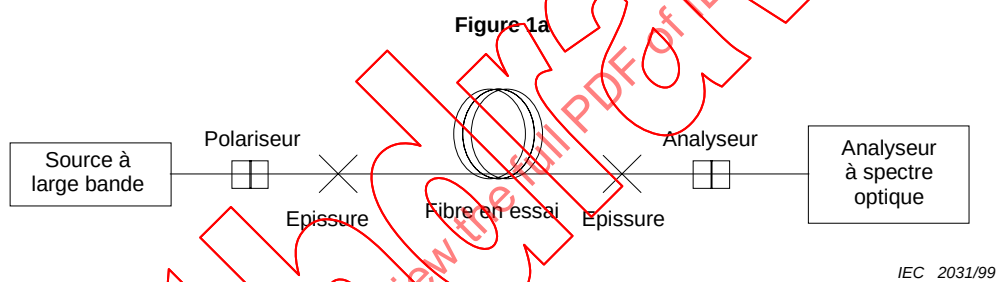
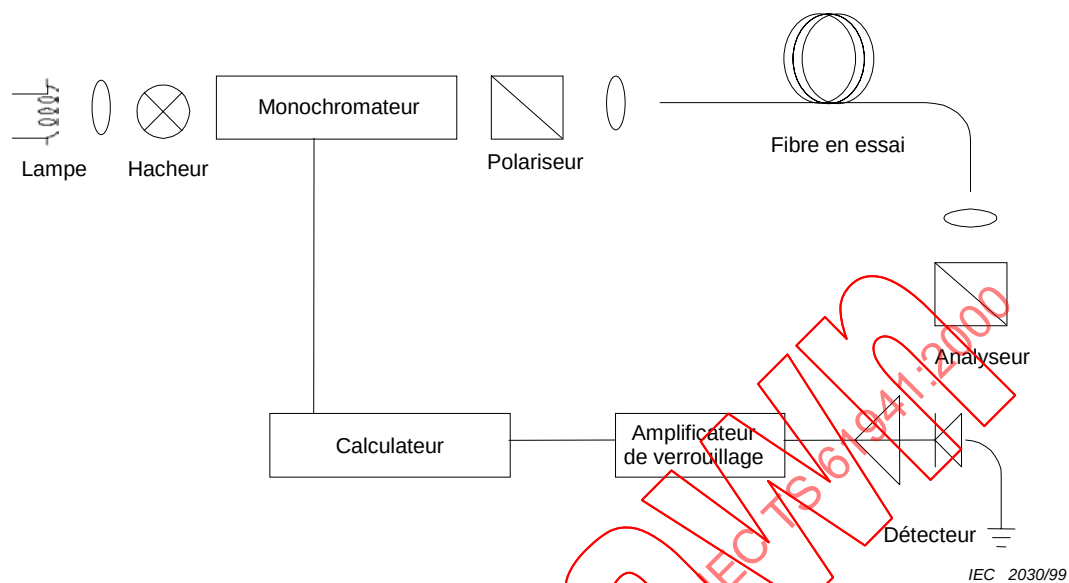


Figure 1 – Diagramme schématique de la Méthode A (Méthode d'analyseur fixe)

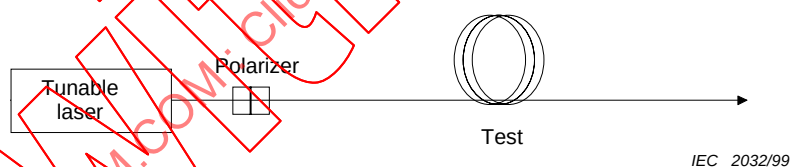
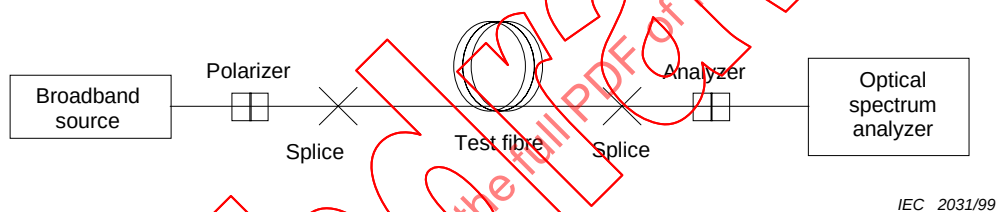
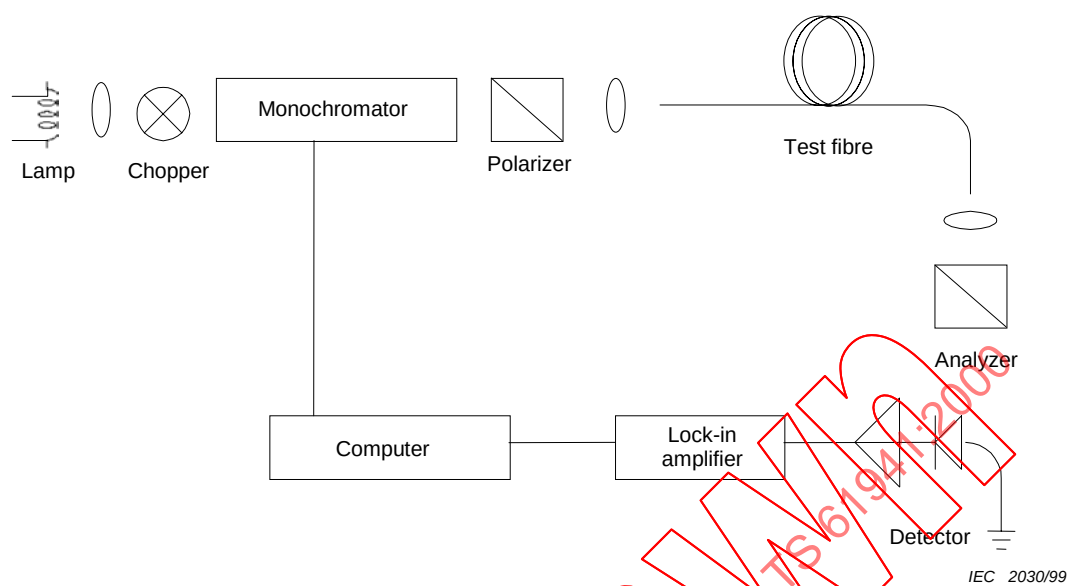


Figure 1 – Schematic diagram for Method A (Fixed Analyzer Method)

3.2.2 Méthode B

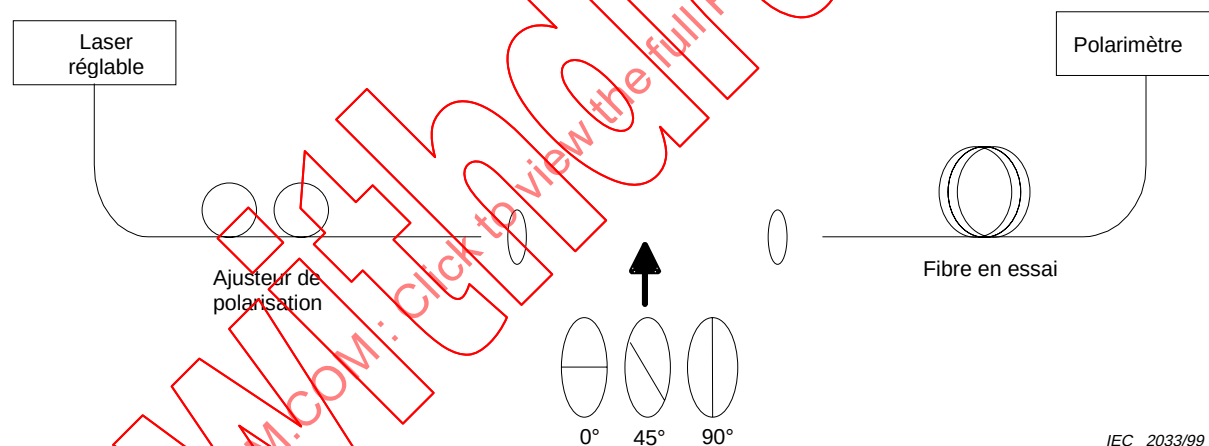
3.2.2.1 Dispositif de réglage de polarisation

Pour la méthode de la matrice de Jones, un dispositif de réglage de polarisation suit le laser et il est réglé pour fournir une lumière polarisée à peu près de manière circulaire aux polariseurs, de manière que les polariseurs ne croisent jamais la polarisation de leur lumière en entrée. La polarisation est réglée comme suit. La longueur d'onde du laser réglable est réglée au centre de la plage à mesurer. Chacun des trois polariseurs est inséré dans le faisceau et trois mesures de puissance correspondantes sont effectuées à la sortie des polariseurs. La polarisation à la source est réglée par le dispositif de réglage de polarisation de manière que les trois puissances soient approximativement dans une plage de 3 dB les unes des autres. Dans une version à faisceau ouvert du montage, une lame à une longueur d'onde peut réaliser le réglage de polarisation.

Pour la méthode de l'état de polarisation, le contrôleur de polarisation est réglé de manière à optimiser les conditions de détermination de l'angle de rotation sur la sphère de Poincaré, si nécessaire.

3.2.2.2 Polariseurs

Pour la méthode de la matrice de Jones, trois polariseurs linéaires à des angles relatifs d'environ 45° sont disposés pour être insérés dans le faisceau lumineux chacun à leur tour. Les angles relatifs réels doivent être connus. Pour la méthode de l'état de polarisation, un contrôleur de polarisation est placé entre la source optique et la fibre en essai.



**Figure 2 – Diagramme schématique de la Méthode B
(Méthode par la Matrice de Jones – analyse des valeurs propres)**

3.2.2 Method B

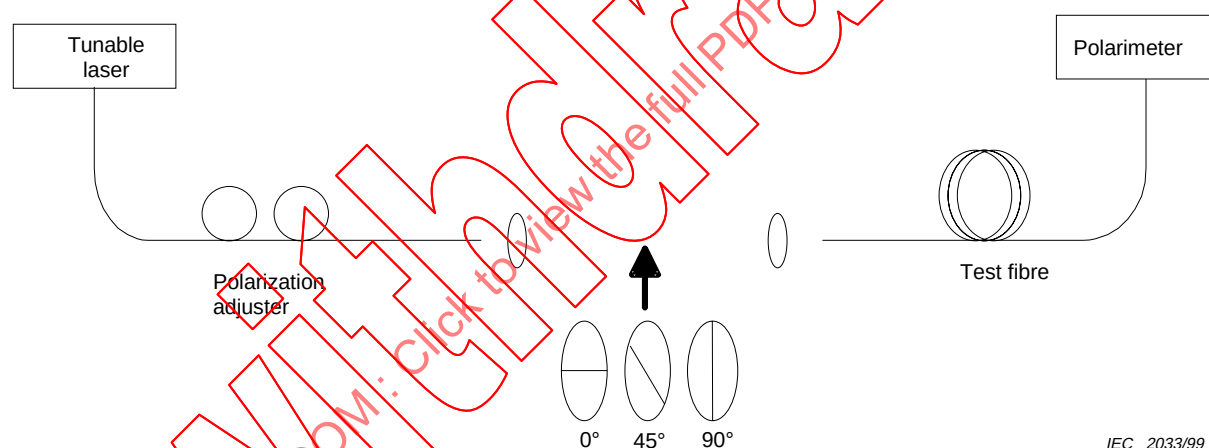
3.2.2.1 Polarization adjuster

For the JME method a polarization adjuster follows the laser and is set to provide roughly circularly polarized light to the polarizers, so that the polarizers never cross polarization with their input light. The polarization is adjusted as follows. The tunable laser wavelength is set to the centre of the range to be measured. Each of the three polarizers is inserted into the beam, and three corresponding power measurements are performed at the output of the polarizers. The source polarization is adjusted via the polarization adjuster such that the three powers fall within approximately a 3 dB range of one another. In an open beam version of the set-up, a waveplate may perform the polarization adjustment.

For the SOP method, the polarization controller is set so as to optimize the conditions for the determination of the rotation angle on the Poincaré sphere, if necessary.

3.2.2.2 Polarizers

For the JME method, three linear polarizers at relative angles of approximately 45° are arranged to be inserted into the light beam in turn. The actual relative angles shall be known. For the SOP method a polarization controller is placed between the optical source and the fibre under test.



IEC 2033/99

**Figure 2 – Schematic diagram for Method B
(Jones Matrix Eigenanalysis Method)**

3.2.3 Méthode C

3.2.3.1 Polariseur

Le polariseur doit polariser sur toute la gamme de longueurs d'onde de la source. Il convient que le rapport d'extinction du polariseur sur la gamme spectrale de la source soit >20 dB.

3.2.3.2 Séparateur de faisceau

Le séparateur de faisceau de l'interféromètre est utilisé pour séparer la lumière polarisée incidente en deux composantes qui se propagent dans les bras de l'interféromètre. Le séparateur peut être un coupleur à fibres optiques ou un séparateur cubique de faisceau.

3.2.3.3 Interféromètre

L'interféromètre peut être de type dans l'air ou à fibre. Il peut s'agir d'un type Michelson ou Mach-Zehnder et il peut être situé à l'extrémité côté source ou détecteur du dispositif en essai. Une lame quart d'onde, par exemple, peut être utilisée pour éliminer la réponse de crête d'autocorrélation de l'interféromètre.

3.3 Optique d'entrée (toutes les méthodes)

Un système de lentille optique ou une fibre amorce unimodale peuvent être employés pour exciter la fibre en essai. La puissance couplée à la fibre doit être stable pour la durée de l'essai.

3.3.1 Fibre amorce

Si des fibres amorces sont utilisées, il convient d'éviter les phénomènes d'interférence dus aux réflexions. Cela peut nécessiter l'utilisation d'une substance adaptatrice d'indice ou de faces clivées inclinées. Les fibres amorces doivent être unimodales.

3.3.2 Système de lentille optique

Si un système de lentille optique est utilisé, des moyens adaptés tels qu'un plateau à succion doivent être utilisés pour maintenir de façon stable l'extrémité d'entrée de la fibre.

3.3.3 Extracteur de mode de gaine

Il convient d'enlever tout mode de gaine de la fibre en essai. Dans la plupart des circonstances, le revêtement de la fibre remplira cette fonction; sinon, employer un dispositif qui extrait la puissance de mode de gaine.

3.2.3 Method C

3.2.3.1 Polarizer

The polarizer shall polarize over the full wavelength range of the source. The polarizer extinction ratio over the source spectral range should be >20 dB.

3.2.3.2 Beam splitter

The beam splitter of the interferometer is used to split the incident polarized light into two components propagating in the interferometer's arms. The splitter can be an optical fibre coupler or a cube beam splitter.

3.2.3.3 Interferometer

The interferometer can be an air path type or a fibre type. It can be of Michelson or Mach-Zehnder type, and it can be located at the source or at the detector end of the device under test. A quarter wave plate, for example, can be used to remove the autocorrelation peak response of the interferometer.

3.3 Input optics (all methods)

An optical lens system or single-mode fibre pigtail may be employed to excite the test fibre. The power coupled into the fibre shall be stable for the duration of the test.

3.3.1 Fibre pigtail

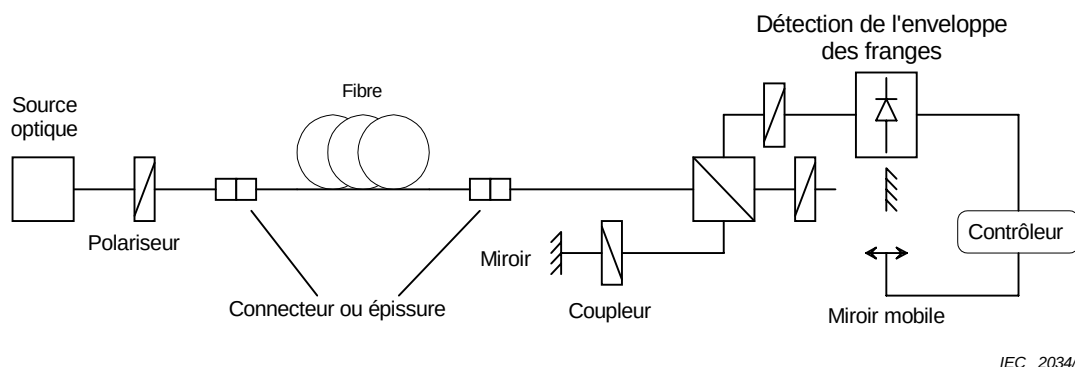
If pigtails are used, interference effects due to reflections should be avoided. This may require index matching materials or angled cleaves. The pigtails shall be single-mode.

3.3.2 Optical lens system

If an optical lens system is used, some suitable means, such as a vacuum chuck, shall be used to stably support the input end of the fibre.

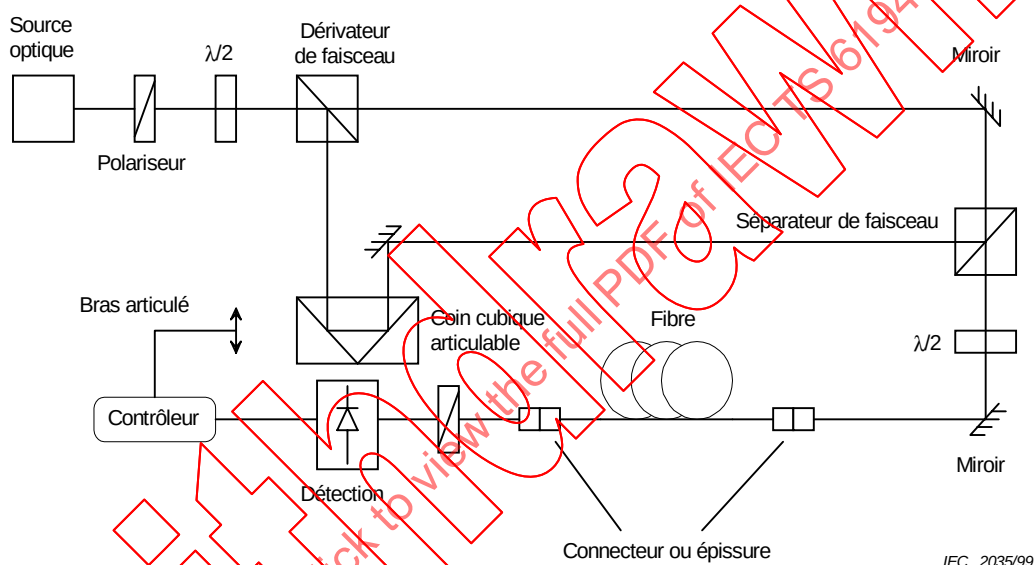
3.3.3 Cladding mode stripper

Any cladding mode power should be removed from the test fibre. Under most circumstances, the fibre coating will perform this function; otherwise, employ a device that extracts cladding mode power.



IEC 2034/99

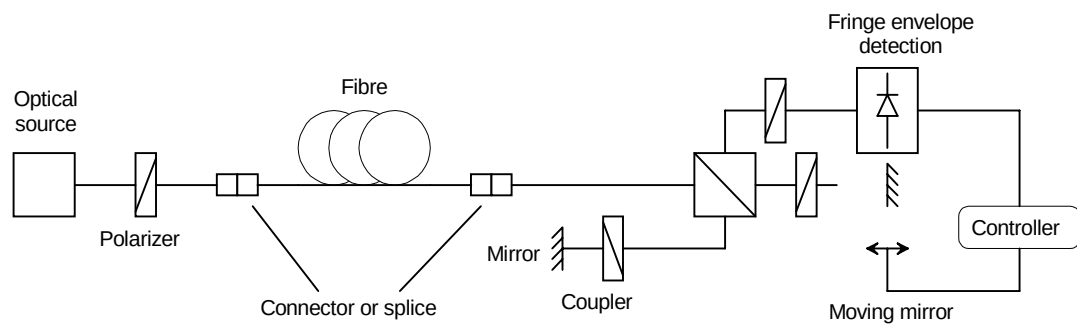
Figure 3a – Interféromètre de Michelson



IEC 2035/99

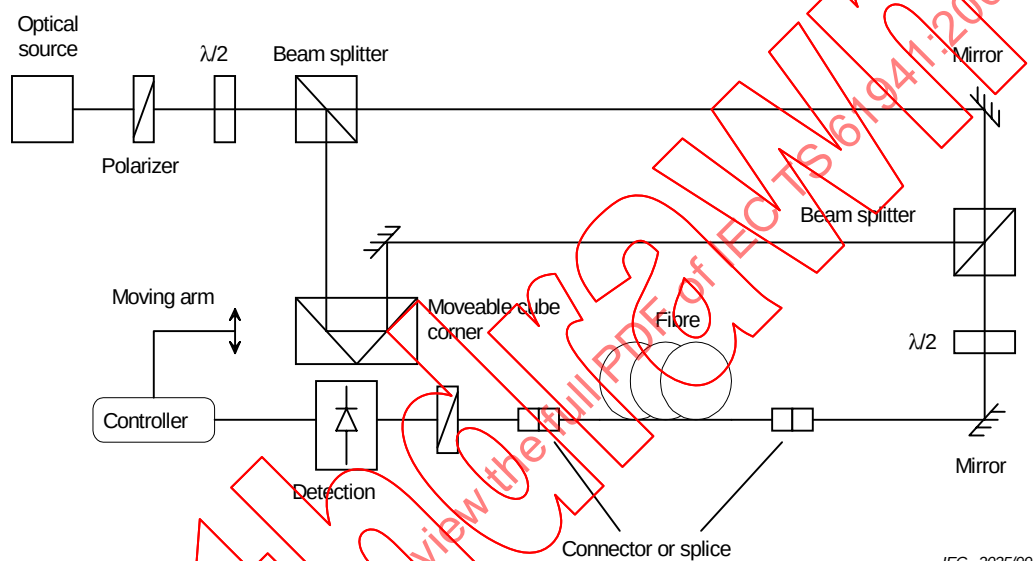
Figure 3b – Interféromètre de Mach-Zehnder

Figure 3 – Diagramme schématique de la Méthode C
(Méthode d'Interférométrie)



IEC 2034/99

Figure 3a – Michelson Interferometer



IEC 2035/99

Figure 3b – Mach-Zehnder Interferometer

Figure 3 – Schematic diagram for Method C (Interferometric Method)

3.4 Dispositif optique de sortie

Il faut que la puissance émise par la fibre en essai soit couplée sur la région active du système de détection (voir les figures 1 à 3). Un système de lentille optique, une épissure bout à bout sur une fibre amorce unimodale ou un couplage fibre à fibre avec adaptateur d'indice directement sur le système de détection constituent des exemples de moyens qui peuvent être utilisés.

3.5 Détection de signal

Pour la détection de signal, on utilise un détecteur optique linéaire et stable sur la gamme des intensités et des durées de mesure rencontrées en effectuant la mesure. Un système type pourrait être constitué d'une détection synchrone par un amplificateur verrouillé à découpage, un wattmètre optique, un analyseur de spectre optique ou un polarimètre. Pour utiliser l'ensemble de la gamme spectrale de la source, il faut que le système de détection ait une gamme de longueurs d'onde qui couvre les longueurs d'onde produites par la source de lumière.

3.6 Equipement de calcul

Un ordinateur numérique peut être utilisé pour la commande des matériels, l'acquisition des données et/ou l'évaluation numérique des données.

3.7 Réglages de la polarisation du signal de sortie

Méthode A – Polariseur et analyseur

L'orientation angulaire des polariseurs n'est pas critique mais il convient qu'elle reste fixe pendant toute la mesure. Avec un faible couplage de mode, un certain réglage de l'orientation du polariseur peut être utile pour maximiser l'amplitude des oscillations à la figure 4. Sinon, cela peut être obtenu par rotation de la ou des fibres au niveau des épissures ou des connecteurs.

L'analyseur n'est pas nécessaire lorsqu'un polarimètre est utilisé pour la détection de signal.

3.4 Output optics

The power emitted from the test fibre must be coupled onto the active region of the detection system (see figures 1 to 3). An optical lens system, a butt splice to a single-mode fibre pigtail, or an index-matched fibre-to-fibre coupling made directly to the detection system are examples of means that may be used.

3.5 Signal detection

For signal detection, an optical detector is used which is linear and stable over the range of intensities and measurement times that are encountered in performing the measurement. A typical system might include synchronous detection by a chopper/lock-in amplifier, an optical power meter, optical spectrum analyzer, or a polarimeter. To use the entire spectral range of the source, the detection system must have a wavelength range which includes the wavelengths produced by the light source.

3.6 Computational equipment

A digital computer may be used for purposes of equipment control, data acquisition and/or numerical evaluation of the data.

3.7 Output signal polarization adjustments

Method A – Polarizer and analyzer

The angular orientation of the polarizers is not critical, but should remain fixed throughout the measurement. With weak mode coupling, some adjustment of the polarizer orientation may be helpful in maximizing the amplitude of the oscillations in figure 4. Alternatively, this may be achieved by rotation of the fibre(s) at splices or connectors.

The analyzer is not needed when a polarimeter is used for signal detection.

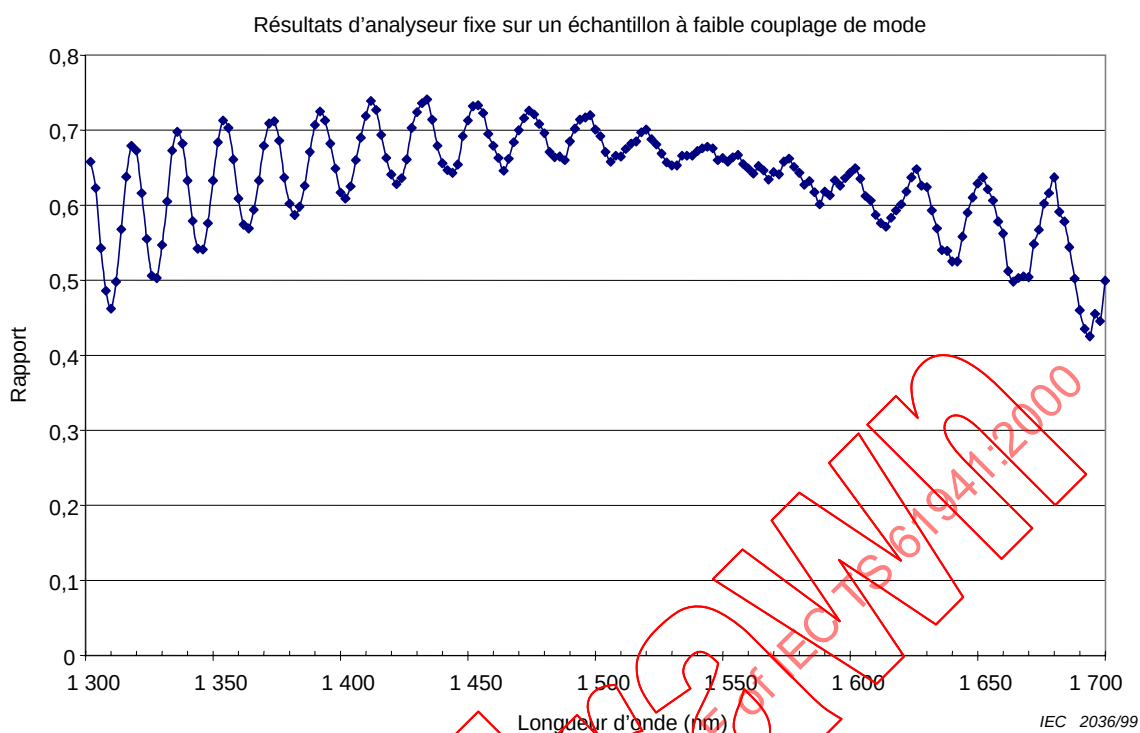


Figure 4a

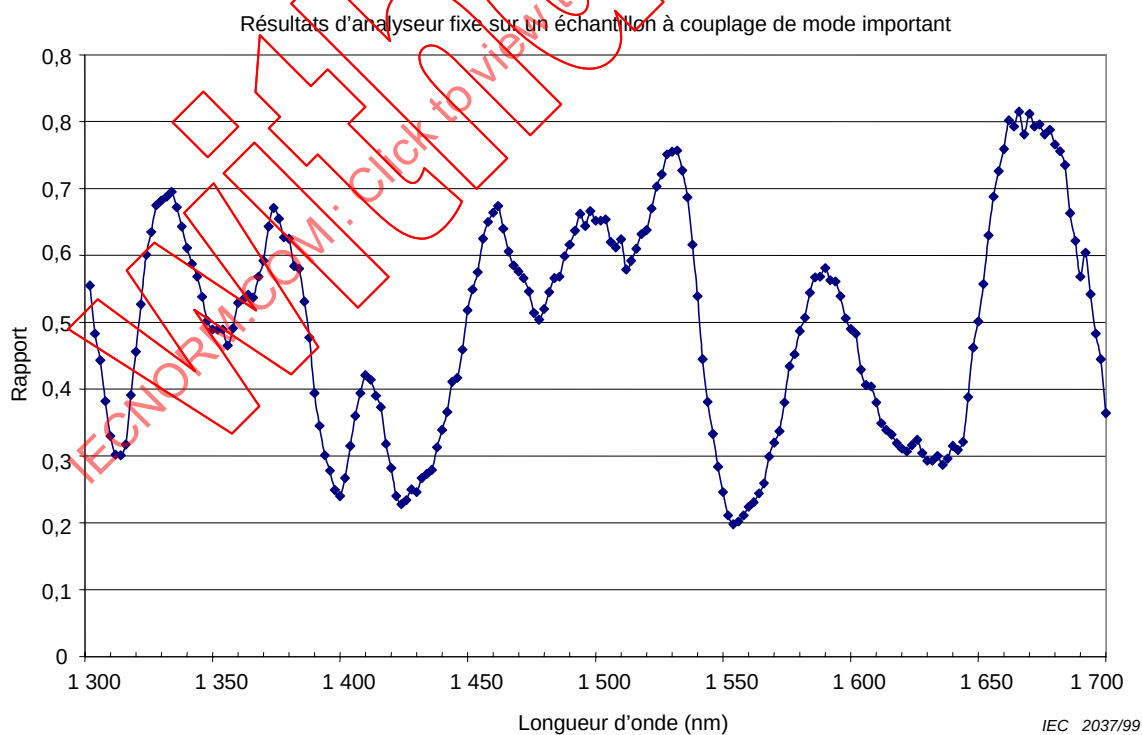
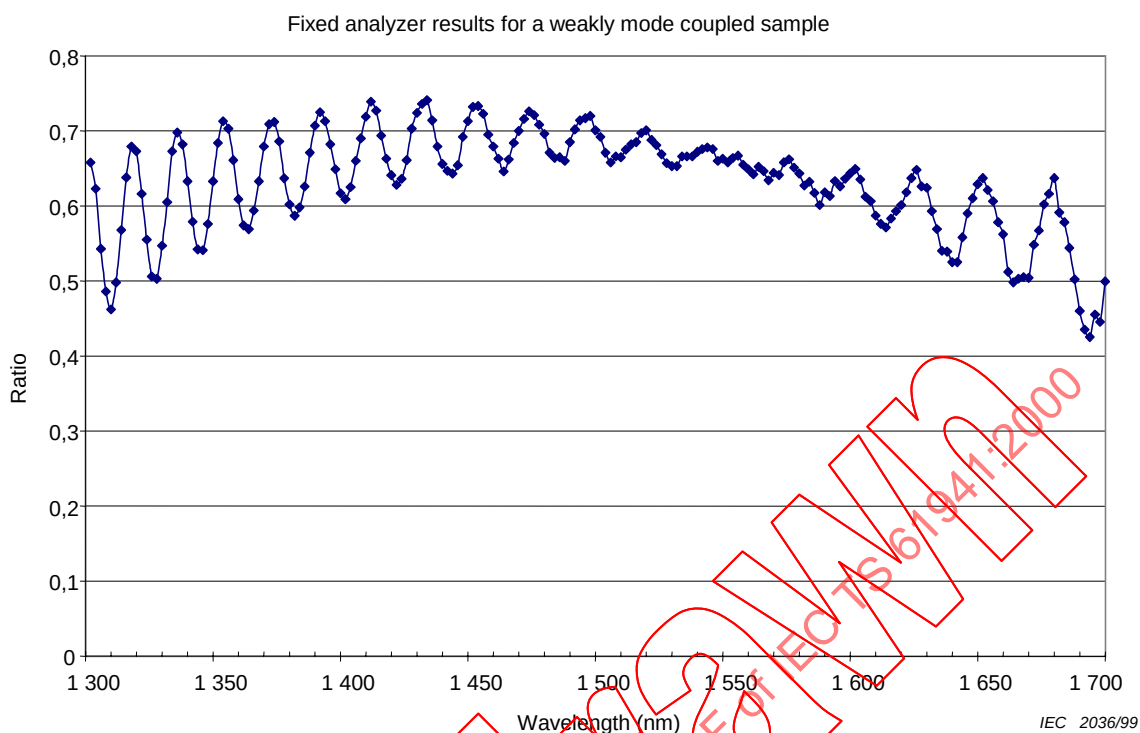
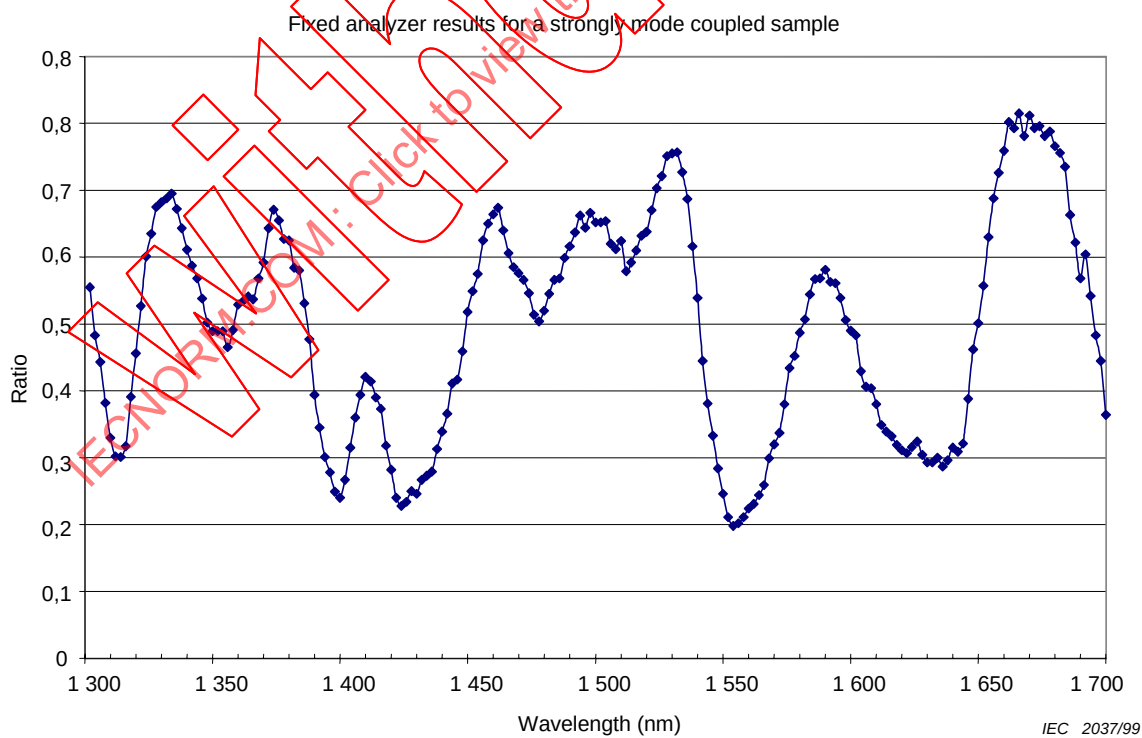


Figure 4b

Figure 4 – Données typiques obtenues par la Méthode A (Méthode de l'analyseur fixe)

**Figure 4a****Figure 4 b****Figure 4 – Typical data obtained by Method A
(Fixed Analyzer Method)**

Méthode B – Polarimètre

Pour la méthode par la matrice de Jones, on utilise un polarimètre pour mesurer (en fonction de la longueur d'onde) les trois états de sortie de polarisation correspondant à l'insertion de chacun des trois polariseurs. Pour la méthode de l'état de polarisation, un polarimètre est utilisé pour mesurer les paramètres de Stokes en fonction de la longueur d'onde. Pour les deux méthodes, la gamme de longueurs d'onde du polarimètre doit couvrir les longueurs d'onde produites par la source de lumière.

4 Echantillon en essai

L'échantillon en essai doit être constitué d'une longueur connue de fibre optique unimodale (Type B) qui peut être câblée ou non. Il faut que l'échantillon et les fibres amorce soient fixés en position à une température nominale constante pendant toute la mesure. Sauf spécification contraire, des conditions ambiantes normales doivent être employées. Dans le cas de fibres et câbles installés, on peut utiliser les conditions de déploiement courantes.

On peut observer la stabilité mécanique et de température du dispositif d'essai en utilisant les procédures suivantes: pour la méthode A, la puissance de sortie provenant de la fibre à une longueur d'onde fixe est mesurée avec l'analyseur de sortie en place. Pendant une période correspondant à une mesure type complète, il convient que la variation de la puissance de sortie soit faible par rapport aux variations produites par une modification de la longueur d'onde. Pour la méthode B, on visualise l'état de sortie de polarisation de la fibre en essai sur l'affichage d'une sphère Poincaré. Pendant une période correspondant à une paire adjacente de mesures de matrice de Jones, il convient que la variation de polarisation de sortie soit faible par rapport à la variation produite par une modification de la longueur d'onde.

Lorsqu'il est important de réduire le couplage de mode additionnel, les fibres non câblées doivent être maintenues (en général sur une bobine ayant un rayon minimal de bobinage de 150 mm) avec une tension de fibre zéro (de manière typique, moins de 15 g). D'autres conditions pour les fibres (par exemple une bobine d'expédition) peuvent être utilisées s'il a été démontré qu'on obtient des résultats comparables.

Il faut préparer les extrémités pour les extrémités d'entrée et de sortie de l'échantillon en essai comme cela est approprié pour les prescriptions des sections appareillage et procédure. Il convient d'observer les prescriptions de la méthode CEI 60793-1-C1A de la CEI 60793-1-4 quand cela est approprié.

5 Procédure

5.1 Méthode A

L'extrémité d'entrée de l'échantillon en essai est couplée à la source de lumière. Le rayonnement de sortie de la fibre en essai est couplé au système de détection.

Le monochromateur, l'analyseur de spectre optique ou le laser réglable est réglé de manière appropriée pour choisir chaque longueur d'onde d'essai désignée, λ . Le choix des longueurs d'onde dépend de la plage de balayage de la longueur d'onde désignée et également de la méthode d'analyse (voir les calculs à l'article 6).

Pour que toutes les caractéristiques dans le spectre optique aient une résolution adéquate, il convient que la résolution spectrale soit comme suit

$$\Delta\lambda/\lambda < (8\nu\Delta\tau)^{-1} \quad (6)$$

où ν est la fréquence optique et $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale instrumentale ou la taille d'échelon de longueur d'onde, en prenant la valeur la plus élevée des deux. Pour λ près de 1 550 nm, l'équation (6) se ramène à la condition où il convient que $\Delta\lambda$ (nm) soit inférieur à la réciproque de $\Delta\tau$ (ps).

Method B – Polarimeter

For the Jones matrix method, a polarimeter is used to measure (as a function of wavelength) the three output states of polarization corresponding to insertion of each of the three polarizers. For the SOP method, a polarimeter is used to measure the Stokes parameters as a function of wavelength. For both methods, the wavelength range of the polarimeter shall include the wavelengths produced by the light source.

4 Test sample

The test sample shall be a known length of single-mode optical fibre (Category B) which may or may not be cabled. The sample and pigtails must be fixed in position at a nominally constant temperature throughout the measurement. Standard ambient conditions shall be employed unless otherwise specified. In the case of installed fibres and cables, prevailing deployment conditions may be used.

Mechanical and temperature stability of the test device may be observed by the following procedures: For method A, the output power from the fibre at a fixed wavelength is measured with the output analyzer in place. In a time period corresponding to a typical complete measurement, the output power change should be small relative to the changes produced by a wavelength increment. For method B, the output state of polarization of the test fibre on a Poincaré sphere display is viewed. In a time period corresponding to an adjacent pair of Jones matrix measurements, the output polarization change should be small relative to the change produced by a wavelength increment.

When it is important to minimize additional mode coupling, uncabled fibre shall be supported in some manner (usually on a reel having a minimum wind radius of 150 mm) with essentially zero fibre tension (typically less than 15 g). Alternative fibre conditions (e.g. a fibre shipping spool) may be used if it has been demonstrated that comparable results are obtained.

End faces for the input and output ends of the test sample must be prepared as appropriate for the requirements of sections apparatus and procedure. The requirements of method IEC 60793-1-C1A of IEC 60793-1-4 should be observed as appropriate.

5 Procedure

5.1 Method A

The input end of the test sample is coupled to the light source. The output radiation from the fibre under test is coupled to the detection system.

The monochromator, optical spectrum analyzer, or tunable laser, is adjusted appropriately to select each designated test wavelength, λ . The choice of wavelengths depends on the designated wavelength scan range and also on the analysis method (see clause 6 for calculations).

To ensure that all features in the optical spectrum are adequately resolved, the spectral resolution should satisfy

$$\Delta\lambda/\lambda < (8\nu\Delta\tau)^{-1} \quad (6)$$

where ν is the optical frequency and $\Delta\lambda$ is the instrumental spectral width, or the wavelength step size, whichever is larger. For λ in the vicinity of 1 550 nm, equation (6) reduces to the condition that $\Delta\lambda$ (nm) should be less than the reciprocal of $\Delta\tau$ (ps).

Si l'analyse de Fourier est utilisée dans le calcul pour assurer que toutes les caractéristiques (fréquences) ont une résolution adéquate, il faut que la taille d'échelon du monochromateur, exprimée dans le domaine fréquentiel optique ($\delta\nu$) soit inférieure d'un facteur deux à la «fréquence d'oscillation» correspondant au maximum $\delta\tau$ mesuré et, en raison de la grande quantité de puissance à l'extérieur du second moment pour les fibres à fort couplage de mode, il faut que la condition de Nyquist soit au moins de trois fois la fréquence du second moment pour la PMD anticipée maximale, à savoir:

$$\delta\tau_{\max} = 1/(6 \times \delta\nu) \quad (7)$$

Si en partant de la transformation de Fourier, il est évident qu'une énergie significative est présente près de $\delta\tau_{\max}$ (c'est-à-dire, que $R(\lambda)$ apparaît comme étant «dédoublé»), il sera nécessaire de réduire la taille d'échelon $\delta\nu$ (si possible) et de répéter la mesure.

La largeur de ligne spectrale du monochromateur (résolution) exprimée en unités de fréquence optique est généralement inférieure ou égale à la valeur $\delta\nu$ la plus faible à utiliser (correspondant à la valeur $\delta\tau$ la plus élevée à mesurer). Par exemple, pour $\delta\tau_{\max} = 0,67$ ps, une largeur de ligne du monochromateur de 2 nm à 1 550 nm ($\delta\nu = 249$ GHz) est une valeur typique.

Le signal de sortie correspondant pour chaque longueur d'onde est enregistré. Ce processus doit être accompli sans modifier les conditions d'injection et de détection. La puissance reçue est appelée $P_A(\lambda)$.

L'analyseur est enlevé du faisceau et le balayage du monochromateur est répété. La puissance reçue est appelée $P_{TOT}(\lambda)$. Cette dernière puissance peut être utilisée pour éliminer la dépendance spectrale des composants du système de mesure et la perte de la fibre en essai. Le rapport des deux balayages, $R(\lambda)$, est de

$$R(\lambda) = P_A(\lambda)/P_{TOT}(\lambda) \quad (8A)$$

Des tracés typiques de ce rapport sont représentés à la figure 4.

Une autre procédure possible consiste à laisser l'analyseur en place mais à lui faire effectuer une rotation de 90° par rapport à l'orientation utilisée ci-dessus. En désignant la puissance reçue dans ce cas $P_{ROT}(\lambda)$, alors

$$R(\lambda) = P_A(\lambda)/[P_A(\lambda)+P_{ROT}(\lambda)] \quad (8B)$$

Le rapport $P_A(\lambda)/P_{ROT}(\lambda)$ pourrait être également utilisé pour calculer $R(\lambda)$ si on utilise le comptage de cycles (voir article 6).

Si un polarimètre est utilisé comme élément de détection, les paramètres de Stokes normalisés sont mesurés en fonction de la longueur d'onde. Les trois fonctions spectrales sont indépendantes de la puissance reçue et sont analysées par les mêmes méthodes appliquées à $R(\lambda)$ (voir article 6). Chaque ensemble de paramètres de Stokes normalisés conduit alors à une valeur de $\langle\Delta\tau\rangle$.

5.2 Méthode B

Pour la méthode de la matrice de Jones, la source de lumière est couplée aux polariseurs par un dispositif de réglage de polarisation. La sortie des polariseurs est couplée à l'entrée de la fibre en essai.

Pour les mesures de l'état de polarisation, la source de lumière est couplée par un dispositif de réglage de polarisation et sa sortie est couplée à la fibre en essai.

If Fourier analysis is used in the calculation, to ensure that all features (frequencies) are adequately resolved, the monochromator step size, expressed in the optical frequency domain ($\delta\nu$), must be a factor of two smaller than the "oscillation frequency" corresponding to the maximum $\delta\tau$ measured, and, due to the large amount of power outside the second moment for highly mode coupled fibres, the Nyquist condition must be at least 3 times the frequency of the second moment for the maximum anticipated PMD, thus:

$$\delta\tau_{\max} = 1/(6 \times \delta\nu) \quad (7)$$

If from the Fourier transform, it is evident that significant energy is present near to $\delta\tau_{\max}$ (i.e. that $R(\lambda)$ appears to be "aliased"), it will be necessary to reduce the step size $\delta\nu$ (if possible) and repeat the measurement.

The monochromator spectral linewidth (resolution) expressed in optical frequency units is generally equal to or smaller than the smallest $\delta\nu$ value to be used (corresponding to the largest $\delta\tau$ value to be measured). For example, for $\delta\tau_{\max} = 0,67$ ps, a monochromator linewidth of 2 nm at 1 550 nm ($\delta\nu = 249$ GHz) is typical.

The corresponding output signal for each wavelength is recorded. This process shall be accomplished without changing the launch and detector conditions. The received power is called $P_A(\lambda)$.

The analyzer is removed from the beam, and the monochromator scan is repeated. The received power is called $P_{\text{TOT}}(\lambda)$. This latter power can be used to eliminate the spectral dependence of the measurement system components and the test fibre loss. The ratio of the two scans, $R(\lambda)$, is

$$R(\lambda) = P_A(\lambda)/P_{\text{TOT}}(\lambda) \quad (8A)$$

Typical plots of the ratio are shown in figure 4.

An alternative procedure is to leave the analyzer in place, but rotate it 90° with respect to the orientation used above. Calling the power received in this case $P_{\text{ROT}}(\lambda)$, then

$$R(\lambda) = P_A(\lambda)/[P_A(\lambda)+P_{\text{ROT}}(\lambda)] \quad (8B)$$

The ratio $P_A(\lambda)/P_{\text{ROT}}(\lambda)$ could also be used to calculate $R(\lambda)$ when cycle counting is used (see clause 6 for calculations).

If a polarimeter is used as the detection element, the normalized Stokes parameters are measured versus wavelength. The three spectral functions are independent of received power and are analyzed by the same methods applied to $R(\lambda)$ (see clause 6 for calculations). Each set of normalized Stokes parameters then leads to a value of $\langle\Delta\tau\rangle$.

5.2 Method B

For the JME method the light source is coupled through the polarization adjuster to the polarizers. The output of the polarizers is coupled to the input of the fibre under test.

For SOP measurements, the light source is coupled through the polarization adjuster and its output is coupled to the fibre under test.

Dans les deux cas, la sortie de la fibre en essai est couplée à l'entrée du polarimètre.

On choisit la taille d'échelon $\delta\lambda$ sur laquelle les mesures doivent être effectuées. La valeur maximale admissible de $\delta\lambda$ (autour de λ_0) est fixée selon la prescription

$$\Delta\tau_{\max}\delta\lambda \leq \frac{\lambda_0^2}{2c_0} \quad (9)$$

avec $\Delta\tau_{\max}$ qui est le DGD maximal attendu dans la plage de longueurs d'onde de mesure. Par exemple, le produit du DGD maximal et de la taille d'échelon doit rester inférieur à 4 ps·nm à 1 550 nm et inférieur à 2,8 ps·nm à 1 300 nm. Cette prescription assure que d'une longueur d'onde à l'autre, l'état de sortie de polarisation effectue une rotation de moins de 180° sur l'axe principal des états de la sphère de Poincaré. Si une estimation approximative de $\Delta\tau_{\max}$ ne peut pas être effectuée, une série de mesures d'échantillons est effectuée sur la gamme de longueurs d'onde, chaque mesure utilisant une paire peu espacée de longueurs d'onde appropriées à la largeur spectrale et au saut minimal de réglage de la source optique. Le DGD maximal mesuré de cette façon est multiplié par un facteur de sécurité de trois, cette valeur remplace $\Delta\tau_{\max}$ dans l'expression ci-dessus et la valeur de $\delta\lambda$ à utiliser dans la mesure est calculée. S'il y a un risque que l'intervalle de longueur d'onde utilisé pour une mesure soit trop grand, la mesure peut être répétée avec un intervalle de longueur d'onde inférieur. Si la forme de la courbe du DGD en fonction de la longueur d'onde et le DGD moyen sont en majeure partie inchangés, l'intervalle original de longueur d'onde était satisfaisant.

Les données de mesure sont rassemblées. Aux longueurs d'onde choisies, chacun des polariseurs est inséré et les paramètres de Stokes correspondants sont enregistrés par le polarimètre.

5.3 Méthode C

5.3.1 Etalonnage du matériel

Le matériel est étalonné en vérifiant la mécanique de la ligne de retard avec une fibre hautement biréfringente de retard PMD connu. Une autre possibilité consiste à utiliser une «fibre étalon» de PMD connue.

5.3.2 Procédure d'essai

Une extrémité de la fibre en essai est couplée à la sortie polarisée de la source de lumière polarisée. L'autre extrémité est couplée à l'entrée de l'interféromètre. Cela peut être réalisé au moyen de connecteurs à fibres normaux, d'épissures ou par un système d'alignement de fibre. Si ce dernier est utilisé, un peu d'huile adaptatrice d'indice au niveau des raccords évite les réflexions.

La puissance de sortie optique de la source de lumière est réglée à une valeur de référence caractéristique pour le système de détection utilisé. Pour obtenir un contraste de frange suffisant, la puissance optique doit être pratiquement identique dans les deux bras. Une première acquisition est réalisée en déplaçant le miroir du bras de l'interféromètre et en enregistrant l'intensité de la lumière. A partir du motif de frange obtenu pour un état de polarisation choisi, le retard de PMD peut être calculé comme décrit à l'article 6 – méthode C. Un exemple typique de motif de franges pour un couplage de mode de polarisation faible et élevé est représenté à la figure 5.

Dans le cas d'un couplage de mode de polarisation insuffisant ou en cas de faible PMD, il est recommandé de répéter la mesure pour les différents états de polarisation ou de moduler l'état de polarisation pendant la mesure pour obtenir un résultat qui est une moyenne de tous les états de polarisation.

In both cases, the output of the fibre under test is coupled to the input of the polarimeter.

The step size $\delta\lambda$ is selected over which measurements are to be performed. The maximum allowable value of $\delta\lambda$ (around λ_0) is set by the requirement

$$\Delta\tau_{\max}\delta\lambda \leq \frac{\lambda_0^2}{2c_0} \quad (9)$$

where $\Delta\tau_{\max}$ is the maximum expected DGD within the measurement wavelength range. For example, the product of maximum DGD and step size shall remain less than 4 ps·nm at 1 550 nm and less than 2,8 ps·nm at 1 300 nm. This requirement ensures that from one test wavelength to the next, the output state of polarization rotates less than 180° about the principal states axis of the Poincaré sphere. If a rough estimate of $\Delta\tau_{\max}$ cannot be made, a series of sample measurements is performed across the wavelength range, each measurement using a closely spaced pair of wavelengths appropriate to the spectral width and minimum tuning step of the optical source. The maximum DGD measured in this way is multiplied by a safety factor of three, this value is substituted for $\Delta\tau_{\max}$ in the above expression and the value of $\delta\lambda$ to be used in the actual measurement is computed. If there is concern that the wavelength interval used for a measurement was too large, the measurement may be repeated with a smaller wavelength interval. If the shape of the curve of DGD vs wavelength and the mean DGD are essentially unchanged, the original wavelength interval was satisfactory.

The measurement data are gathered. At the selected wavelengths, each of the polarizers is inserted and the corresponding Stokes parameters are recorded from the polarimeter.

5.3 Method C

5.3.1 Equipment calibration

The equipment is calibrated by checking the mechanics of the delay line with a high birefringent fibre of known PMD delay. Another possibility is the use of a “golden fibre” with known PMD.

5.3.2 Test procedure

One end of the fibre under test is coupled to the polarized output of the polarized light source. The other end is coupled to the interferometer input. This can be done by standard fibre connectors, splices or by a fibre alignment system. If the latter is used, some index matching oil at the joints avoids reflections.

The optical output power of the light source is adjusted to a reference value characteristic for the detection system used. To get a sufficient fringe contrast the optical power in both arms shall be almost identical. A first acquisition is made by moving the mirror of the interferometer arm and recording the intensity of the light. From the obtained fringe pattern for one selected state of polarization the PMD delay can be calculated as described in clause 6 – method C. A typical example of a fringe pattern for low and high polarization mode coupling is shown in figure 5.

In case of insufficient polarization mode coupling, or in case of low PMD, it is recommended to repeat the measurement for different polarization states or to modulate the polarization state during the measurement in order to obtain a result which is an average over all polarization states.

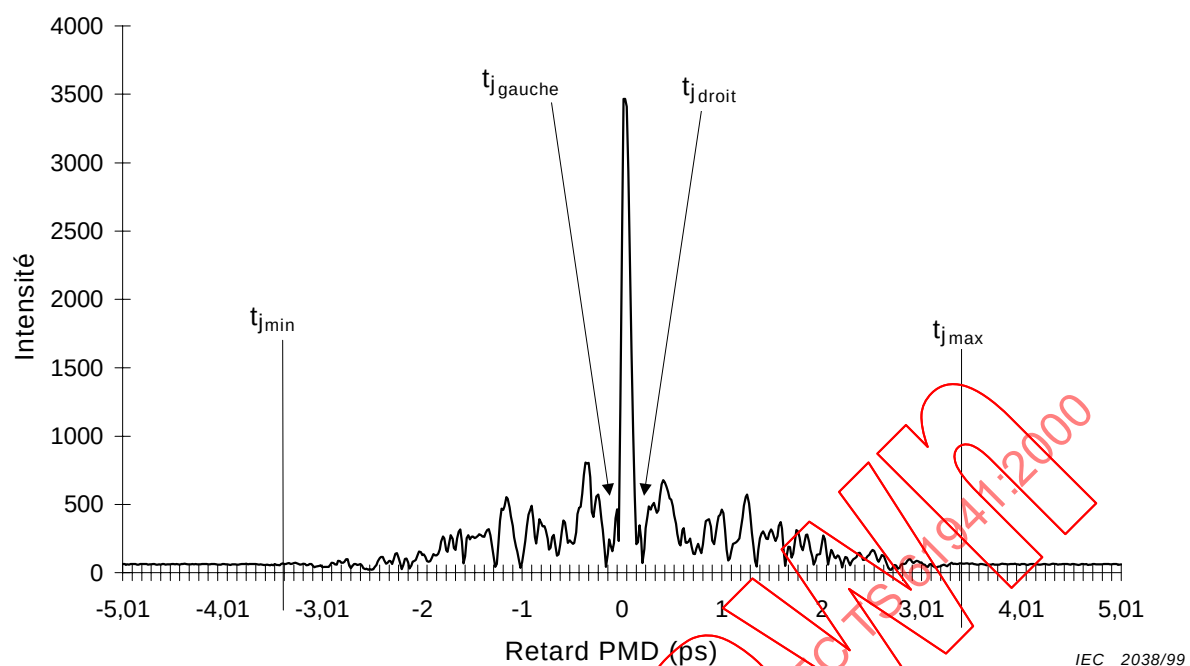


Figure 5a – Couplage de modes important

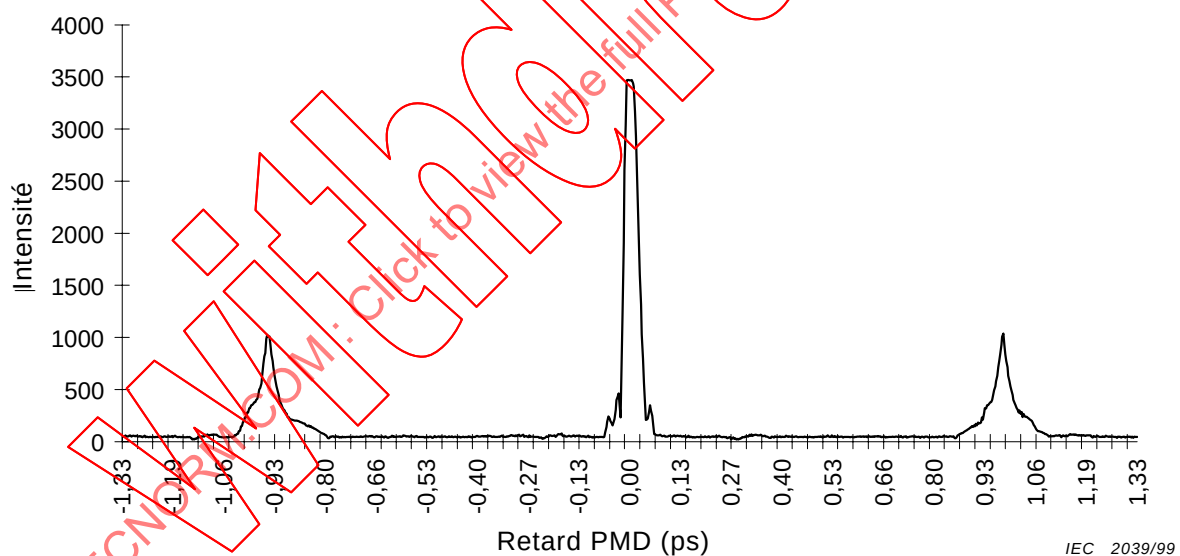


Figure 5b – Couplage de modes faible

Figure 5 – Données typiques obtenues par la Méthode C (Méthode d'Interférométrie)

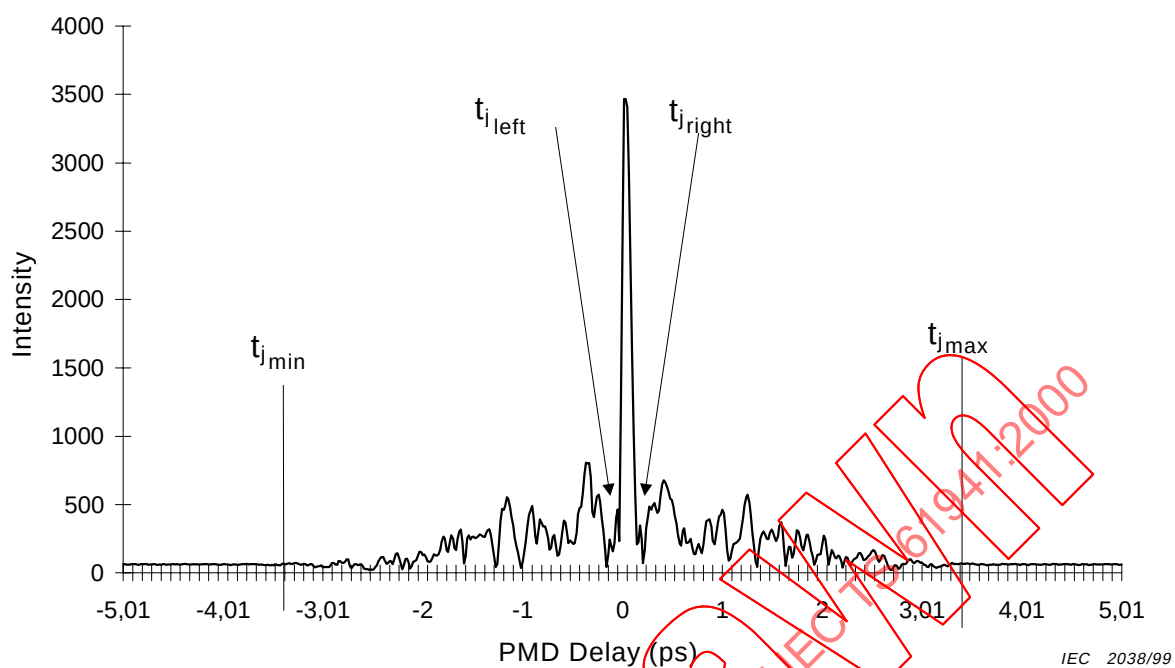


Figure 5a – Strong mode coupling

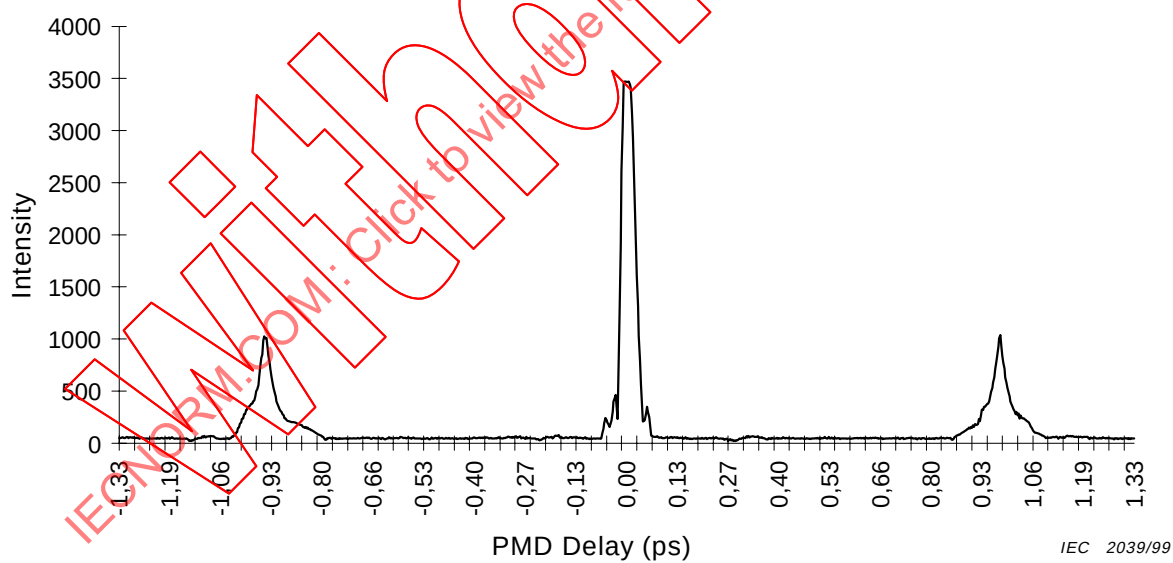


Figure 5b – Weak mode coupling

Figure 5 – Typical data obtained by Method C (Interferometric Method)

6 Calculs

6.1 Méthode A

Une des deux méthodes suivantes doit être utilisée pour calculer la PMD à partir des données de mesure.

6.1.1 Comptage de cycles

Il convient d'obtenir $R(\lambda)$ à des intervalles de longueur d'onde à espacements réguliers (voir annexe C). Se reporter à l'article 5 en ce qui concerne le réglage de longueur d'onde. E est le nombre des extrema (voir annexe C) à l'intérieur de la fenêtre $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$. Une autre possibilité consiste à choisir λ_1 et λ_2 pour coïncider avec les extrema, auquel cas E est le nombre des extrema (incluant λ_1 et λ_2) moins un.

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{kE\lambda_1\lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)c_0} \quad (10)$$

où

c_0 est la vitesse de la lumière en espace libre;

k est un facteur de couplage de mode qui est égal à 1,0 en l'absence de couplage de mode (régime d'équation (1)) et 0,82 dans la limite du couplage de mode important (régime d'équation (2)).

Si un polarimètre est utilisé comme élément de détection, la moyenne des valeurs dérivées des trois réponses aux paramètres de Stokes normalisés est prise comme valeur finale de $\langle \Delta\tau \rangle$. La valeur de $\langle \Delta\tau \rangle$ donnée par l'équation (10) ou la moyenne des trois valeurs de $\langle \Delta\tau \rangle$ dérivée de la détection polarimétrique peut être utilisée dans l'équation (1) ou l'équation (2) (selon celle qui est appropriée à l'échantillon particulier – voir article A.4) pour calculer le coefficient de PMD. La valeur qui en résulte doit être interprétée comme une moyenne sur la plage de longueur d'onde $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$.

6.1.1.1 Précision

La meilleure précision est obtenue en rendant $(\lambda_2 - \lambda_1)$ assez grand pour assurer que $E \gg 1$. Cela est particulièrement important lorsqu'il existe un fort couplage de mode (voir figure 4b) et moins dans le cas contraire (voir figure 4a). Des valeurs de E dans la plage de 7 à 40 sont typiques. Lorsque E se situe du côté faible de la plage, le pourcentage d'incertitude sur E et la PMD devient important. (L'annexe B s'applique aux manières de traiter ces incertitudes.) Du côté élevé de la plage, la taille de saut finie ou la largeur spectrale instrumentale peut donner lieu à des crêtes adjacentes non résolues.

De manière idéale, il convient que la fenêtre de balayage soit centrée sur la longueur d'onde d'utilisation de la fibre et que la fenêtre soit suffisamment élargie pour assurer que E soit supérieur à environ 10 pour la valeur de PMD maximale considérée (lorsque succès/échec devient important).

6.1.1.2 Identification de crête

L'identification des extrêmes dans $R(\lambda)$ peut être plus difficile en présence de bruit et/ou de couplage de mode important. Cela peut être observé dans l'exemple de la figure 4b. Un algorithme avec les caractéristiques suivantes est utile pour identifier les extrema:

- un polynôme est ajusté à plusieurs points adjacents de $R(\lambda)$ pour donner une courbe lissée;
- un extremum est défini comme un point où la dérivée de la longueur d'onde de cette courbe lissée change de signe.

6 Calculations

6.1 Method A

One of the following two methods shall be used for calculating PMD from the measurement data.

6.1.1 Cycle counting

$R(\lambda)$ should be obtained at evenly spaced wavelength intervals (see annex C). Refer to clause 5 regarding wavelength adjustment. E is the number of extrema (see annex C) within the window $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$. Alternatively, λ_1 and λ_2 may be chosen to coincide with extrema, in which case E is the number of extrema (including λ_1 and λ_2) minus one.

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{kE\lambda_1\lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)c_0} \quad (10)$$

where

c_0 is the speed of light in free space;

k is a mode coupling factor which equals 1,0 in the absence of mode coupling (the equation (1) regime), and 0,82 in the limit of strong mode coupling (the equation (2) regime).

If a polarimeter is used as the detection element, the average of the values derived from the three normalized Stokes parameter responses is taken as the final value of $\langle \Delta\tau \rangle$. The value of $\langle \Delta\tau \rangle$ provided by equation (10), or the average of the three values of $\langle \Delta\tau \rangle$ derived from polarimetric detection, can be used in equation (1) or equation (2) (whichever is appropriate for the particular sample – see clause A.4) to calculate the PMD coefficient. The resulting value is to be interpreted as an average over the wavelength range $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$.

6.1.1.1 Accuracy

The best accuracy is obtained by making $(\lambda_2 - \lambda_1)$ large enough to ensure that $E \gg 1$. This is especially important when there is strong mode coupling (see figure 4b), and less so otherwise (see figure 4a). Values of E in the range of 7 to 40 are typical. When E is at the low end of this range, the percentage uncertainties in both E and the PMD become large. (Annex B discusses ways of dealing with this uncertainty.) At the upper end of the range, finite step size or instrumental spectral width may result in some adjacent peaks not being resolved.

Ideally, the scan window should be centred on the fibre's wavelength of use, and the window made wide enough to ensure that E is greater than about 10 for the maximum PMD value of interest (where pass/fail is an issue).

6.1.1.2 Peak identification

The identification of extrema in $R(\lambda)$ can be more difficult in the presence of noise and/or strong mode coupling. This can be seen in the example of figure 4b. An algorithm with the following features is useful in identifying extrema:

- a) a polynomial is fitted to several adjacent points of $R(\lambda)$ to provide a smoothed curve;
- b) an extremum is defined as a point where the wavelength derivative of this smoothed curve changes sign.

Une fiabilité supplémentaire peut être atteinte dans l'algorithme d'identification de crête, si nécessaire. Un exemple d'algorithme est donné à l'annexe C.

6.1.2 Analyse de Fourier

6.1.2.1 Vue d'ensemble

Dans cette méthode, une analyse de Fourier de $R(\lambda)$, généralement exprimée dans le domaine de fréquence optique ν , est utilisée pour déduire la PMD. La transformation de Fourier transforme ces données de domaine de fréquence optique en domaine temporel. La transformation de Fourier fournit des informations directes concernant la distribution des temps d'arrivée de la lumière $\delta\tau$. Ces données sont post-traitées comme décrit ci-dessous pour en déduire la PMD attendue, $\langle\Delta\tau\rangle$, pour la fibre en essai. Cette méthode est applicable aux fibres à couplage faible ou important. Se reporter à l'annexe D pour une justification théorique plus détaillée de la méthode.

6.1.2.2 Prétraitement des données et transformation de Fourier

Pour utiliser cette méthode, la transformation de Fourier nécessite normalement des intervalles égaux de fréquence optique, de manière que les données $R(\lambda)$ soient rassemblées à des valeurs λ de façon qu'elles forment des intervalles égaux dans le domaine fréquentiel optique. Alternativement, des données prises à des intervalles λ égaux peuvent être ajustées (par exemple en utilisant un ajustement par fonction spline du 3^e degré) et l'interpolation utilisée pour produire ces points ou des techniques d'estimation spectrales plus avancées peuvent être utilisées. Dans chaque exemple, le rapport $R(\lambda)$ à chaque valeur λ utilisée est calculé en utilisant l'équation (8A) ou l'équation (8B), selon ce qui est approprié.

Il est admis de réaliser une correction de zéro ou l'interpolation de données et le retrait du niveau continu sur les données de rapport $R(\lambda)$. Le fenêtrage des données peut également être utilisé comme une étape de préconditionnement avant la transformation de Fourier. La transformation Fourier est effectuée pour produire la distribution des données en amplitude $P(\delta\tau)$ pour chaque valeur de $\delta\tau$.

6.1.3 Adaptation des données de transformation

Les données de transformation de Fourier à zéro $\delta\tau$ ont peu de signification dans la mesure où, sauf si elles ont été éliminées avec soin, les composantes continues de $R(\lambda)$ peuvent être dues en partie à la perte d'insertion de l'analyseur, par exemple. Lorsque le niveau continu n'est pas enlevé, jusqu'à deux points de données sont généralement shuntés (non utilisés) dans tout calcul ultérieur. Une variable, j , peut être définie de manière que le «premier bin valide» au-dessus de zéro $\delta\tau$ qui est inclus dans les calculs corresponde à $j = 0$.

Pour éliminer le bruit de mesure des calculs suivants, $P(\delta\tau)$ est comparé au niveau de seuil T_1 , réglé normalement à 200 % du niveau de bruit efficace du système de détection. Il est maintenant nécessaire de déterminer si la fibre a un couplage de mode faible ou important.

S'il s'avère que les premiers points X valables de $P(\delta\tau)$ sont tous inférieurs à T_1 , Cela indique que $P(\delta\tau)$ a des caractéristiques d'impulsion discrètes typiques de fibres faiblement couplées (voir annexe D). La valeur de X est égale à trois, sauf si une correction de zéro est utilisée dans l'analyse de Fourier. Dans ce cas, la valeur de X peut être déterminée à partir de

$$\frac{3 \times (\text{le nombre de points de données d'origine})}{(\text{longueur totale de réseau après correction de zéro})}.$$

La PMD est calculée en utilisant l'équation (11) pour une fibre à faible couplage de mode ou en utilisant l'équation (12) pour une fibre à couplage de mode important.

Additional robustness can be built into the peak identification algorithm if needed. An example of an algorithm is given in annex C.

6.1.2 Fourier analysis

6.1.2.1 Overview

In this method a Fourier analysis of $R(\lambda)$, usually expressed in the domain of optical frequency ν , is used to derive PMD. The Fourier transform transforms this optical frequency domain data to the time domain. The Fourier transform yields direct information on the distribution of light arrival times $\delta\tau$. These data are post-processed as described below to derive the expected PMD, $\langle\Delta\tau\rangle$, for the fibre under test. This method is applicable to fibres with weak or strong mode coupling. Refer to annex D for a more detailed theoretical background of the method.

6.1.2.2 Data pre-processing and Fourier transformation

To use this method, the Fourier transform normally requires equal intervals in optical frequency so that $R(\lambda)$ data are collected at λ values such that they form equal intervals in the optical frequency domain. Alternatively, data taken at equal λ intervals may be fitted (for example, by using a cubic spline fit) and interpolation used to generate these points, or more advanced spectral estimation techniques can be used. In each instance, the ratio $R(\lambda)$ at each λ value used is calculated using equation (8A) or equation (8B) as appropriate.

Zero-padding or data interpolation and d.c. level removal may be performed on the ratio data $R(\lambda)$. Windowing the data may also be used as a pre-conditioning step before the Fourier transform. The Fourier transformation is now carried out, to yield the amplitude data distribution $P(\delta\tau)$ for each value of $\delta\tau$.

6.1.3 Transform data fitting

Fourier transform data at zero $\delta\tau$ have little meaning since, unless carefully removed, d.c. components in $R(\lambda)$ may be partially due to insertion loss of the analyzer for example. When the d.c. level is not removed, up to two data points are generally bypassed (not used) in any further calculations. A variable, j , can be defined so that the "first valid bin" above zero $\delta\tau$ that is included in calculations corresponds to $j = 0$.

In order to remove measurement noise from subsequent calculations, $P(\delta\tau)$ is compared to a threshold level T_1 , typically set to 200 % of the r.m.s. noise level of the detection system. It is now necessary to determine whether the fibre is weakly or strongly mode coupled.

If it is found that the first X valid points of $P(\delta\tau)$ are all below T_1 , this indicates that $P(\delta\tau)$ must have discrete spike features characteristic of weakly coupled fibres (see annex D). The value of X is equal to three, unless zero-padding is used in the Fourier analysis. In that case, the value of X can be determined from

$$\frac{3 \times (\text{the number of original data points})}{(\text{total length of array after zero-padding})}.$$

PMD is calculated using equation (11) for a weak mode coupling fibre, or PMD is calculated using equation (12) for a strong mode coupling fibre.

6.1.3.1 Calcul de la PMD pour les fibres à faible couplage de mode

Pour une fibre faiblement couplée (par exemple fibre à haute biréfringence) ou pour un composant biréfringent, $R(\lambda)$ ressemble à une onde modulée (voir figure 4a). La transformation de Fourier donnera lieu à une sortie $P(\delta\tau)$ contenant une transitoire discrète à un emplacement correspondant au temps d'arrivée d'impulsion relatif $\delta\tau$, dont le centre est la valeur PMD $\langle\Delta\tau\rangle$.

Pour définir le centre de transitoire $\langle\Delta\tau\rangle$, les points où $P(\delta\tau)$ dépasse un second niveau de seuil prédéterminé T_2 , fixé typiquement à 200 % du niveau de bruit efficace du système de détection, sont utilisés dans l'équation

$$\langle\Delta\tau\rangle = \sum_{e=0}^{M'} [P_e(\delta\tau)\delta\tau_e] / \sum_{e=0}^{M'} P_e(\delta\tau) \quad (11)$$

où $M' + 1$ est le nombre de points de données de P dans la transitoire qui dépassent T_2 . $\langle\Delta\tau\rangle$ dans l'équation (11) est normalement indiqué en picosecondes. Si le dispositif en essai est une fibre de longueur L , le coefficient de PMD peut être calculé en utilisant l'équation 1. Si aucune transitoire n'est détectée (c'est-à-dire $M' = 0$), alors la PMD est égale à zéro. D'autres paramètres tels que la largeur de transitoire efficace et/ou la valeur crête de transitoire peuvent être notés.

Si le dispositif en essai contient un ou plusieurs éléments biréfringents, il se produira plus d'une transitoire. Pour un nombre n fibres/dispositifs mis bout à bout, jusqu'à $2^{(n-1)}$ transitoires seront obtenues.

6.1.3.2 Calcul de la PMD pour les fibres à couplage de mode important

Dans les exemples de couplage de mode importants, $R(\lambda)$ devient une forme d'onde complexe similaire à la figure 4b, les caractéristiques exactes étant fondées sur les statistiques réelles de processus de couplage à l'intérieur de la fibre/du câble. Les données ayant subi la transformation de Fourier deviennent une distribution $P(\delta\tau)$ représentant l'autocorrélation de la distribution de probabilité de temps d'arrivée d'impulsion lumineuse, $\delta\tau$, dans la fibre (voir annexe D et figure 6).

En comptant à partir de $j = 0$, on détermine le premier point de P qui dépasse T_1 , et qui est suivi d'au moins X points de données en dessous de T_1 . Ce point représente le dernier point significatif (c'est-à-dire «l'extrémité») de la distribution $P(\delta\tau)$, pour une fibre à fort couplage de mode, qui n'est pas affectée de manière substantielle par le bruit de mesure. La valeur $\delta\tau$ pour ce point est notée $\delta\tau_{\text{last}}$, et la valeur de j à $\delta\tau_{\text{last}}$ est notée M'' . Cette fibre a un fort couplage de mode; se reporter à l'annexe D pour déterminer si elle a un couplage de mode aléatoire.

La racine carrée du second moment, σ_R , de cette distribution définit la PMD de la fibre $\langle\Delta\tau\rangle$ et elle est donnée par

$$\langle\Delta\tau\rangle = \sigma_R = \left\{ \sum_{j=0}^{M''} [P_j(\delta\tau)\delta\tau_j^2] / \sum_{j=0}^{M''} [P_j(\delta\tau)] \right\}^{1/2} \quad (12)$$

6.1.3.1 PMD calculation for fibres with weak mode coupling

For a weakly coupled fibre (e.g. a high birefringence fibre) or for a birefringent component, $R(\lambda)$ resembles a chirped sine wave (see figure 4a). Fourier transformation will give a $P(\delta\tau)$ output containing a discrete spike at a position corresponding to the relative pulse arrival time $\delta\tau$, the centroid of which is the PMD value $\langle\Delta\tau\rangle$.

To define the spike centroid $\langle\Delta\tau\rangle$ the points where $P(\delta\tau)$ exceeds a second pre-determined threshold level T_2 , typically set to 200 % of the RMS noise level of the detection system are used in the equation:

$$\langle\Delta\tau\rangle = \sum_{e=0}^{M'} [P_e(\delta\tau)\delta\tau_e] / \sum_{e=0}^{M'} P_e(\delta\tau) \quad (11)$$

where $M'+1$ is the number of data points of P within the spike which exceed T_2 . $\langle\Delta\tau\rangle$ in equation (11) is typically quoted in picoseconds. If the device under test is a fibre of length L , the PMD coefficient may be calculated using equation 1. If no spike is detected (i.e. $M' = 0$), then PMD is zero. Other parameters such as the r.m.s. spike width and/or spike peak value may be reported.

If the device under test contains one or more birefringent elements, more than one spike will be generated. For a number n concatenated fibres/devices, up to $2^{(n-1)}$ spikes will be obtained.

6.1.3.2 PMD calculation for fibres with strong mode coupling

In instances of strong mode coupling, $R(\lambda)$ becomes a complex waveform similar to figure 4b, the exact characteristics being based on the actual statistics of the coupling process within the fibre/cable. The Fourier transformed data now becomes a distribution $P(\delta\tau)$ representing the autocorrelation of the probability distribution of light pulse arrival times, $\delta\tau$, in the fibre (see annex D and figure 6).

Counting up from $j=0$, the first point of P is determined which exceeds T_1 , and which is followed by at least X data points which fall below T_1 . This point represents the last significant point in (i.e., the "end" of) the distribution $P(\delta\tau)$, for a strongly mode-coupled fibre, that is not substantially affected by measurement noise. The $\delta\tau$ value for this point is denoted $\delta\tau_{\text{last}}$, and the value of j at $\delta\tau_{\text{last}}$ is denoted M'' . This fibre is strongly mode coupled; refer to annex D to determine if it is randomly mode coupled.

The square root of the second moment, σ_R , of this distribution defines the fibre PMD $\langle\Delta\tau\rangle$, and is given by

$$\langle\Delta\tau\rangle = \sigma_R = \left\{ \sum_{j=0}^{M''} [P_j(\delta\tau)\delta\tau_j^2] / \sum_{j=0}^{M''} [P_j(\delta\tau)] \right\}^{1/2} \quad (12)$$

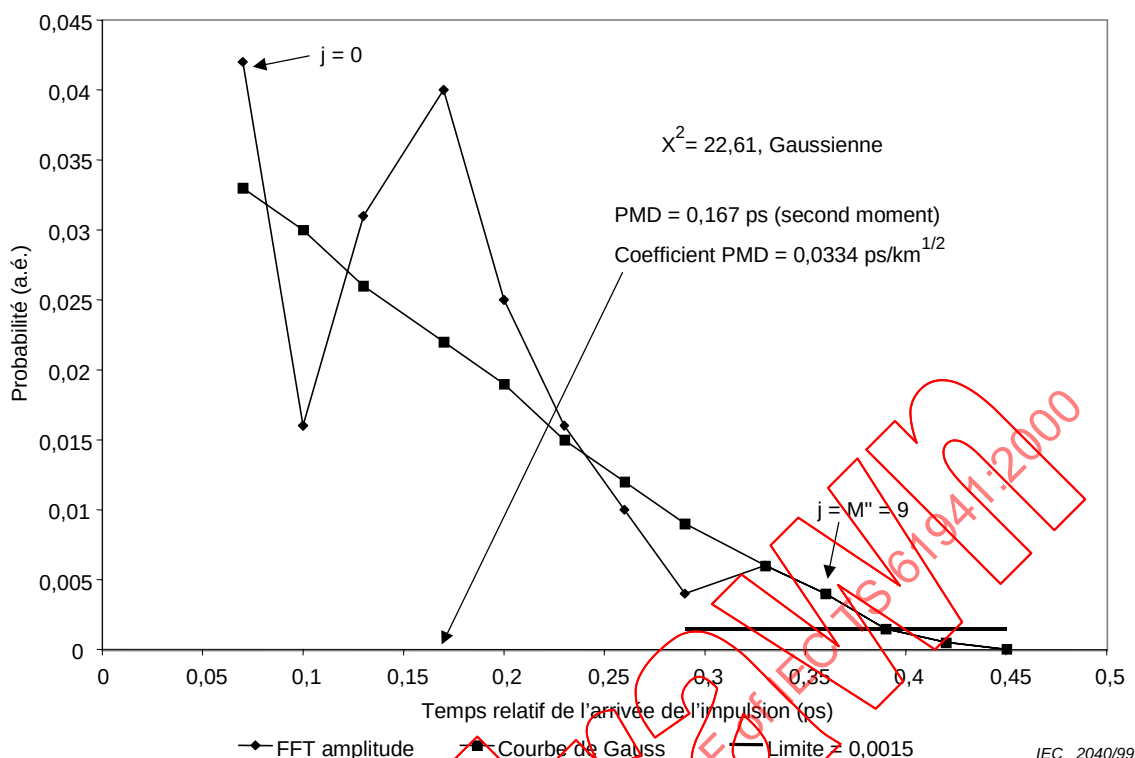


Figure 6 – PMD par analyse de Fourier

6.1.3.3 Calcul de la PMD pour systèmes de fibres de couplage mélangé

Il peut y avoir des exemples où des fibres/composants à faible couplage et des fibres à fort couplage sont mis bout à bout pour former le système en essai. Dans ce cas, la détermination de centre (équation (12)) et la dérivation de second moment (équation (12)) peuvent être nécessaires. Noter que les transitoires en $P(\delta\tau)$ peuvent seulement être déterminées au-delà du $\delta\tau_{\text{ast}}$ calculé.

6.1.4 Plage spectrale

Pour les fibres à fort couplage, il faut utiliser une plage spectrale suffisante pour former un ensemble spectral (moyenne) avec une précision suffisante. L'incertitude statistique peut être réduite en utilisant la plage spectrale la plus large possible (au moins 200 nm, par exemple). Il faut que la précision nécessaire et donc la plage spectrale soient spécifiées avant la mesure.

En complément, de très faibles valeurs $\delta\tau$ donneront de très longues périodes en $R(\lambda)$ et il convient que la plage spectrale de λ_1 à λ_2 couvre au moins deux «cycles» complets, si possible. La plage spectrale couverte définit la valeur $\delta\tau$ la plus faible qui peut être résolue en $P(\delta\tau)$, $\delta\tau_{\text{min}}$:

$$\delta\tau_{\text{min}} = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)c_0} \quad (13)$$

où le facteur 2 est introduit pour permettre que deux points de données en P et adjacents à zéro soient généralement ignorés. Par exemple, pour $\lambda_1 = 1\,270\text{ nm}$, $\lambda_2 = 1\,700\text{ nm}$, $\delta\tau_{\text{min}} = 0,033\text{ ps}$.

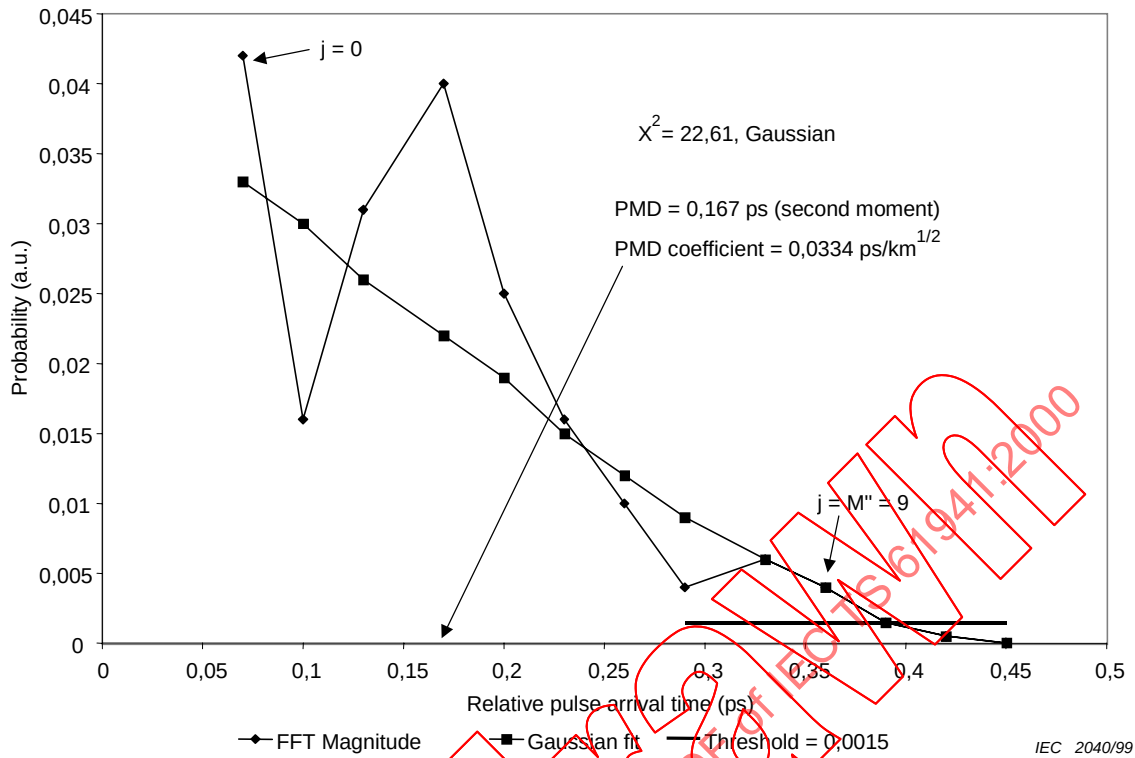


Figure 6 – PMD by Fourier analysis

6.1.3.3 PMD calculation for mixed coupling fibre systems

There may be instances where both weakly coupled fibre/components and strongly coupled fibre(s) are concatenated to form the system under test. In this case, both centroid determination (equation (11)) and the second moment derivation (equation (12)) may be required. Note that spikes in $P(\delta\tau)$ may only be determined beyond the $\delta\tau_{\text{last}}$ computed.

6.1.4 Spectral range

For strongly coupled fibres, sufficient spectral range must be used to form the spectral ensemble (average) with sufficient precision. The statistical uncertainty may be minimized by using the widest possible spectral range (e.g., at least 200 nm). The precision required and therefore spectral range must be specified prior to the measurement.

In addition, very low $\delta\tau$ values will give very long periods in $R(\lambda)$, and the spectral range λ_1 to λ_2 should cover at least two complete "cycles" if possible. The spectral range covered defines the smallest $\delta\tau$ value that can be resolved in $P(\delta\tau)$, $\delta\tau_{\text{min}}$:

$$\delta\tau_{\text{min}} = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)c_0} \quad (13)$$

where the factor 2 is introduced to allow for the fact that two data points in P at and adjacent to zero are generally ignored. For example, for $\lambda_1 = 1\,270\text{ nm}$, $\lambda_2 = 1\,700\text{ nm}$, $\delta\tau_{\text{min}} = 0,033\text{ ps}$.

Pour des fibres à PMD importante à faible couplage avec des données de rapport $R(\lambda)$ ressemblant à la figure 4a, la prescription pour le moyennage spectral décrit ci-dessus peut être assouplie et la plage spectrale réduite (par exemple $(\lambda_2 - \lambda_1) \sim 30$ nm) pour permettre la variation de la PMD avec la longueur d'onde (voir annexe D) à examiner.

6.2 Méthode B

Pour l'analyse par la matrice de Jones, la matrice de réponse de Jones est calculée pour chaque longueur d'onde à partir des paramètres de Stokes. Pour chaque intervalle de longueur d'onde, le produit de la matrice de Jones $T(\omega + \Delta\omega)$ à la fréquence optique supérieure et la matrice de Jones inverse $T^{-1}(\omega)$ à la fréquence optique inférieure sont calculées. La fréquence optique (convertie en radians en multipliant par 2π) ω est exprimée en radians par seconde et elle est liée à la fréquence optique ν par $\omega = 2\pi\nu$. Le DGD $\Delta\tau$ pour l'intervalle de longueur d'onde particulier est obtenu à partir de l'expression suivante:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\text{Arg}\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)}{\Delta\omega} \right| \quad (14)$$

où ρ_1 et ρ_2 sont des valeurs propres complexes de $T(\omega + \Delta\omega)T^{-1}(\omega)$ et Arg dénote la fonction d'argument, c'est-à-dire que $\text{Arg}(\eta e^{i\theta}) = \theta$.

Pour l'analyse des données, chaque valeur DGD est prise pour représenter le retard de groupe différentiel au milieu de l'intervalle de longueur d'onde correspondant. La série des valeurs DGD obtenue à partir d'une série d'intervalles de longueur d'onde par une plage de longueurs d'onde constitue une seule mesure. Pour une discussion complémentaire des algorithmes de mesure, se reporter à l'annexe E. Pour un exemple de calcul de PMD, voir l'annexe F.

Pour l'analyse des états de polarisation, le tracé sur la sphère de Poincaré décrivant l'évolution de l'état de polarisation avec la longueur d'onde est reconstruit à partir des paramètres de Stokes mesurés. Le tracé est analysé par tranche, en tenant compte des intervalles de longueur d'onde (qui peuvent inclure plus de deux échelons de longueur d'onde) de manière que les hypothèses assurant l'existence de PSP bien déterminés tiennent. L'axe PSP local sur la sphère de Poincaré et l'angle de rotation correspondant $\Delta\theta$ causé par la variation de longueur d'onde considérée $\delta\lambda$ sont alors déterminés au moyen de considérations géométriques simples. Une procédure possible pourrait être l'analyse du tracé sur la sphère de Poincaré en considérant les points mesurés trois par trois et en trouvant le point d'intersection des axes des segments identifiés par les deux paires de points. En partant de ce point, il est possible de calculer la valeur de $\Delta\theta$ avec des relations trigonométriques.

Le DGD doit être calculé par la relation:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\Delta\theta}{2\pi \Delta f} \right| = \left| \frac{\Delta\theta}{2\pi c \times \delta\lambda} \right| \times \lambda_i \lambda_f \quad (15)$$

où λ_i et λ_f sont respectivement les longueurs d'onde initiale et finale de $\delta\lambda$.

6.2.1 Affichage de DGD en fonction de la longueur d'onde

Les données peuvent être tracées dans un format x-y avec DGD sur l'axe vertical et la longueur d'onde sur l'axe horizontal comme indiqué à la figure 7. Les données peuvent être également affichées dans un histogramme comme représenté à la figure 8.

For weakly coupled high PMD fibres with ratio data $R(\lambda)$ resembling figure 4a, the requirement for spectral averaging described above may be relaxed, and the spectral range reduced (e.g. $\lambda_2 - \lambda_1 \sim 30$ nm) in order to allow variation of PMD with the wavelength (see annex D) to be examined.

6.2 Method B

For the Jones matrix analysis, the response Jones matrix is computed at each wavelength from the Stokes parameters. For each wavelength interval, the product of the Jones matrix $T(\omega + \Delta\omega)$ at the higher optical frequency and the inverse Jones matrix $T^{-1}(\omega)$ at the lower optical frequency are computed. The optical frequency (converted in radians by multiplying by 2π) ω is expressed in radians per second and is related to optical frequency ν by $\omega = 2\pi\nu$. The DGD $\Delta\tau$ for the particular wavelength interval is found from the following expression:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\text{Arg}\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)}{\Delta\omega} \right| \quad (14)$$

where ρ_1 and ρ_2 are the complex eigenvalues of $T(\omega + \Delta\omega)T^{-1}(\omega)$ and Arg denotes the argument function, that is, $\text{Arg}(\eta e^{i\theta}) = \theta$.

For purposes of data analysis, each DGD value is taken to represent the differential group delay at the midpoint of the corresponding wavelength interval. The series of DGD values obtained from a series of wavelength intervals across a wavelength range comprises a single measurement. For additional discussion of the measurement algorithms, see annex E. For an example calculation of PMD, see annex F.

For the SOP analysis, the trace on the Poincaré sphere describing the evolution of the SOP with wavelength is reconstructed from the measured Stokes parameters. The trace is analyzed piecewise, considering wavelength intervals (which may include more than two wavelength steps) such that the assumptions ensuring the existence of well determined PSPs hold. The local PSP axis on the Poincaré sphere and the corresponding rotation angle $\Delta\theta$ caused by the considered wavelength variation $\delta\lambda$ are then determined by means of simple geometrical considerations. A possible procedure could be the analysis of the trace on the Poincaré sphere by considering the measured points three by three and finding the point of intersection of the axes of the segments identified by the two pairs of points. Starting from this point, it is possible to calculate the value of $\Delta\theta$ by means of trigonometric relationships.

The DGD shall be computed from the relation:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\Delta\theta}{2\pi \Delta f} \right| = \left| \frac{\Delta\theta}{2\pi c \times \delta\lambda} \right| \times \lambda_i \lambda_f \quad (15)$$

where λ_i and λ_f are respectively the initial and the final wavelength of $\delta\lambda$.

6.2.1 Display of DGD versus wavelength

Data may be plotted in x-y format with DGD on the vertical axis and wavelength on the horizontal axis as shown in figure 7. Data may also be displayed in a histogram as shown in figure 8.

Résultats par la matrice de Jones - analyse propre sur un échantillon à couplage de mode important

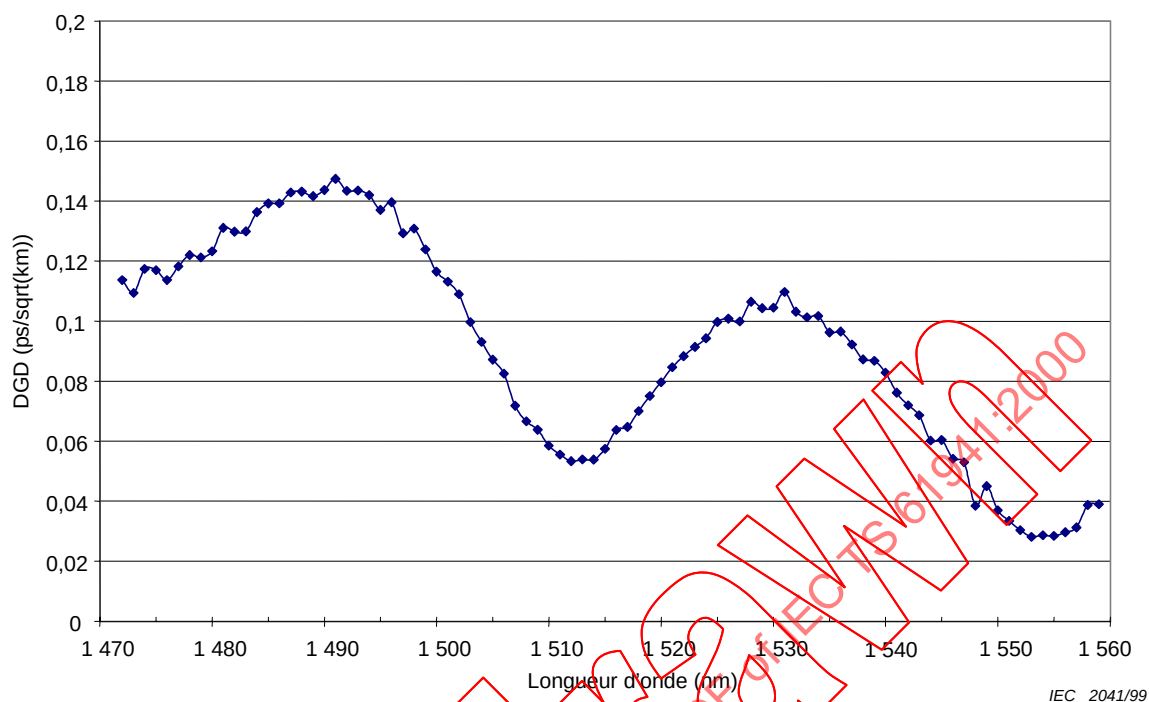


Figure 7 – Tracé 2D des données typiques obtenues sur une longueur de fibre de type B1 par la Méthode B (Méthode par la matrice de Jones – analyse des valeurs propres ou Méthode des états de polarisation)

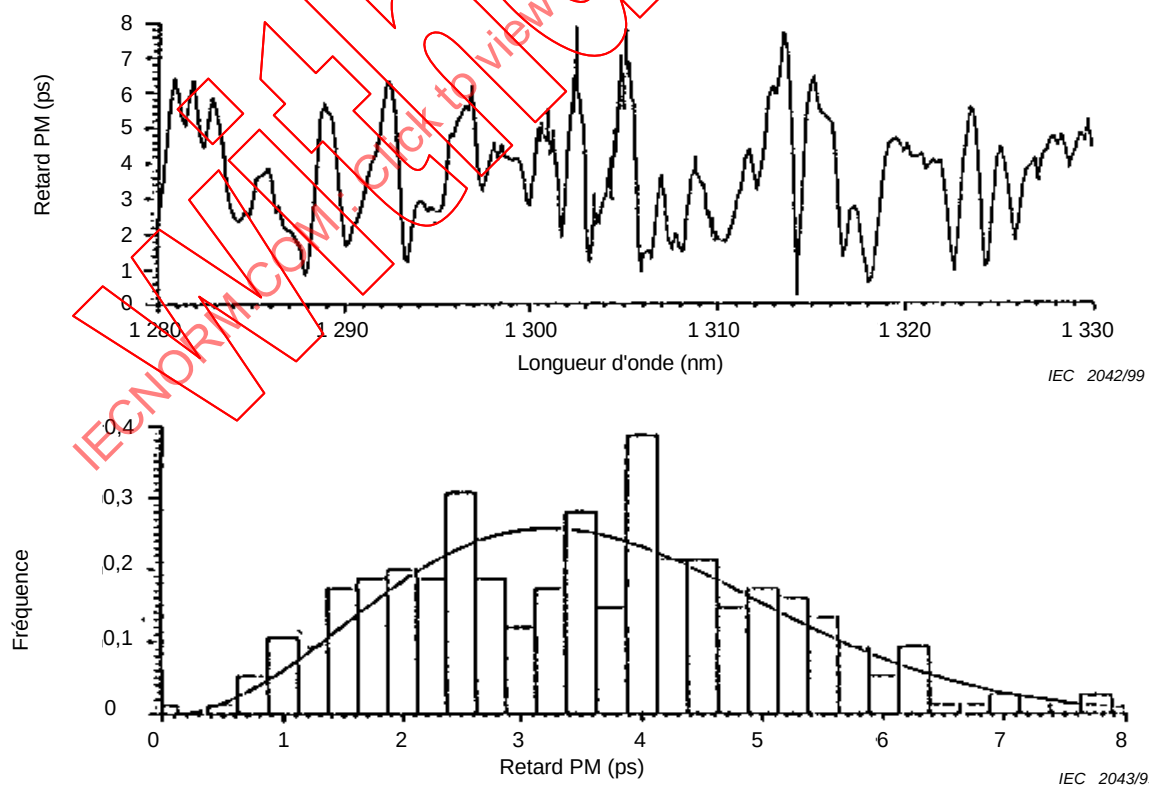


Figure 8 – Histogramme de données typiques par la méthode B (Méthode par la matrice de Jones – analyse des valeurs propres ou Méthode des états de polarisation). Une courbe de Maxwell est superposée sur l'histogramme. La courbe du DGD mesurée en fonction de la longueur d'onde est montrée en référence

Jones Matrix Eigenanalysis results for a strongly mode coupled sample

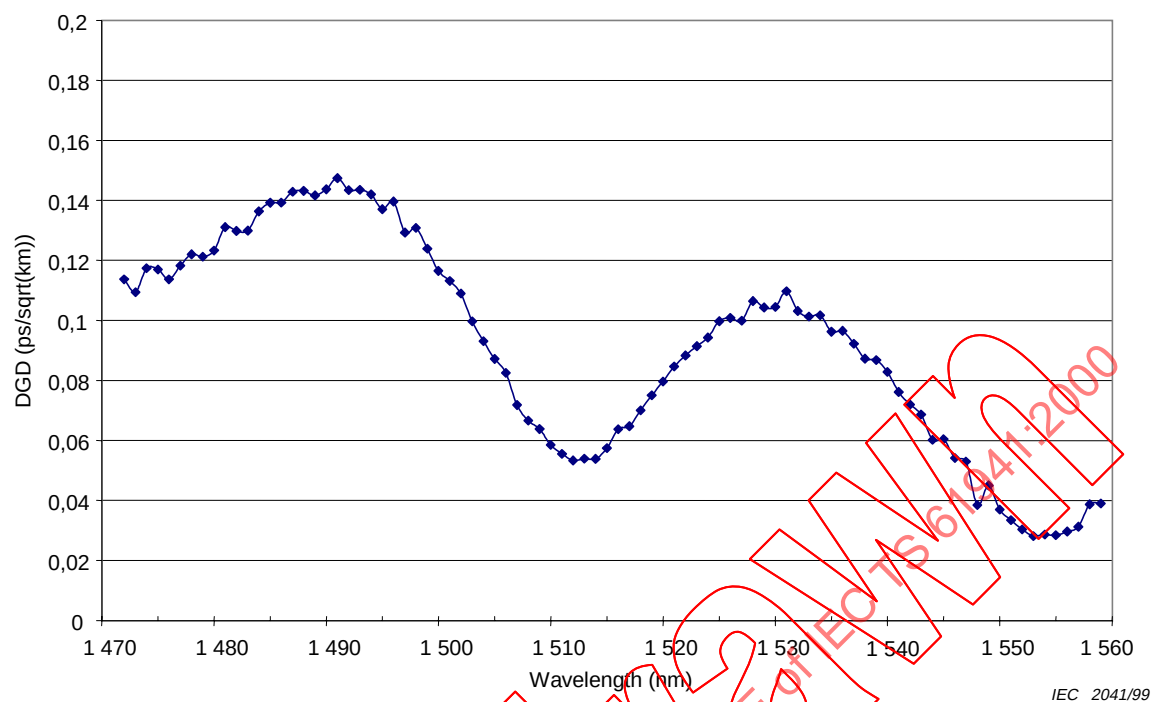


Figure 7 – 2-D plot of typical data obtained on a length of type B1 fibre by Method B (Jones Matrix Eigenanalysis or SOP Methods)

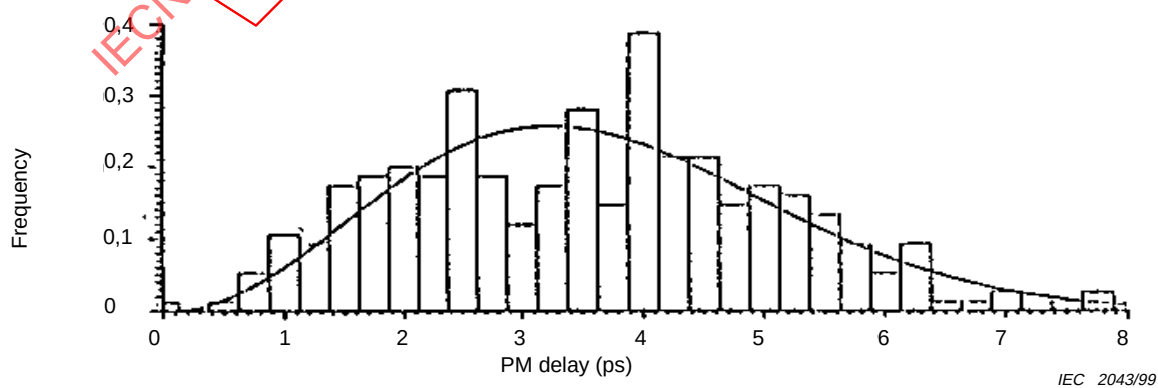
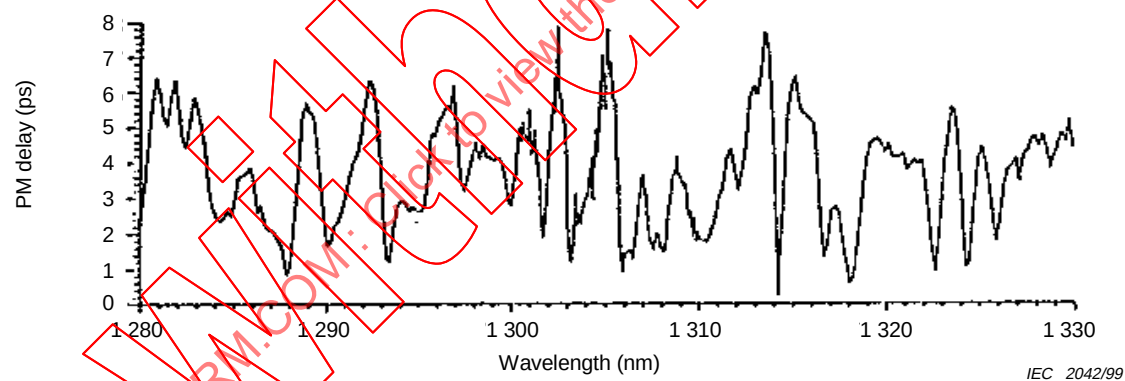


Figure 8 – Histogram of typical data obtained by Method B (Jones Matrix Eigenanalysis or SOP Methods). A Maxwell curve is superimposed on the histogram. The measured DGD vs. wavelength curve is shown for reference.

6.2.2 DGD moyen

La valeur attendue de PMD $\langle \Delta\tau \rangle_\lambda$ d'une mesure unique est simplement la moyenne des valeurs de mesure du DGD correspondant aux intervalles de longueur d'onde. Si des mesures multiples sont effectuées dans différentes conditions pour augmenter la taille d'échantillonnage, la moyenne d'ensemble est utilisée.

6.2.3 Coefficient de PMD

La PMD peut être exprimée en termes de coefficient de PMD pour fibres courtes ou longues, selon le type de couplage de mode présenté par l'échantillon de fibre. En l'absence de couplage de mode, le coefficient «faible longueur» donné dans l'équation (1) est utilisé. Pour les fibres à couplage de mode aléatoire, le coefficient «grande longueur» donné dans l'équation (2) est utilisé. L'annexe A décrit les moyens par lesquels le type de couplage de mode est déterminé.

6.3 Méthode C

6.3.1 Faible couplage de mode

Dans le cas d'un faible couplage de mode, le retard de PMD est déterminé à partir de la séparation des deux crêtes de cohérence satellites, chacune retardée à partir du centre par le retard de groupe différentiel du dispositif en essai. Dans ce cas, le DGD est équivalent au retard de PMD.

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{2\Delta L}{c_0} \quad (16)$$

où ΔL est le déplacement de la ligne de retard optique entre les deux crêtes de cohérence satellites et c_0 la vitesse de la lumière en espace libre. Le coefficient de PMD est donné par $\langle \Delta\tau \rangle / L$, où L est la longueur de la fibre en kilomètres (km).

6.3.2 Couplage de mode important

Dans le cas du couplage de mode important, la détermination du retard de PMD est fondée sur l'enveloppe de l'interférogramme du motif de franges. Le retard de PMD $\Delta\tau$ est déterminé à partir du second moment (largeur efficace) de la fonction d'autocorrélation du signal détecté (interférogramme) :

$$\langle \Delta\tau \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_\varepsilon \quad (17)$$

où σ est la moitié de la largeur de la gaussienne calculée à partir de l'interférogramme comme décrit à l'annexe G. Le coefficient de PMD est donné par $\langle \Delta\tau \rangle / \sqrt{L}$, où L est la longueur de la fibre en kilomètres (km). L'équation (17) s'applique à une définition en valeur efficace de DGD; un coefficient différent peut être nécessaire pour une définition de DGD en moyenne.

L'annexe G donne un exemple d'algorithme pour déterminer le retard de PMD $\Delta\tau$ à partir d'un interférogramme. D'autres algorithmes sont possibles, par exemple fondés sur l'intégration cumulative.

7 Résultats

Les données suivantes doivent être répertoriées pour chaque essai:

- date;
- référence de la méthode d'essai CEI;
- identification de la fibre et/ou du câble mesuré;
- longueur de fibre en essai;

6.2.2 Average DGD

The expected PMD value $\langle \Delta\tau \rangle_\lambda$ of a single measurement is simply the average of the DGD measurement values corresponding to the wavelength intervals. If multiple measurements are performed under different conditions to increase the sample size, the ensemble average is used.

6.2.3 PMD coefficient

PMD may be expressed in terms of the short- or long-fibre PMD coefficient, depending upon the type of mode coupling exhibited by the fibre sample. In the absence of mode coupling, the "short-length" coefficient given in equation (1) is used. For fibres with random mode coupling, the "long-length" coefficient given in equation (2) is used. Annex A describes means by which mode coupling type is determined.

6.3 Method C

6.3.1 Weak mode coupling

In the case of weak mode coupling, the PMD delay is determined from the separation of the two satellite coherence peaks, each delayed from the centre by the differential group delay of the device under test. For this case the DGD is equivalent to the PMD delay.

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{2\Delta L}{c_0} \quad (16)$$

where ΔL is the moving path of the optical delay line between the two satellite coherence peaks and c_0 the light velocity in free space. The PMD coefficient is given by $\langle \Delta\tau \rangle / L$ where L is the fibre length in kilometres (km).

6.3.2 Strong mode coupling

In the case of strong mode coupling the determination of the PMD delay is based on the envelope of the fringe pattern interferogram. The PMD delay $\Delta\tau$ is determined from the second moment (RMS width) of the autocorrelation function of the detected signal (interferogram):

$$\langle \Delta\tau \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_\varepsilon \quad (17)$$

where σ is the half width of the Gaussian calculated from the interferogram as described in annex G. The PMD coefficient is given by $\langle \Delta\tau \rangle / \sqrt{L}$ where L is the fibre length in kilometres (km). Equation (17) applies to a root mean squared (r.m.s.) DGD definition; a different coefficient may be necessary for an average DGD definition.

Annex G gives an example of an algorithm to determine the PMD delay $\Delta\tau$ from an interferogram. Other algorithms are possible, for instance based on cumulative integration.

7 Results

The following data shall be reported for each test:

- date;
- IEC test method number;
- identification of the fibre and/or cable measured;
- test fibre length;

- dispersion de mode de polarisation en picosecondes (ps). Si le degré de couplage de mode est connu, la PMD peut être donnée en ps/km (couplage de mode négligeable) ou ps/km^{1/2} (couplage de mode important);
- lorsqu'une PMD moyenne a été déterminée à partir de mesures répétées de l'échantillon, enregistrement du nombre de mesures effectuées;
- pour la méthode B, le nombre de valeurs de DGD obtenues à partir d'une seule mesure sur la plage de longueur d'onde, correspondant au nombre d'intervalles de longueur d'onde.

Informations qui doivent être disponibles sur demande:

- configuration physique de l'échantillon de fibre ou de câble;
- plage de longueur d'onde sur laquelle la mesure a été effectuée et taille d'échelon de longueur d'onde pour les méthodes A et B; longueur d'onde de source centrale et largeur spectrale pour la méthode C;
- type de source de rayonnement;
- description du monochromateur, polarimètre ou analyseur de spectre;
- description de l'extracteur de modes de gaine et de la substance adaptatrice d'indice utilisés;
- description du dispositif optique d'entrée, des conditions d'injection;
- description des techniques de détection et d'enregistrement;
- description du mécanisme de support de fibre;
- la méthode de calcul (comptage de cycles ou analyse de Fourier, méthode A seulement);
- pour la méthode C, le type de technique de détection de frange;
- pour la méthode C, tracé sur la plage balayée avec motif de franges (uniquement si le type de couplage de mode n'est pas aléatoire);
- date du dernier étalonnage du matériel d'essai;
- personnel d'essai (pas nécessaire pour les applications non militaires);
- démonstration d'application du coefficient de PMD de fibre courte ou longue.

- polarization-mode dispersion in picoseconds (ps). If the degree of mode coupling is known, the PMD may be given in ps/km (negligible mode coupling) or ps/km^{1/2} (strong mode coupling);
- when an average PMD has been determined from repeated measurements of the sample, record the number of measurements performed;
- for method B, the number of DGD values obtained from a single measurement across the wavelength range, corresponding to the number of wavelength intervals.

Information that shall be available on request:

- physical configuration of the fibre or cable sample;
- wavelength range over which the measurement was performed, and wavelength step size for methods A and B; source central wavelength and spectral width for method C;
- type of radiation source;
- description of monochromator, polarimeter, or spectrum analyzer;
- description of cladding mode stripper and index matching material used;
- description of input optics, launch conditions;
- description of detection and recording techniques;
- description of fibre support mechanism;
- the method of calculation (cycle counting or Fourier analysis, method A only);
- for method C, type of fringe detection technique;
- for method C, plot over the scanned range with fringe pattern (only if mode coupling type is not random);
- date of latest calibration of test equipment;
- test personnel (not required for non-military applications);
- evidence supporting application of the short- or long-fibre PMD coefficient.

Annexe A (informative)

Détermination du régime de couplage de mode

A.1 Historique

De grandes longueurs de fibres optiques unimodales montrent un certain degré de «couplage de mode», processus par lequel l'énergie qui se propage dans les modes de polarisation rapide et lent d'un segment de fibre est couplée dans le sens direct et en retour et les perturbations locales de biréfringence le long de la fibre. Pour une fibre de grande longueur, l'effet cumulatif de ce phénomène fait que $\Delta\tau$ dépend à la fois de la longueur d'onde et de l'environnement de la fibre. Le degré de couplage de mode détermine également la manière dont $\langle\Delta\tau\rangle$ augmente en fonction de la longueur de fibre. La présente annexe donne des essais spécifiques pour la détermination du type de couplage de mode que présente une fibre ou un ensemble de fibres; aléatoire, semi-aléatoire ou déterministe. Si l'essai aléatoire est passé avec succès, $\langle\Delta\tau\rangle$ augmente selon la racine carrée de la longueur de fibre et est valable pour exprimer la PMD en utilisant le coefficient de PMD de grande longueur. Si l'essai de couplage de mode négligeable est passé avec succès, $\langle\Delta\tau\rangle$ augmente directement avec la longueur de la fibre et est valable pour exprimer la PMD en utilisant le coefficient de PMD de fibre de faible longueur. Si aucun des essais n'est passé avec succès, la PMD n'est pas définie en fonction de la longueur et il ne convient pas non plus d'utiliser le coefficient de PMD.

A.2 Essai pour le couplage de mode aléatoire

La forme attendue de distribution de $\Delta\tau$ avec la longueur d'onde est maxwellienne dans le cas du couplage de mode aléatoire, tandis que $\Delta\tau$ aura une valeur unique sur une plage de longueurs d'onde en l'absence de couplage de mode. La distribution de probabilité de Maxwell est donnée par

$$f(\Delta\tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Delta\tau^2}{\alpha^3} e^{-\frac{\Delta\tau^2}{2\alpha^2}} \quad (\text{A.1})$$

où $\Delta\tau$ est le DGD correspondant à un intervalle de longueur d'onde particulier et α est le seul paramètre qui spécifie la distribution de Maxwell.

L'évaluation statistique de l'ensemble de données commence par la détermination de α en utilisant «l'estimation de probabilité maximale», définie pour une distribution de Maxwell attendue par

$$\alpha^2 = \frac{1}{3N} \sum_{i=1}^N \Delta\tau_i^2 \quad (\text{A.2})$$

évaluée pour $i = 1...N$, où $\Delta\tau_i$ sont les valeurs DGD mesurées sur N intervalles de longueur d'onde.

Annex A (informative)

Determination of mode coupling regime

A.1 Background

Long lengths of single-mode optical fibre exhibit some degree of "mode coupling", the process by which energy propagating in the fast and slow polarization modes of a segment of the fibre is coupled back and forth by local birefringence perturbations along the fibre. For a long fibre, the cumulative effect of this phenomenon is that $\Delta\tau$ is a function of both wavelength and fibre environment. The degree of mode coupling also determines how $\langle\Delta\tau\rangle$ scales with fibre length. This annex provides specific tests for determining the type of mode coupling exhibited by a fibre or ensemble of fibres; random, semi-random or deterministic. If the test for randomness is met, $\langle\Delta\tau\rangle$ scales with the square root of fibre length and it is valid to express PMD using the long-length PMD coefficient. If the test for negligible mode coupling is met, $\langle\Delta\tau\rangle$ scales directly with fibre length, and it is valid to express PMD using the short-length PMD coefficient. If neither test is met, the length dependence of PMD is not defined and neither PMD coefficient should be used.

A.2 Test for random mode coupling

The expected shape of the distribution of $\Delta\tau$ with wavelength is maxwellian in the case of random mode coupling, whereas $\Delta\tau$ will have a single value across a range of wavelengths in the absence of mode coupling. The Maxwell probability distribution is given by

$$f(\Delta\tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Delta\tau}{\alpha^3} e^{-\frac{\Delta\tau^2}{2\alpha^2}} \quad (\text{A.1})$$

where $\Delta\tau$ is the DGD corresponding to a particular wavelength interval and α is the single parameter which specifies a Maxwell distribution.

Statistical evaluation of the data set starts with determination of α using "maximum likelihood estimation", defined for an expected Maxwell distribution by

$$\alpha^2 = \frac{1}{3N} \sum_{i=1}^N \Delta\tau_i^2 \quad (\text{A.2})$$

evaluated for $i = 1 \dots N$, where $\Delta\tau_i$ are the DGD values measured across N wavelength intervals.

La qualité d'adaptation à la courbe théorique de Maxwell est déterminée en utilisant l'essai du khi deux de Pearson. On construit un histogramme sur la plage $0...4\alpha$ pour représenter les valeurs observées et les valeurs attendues. Le nombre de bins est choisi pour correspondre au nombre de points de données divisé par cinq. Pour chaque bin, le compte attendu est calculé avec la distribution de probabilité de Maxwell, la largeur de bin et le nombre de points de données. Avant d'appliquer l'essai du khi deux de Pearson, les bins des histogrammes sont consolidés par introduction des bins extérieurs jusqu'à ce que chaque dernier bin contienne au moins cinq comptages attendus. L'essai du khi deux de Pearson est appliqué:

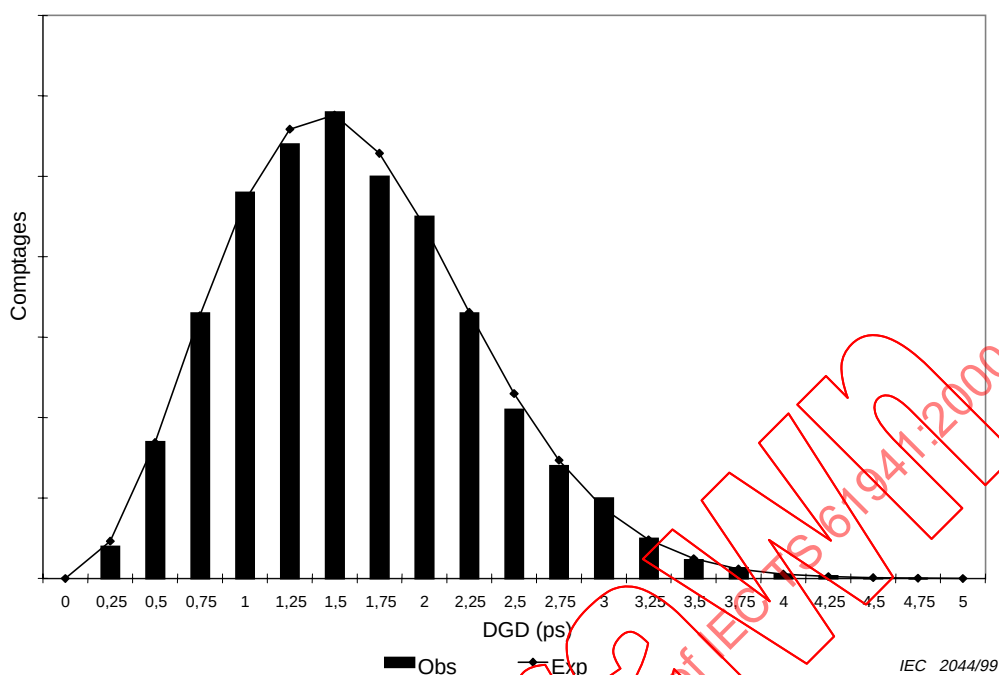
$$\chi^2 = \sum \frac{(\text{observé} - \text{attendu})^2}{\text{attendu}} \quad (\text{A.3})$$

où «observé» représente le nombre de comptages de mesure et «attendu» le nombre de comptages attendus, respectivement, dans un bin particulier. La somme est prise sur l'ensemble de l'étendue de l'histogramme consolidé. La probabilité significative ou «valeur- p » est déterminée à partir de tableaux normalisés utilisant la valeur de χ^2 et les degrés de liberté (nombre de bins moins un). La signification s'étend de 0 à 1 et donne la probabilité qu'un autre ensemble de données de même taille à partir d'une population similaire de données de mesure ait une adaptation supérieure ou égale à la distribution de probabilité de Maxwell. Quand les distributions s'approchent de la valeur maxwellienne, la valeur p s'approche de zéro. Voir la figure A.1 pour les exemples d'évaluations de statistiques de mesure de PMD. L'essai du khi deux de Pearson est très sensible. Une valeur p inférieure à 0,95 indique que la fibre en essai présente un couplage de modes aléatoire.

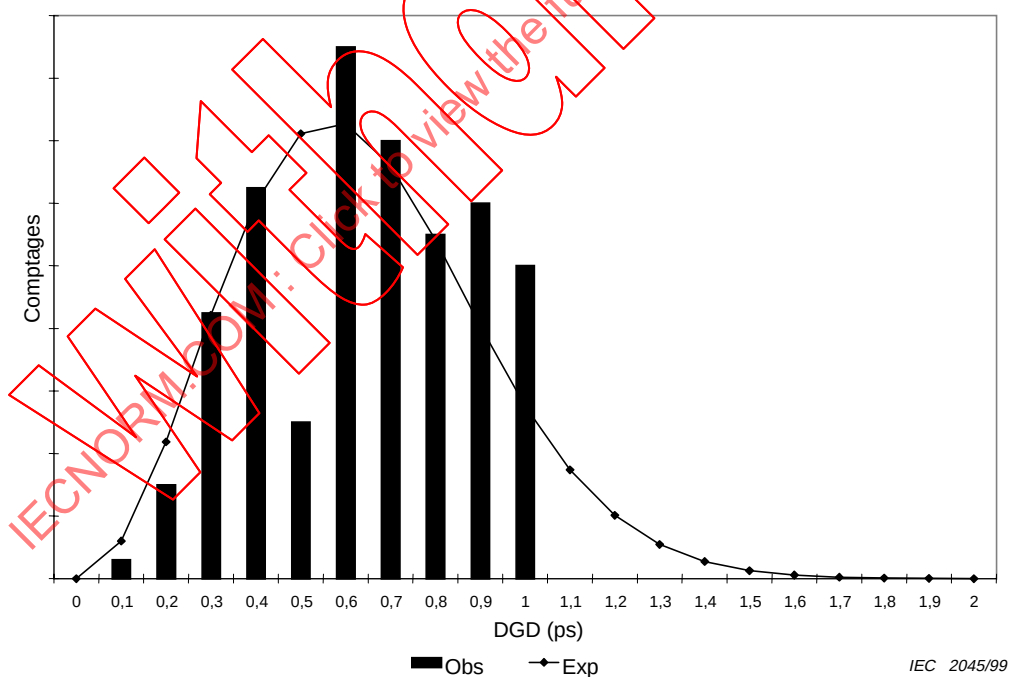
Goodness-of-fit to the theoretical Maxwell curve is determined using the Pearson chi-square test. A histogram spanning the range $0...4\alpha$ is constructed to represent the observed and expected values. The number of bins is chosen to be the number of data points divided by five. For each bin, the expected count is computed from the Maxwell probability distribution, the bin width and the number of data points. Prior to application of the Pearson chi-square test, the bins of the histograms are consolidated from the outer bins inwards, until each of the ultimate bins contains at least five expected counts. The Pearson chi-square test is applied:

$$\chi^2 = \sum \frac{(\text{observed} - \text{expected})^2}{\text{expected}} \quad (\text{A.3})$$

where "observed" represents the number of measurement counts and "expected" represents the number of expected counts, respectively, in a particular bin. The summation is taken across the entire span of the consolidated histogram. The significance probability or "p-value" is determined from standard tables using the value of χ^2 and the degrees of freedom (number of bins minus one). The significance ranges from 0 to 1 and gives the probability that another, same-sized data set from a similar population of measurement data would have an equal or better fit to the Maxwell probability distribution. As distributions approach maxwellian, the p-value approaches zero. See figure A.1 for example assessments of PMD measurement statistics. The Pearson chi-square test is very sensitive. A p-value smaller than 0,95 indicates that the test fibre is randomly mode coupled.

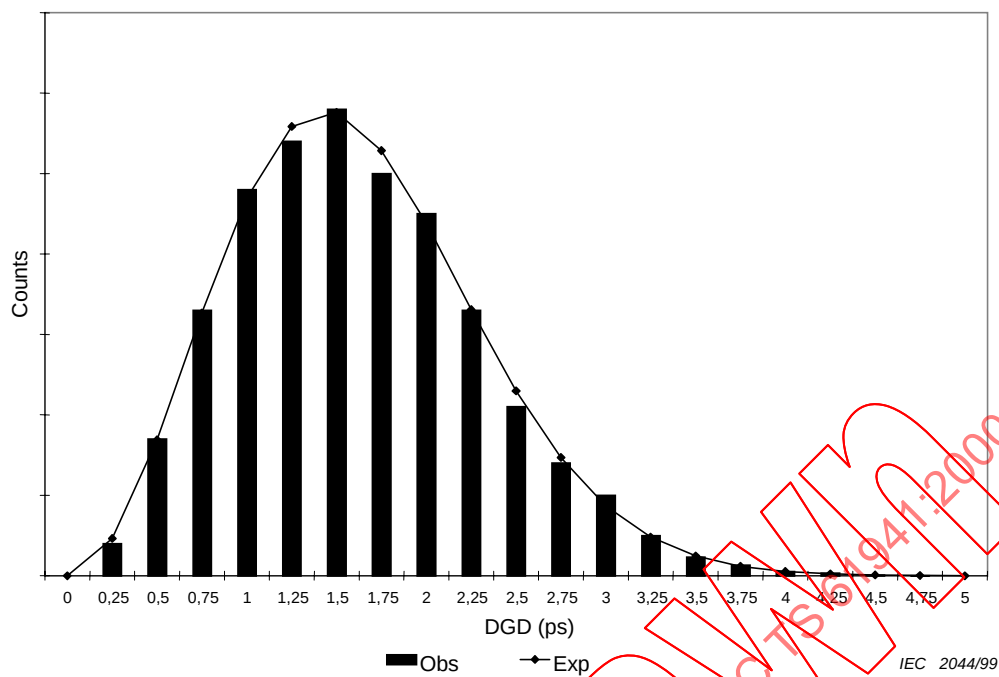


L'idéal, ou la distribution de Maxwell des valeurs DGD
 $\alpha = 1,105$, $X^2 = 0,51$, $p < 0,005$

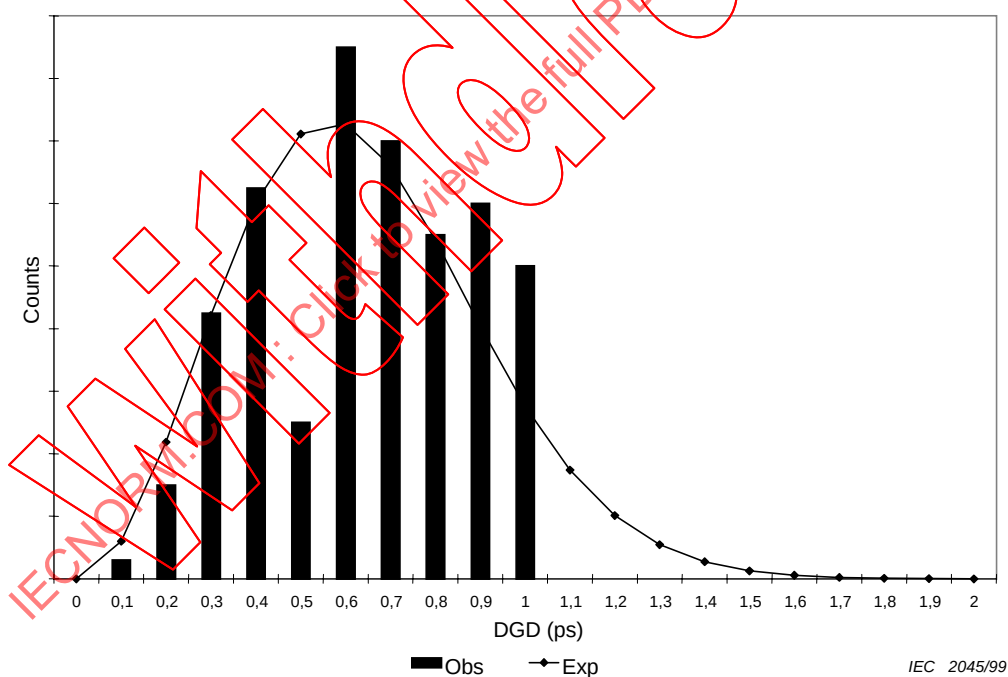


44 km de fibre type B1
 $\alpha = 1,105$, $X^2 = 2,03$, $p \sim 0,9$

**Figure A.1 – Exemple d'estimation de statistiques de mesure de PMD.
 Valeurs de DGD mesurées et idéales avec superposition
 des courbes de Maxwell**



Ideal, or Maxwell distribution of DGD values
 $\alpha = 1,105$, $X^2 = 0,51$, $p < 0,005$



44 km of type B1 fibre
 $\alpha = 1,105$, $X^2 = 2,03$, $p \sim 0,9$

**Figure A.1 – Example assessments of PMD measurement statistics
 Measured and ideal DGD values with superimposed Maxwell curves**

A.3 Essai d'absence de couplage de mode

Si l'écart type de $\Delta\tau$ sur la plage de longueur d'onde de mesure est inférieure à 1/10 de la moyenne, la fibre en essai est considérée comme présentant un couplage de mode négligeable (un dispositif «déterministe») et la PMD peut être exprimée par le coefficient de PMD de «faible longueur» $\langle\Delta\tau\rangle/L$.

A.4 Degré de couplage de mode pour la méthode A

$R(\lambda)$ croise sa valeur moyenne une fois pour chaque extremum en $R(\lambda)$ lorsqu'il n'y a pas de couplage de mode (voir figure 4a). Ainsi le rapport des extrema sur les croisements avec le niveau moyen est de 1 dans la limite d'aucun couplage de mode. Comme indiqué à la figure 4b, le couplage de mode fait passer le rapport au-dessus de 1. Dans la limite d'un couplage de mode important et d'un grand nombre d'extrema, le rapport théorique est proche de 1,54 [2]¹⁾ (voir équation (34)). Ainsi, le rapport mesuré dans la technique de comptage de cycles indique s'il convient d'utiliser l'équation (1) ou l'équation (2) pour calculer le coefficient de PMD. Dans une population de 93 fibres à fort couplage de modes (à la fois câblées et non câblées), 97 % des fibres avaient un rapport $>1,15$.

Si des mesures multiples sont effectuées pour améliorer la précision (voir annexe B), le rapport peut dépasser 1,15 pour certaines mesures mais pas pour d'autres. L'application de l'équation (1) ou de l'équation (2) à la moyenne des mesures dépend du critère qui est satisfait pour la majorité des mesures.

¹⁾ Les chiffres entre crochets se réfèrent à la bibliographie.

A.3 Test for absence of mode coupling

If the standard deviation of $\Delta\tau$ across the measurement wavelength range is less than 1/10 of the mean, the test fibre is considered to exhibit negligible mode coupling (a "deterministic" device) and PMD may be expressed by the "short-length" PMD coefficient $\langle\Delta\tau\rangle/L$.

A.4 Degree of mode coupling for method A

$R(\lambda)$ crosses its mean value once for every extremum in $R(\lambda)$ when there is no mode coupling (see figure 4a). Thus, the ratio of extrema to mean-level crossings is 1 in the limit of no mode coupling. As seen in figure 4b, mode coupling causes this ratio to exceed 1. In the limit of strong mode coupling and a large number of extrema, the theoretical ratio approaches 1,54 [2]¹⁾ (see equation (34)). Thus the ratio measured in the cycle counting technique is an indicator of whether equation (1) or equation (2) should be used in calculating the PMD coefficient. In one population of 93 strongly mode-coupled fibres (both cabled and uncabled), 97 % of the fibres had a ratio $>1,15$.

If multiple measurements are made to improve the precision (see annex B), the ratio may exceed 1,15 for some measurements, but not for others. Whether equation (1) or equation (2) is applied to the mean of the measurements depends on which criterion is satisfied for the majority of the measurements.

¹⁾ Figures in square brackets refer to the bibliography.

Annexe B (informative)

Stratégies d'amélioration de la précision

B.1 Mesures uniques/multiples

Dans les cas où une mesure unique n'est pas suffisante pour déterminer le type de couplage de mode ou déterminer $\langle \Delta\tau \rangle$ avec la précision désirée, il peut être nécessaire d'agrandir l'ensemble de données en combinant les données DGD provenant de mesures multiples. Cette approche est valable si le comportement de couplage de mode de la fibre est suffisamment modifié entre les mesures. Des exemples de stratégies pour agrandir l'ensemble de données de mesure sont décrits ci-dessous. On considère que ces stratégies ont le même degré de validité.

La PMD peut être mesurée à un grand nombre de températures. Si la température de la fibre en essai est contrôlée par une enceinte environnementale, il convient de modifier la température par palier d'au moins 5 °C pour produire des variations significatives dans les effets de couplage de mode. Il convient que les variations de température soient approximativement égales de manière à obtenir un degré d'indépendance plus important parmi les mesures.

On peut également effectuer des mesures multiples à des températures multiples en positionnant dans le temps les mesures pour tirer parti des variations quotidiennes de la température de l'air ambiant. Il s'agit d'une stratégie commune dans le cas des fibres câblées. Des mesures sont effectuées lorsque la température a varié de manière significative pour atteindre un plus grand degré d'indépendance parmi les mesures.

La température des fibres câblées peut être également modifiée en faisant passer un courant à travers l'élément de fil autour duquel les fibres sont déployées.

Si la fibre est bobinée de manière lâche, la configuration de couplage de mode peut être modifiée en repositionnant la fibre sur la bobine. Les moyens pour repositionner la fibre incluent la vibration de la bobine, le retournement de la bobine face supérieure vers le bas ou le massage de la fibre avec la main.

L'ensemble des données de PMD peut être également agrandi en mesurant les fibres multiples produites par un processus de fabrication fixe.

B.2 Méthode A

Une mesure unique utilisant la méthode A constitue une moyenne sur une plage de longueur d'onde. S'il y a des extrema E dans $R(\lambda)$ dans cette plage, alors la valeur de PMD qui en résulte aura, en couplage de mode important, une incertitude de dérive standard σ , où

$$(\sigma/\langle \Delta\tau \rangle)^2 \sim 0,5/E \quad (\text{B.1})$$

Dans l'analyse de Fourier (voir article 6 et annexe D), il y aura une incertitude correspondante, selon le choix de la plage de longueur d'onde et de la valeur $\langle \Delta\tau \rangle$.

L'incertitude peut être réduite en effectuant un total de N mesures et en modifiant la température ou la configuration mécanique de la fibre entre les mesures. Si les perturbations de température ou mécaniques produisent des réponses de mesure suffisamment indépendantes les unes des autres, prendre des mesure multiples donne une incertitude de $\sigma/N^{1/2}$ dans la valeur moyenne. Si un temps de mesure suffisant est disponible, N peut être assez élevé pour réduire l'incertitude dans la valeur moyenne de PMD pour atteindre un critère de précision prédéterminé.

Annex B (informative)

Strategies for improving precision

B.1 Single vs. multiple measurements

In cases where a single measurement is not sufficient to determine the type of mode coupling or determine $\langle \Delta\tau \rangle$ to the desired precision, it may be necessary to enlarge the data set by combining DGD data from multiple measurements. This approach is valid if the mode coupling behavior of the fibre is sufficiently changed between measurements. Example strategies for enlarging the measurement data set are described below. These strategies are considered equally valid.

PMD may be measured at a variety of temperatures. If the temperature of the test fibre is controlled by means of an environmental chamber, temperature should be changed in increments of at least 5 °C to produce significant changes in the mode coupling effects. Temperature increments should be approximately equal in order to achieve a larger degree of independence among the measurements.

Multiple measurements at multiple temperatures may also be accomplished by timing the measurements to take advantage of daily ambient air temperature changes. This is a common strategy in the case of cabled fibre. Measurements are performed when the temperature has changed significantly to achieve a greater degree of independence among the measurements.

The temperature of cabled fibres can also be changed by passing a current through the wire element around which the fibres are deployed.

If the fibre is loosely spooled, the mode coupling configuration can be changed by rearranging the fibre on the spool. Means of rearranging the fibre include vibrating the spool, turning the spool upside down, or massaging the fibre by hand.

The PMD data set can also be enlarged by measuring multiple fibres produced by a fixed manufacturing process.

B.2 Method A

A single measurement using method A constitutes an average over a wavelength range. If there are E extrema in $R(\lambda)$ in this range, then the resulting value of PMD will have, under strong mode coupling, a one-standard-deviation uncertainty σ , where

$$(\sigma/\langle \Delta\tau \rangle)^2 \sim 0,5/E \quad (\text{B.1})$$

In Fourier analysis (see clause 6 and annex D), there will be a corresponding uncertainty, dependent on the choice of wavelength range and $\langle \Delta\tau \rangle$ value.

The uncertainty can be reduced by making a total of N measurements and changing the temperature or mechanical configuration of the fibre between measurements. If the temperature or mechanical perturbations produce measurement responses which are sufficiently independent of one another, the taking of multiple measurements results in an uncertainty $\sigma/N^{1/2}$ in the mean value. If sufficient measurement time is available, N can be made large enough to reduce the uncertainty in the mean PMD value to meet a predetermined precision criterion.

Lorsque une fibre à fort couplage est mesurée seulement une fois, σ de l'équation (B.1) pourrait être une fraction substantielle de $\langle \Delta\tau \rangle$. Si une seule mesure est effectuée, un rapport pourrait être mis à disposition pour fournir la justification. Certains exemples de circonstances dans lesquels les mesures uniques sont justifiées sont donnés ci-dessous.

Exemple 1

Supposons qu'il faille fournir une population de fibres couplées en mode où il faut que chaque fibre satisfasse à une spécification de PMD maximale de $\langle \Delta\tau \rangle_0$. Comme la PMD $\langle \Delta\tau \rangle$ mesurée sur une fibre individuelle est une variable aléatoire dont σ n'est jamais égale à zéro, alors le vrai $\langle \Delta\tau \rangle$ de la fibre peut être supérieur à $\langle \Delta\tau \rangle_0$, même si $\langle \Delta\tau \rangle$ obtenu à partir d'une mesure unique est inférieur à $\langle \Delta\tau \rangle_0$.

Pour assurer avec 98 % de chance de réussite que le vrai $\langle \Delta\tau \rangle$ de la fibre est inférieur à $\langle \Delta\tau \rangle_0$, la valeur de PMD obtenue à partir d'une seule mesure de fibre doit satisfaire

$$\langle \Delta\tau \rangle < \langle \Delta\tau \rangle_0 - 2\sigma \quad (\text{B.2})$$

Cela équivaut à imposer une spécification de bande de protection de $\langle \Delta\tau \rangle_0 - 2\sigma$. Les fibres conformes à cette prescription dans une mesure unique pourraient être acceptées avec 98 % de chance de réussite dans la population des fibres satisfaisant à une spécification maximale de PMD de $\langle \Delta\tau \rangle_0$.

Exemple 2

Supposons qu'il faille fournir une population de N fibres couplées en mode, la PMD moyenne de la population étant inférieure à $\langle \Delta\tau \rangle_0$. Dans ce cas, la moyenne $\overline{\langle \Delta\tau \rangle}$ résultant de la mesure une fois de chaque fibre dans la population doit satisfaire

$$\overline{\langle \Delta\tau \rangle} < \langle \Delta\tau \rangle_0 - 2\sigma/N^{1/2} \quad (\text{B.3})$$

Cela donne 98 % de chance de réussite pour que la moyenne vraie de la population soit inférieure à $\langle \Delta\tau \rangle_0$, même si $\langle \Delta\tau \rangle$ peut dépasser $\langle \Delta\tau \rangle_0$ pour certaines fibres individuelles.

D'autres exemples pourraient être créés utilisant les statistiques connues des fibres produites dans un processus stable.

When a strongly mode-coupled fibre is measured only once, σ from equation (B.1) could be a substantial fraction of $\langle \Delta\tau \rangle$. If only one measurement is performed, a report could be made available to provide the justification. Some examples of circumstances in which single measurements are justified are given below.

Example 1

Suppose that a population of mode coupled fibres must be supplied in which each fibre must meet a maximum PMD specification of $\langle \Delta\tau \rangle_0$. Since the PMD $\langle \Delta\tau \rangle$ measured on an individual fibre is a random variable whose σ never equals zero, then the fibre's true $\langle \Delta\tau \rangle$ may be greater than $\langle \Delta\tau \rangle_0$ even though the $\langle \Delta\tau \rangle$ obtained from a single measurement is less than $\langle \Delta\tau \rangle_0$.

To ensure with 98 % confidence that the fibre's true $\langle \Delta\tau \rangle$ is less than $\langle \Delta\tau \rangle_0$, the PMD value obtained from a single fibre measurement shall satisfy

$$\langle \Delta\tau \rangle < \langle \Delta\tau \rangle_0 - 2\sigma \quad (\text{B.2})$$

This is equivalent to imposing a guard band specification of $\langle \Delta\tau \rangle_0 - 2\sigma$. Fibres meeting this requirement in a single measurement, could be accepted with 98 % confidence into the population of fibres that meet a maximum PMD specification of $\langle \Delta\tau \rangle_0$.

Example 2

Suppose that a population of N mode coupled fibres must be supplied, with the mean PMD of the population being less than $\langle \Delta\tau \rangle_0$. In this case, the mean $\overline{\langle \Delta\tau \rangle}$ resulting from measuring each fibre in the population once shall satisfy

$$\overline{\langle \Delta\tau \rangle} < \langle \Delta\tau \rangle_0 - 2\sigma/N^{1/2} \quad (\text{B.3})$$

This gives 98 % confidence that the true mean of the population is less than $\langle \Delta\tau \rangle_0$, even though $\langle \Delta\tau \rangle$ may exceed $\langle \Delta\tau \rangle_0$ for some individual fibres.

Other examples could be created which make use of known statistics of fibres produced in a stable process.

Annexe C (informative)

Algorithme d'identification de crête pour le comptage des cycles pour la méthode A

C.1 Introduction

En présence de bruit et/ou en couplage de mode important, l'identification des extrema en $R(\lambda)$ peut parfois être ambiguë. Un algorithme mathématique est nécessaire pour rendre cette identification rapide et objective. L'algorithme suivant est offert comme un exemple dont le fonctionnement a été constaté.

C.2 Lissage

Dans un ensemble de longueurs d'onde régulièrement espacées $\{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N\}$, le rapport de puissance dans la figure 4a ou 4b est mesuré. Appeler ces valeurs mesurées $\{f_1, f_2, \dots, f_N\}$. Pour réduire l'effet du bruit, les données sont lissées avec une procédure des moindres carrés. Pour chaque λ_i , un polynôme d'ordre inférieur est ajusté aux $2m+1$ valeurs mesurées $\{f_{i-m}, \dots, f_i, \dots, f_{i+m}\}$ centrées à λ_i . Un polynôme de degré trois avec $m = 8$ a montré un bon fonctionnement sur la plupart des données de PMD.

Un polynôme de degré trois centré en λ_i a la forme générale

$$R_i(\lambda) = a_i + b_i(\lambda_i - \lambda) + c_i(\lambda_i - \lambda)^2 + d_i(\lambda_i - \lambda)^3. \quad (\text{C.1})$$

En utilisant la méthode des moindres carrés pour calculer les coefficients,

$$a_i = \gamma_0^{(m)} f_i + \sum_{j=1}^m \gamma_j^{(m)} (f_{i+j} + f_{i-j}) \quad (\text{C.2})$$

$$b_i = \frac{1}{h} \sum_{j=1}^m a_j^{(m)} (f_{i+j} + f_{i-j}) \quad (\text{C.3})$$

où h est l'espacement entre les longueurs d'onde et

$$\gamma_j^{(m)} = 3 \frac{3m^2 + 3m - 5j^2 - 1}{(2m+1)(2m-1)(2m+3)} \quad (\text{C.4})$$

$$a_j^{(m)} = \frac{5j[7j^2(3m^2 + 3m - 1) - 5(3m^4 + 6m^3 - 3m + 1)]}{m(m+1)(2m+1)(4m^4 + 8m^3 - 7m^2 - 11m + 6)} \quad (\text{C.5})$$

Après évaluation de a_i et b_i , on obtient

$$c_i = \frac{3}{h^2} \frac{\sum_{j=-m}^m f_{i+j} - (2m+1)a_i}{m(m+1)(2m+1)} \quad (\text{C.6})$$

Annex C (informative)

Peak identification algorithm for cycle counting for method A

C.1 Introduction

In the presence of noise and/or strong mode coupling, the identification of extrema in $R(\lambda)$ may sometimes be ambiguous. A mathematical algorithm is needed to make this identification rapid and objective. The following algorithm is offered as an example of one that has been found to work.

C.2 Smoothing

At an evenly spaced set of wavelengths $\{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N\}$, the power ratio in figure 4a or 4b is measured. Call these measured values $\{f_1, f_2, \dots, f_N\}$. To reduce the effect of noise, the data are smoothed with a running least-square procedure. For each λ_i , a low-order polynomial is fitted to the $2m + 1$ measured values $\{f_{i-m}, \dots, f_i, \dots, f_{i+m}\}$ centred at λ_i . A cubic polynomial with $m = 8$ has been found to work well on most PMD data.

A cubic polynomial centred at λ_i has the general form

$$R_i(\lambda) = a_i + b_i(\lambda_i - \lambda) + c_i(\lambda_i - \lambda)^2 + d_i(\lambda_i - \lambda)^3. \quad (\text{C.1})$$

Using the method of least squares to calculate the coefficients,

$$a_i = \gamma_0^{(m)} f_i + \sum_{j=1}^m \gamma_j^{(m)} (f_{i+j} + f_{i-j}) \quad (\text{C.2})$$

$$b_i = \frac{1}{h} \sum_{j=1}^m a_j^{(m)} (f_{i+j} + f_{i-j}) \quad (\text{C.3})$$

where h is the spacing between wavelengths and

$$\gamma_j^{(m)} = 3 \frac{3m^2 + 3m - 5j^2 - 1}{(2m+1)(2m-1)(2m+3)} \quad (\text{C.4})$$

$$a_j^{(m)} = \frac{5j[7j^2(3m^2 + 3m - 1) - 5(3m^4 + 6m^3 - 3m + 1)]}{m(m+1)(2m+1)(4m^4 + 8m^3 - 7m^2 - 11m + 6)} \quad (\text{C.5})$$

Once a_i and b_i are evaluated, we find

$$c_i = \frac{3}{h^2} \frac{\sum_{j=-m}^m f_{i+j} - (2m+1)a_i}{m(m+1)(2m+1)} \quad (\text{C.6})$$

$$d_i = -\frac{5}{h^3} \frac{3 \sum_{j=-m}^m j f_{i+j} + h b_i m(m+1)(2m+1)}{m(m+1)(2m+1)(3m^2 + 3m - 1)} \quad (\text{C.7})$$

La valeur lissée $R_i(\lambda_i)$ remplace alors la valeur mesurée f_i . En plus de cette valeur unique $R_i(\lambda_i)$, la fonction lissée $R_f(\lambda)$ à partir de l'équation (C.1) est nécessaire pour calculer la dérivée en $\lambda = \lambda_i$ à l'article C.3.

C.3 Définition d'un extremum

Après calcul des fonctions lissées $R_i(\lambda)$, leurs dérivées $dR_i/d\lambda$ peuvent être calculées. Quel que soit le moment où la dérivée change de signe entre les valeurs adjacentes

$\frac{dR_{K-1}}{d\lambda}(\lambda_{K-1})$ et $\frac{dR_K}{d\lambda}(\lambda_K)$, le milieu $(\lambda_{K-1} + \lambda_K)/2$ ou un point interpolé est identifié comme un extremum.

C.4 Validité

Certains extrema peuvent résulter de faibles oscillations parasites qui ne sont pas liées à la PMD (par exemple, bruit de mesure). Ils peuvent être éliminés en soumettant toutes les extrêmes identifiées à l'article C.3 à un essai. Pour chaque valeur maximale locale $R(\text{max.})$, calculer le rapport

$$\frac{R(\text{max.}) - R(\text{min. le plus proche})}{R(\text{max. global}) - R(\text{min. global})} \quad (\text{C.8})$$

où «global» renvoie à la plage entière de données de λ_1 à λ_N . $R(\text{max.})$ constitue un maximum acceptable uniquement si ce rapport dépasse une valeur prédéterminée (pouvant être typiquement quelques pour-cent). De manière similaire, $R(\text{min.})$ est un minimum acceptable uniquement si le rapport

$$\frac{R(\text{max. le plus proche}) - R(\text{min.})}{R(\text{max. global}) - R(\text{min. global})} \quad (\text{C.9})$$

dépasse la même valeur prédéterminée.

C.5 Bonne adaptation

Un essai de bonne adaptation est utile pour s'assurer que les valeurs lissées $R_i(\lambda_i)$ représentent fidèlement les rapports de puissance mesurés f_i . Comme exemple, on peut exiger que l'erreur quadratique moyenne

$$D^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [f_i - R_i(\lambda_i)]^2 \quad (\text{C.10})$$

soit inférieure à 0,3. Si cette condition est violée, des changements peuvent être nécessaires, par exemple en répétant la mesure avec plus de points de données par période d'oscillation.

$$d_i = -\frac{5}{h^3} \frac{3 \sum_{j=-m}^m j f_{i+j} + h b_i m(m+1)(2m+1)}{m(m+1)(2m+1)(3m^2 + 3m - 1)} \quad (\text{C.7})$$

The smoothed value $R_i(\lambda_i)$ then replaces the measured value f_i . In addition to this single value $R_i(\lambda_i)$, the smoothed function $R_f(\lambda)$ from equation (C.1) is needed in order to calculate the derivative at $\lambda = \lambda_i$ in clause C.3.

C.3 Definition of an extremum

Once the smoothed functions $R_i(\lambda)$ have been calculated, their derivatives $dR_i/d\lambda$ can be calculated. Whenever the derivative changes sign between the adjacent values

$\frac{dR_{K-1}}{d\lambda}(\lambda_{K-1})$ and $\frac{dR_K}{d\lambda}(\lambda_K)$, the midpoint $(\lambda_{K-1} + \lambda_K)/2$, or an interpolated point, is identified as an extremum.

C.4 Robustness

Some extrema may be the result of small spurious oscillations that are unrelated to PMD (e.g. measurement noise). These can be eliminated by subjecting all of the extrema identified in clause C.3 to a test. For each local maximum value $R(\text{max.})$, calculate the ratio

$$\frac{R(\text{max.}) - R(\text{nearest min.})}{R(\text{global max.}) - R(\text{global min.})} \quad (\text{C.8})$$

where "global" refers to the entire data range from λ_1 to λ_N . $R(\text{max.})$ is an acceptable maximum only if this ratio exceeds some predetermined value (which might typically be a few percent). Similarly, $R(\text{min.})$ is an acceptable minimum only if the ratio

$$\frac{R(\text{nearest max.}) - R(\text{min.})}{R(\text{global max.}) - R(\text{global min.})} \quad (\text{C.9})$$

exceeds the same predetermined value.

C.5 Goodness-of-fit

A goodness-of-fit test is useful in assuring that the smoothed values $R_i(\lambda_i)$ faithfully represent the measured power ratios f_i . As an example, one could require the mean square error

$$D^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [f_i - R_i(\lambda_i)]^2 \quad (\text{C.10})$$

to be less than 0,3. If this condition is violated, some change may be necessary, for example repeating the measurement with more data points per period of the oscillation.

Annexe D (informative)

Support théorique de l'analyse de Fourier pour la méthode A

D.1 Introduction

Dans le cas d'un faible couplage de mode de polarisation ou d'un élément/d'une fibre biréfringent(e) unique, le rapport $R(\lambda)$ peut être dérivé comme une simple onde sinusoïdale modulée (voir annexe C) dans le domaine de longueur d'onde (voir figure 4a). Si les données sont tracées dans le domaine fréquentiel optique, la modulation est éliminée et la «fréquence» de l'onde sinusoïdale résultante est liée au temps d'arrivée relatif de l'impulsion, $\delta\tau$, ou simplement à la valeur de PMD $\langle\Delta\tau\rangle$ associée à la biréfringence qui produit l'oscillation.

En cas de couplage important, beaucoup d'arrivées d'impulsion, $\delta\tau$, sont présentes avec différents niveaux relatifs et $R(\lambda)$ devient une fonction extrêmement complexe. Cela conduit au concept selon lequel si une analyse non pondérée du contenu spectral (par exemple transformation de Fourier rapide) de $R(\lambda)$ devait être effectuée, la fonction d'autocorrélation $P(\delta\tau)$ de la distribution des arrivées d'impulsion individuelles et de leurs niveaux relatifs sera obtenue. Le second moment de cette distribution $P(\delta\tau)$ définira la valeur attendue de PMD, $\langle\Delta\tau\rangle$. Les statistiques de couplage aléatoire prévoient qu'il convient que la distribution $P(\delta\tau)$ tombe sur une courbe gaussienne, aussi comparer la distribution à une distribution gaussienne permet de déduire le degré du caractère aléatoire dans le couplage.

D.2 Support théorique

La fibre en essai entre le polariseur et l'analyseur/polarimètre peut être simulée de manière théorique par un modèle simple. Si une fibre ou un élément biréfringent(e) simple (c'est-à-dire, cas de faible couplage de mode) est placée entre des polariseurs croisés, chacun à 45° par rapport aux axes de biréfringence de la fibre, le rapport de transmission de lumière R' en fonction de la longueur d'onde, λ , est donné par :

$$R' = \sin^2 [\pi (\Delta n \times L) / \lambda] \quad (D.1)$$

où

Δn est la biréfringence de la fibre/élément;

L est la longueur de la fibre.

En formulant l'équation D.1 en fréquence optique ν , on obtient:

$$R' = \sin^2 [\pi (\Delta n \times L) / c_0 \nu] \quad (D.2)$$

où c_0 est la vitesse de la lumière en espace libre.

La PMD du dispositif est maintenant définie par

$$\delta\tau = \Delta n L / c_0 \quad (D.3)$$

où nous avons négligé tout terme de dispersion (en général faible) en Δn par souci de clarté.

Annex D (informative)

Fourier analysis theoretical background for method A

D.1 Introduction

In the case of weak polarization mode coupling or a simple birefringent fibre/element, the ratio $R(\lambda)$ may be derived as a simple chirped sine wave (see annex C) in the wavelength domain (see figure 4a). If the data is plotted in the optical frequency domain, the chirp is removed, and the "frequency" of the resulting sine wave is related to the relative pulse arrival time $\delta\tau$ or simply the PMD value $\langle\Delta\tau\rangle$ associated with the birefringence that produces the oscillation.

In the case of strong coupling many pulse arrivals $\delta\tau$ are present with different relative strengths, and $R(\lambda)$ becomes an extremely complex function. This leads to the concept that if an unweighted analysis of the spectral content (e.g. the fast Fourier transform) of $R(\lambda)$ were to be performed, the autocorrelation function $P(\delta\tau)$ of the distribution of the individual pulse arrivals and their relative strengths will be obtained. The second moment of this distribution $P(\delta\tau)$ will define the expected value of PMD, $\langle\Delta\tau\rangle$. The statistics of random coupling dictate that the distribution $P(\delta\tau)$, should fall on a Gaussian curve, so comparing the distribution to a Gaussian permits the degree of randomness in the coupling to be inferred.

D.2 Theoretical background

The fibre under test between the polarizer and analyzer/polarimeter may be simulated theoretically by a simple model. If a simple birefringent fibre or element (i.e. weak mode coupling case) is placed between crossed polarizers, each at 45° to the fibre birefringence axes, the light transmission ratio R' as a function of wavelength, λ , is given by:

$$R' = \sin^2 [\pi (\Delta n \times L) / \lambda] \quad (\text{D.1})$$

where

Δn is the birefringence of the fibre/element;

L is the fibre length.

Formulating equation D.1 in optical frequency ν , we obtain:

$$R' = \sin^2 [\pi (\Delta n \times L) / c_0] \nu] \quad (\text{D.2})$$

where c_0 is the velocity of light in free space.

Now, the PMD of the device is defined as

$$\delta\tau = \Delta n L / c_0 \quad (\text{D.3})$$

where we have neglected any (usually small) dispersion term in Δn for clarity.

En utilisant l'équation D.3 dans l'équation D.2 et en reformulant

$$R' = (1 - \cos 2\pi \nu \delta\tau)/2 \quad (D.4)$$

L'examen de l'équation D.4 révèle que R' est une onde cosinusoidale avec une «fréquence» d'oscillation F , donnée par:

$$F = \delta\tau \quad (D.5)$$

En d'autres termes, le contenu spectral de R' a un composant unique à $\delta\tau$. Dans la mesure où le contenu spectral peut être obtenu par la transformation de Fourier de R' , la transformation de Fourier de R' montrerait une «pointe» unique à $\delta\tau$ dans le domaine de transformation (dans ce cas le domaine temporel). La transformation de Fourier fonctionne du domaine fréquentiel optique au domaine temporel. L'effet du terme dispersif omis dans l'équation D.3 est un faible élargissement ou un «brouillage» de la pointe dans le domaine temporel. La PMD de la fibre/dispositif en essai est ensuite simplement la position centrale de cette pointe dans la transformation. L'intensité de la pointe dépendra des orientations du polariseur et de l'analyseur par rapport aux axes de polarisation de fibre à l'entrée et à la sortie. Cependant, on peut montrer que la position $\delta\tau$, c'est-à-dire l'indication de PMD, ne varie pas avec les orientations du polariseur/analyseur. Ainsi la PMD peut être mesurée indépendamment de la rotation de l'épissure de la fibre, de la position du polariseur, etc.

En étendant cette analyse au cas où la fibre a un couplage de mode important, on peut voir que les temps d'arrivée d'impulsion de «chemin» individuel provenant du couplage de mode donneront lieu chacun à une pointe correspondante dans la transformation de Fourier, avec une amplitude dépendant de l'orientation de polarisation relative vers le polariseur/l'analyseur et de la puissance relative transportée par le chemin sans aucun autre facteur de pondération. La transformation de Fourier est donc compatible avec la nature statistique de la PMD dans les fibres et les données représentent l'autocorrélation de la distribution de temps d'arrivée d'impulsion.

Le modèle de PMD dans les fibres avec couplage aléatoire montre qu'une impulsion d'entrée brève sortira de la fibre comme une impulsion lumineuse élargie avec une forme nominale gaussienne. La distribution de probabilité de l'impulsion de sortie est centrée sur le temps d'arrivée moyen de l'impulsion lumineuse (retard de groupe moyen), où $\delta\tau=0$. C'est pourquoi, pour les fibres couplées de manière aléatoire, on attend une distribution $P(\delta\tau)$ dans le spectre de Fourier qui est gaussienne, centrée autour de $\delta\tau=0$ (c'est-à-dire centrée à la «fréquence» zéro). Dans la mesure où la transformation de Fourier d'une fonction réelle est symétrique par rapport à la «fréquence» zéro, la transformation qui en résulte est une gaussienne unilatérale.

On peut déterminer si les données d'amplitude $P(\delta\tau)$ sont suffisamment proches de la forme gaussienne pour que le couplage de mode puisse être considéré comme aléatoire. Cela vise à déterminer si l'équation 2 peut être utilisée pour calculer le coefficient de PMD à partir de la PMD, $\langle\Delta\tau\rangle$. Une méthode qui peut être utilisée est l'essai du khi deux en prenant l'hypothèse d'une équation gaussienne adaptée.

L'équation gaussienne adaptée a la forme

$$P'(\delta\tau) = A_{\text{median}} \exp [-\delta\tau^2/(2\sigma_R^2)] \quad (D.6)$$

Using equation D.3 in equation D.2 and reformulating:

$$R' = (1 - \cos 2\pi \nu \delta\tau)/2 \quad (\text{D.4})$$

Examination of equation D.4 reveals that R' is a cosine wave with an oscillation "frequency" F , given by

$$F = \delta\tau \quad (\text{D.5})$$

In other words, the spectral content of R' has a single component at $\delta\tau$. Since the spectral content may be obtained by Fourier transformation of R' , the Fourier transform of R' would show a single "spike" at $\delta\tau$ in the transform domain (in this case the time domain). The Fourier transform operates from the optical frequency domain to the time domain. The effect of the dispersive term omitted in equation D.3 is to slightly broaden or "smear" the spike in the time domain. The PMD of the fibre/device under test is then simply the centroid position of this spike within the transform. The spike intensity will depend on the orientations of the polarizer and analyzer relative to the fibre polarization axes at input and output. However, it can be shown that the position $\delta\tau$, i.e., the PMD indication, does not change with polarizer/analyzer orientations. Thus PMD may be measured independently of fibre splice rotation, polarizer position, etc.

Extending this analysis to the case where the fibre has strong mode coupling, we can see that the individual "path" pulse arrival times arising from the mode coupling will each give rise to a corresponding spike in the Fourier transform, with an amplitude dependent on relative polarization orientation to the polarizer/analyzer and on the relative power being carried by that path, with no other weighting factors. The Fourier transform is therefore compatible with the statistical nature of PMD in fibres, and the data represents the autocorrelation of the pulse arrival time distribution.

The model of PMD in fibres with random coupling shows that a short input pulse will emerge from the fibre as a broadened light pulse with a nominally Gaussian shape. The probability distribution of the output pulse is centred on the mean arrival time of the light pulse (the average group delay), where $\delta\tau=0$. Therefore for randomly coupled fibres, we expect a distribution $P(\delta\tau)$ within the Fourier spectrum which is Gaussian, centred around $\delta\tau=0$ (i.e. centred at zero "frequency"). Since the Fourier transform of a real function is symmetric about zero "frequency", the resulting transform is a one-sided Gaussian.

It can be determined whether the amplitude data $P(\delta\tau)$ is sufficiently close to Gaussian that the mode coupling may be assumed to be random. This is to determine if equation 2 may be used to calculate the PMD coefficient from the PMD, $\langle\Delta\tau\rangle$. One method that can be used is a chi-squared test assuming a fitted Gaussian equation.

The Gaussian equation fitted has the form

$$P'_j(\delta\tau) = A_{\text{median}} \exp [-\delta\tau^2/(2\sigma_R^2)] \quad (\text{D.6})$$

Quand A_{median} est une constante et $P'_j(\delta\tau)$ la fonction de probabilité prévue pour la valeur temporelle $\delta\tau_j$, la procédure est comme suit:

- i) En réaménageant l'équation D.6, une estimation de la valeur de A , A_j , est obtenue à partir de chaque point de donnée $P_j(\delta\tau)$, de $j = 0$ à $j = M''$, en utilisant

$$A_j = P'_j(\delta\tau) / \exp [-\delta\tau_j^2 / (2\sigma_R^2)] \quad (\text{D.7})$$

où $j = 0, 1, \dots, M''$

- ii) En prenant les valeurs A_j , la valeur finale de A est obtenue à partir de leur valeur médiane, A_{median} , donnée en ordonnant d'abord A_j en ordre croissant et en utilisant

$$M''_{\text{pair}}: A_{\text{median}} = A_{M''/2} \quad (\text{D.8a})$$

$$M''_{\text{impair}}: A_{\text{median}} = \{A_{(M''-1)/2} + A_{(M''+1)/2}\} / 2 \quad (\text{D.8b})$$

- iii) En utilisant A_{median} dans l'équation D.6, les valeurs de distribution (gaussiennes) prévues $P'_j(\delta\tau)$ sont déterminées et l'essai du khi deux effectué en utilisant l'équation

$$X^2 = \sum_{j=0}^{M''} [2\{P_j(\delta\tau) / P'_j(\delta\tau)\}^2] \quad (\text{D.9})$$

- iv) Si

$$X^2 < X^2_{(a)} \quad (\text{D.10a})$$

et

$$X^2 > X^2_{(1-a)} \quad (\text{D.10b})$$

où $X^2_{(a)}$ est la valeur critique de la distribution du khi deux au niveau a (par exemple 0,01) pour $2(M'' + 1)$ degrés de liberté, l'adaptation gaussienne est acceptée et les données sont donc aléatoires. L'équation 2 peut être alors utilisée pour calculer le coefficient de PMD.

- v) Si la condition n'est pas remplie, les données sont considérées comme non aléatoires et l'équation 2 ne peut pas être appliquée. Le coefficient de PMD n'est pas défini dans ce cas.

Noter que l'incertitude statistique dans l'essai du khi deux est définie par le niveau a (dans ce cas 1 %). Ainsi, 1 % des essais peuvent donner la mauvaise décision quant à savoir si les données sont suffisamment aléatoires pour l'utilisation de l'équation 2 pour obtenir le coefficient de PMD. Les mesures multiples PMD peuvent être utilisées pour améliorer l'incertitude de mesure (voir annexe B). Les mesures individuelles peuvent ou ne peuvent pas passer avec succès l'essai du khi deux et dans ces conditions, la moyenne des valeurs de PMD $\langle \Delta\tau \rangle$ est calculée. La normalisation de longueur selon les équations (1) ou (2) est alors appliquée, le choix de l'équation étant fait selon que la majorité des mesures uniques dans l'ensemble passe avec succès ou non l'essai du khi deux. Sans tenir compte du choix de l'équation, noter que le second moment définira toujours la PMD, $\langle \Delta\tau^2 \rangle$.

Un exemple de résultat de transformation de Fourier obtenu avec une fibre de longueur 25 km avec un couplage important est représenté à la figure 6. Dans ce cas, M'' était déterminé comme étant 9, et l'équation D.9 donnait $X^2 = 22,61$. Comme pour $2(M'' + 1) = 20$, $X^2_{(a)}$ est 37,6 et $X^2_{(1-a)}$ est 8,26, les deux conditions de l'équation D.10 sont satisfaites. Les données sont donc gaussiennes, couplées de manière aléatoire, de telle sorte que l'équation 2 a été utilisée pour obtenir le coefficient de PMD.

Where A_{median} is a constant and $P'_j(\delta\tau)$ is the predicted probability function at time value $\delta\tau_j$. The procedure is as follows:

- i) Rearranging equation D.6, an estimate of the value of A , A_j , is obtained from each data point $P_j(\delta\tau)$ from $j = 0$ to $j = M''$, using

$$A_j = P'_j(\delta\tau) / \exp [-\delta\tau_j^2 / (2\sigma_R^2)] \quad (\text{D.7})$$

where $j = 0, 1, \dots, M''$

- ii) Taking the A_j values, the final value of A is obtained from their median value, A_{median} , given by first arranging A_j in ascending order and using

$$M''_{\text{even}}: A_{\text{median}} = A_{M''/2} \quad (\text{D.8a})$$

$$M''_{\text{odd}}: A_{\text{median}} = \{A_{(M''-1)/2} + A_{(M''+1)/2}\} / 2 \quad (\text{D.8b})$$

- iii) Using A_{median} in equation D.6 the predicted (Gaussian) distribution values $P'_j(\delta\tau)$ are determined, and the chi-squared test carried out using the equation

$$X^2 = \sum_{j=0}^{M''} [2\{P_j(\delta\tau) / P'_j(\delta\tau)\}^2] \quad (\text{D.9})$$

- iv) If

$$X^2 < X^2_{(a)} \quad (\text{D.10a})$$

and

$$X^2 > X^2_{(1-a)} \quad (\text{D.10b})$$

where $X^2_{(a)}$ is the critical value of the chi-squared distribution at level a (e.g. 0,01) for $2(M'' + 1)$ degrees of freedom, the Gaussian fit is accepted and the data is therefore random. Equation 2 may then be used to calculate the PMD coefficient.

- v) If the condition is not met, the data is deemed to be non-random, and equation 2 may not be applied. The PMD coefficient is not defined in this case.

Note that the statistical uncertainty in the chi squared test is defined by the level a (in this case 1 %). Thus 1 % of tests can give the wrong decision whether the data is sufficiently random for equation 2 to be used to obtain the PMD coefficient. Multiple PMD measurements may be used to improve the measurement uncertainty (see annex B). Individual measurements may or may not pass the chi-squared test, and in this instance, the mean of the PMD $\langle \Delta\tau \rangle$ values is calculated. Length normalization according to equations (1) or (2) is then applied, the choice of equation being made by whether the majority of single measurements in the set fail or pass the chi-squared test respectively. Regardless of the choice of equation, note that the second moment will always define the PMD, $\langle \Delta\tau^2 \rangle$.

An example of the Fourier transform output obtained in a fibre of length 25 km with strong coupling is shown in figure 6. In this case M'' was determined to be 9, and equation D.9 gave $X^2 = 22,61$. Since for $2(M'' + 1) = 20$, $X^2_{(a)}$ is 37,6, and $X^2_{(1-a)}$ is 8,26, both conditions of equation D.10 are met. The data are therefore Gaussian, randomly coupled, so that equation 2 has been used to obtain the PMD coefficient.

Annexe E (informative)

Détermination de la PMD pour la méthode B (Méthode par la matrice de Jones)

E.1 Introduction

La PMD est complètement caractérisée par la spécification d'une paire d'états principaux de polarisation (PSP) et d'un retard de groupe différentiel (DGD) $\Delta\tau$, les deux en fonction de la longueur d'onde. Le processus suivant décrit la théorie et le processus de détermination de ces deux paramètres à partir des mesures de la matrice de Jones.

E.2 Mesure de la matrice de Jones

R.C. Jones a donné un algorithme explicite pour déterminer de manière expérimentale la matrice de Jones de transmission directe $\mathbf{T}$ d'un dispositif optique inconnu linéaire, ne variant pas dans le temps [4]. La restriction de linéarité exclut les dispositifs optiques qui génèrent de nouvelles fréquences optiques. La restriction d'invariance dans le temps s'applique seulement à la transformation de polarisation causée par le dispositif et n'inclut pas le retard de phase optique absolu. C'est pourquoi la présente technique peut être utilisée pour caractériser les réseaux de fibres, même si le retard de phase à travers la fibre dérive pendant la mesure.

La mesure de la matrice de Jones nécessite l'application de trois états connus de lumière polarisée de manière linéaire au dispositif ou à la fibre en essai. Dans le processus décrit ci-dessous, les états linéaires orientés à 0°, 45° et 90° sont utilisés, comme cela est décrit par Jones. Les calculs peuvent être généralisés pour s'adapter à d'autres états d'entrée.

Tout vecteur de Jones $\mathbf{v}$ peut être complètement spécifié par une magnitude, une phase absolue et un vecteur unité $\hat{\mathbf{v}}$ qui localise l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré. Pour mesurer la matrice de Jones d'un dispositif, un stimulus de champ optique de polarisation linéaire parallèle à l'axe x (0°) est d'abord généré et le vecteur unité réponse qui en résulte $\hat{\mathbf{h}}$ est mesuré à la sortie du dispositif. De la même manière, des stimuli de champs de polarisation linéaire parallèle à l'axe des y (90°) et parallèle à la bissectrice de l'angle entre les axes positifs x et y (45°) donnent lieu, respectivement, à des vecteurs unités réponses $\hat{\mathbf{v}}$ et $\hat{\mathbf{q}}$.

Trois rapports complexes indépendants des intensités des trois stimuli de champs peuvent maintenant être formés à partir des composantes en x et y de $\hat{\mathbf{h}}$, $\hat{\mathbf{v}}$ et $\hat{\mathbf{q}}$:

$$k_1 = \hat{h}_x / \hat{h}_y \quad k_2 = \hat{v}_x / \hat{v}_y \quad k_3 = \hat{q}_x / \hat{q}_y \quad (\text{E.1})$$

Un quatrième rapport $k_4 = (k_3 - k_2)/(k_1 - k_3)$ est ensuite trouvé. Jusqu'à une constante complexe β , la matrice de transmission de Jones $\mathbf{T}$ est donnée par

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{E.2})$$

Annex E (informative)

Determination of PMD for method B (Jones matrix method)

E.1 Introduction

PMD is completely characterized by the specification of a pair of principal states of polarization (PSP) and a differential group delay (DGD) $\Delta\tau$, both as a function of wavelength. The following process describes the theory and process of determining these two parameters from Jones matrix measurements.

E.2 Measurement of the Jones matrix

R.C. Jones gave an explicit algorithm for experimentally determining the forward transmission Jones matrix $\mathbf{T}$ of an unknown linear, time-invariant optical device [4]. The restriction of linearity precludes optical devices that generate new optical frequencies. The restriction of time invariance applies only to the polarization transformation caused by the device, and does not include the absolute optical phase delay. Therefore, this technique can be used to characterize fibre networks even when the phase delay through the fibre is drifting during the measurement.

Measurement of the Jones matrix requires the application of three known states of linearly polarized light to the device or fibre under test. In the process described below, linear states oriented at 0° , 45° and 90° are used, as described by Jones. The mathematics may be generalized to accommodate other input states.

Any Jones vector $\mathbf{v}$ can be completely specified by a magnitude, an absolute phase, and a unit vector $\hat{\mathbf{v}}$ which locates the SOP on the Poincaré sphere. To measure the Jones matrix of a device, a stimulus optical field of linear polarization parallel to the x (0°) axis is first generated, and the resulting response unit vector $\hat{\mathbf{h}}$ is measured at the output of the device. Similarly, stimulus fields of linear polarization parallel to the y (90°) axis, and parallel to the bisector of the angle between the positive x and y axes (45°) result in response unit vectors $\hat{\mathbf{v}}$ and, $\hat{\mathbf{q}}$ respectively.

Three complex ratios independent of the intensities of the three stimulus fields can now be formed from the x and y components of $\hat{\mathbf{h}}$, $\hat{\mathbf{v}}$, and $\hat{\mathbf{q}}$:

$$k_1 = \hat{h}_x / \hat{h}_y \quad k_2 = \hat{v}_x / \hat{v}_y \quad k_3 = \hat{q}_x / \hat{q}_y \quad (\text{E.1})$$

A fourth ratio $k_4 = (k_3 - k_2)/(k_1 - k_3)$ is then found. To within a complex constant β , the transmission Jones matrix $\mathbf{T}$ is then given by

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{E.2})$$

E.3 Détermination des retards de groupes différentiels

Par définition du PSP, un dispositif ou un réseau général est associé à une paire d'états principaux d'entrée $\hat{\mathbf{x}}(\omega)$ qui, comme l'état de polarisation en entrée est maintenu constant tandis que la fréquence optique (convertie en radians en multipliant par 2π) ω est légèrement modifiée, donne une paire d'états principaux de sortie dont les vecteurs unités sont invariants au premier ordre en ω . Pour une matrice de transmission générale de Jones $\mathbf{T}(\omega)$, on peut exprimer un PSP de sortie comme une magnitude $\sigma(\omega)$ et une phase absolue $\phi(\omega)$ fois un vecteur unité $\hat{\mathbf{y}}(\omega)$ qui spécifie l'état de polarisation de la PSP de sortie:

$$\mathbf{y}(\omega) = \mathbf{T}(\omega) \hat{\mathbf{x}}(\omega) = \sigma(\omega) e^{i\phi(\omega)} \hat{\mathbf{y}}(\omega). \quad (\text{E.3})$$

$\sigma(\omega)$ et $\phi(\omega)$ peuvent varier avec ω mais $\hat{\mathbf{y}}(\omega)$ est invariant en fréquence au premier ordre par définition de la PSP de sortie. Utilisant des primes pour marquer la dérivation par rapport à ω , la dérivation de (E.3) donne

$$\mathbf{y}' = \mathbf{T}' \hat{\mathbf{x}} = [\sigma'/\sigma + i\phi'] \mathbf{y} + \sigma e^{i\phi} \hat{\mathbf{y}}'. \quad (\text{E.4})$$

La première dérivée de la phase absolue ϕ' est le retard de groupe τ_g à travers le réseau. Si le réseau n'est pas parfaitement polarisant, sa matrice de transmission $\mathbf{T}$ est non-singulière et l'entrée peut être exprimée en fonction de la sortie comme $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{y}$. En réglant explicitement $\hat{\mathbf{y}}'$ à zéro, on obtient la relation de valeur propre

$$\sigma e^{i\phi} \hat{\mathbf{y}}' = [\mathbf{T}' \mathbf{T}^{-1} - \sigma'/\sigma + i\tau_g] \mathbf{y} = 0. \quad (\text{E.5})$$

Les parties imaginaires des valeurs propres du produit de matrice sont des retards de groupe associés avec les PSP, et le retard différentiel $\Delta\tau$ qui conduit à la PMD est donné par la différence de la partie imaginaire de deux valeurs propres. Les PSP de sortie elles-mêmes sont les vecteurs propres de $\mathbf{T}' \mathbf{T}^{-1}$, qui peuvent être non unitaires pour les réseaux avec perte dépendant de la polarisation, auquel cas les PSP de sortie ne sont pas nécessairement orthogonaux.

La mesure de $\mathbf{T}'$ et $\mathbf{T}$, incluant la mesure de la phase absolue, permettrait le calcul direct de deux retards de groupe et de $\Delta\tau$ mais, en pratique, deux restrictions sont imposées par la technique de mesure de la matrice de Jones décrite auparavant. Au lieu de mesurer directement $\mathbf{T}'$, il faut faire une approximation avec $\mathbf{T}' \sim [\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega) - \mathbf{T}(\omega)]/\Delta\omega$ pour un $\Delta\omega$ fini. Si l'intervalle de fréquence $\Delta\omega$ est assez faible de telle sorte que chaque PSP de sortie supporte approximativement la même perte à ω et $\Delta\omega$, alors $\sigma'\Delta\omega/\sigma \sim 0$ et (E.5) peut être réécrite

$$[\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega) \mathbf{T}^{-1}(\omega) - (1 + i\tau_g \Delta\omega) \mathbf{I}] \mathbf{y} = 0. \quad (\text{E.6})$$

E.3 Determination of differential group delay

By definition of the PSP, a general device or network has associated with it a pair of input principal states $\hat{\mathbf{x}}(\omega)$ which, as the input SOP is held constant while the optical frequency (converted in radians by multiplying by 2π) ω is changed a small amount, resulting in a pair of output principal states whose unit vectors are invariant to first order over ω . For a general transmission Jones matrix $\mathbf{T}(\omega)$, we can express an output PSP as a magnitude $\sigma(\omega)$ and absolute phase $\phi(\omega)$ times a unit vector $\hat{\mathbf{y}}(\omega)$ which specifies the SOP of the output PSP:

$$\mathbf{y}(\omega) = \mathbf{T}(\omega) \hat{\mathbf{x}}(\omega) = \sigma(\omega) e^{i\phi(\omega)} \hat{\mathbf{y}}(\omega). \quad (\text{E.3})$$

$\sigma(\omega)$ and $\phi(\omega)$ may vary with ω , but $\hat{\mathbf{y}}(\omega)$ is frequency-invariant to first order by definition of the output PSP. Using primes to denote differentiation with respect to ω , differentiation of (E.3) results in

$$\mathbf{y}' = \mathbf{T}' \hat{\mathbf{x}} = [\sigma'/\sigma + i\phi'] \mathbf{y} + \sigma e^{i\phi} \hat{\mathbf{y}}' \quad (\text{E.4})$$

The first derivative of the absolute phase ϕ' is the group delay τ_g through the network. If the network is not perfectly polarizing, its transmission matrix $\mathbf{T}$ is nonsingular and the input can be expressed in terms of the output as $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{y}$. Explicitly setting $\hat{\mathbf{y}}'$ to zero, we obtain the eigenvalue relation

$$\sigma e^{i\phi} \hat{\mathbf{y}}' = [\mathbf{T}' \mathbf{T}^{-1} - \sigma'/\sigma + i\tau_g] \mathbf{I} \mathbf{y} = 0. \quad (\text{E.5})$$

The imaginary parts of the eigenvalues of the matrix product are the group delays associated with the PSPs, and the differential delay $\Delta\tau$ which leads to PMD is given by the difference of the imaginary part of the two eigenvalues. The output PSP themselves are the eigenvectors of $\mathbf{T}' \mathbf{T}^{-1}$, which may be nonunitary for networks with polarization-dependent loss, in which case the output PSPs are not necessarily orthogonal.

Measurement of $\mathbf{T}'$ and $\mathbf{T}$, including measurement of the absolute phase, would allow direct calculation of the two group delays and $\Delta\tau$, but in practice two restrictions are imposed by the Jones matrix measurement technique previously described. Instead of measuring $\mathbf{T}'$ directly, we must approximate it as $\mathbf{T}' \sim [\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega) - \mathbf{T}(\omega)]/\Delta\omega$ for a finite $\Delta\omega$. If the frequency interval $\Delta\omega$ is small enough so that each output PSP suffers nearly the same loss at ω and $\Delta\omega$, then $\sigma'\Delta\omega/\sigma \sim 0$ and (E.5) can be rewritten as

$$[\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega) \mathbf{T}^{-1}(\omega) - (1 + i\tau_g \Delta\omega) \mathbf{I}] \mathbf{y} = 0. \quad (\text{E.6})$$

La seconde restriction provient du fait que $\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega)\mathbf{T}^{-1}(\omega)$ et donc ses valeurs propres associées ρ_1 et ρ_2 peuvent être déterminées uniquement dans le cadre d'une constante complexe, empêchant la détermination des deux retards de groupes individuellement. Lorsque la perte à travers le dispositif en essai est indépendante de la polarisation, les valeurs propres de $\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega)\mathbf{T}^{-1}(\omega)$ sont déterminées comme $\beta\rho_1$ et $\beta\rho_2$, où β est une constante complexe et $\rho_k = \exp(i\tau_{g,k}\Delta\omega)$. Le retard de groupe différentiel $\Delta\tau$ peut donc être exprimé comme

$$\Delta\tau = |\tau_{g,1} - \tau_{g,2}| = |\text{Arg}(\rho_1/\rho_2)/\Delta\omega| \quad (\text{E.7})$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les valeurs propres de $\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega)\mathbf{T}^{-1}(\omega)$ et Arg représente la fonction argument, à savoir, $\text{Arg}(\alpha e^{i\theta}) = \theta$.

En présence de perte dépendant de la polarisation, les valeurs propres peuvent encore être approximées comme

$$\rho_k = 1 + i\tau_{g,k}\Delta\omega \equiv \exp(i\tau_{g,k}\Delta\omega) \quad (\text{E.8})$$

En pratique, l'impact de la perte dépendant de la polarisation sur la mesure de $\Delta\tau$ peut être réduit en utilisant des intervalles plus faibles de fréquence optique (convertie en radians en multipliant par 2π) $\Delta\omega$. Dans tous les cas, la condition $\Delta\tau\Delta\omega < \pi$ doit être satisfaite pour éviter les ambiguïtés de la fonction argument à valeurs multiples.

The second restriction arises from the fact that $\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega)\mathbf{T}^{-1}(\omega)$, and therefore its associated eigenvalues ρ_1 and ρ_2 , can be determined only to within a complex constant, preventing determination of the two group delays individually. When the loss through the device under test is independent of polarization, the eigenvalues of $\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega)\mathbf{T}^{-1}(\omega)$ are determined to be $\beta\rho_1$ and $\beta\rho_2$, where β is a complex constant and $\rho_k = \exp(i\tau_{g,k}\Delta\omega)$. The differential group delay $\Delta\tau$ can therefore be expressed as

$$\Delta\tau = |\tau_{g,1} - \tau_{g,2}| = |\text{Arg}(\rho_1/\rho_2)/\Delta\omega| \quad (\text{E.7})$$

where ρ_1 and ρ_2 are the eigenvalues of $\mathbf{T}(\omega + \Delta\omega)\mathbf{T}^{-1}(\omega)$ and Arg denotes the argument function, that is, $\text{Arg}(\alpha e^{i\theta}) = \theta$.

In the presence of polarization-dependent loss, the eigenvalues can still be approximated as

$$\rho_k = 1 + i\tau_{g,k}\Delta\omega \equiv \exp(i\tau_{g,k}\Delta\omega) \quad (\text{E.8})$$

In practice, the impact of polarization-dependent loss on the measurement of $\Delta\tau$ can be reduced by using smaller intervals of optical frequency (converted in radians by multiplying by 2π) $\Delta\omega$. In all cases, the condition $\Delta\tau\Delta\omega < \pi$ shall be satisfied in order to avoid the ambiguities of the multiple-valued argument function.

Annexe F (informative)

Calcul d'échantillon pour la méthode B

F.1 Introduction

Dans l'exemple suivant, le retard de groupe différentiel d'un dispositif en essai est obtenu à partir de la mesure de la matrice de Jones à une paire de longueurs d'onde d'essai. Le dispositif hypothétique en essai est décrit en termes de matrices de Mueller à ces longueurs d'onde.

F.2 Dispositif hypothétique en essai

Le dispositif en essai choisi pour cet exemple a des états principaux linéaires à $+45^\circ$ et -45° dans la plage de longueurs d'onde d'intérêt. La matrice de Mueller $\mathbf{M}$ pour un tel dispositif est [4]:

$$\mathbf{M}(\omega) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & 0 & -\sin \delta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \delta & 0 & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (\text{F.1})$$

où δ est la retardance à la fréquence optique (convertie en radians en multipliant par 2π) ω . En prenant comme hypothèse que ce dispositif est non dispersif pour les deux états principaux, la retardance est liée au retard de groupe différentiel (DGD) $\Delta\tau$ par

$$\delta = \omega \Delta\tau \quad (\text{F.2})$$

Supposons que la matrice de Jones du dispositif est mesurée à des fréquences $\omega_1 = 1,21 \times 10^{15}$ rad/s (1 556,734 nm) et $\omega_2 = 1,22 \times 10^{15}$ rad/s (1 543,974 nm) et que le DGD du dispositif soit $\Delta\tau = 100$ fs. Les matrices de Mueller à ces fréquences sont

$$\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}(\omega_1) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 121 & 0 & -\sin 121 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & \sin 121 & 0 & \cos 121 \end{bmatrix} \quad (\text{F.3})$$

et

$$\mathbf{M}_2 = \mathbf{M}(\omega_2) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 122 & 0 & -\sin 122 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & \sin 122 & 0 & \cos 122 \end{bmatrix} \quad (\text{F.4})$$

Evidemment, ces matrices ne nous sont pas connues à l'avance.

Annex F (informative)

Sample calculation for method B

F.1 Introduction

In the following example, the differential group delay of a test device is found from Jones matrix measurement performed at a pair of test wavelengths. The hypothetical test device is described in terms of Mueller matrices at these wavelengths.

F.2 Hypothetical test device

The test device chosen for this example has linear principal states at $+45^\circ$ and -45° in the wavelength range of interest. The Mueller matrix $\mathbf{M}$ for such a device is [4]:

$$\mathbf{M}(\omega) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & 0 & -\sin \delta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \delta & 0 & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (\text{F.1})$$

where δ is the retardance at optical frequency (converted in radians by multiplying by 2π) ω . Assuming the device is nondispersive for the two principal states, the retardance is related to the differential group delay (DGD) $\Delta\tau$ by

$$\delta = \omega \Delta\tau \quad (\text{F.2})$$

Suppose the Jones matrix of the device is measured at frequencies $\omega_1 = 1,21 \times 10^{15}$ rad/s (1 556,734 nm) and $\omega_2 = 1,22 \times 10^{15}$ rad/s (1 543,974 nm), and that the DGD of the device is $\Delta\tau = 100$ fs. The Mueller matrices at these frequencies are

$$\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}(\omega_1) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 121 & 0 & -\sin 121 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & \sin 121 & 0 & \cos 121 \end{bmatrix} \quad (\text{F.3})$$

and

$$\mathbf{M}_2 = \mathbf{M}(\omega_2) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 122 & 0 & -\sin 122 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & \sin 122 & 0 & \cos 122 \end{bmatrix} \quad (\text{F.4})$$

Of course, these matrices are unknown to us beforehand.

F.3 Mesure de la matrice de Jones

La mesure de la PMD nécessite une mesure de la matrice de Jones à chacune des deux longueurs d'onde d'essai. La matrice de Jones à une longueur d'onde particulière est obtenue à partir de l'état de réponse de polarisation à chacun des trois états de stimulus de polarisation. L'un quelconque des trois stimuli peut être utilisé, mais le calcul est le plus simple pour des stimuli linéaires de 0°, 45° et 90°, les conditions décrites par Jones.

Les trois états de stimulus de polarisation sont décrits comme suit:

$$0^\circ: x_a = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad 45^\circ: x_b = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad 90^\circ: x_c = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{F.5})$$

Trois états de réponse de polarisation liés aux états de stimulus par $y = M_1 x$, sont mesurés à ω_1 :

$$y_{a1} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 121 \\ 0 \\ \sin 121 \end{bmatrix} \quad y_{b1} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad y_{c1} = \begin{bmatrix} 1 \\ -\cos 121 \\ 0 \\ -\sin 121 \end{bmatrix} \quad (\text{F.6})$$

Trois états de réponse de polarisation, liés aux états de stimulus par $y = M_2 x$, sont mesurés à ω_2 :

$$y_{a2} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 122 \\ 0 \\ \sin 122 \end{bmatrix} \quad y_{b2} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad y_{c2} = \begin{bmatrix} 1 \\ -\cos 122 \\ 0 \\ -\sin 122 \end{bmatrix} \quad (\text{F.7})$$

La matrice de Jones T_1 est calculée à ω_1 , en commençant par convertir les trois réponses à ω_1 en vecteurs de Jones:

$$v_{a1} = \begin{bmatrix} 0,689 \ 687 \\ 0,724 \ 108i \end{bmatrix} \quad v_{b1} = \begin{bmatrix} 0,707 \ 107 \\ 0,707 \ 107 \end{bmatrix} \quad v_{c1} = \begin{bmatrix} 0,724 \ 108 \\ -0,689 \ 687i \end{bmatrix} \quad (\text{F.8})$$

A partir des vecteurs de Jones, on forme les rapports complexes qui sont présents dans la matrice de Jones:

$$k_1 = \frac{0,689 \ 687}{0,724 \ 108i} = -0,952 \ 465i \quad k_2 = \frac{0,707 \ 107}{0,707 \ 107} = 1$$

$$k_3 = \frac{0,724 \ 108}{0,689 \ 687i} = 1049 \ 91i \quad k_4 = \frac{k_3 - k_2}{k_1 - k_3} = -0,524 \ 332 - 0,499 \ 408i$$

(F.9)

F.3 Measurement of the Jones matrix

The PMD measurement requires a Jones matrix measurement at each of two test wavelengths. The Jones matrix at a particular wavelength is found from the response state of polarization to each of three stimulus states of polarization. Any three stimuli can be used, but the mathematics is simplest for 0°, 45° and 90° linear stimuli, the conditions described by Jones.

The three stimulus states of polarization are described as follows:

$$0^\circ: x_a = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad 45^\circ: x_b = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad 90^\circ: x_c = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{F.5})$$

Three response states of polarization, related to the stimulus states by $y = M_1 x$, are measured at ω_1 :

$$y_{a1} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 121 \\ 0 \\ \sin 121 \end{bmatrix} \quad y_{b1} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad y_{c1} = \begin{bmatrix} 1 \\ -\cos 121 \\ 0 \\ -\sin 121 \end{bmatrix} \quad (\text{F.6})$$

Three response states of polarization, related to the stimulus states by $y = M_2 x$, are measured at ω_2 :

$$y_{a2} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 122 \\ 0 \\ \sin 122 \end{bmatrix} \quad y_{b2} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad y_{c2} = \begin{bmatrix} 1 \\ -\cos 122 \\ 0 \\ -\sin 122 \end{bmatrix} \quad (\text{F.7})$$

The Jones matrix T_1 is calculated at ω_1 , starting by converting the 3 responses at ω_1 to Jones vectors:

$$v_{a1} = \begin{bmatrix} 0,689 \ 687 \\ 0,724 \ 108i \end{bmatrix} \quad v_{b1} = \begin{bmatrix} 0,707 \ 107 \\ 0,707 \ 107 \end{bmatrix} \quad v_{c1} = \begin{bmatrix} 0,724 \ 108 \\ -0,689 \ 687i \end{bmatrix} \quad (\text{F.8})$$

From the Jones vectors, the complex ratios which populate the Jones matrix, are formed:

$$k_1 = \frac{0,689 \ 687}{0,724 \ 108i} = -0,952 \ 465i \quad k_2 = \frac{0,707 \ 107}{0,707 \ 107} = 1 \quad (\text{F.9})$$

$$k_3 = \frac{0,724 \ 108}{0,689 \ 687i} = 1,049 \ 91i \quad k_4 = \frac{k_3 - k_2}{k_1 - k_3} = -0,524 \ 332 - 0,499 \ 408i$$

La matrice de Jones est formée comme suit, β_1 étant une constante complexe inconnue:

$$\mathbf{T}_1 = \beta_1 \begin{bmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (-0,475 \ 668 + 0,499 \ 408i) & 1 \\ (-0,524 \ 332 - 0,499 \ 408i) & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{F.10})$$

De la même manière, la matrice de Jones $\mathbf{T}_2$ est calculée en convertissant les réponses de vecteur de Stokes à ω_2 en vecteurs de Jones:

$$\mathbf{v}_{a2} = \begin{bmatrix} 0,258 \ 102 \\ 0,966 \ 118i \end{bmatrix} \quad \mathbf{v}_{b2} = \begin{bmatrix} 0,707 \ 107 \\ 0,707 \ 107 \end{bmatrix} \quad \mathbf{v}_{c2} = \begin{bmatrix} 0,966 \ 118 \\ -0,258 \ 102i \end{bmatrix} \quad (\text{F.11})$$

De nouveau, on forme les vecteurs de Jones et on trouve les rapports complexes contenus dans la matrice de Jones:

$$k_1 = \frac{0,258 \ 102}{0,966 \ 118i} = -0,267 \ 153i \quad k_2 = \frac{0,707 \ 107}{0,707 \ 107} = 1 \quad (\text{F.12})$$

$$k_3 = \frac{0,966 \ 118}{-0,258 \ 102i} = -3,743 \ 17i \quad k_4 = \frac{k_3 - k_2}{k_1 - k_3} = -0,933 \ 384 - 0,249 \ 357i$$

$$\mathbf{T}_2 = \beta_2 \begin{bmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (-0,066 \ 6165 + 0,249 \ 357i) & 1 \\ (-0,933 \ 384 - 0,249 \ 357i) & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{F.13})$$

β_2 étant une constante complexe inconnue. Dans la mesure où β_1 et β_2 n'affectent pas le rapport de valeur propre ou les vecteurs propres, ils sont omis.

F.4 Détermination du retard de groupe différentiel

Ensuite, le produit est calculé

$$\mathbf{A} = \mathbf{T}_2 \mathbf{T}_1^{-1} \begin{bmatrix} 0,770 \ 151 - 0,420 \ 735i & 0,229 \ 849 + 0,420 \ 735i \\ 0,229 \ 849 + 0,420 \ 735i & 0,770 \ 151 - 0,420 \ 735i \end{bmatrix} \quad (\text{F.14})$$

Les valeurs propres de $\mathbf{A}$ sont $\rho_1 = 1$ et $\rho_2 = 0,540 \ 302 - 0,841 \ 471i$.

Les vecteurs propres correspondants sont

$$\mathbf{z}_1 = \begin{bmatrix} 0,707 \ 107 \\ 0,707 \ 107 \end{bmatrix} \text{ et } \mathbf{z}_2 = \begin{bmatrix} 0,707 \ 107 \\ -0,707 \ 107 \end{bmatrix} \quad (\text{F.15})$$

Cela peut être observé en confirmant que $\rho_1 \mathbf{z}_1 = \mathbf{A} \mathbf{z}_1$ et $\rho_2 \mathbf{z}_2 = \mathbf{A} \mathbf{z}_2$ (le jeu de solutions est unique).

Les vecteurs propres $\mathbf{z}_1$ et $\mathbf{z}_2$ sont les représentations du vecteur de Jones d'états linéaires de $+45^\circ$ et -45° de polarisation, ainsi, ils identifient de manière correcte les états principaux de polarisation de sortie.

The Jones matrix is formed as follows, where β_1 is an unknown complex constant:

$$\mathbf{T}_1 = \beta_1 \begin{bmatrix} k_1 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (-0,475\ 668 + 0,499\ 408i) & 1 \\ (-0,524\ 332 - 0,499\ 408i) & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{F.10})$$

Similarly, the Jones matrix $\mathbf{T}_2$ is calculated by converting the Stokes vector responses at ω_2 to Jones vectors:

$$\mathbf{v}_{a2} = \begin{bmatrix} 0,258\ 102 \\ 0,966\ 118i \end{bmatrix} \quad \mathbf{v}_{b2} = \begin{bmatrix} 0,707\ 107 \\ 0,707\ 107 \end{bmatrix} \quad \mathbf{v}_{c2} = \begin{bmatrix} 0,966\ 118 \\ -0,258\ 102i \end{bmatrix} \quad (\text{F.11})$$

Again, the Jones vectors are formed, and the complex ratios which populate the Jones matrix are found:

$$k_1 = \frac{0,258\ 102}{0,966\ 118i} = -0,267\ 153i \quad k_2 = \frac{0,707\ 107}{0,707\ 107} = 1 \quad (\text{F.12})$$

$$k_3 = \frac{0,966\ 118}{-0,258\ 102i} = -3,743\ 17i \quad k_4 = \frac{k_3 - k_2}{k_1 - k_3} = \frac{-0,933\ 384 - 0,249\ 357i}{-0,267\ 153i - (-3,743\ 17i)} = -0,933\ 384 - 0,249\ 357i$$

$$\mathbf{T}_2 = \beta_2 \begin{bmatrix} k_1 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (-0,066\ 6165 + 0,249\ 357i) & 1 \\ (-0,933\ 384 - 0,249\ 357i) & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{F.13})$$

where β_2 is an unknown complex constant. Since β_1 and β_2 do not affect the eigenvalue ratio or the eigenvectors, they are dropped.

F.4 Determination of differential group delay

Next, the product is calculated

$$\mathbf{A} = \mathbf{T}_2 \mathbf{T}_1^{-1} = \begin{bmatrix} 0,770\ 151 - 0,420\ 735i & 0,229\ 849 + 0,420\ 735i \\ 0,229\ 849 + 0,420\ 735i & 0,770\ 151 - 0,420\ 735i \end{bmatrix} \quad (\text{F.14})$$

The eigenvalues of $\mathbf{A}$ are $\rho_1 = 1$ and $\rho_2 = 0,540\ 302 - 0,841\ 471i$.

The corresponding eigenvectors are

$$\mathbf{z}_1 = \begin{bmatrix} 0,707\ 107 \\ 0,707\ 107 \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad \mathbf{z}_2 = \begin{bmatrix} 0,707\ 107 \\ -0,707\ 107 \end{bmatrix} \quad (\text{F.15})$$

This can be seen by confirming that $\rho_1 \mathbf{z}_1 = \mathbf{A} \mathbf{z}_1$ and $\rho_2 \mathbf{z}_2 = \mathbf{A} \mathbf{z}_2$ (the set of solutions is unique).

Eigenvectors $\mathbf{z}_1$ and $\mathbf{z}_2$ are Jones vector representations of $+45^\circ$ and -45° linear states of polarization, so, they correctly identify the output principal states of polarization.