

INTERNATIONAL
STANDARD

IEC
CEI

NORME
INTERNATIONALE

60793-1-48

Second edition
Deuxième édition
2007-06

Optical fibres –

**Part 1-48:
Measurement methods and test procedures –
Polarization mode dispersion**

Fibres optiques –

**Partie 1-48:
Méthodes de mesure et procédures d'essai –
Dispersion du mode de polarisation**



Reference number
Numéro de référence
IEC/CEI 60793-1-48:2007



THIS PUBLICATION IS COPYRIGHT PROTECTED

Copyright © 2007 IEC, Geneva, Switzerland

All rights reserved. Unless otherwise specified, 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 either IEC or IEC's member National Committee in the country of the requester.

If you have any questions about IEC copyright or have an enquiry about obtaining additional rights to this publication, please contact the address below or your local IEC member National Committee for further information.

Droits de reproduction réservés. Sauf indication contraire, 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 photocopie et les microfilms, sans l'accord écrit de la CEI ou du Comité national de la CEI du pays du demandeur.

Si vous avez des questions sur le copyright de la CEI ou si vous désirez obtenir des droits supplémentaires sur cette publication, utilisez les coordonnées ci-après ou contactez le Comité national de la CEI de votre pays de résidence.

IEC Central Office
3, rue de Varembe
CH-1211 Geneva 20
Switzerland
Email: inmail@iec.ch
Web: www.iec.ch

About the IEC

The International Electrotechnical Commission (IEC) is the leading global organization that prepares and publishes International Standards for all electrical, electronic and related technologies.

About IEC publications

The technical content of IEC publications is kept under constant review by the IEC. Please make sure that you have the latest edition, a corrigenda or an amendment might have been published.

- Catalogue of IEC publications: www.iec.ch/searchpub

The IEC on-line Catalogue enables you to search by a variety of criteria (reference number, text, technical committee,...). It also gives information on projects, withdrawn and replaced publications.

- IEC Just Published: www.iec.ch/online_news/justpub

Stay up to date on all new IEC publications. Just Published details twice a month all new publications released. Available on-line and also by email.

- Customer Service Centre: www.iec.ch/webstore/custserv

If you wish to give us your feedback on this publication or need further assistance, please visit the Customer Service Centre FAQ or contact us:

Email: csc@iec.ch
Tel.: +41 22 919 02 11
Fax: +41 22 919 03 00

A propos de la CEI

La Commission Electrotechnique Internationale (CEI) est la première organisation mondiale qui élabore et publie des normes internationales pour tout ce qui a trait à l'électricité, à l'électronique et aux technologies apparentées.

A propos des publications CEI

Le contenu technique des publications de la CEI est constamment revu. Veuillez vous assurer que vous possédez l'édition la plus récente, un corrigendum ou amendement peut avoir été publié.

- Catalogue des publications de la CEI: www.iec.ch/searchpub/cur_fut-f.htm

Le Catalogue en-ligne de la CEI vous permet d'effectuer des recherches en utilisant différents critères (numéro de référence, texte, comité d'études,...). Il donne aussi des informations sur les projets et les publications retirées ou remplacées.

- Just Published CEI: www.iec.ch/online_news/justpub

Restez informé sur les nouvelles publications de la CEI. Just Published détaille deux fois par mois les nouvelles publications parues. Disponible en-ligne et aussi par email.

- Service Clients: www.iec.ch/webstore/custserv/custserv_entry-f.htm

Si vous désirez nous donner des commentaires sur cette publication ou si vous avez des questions, visitez le FAQ du Service clients ou contactez-nous:

Email: csc@iec.ch
Tél.: +41 22 919 02 11
Fax: +41 22 919 03 00

INTERNATIONAL
STANDARD

IEC
CEI

NORME
INTERNATIONALE

60793-1-48

Second edition
Deuxième édition
2007-06

Optical fibres –

**Part 1-48:
Measurement methods and test procedures –
Polarization mode dispersion**

Fibres optiques –

**Partie 1-48:
Méthodes de mesure et procédures d'essai –
Dispersion du mode de polarisation**



Commission Electrotechnique Internationale
International Electrotechnical Commission
Международная Электротехническая Комиссия

PRICE CODE
CODE PRIX

X

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

CONTENTS

| | |
|---|----|
| FOREWORD..... | 4 |
| INTRODUCTION..... | 6 |
| | |
| 1 Scope..... | 7 |
| 2 Normative references | 7 |
| 3 Terms and definitions | 8 |
| 4 General | 8 |
| 4.1 Methods for measuring PMD | 8 |
| 4.2 Reference test method | 10 |
| 4.3 Applicability..... | 10 |
| 5 Apparatus..... | 11 |
| 5.1 Light source and polarizers | 11 |
| 5.2 Input optics | 11 |
| 5.3 Input positioner | 12 |
| 5.4 Cladding mode stripper | 12 |
| 5.5 High-order mode filter..... | 12 |
| 5.6 Output positioner..... | 12 |
| 5.7 Output optics..... | 12 |
| 5.8 Detector | 12 |
| 5.9 Computer | 12 |
| 6 Sampling and specimens | 12 |
| 6.1 General..... | 12 |
| 6.2 Specimen length..... | 13 |
| 6.3 Deployment | 13 |
| 7 Procedure | 14 |
| 8 Calculation or interpretation of results | 14 |
| 9 Documentation | 14 |
| 9.1 Information required for each measurement | 14 |
| 9.2 Information to be available | 14 |
| 10 Specification information | 15 |
| | |
| Annex A (normative) Fixed analyser measurement method | 16 |
| Annex B (normative) Stokes evaluation method | 27 |
| Annex C (normative) Interferometry method..... | 32 |
| Annex D (informative) Determination of RMS width from a fringe envelope | 42 |
| Annex E (informative) Glossary of symbols..... | 46 |
| | |
| Bibliography..... | 48 |
| | |
| Figure A.1 – Block diagrams for Method A | 16 |
| Figure A.2 – Typical results from Method A..... | 19 |
| Figure A.3 – PMD by Fourier analysis | 22 |
| Figure A.4 – Cross-correlation and autocorrelation functions | 26 |

| | |
|--|----|
| Figure B.1 – Block diagram for Method B | 27 |
| Figure B.2 – Typical random-mode-coupling results from Method B | 29 |
| Figure B.3 – Typical histogram of DGD values | 29 |
| Figure C.1 – Schematic diagram for Method C (generic implementation)..... | 32 |
| Figure C.2 – Other schematic diagrams for Method C | 34 |
| Figure C.3a – Random mode-coupling using a TINTY-based measurement system with one I/O SOP | 37 |
| Figure C.3b – Negligible mode-coupling using a TINTY-based measurement system with one I/O SOP | 37 |
| Figure C.3 – Fringe envelopes for negligible and random polarization mode-coupling | 37 |
| Figure C.4a – Random mode-coupling using a GINTY-based measurement system with I/O-SOP scrambling | 38 |
| Figure C.4b – Negligible mode-coupling using a GINTY-based measurement system with I/O-SOP scrambling | 38 |
| Figure C.4c – Mixed mode-coupling using a GINTY-based measurement system with I/O-SOP scrambling | 39 |
| Figure C.4 – Fringe envelopes for negligible and random polarization mode-coupling (Ginty procedure)..... | 39 |
| Figure D.1 – Parameters for interferogram analysis | 42 |
| | |
| Table A.1 – Cosine transform calculations | 25 |

INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION

OPTICAL FIBRES –

**Part 1-48: Measurement methods and test procedures –
Polarization mode dispersion**

FOREWORD

- 1) The International Electrotechnical Commission (IEC) is a worldwide organization for standardization comprising all national electrotechnical committees (IEC National Committees). The object of 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, IEC publishes International Standards, Technical Specifications, Technical Reports, Publicly Available Specifications (PAS) and Guides (hereafter referred to as "IEC Publication(s)"). 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. 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 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 IEC National Committees.
- 3) IEC Publications have the form of recommendations for international use and are accepted by IEC National Committees in that sense. While all reasonable efforts are made to ensure that the technical content of IEC Publications is accurate, IEC cannot be held responsible for the way in which they are used or for any misinterpretation by any end user.
- 4) In order to promote international uniformity, IEC National Committees undertake to apply IEC Publications transparently to the maximum extent possible in their national and regional publications. Any divergence between any IEC Publication and the corresponding national or regional publication shall be clearly indicated in the latter.
- 5) IEC provides no marking procedure to indicate its approval and cannot be rendered responsible for any equipment declared to be in conformity with an IEC Publication.
- 6) All users should ensure that they have the latest edition of this publication.
- 7) No liability shall attach to IEC or its directors, employees, servants or agents including individual experts and members of its technical committees and IEC National Committees for any personal injury, property damage or other damage of any nature whatsoever, whether direct or indirect, or for costs (including legal fees) and expenses arising out of the publication, use of, or reliance upon, this IEC Publication or any other IEC Publications.
- 8) Attention is drawn to the Normative references cited in this publication. Use of the referenced publications is indispensable for the correct application of this publication.
- 9) Attention is drawn to the possibility that some of the elements of this IEC Publication may be the subject of patent rights. IEC shall not be held responsible for identifying any or all such patent rights.

International Standard IEC 60793-1-48 has been prepared by subcommittee 86A: Fibres and cables, of IEC technical committee 86: Fibre optics.

This second edition cancels and replaces the first edition published in 2003. It constitutes a technical revision. In this edition, reference to IEC 61282-9 has resulted in the removal of Annexes E, F, G and H as well as the creation of a new Annex E.

The text of this standard is based on the following documents:

| | |
|--------------|------------------|
| CDV | Report on voting |
| 86A/1038/CDV | 86A/1078/RVC |

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

This publication has been drafted in accordance with the ISO/IEC Directives, Part 2.

This standard is to be read in conjunction with IEC 60793-1-1.

A list of all parts of the IEC 60793 series, published under the general title *Optical fibres*, can be found on the IEC website.

The committee has decided that the contents of this publication will remain unchanged until the maintenance result date indicated on the IEC web site under "<http://webstore.iec.ch>" in the data related to the specific publication. At this date, the publication will be

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

INTRODUCTION

Polarization mode dispersion (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), $\Delta\tau$, between pairs of orthogonally polarized principal states of polarization (PSP) at a given wavelength. For broadband transmission, the delays bifurcate and result in an output pulse that is spread out in the time domain. In this case, the spreading can be related to the average of DGD values.

In long fibre spans, DGD is random in both time and wavelength 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, $\langle\Delta\tau\rangle$, or the mean DGD over wavelength. 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 $\langle\Delta\tau\rangle$.

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

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

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

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

OPTICAL FIBRES –

Part 1-48: Measurement methods and test procedures – Polarization mode dispersion

1 Scope

This part of IEC 60793 applies to three methods of measuring polarization mode dispersion (PMD), which are described in Clause 4. It establishes uniform requirements for measuring the PMD of single-mode optical fibre, thereby assisting in the inspection of fibres and cables for commercial purposes.

2 Normative references

The following referenced documents are indispensable for the application of this document. For dated references, only the edition cited applies. For undated references, the latest edition of the referenced document (including any amendments) applies.

IEC 60793-1-1, *Optical fibres – Part 1-1: Measurement methods and test procedures – General and guidance*

IEC 60793-1-44, *Optical fibres – Part 1-44: Measurement methods and test procedures – Cut-off wavelength*

IEC 60793-2-50, *Optical fibres – Part 2-50: Product specifications – Sectional specification for class B single-mode fibres*

IEC 60794-3, *Optical fibre cables – Part 3: Sectional specification – Outdoor cables*

IEC 61280-4-4, *Fibre optic communication subsystem test procedures – Part 4-4: Cable plants and links – Polarization mode dispersion measurement for installed links*

IEC/TR 61282-3, *Fibre optic communication system design guides – Part 3: Calculation of link polarization mode dispersion*

IEC/TR 61282-9, *Fibre optic communication system design guides – Part 9: Guidance on polarization mode dispersion measurements and theory*

IEC 61290-11-1, *Optical amplifier test methods – Part 11-1: Polarization mode dispersion – Jones matrix eigenanalysis method (JME)*

IEC 61290-11-2, *Optical amplifiers – Test methods – Part 11-2: Polarisation mode dispersion parameter – Poincaré sphere analysis method*

IEC/TR 61292-5, *Optical amplifiers – Part 5: Polarization mode dispersion parameter – General information*

IEC 61300-3-32, *Fibre optic interconnecting devices and passive components – Basic test and measurement procedures – Part 3-32: Examinations and measurements – Polarization mode dispersion measurement for passive optical components*

ITU-T Recommendation G.650.2, *Definitions and test methods for statistical and non-linear related attributes of single-mode fibre and cable*

3 Terms and definitions

For the purposes of this document, the terms and definitions contained in ITU-T Recommendation G.650.2 apply.

NOTE Further explanation of their use in this document is provided in IEC 61282-9.

4 General

4.1 Methods for measuring PMD

Three methods are described for measuring PMD (see Annexes A, B and C for more details). The methods are listed below in the order of their introduction. For some methods, multiple approaches of analyzing the measured results are also provided.

- Method A
 - Fixed analyser (FA)
 - Extrema counting (EC)
 - Fourier transform (FT)
 - Cosine Fourier transform (CFT)
- Method B
 - Stokes parameter evaluation (SPE)
 - Jones matrix eigenanalysis (JME)
 - Poincaré sphere analysis (PSA)
 - State of polarization (SOP)
- Method C
 - Interferometry (INTY)
 - Traditional analysis (TINTY)
 - General analysis (GINTY)

The PMD value is defined in terms of the differential group delay (DGD), $\Delta\tau$, which usually varies randomly with wavelength, and is reported as one or another statistical metric. Equation (1) is a linear average value and is used for the specification of optical fibre cable. Equation (2) is the root mean square value which is reported by some methods. Equation (3) can be used to convert one value to the other if the DGDs are assumed to follow a Maxwell random distribution.

$$PMD_{AVG} = \langle \Delta\tau \rangle \quad (1)$$

$$PMD_{RMS} = \langle \Delta\tau^2 \rangle^{1/2} \quad (2)$$

$$\langle \Delta\tau \rangle = \left(\frac{8}{3\pi} \right)^{1/2} \langle \Delta\tau^2 \rangle^{1/2} \quad (3)$$

NOTE Equation (3) applies only when the distribution of DGDs is Maxwellian, for instance when the fibre is randomly mode coupled. The generalized use of Equation (3) can be verified by statistical analysis. A Maxwell distribution may not be the case if there are point sources of elevated birefringence (relative to the rest of the fibre), such as a tight bend, or other phenomena that reduce the mode coupling, such as a continual reduced bend radius with fibre in tension. In these cases, the distribution of the DGDs will begin to resemble the square root of a non-central Chi-square distribution with three degrees of freedom. For these cases, the PMD_{RMS} value will generally be larger relative to the PMD_{AVG} that is indicated in Equation (3). Time domain methods such as Method C and Method A, cosine Fourier transform, which are based on PMD_{RMS} , can use Equation (3) to convert to PMD_{AVG} . If mode coupling is reduced, the resultant reported PMD value from these methods may exceed those that can be reported by the frequency domain measurements that report PMD_{AVG} , such as Method B.

The PMD coefficient is the PMD value normalized to the fibre length. For normal transmission fibre, for which random mode coupling occurs and for which the DGDs are distributed as Maxwell random variables, the PMD value is divided by the square root of the length and the PMD coefficient is reported in units of ps/km^{1/2}. For some fibres with negligible mode coupling, such as polarization maintaining fibre, the PMD value is divided by the length and the PMD coefficient is reported in units of ps/km.

All methods are suitable for laboratory measurements of factory lengths of optical fibre and optical fibre cable. For all methods, changes in the deployment of the specimen can alter the results. For installed lengths of optical fibre cable that may be moving or vibrating, either Method C or Method B (in an implementation capable of millisecond measurement time scales) is appropriate.

All methods require light sources that are controlled at one or more states of polarization (SOPs). All methods require injecting light across a broad spectral region (i.e. 50 nm to 200 nm wide) to obtain a PMD value that is characteristic of the region (i.e. 1 300 nm or 1 550 nm). The methods differ in:

- a) the wavelength characteristics of the source;
- b) the physical characteristics that are actually measured;
- c) the analysis methods.

Method A measures PMD by measuring a response to a change of narrowband light across a wavelength range. At the source, the light is linearly polarized at one or more SOPs. For each SOP, the change in output power that is filtered through a fixed polarization analyser, relative to the power detected without the analyser, is measured as a function of wavelength. The resulting measured function can be analysed in one of three ways.

- By counting the number of peaks and valleys (EC) of the curve and application of a formula that has been shown [1]¹⁾ to agree with the average of DGD values, when the DGDs are distributed as Maxwellian. This analysis is considered as a frequency domain approach.
- By taking the FT of the measured function. This FT is equivalent to the pulse spreading obtained by the broadband transmission of Method C. Appropriate characterisation of the width of the FT function agrees with the average of DGD values, when the DGDs are distributed as Maxwellian.
- By taking the cosine Fourier transform of the difference of the normalized spectra from two orthogonal analyzer settings and calculating the RMS of the squared envelope. The PMD_{RMS} value is reported. This is equivalent to simulating the fringe pattern of the cross-correlation function that would result from interferometric measurements.

Method B measures PMD by measuring a response to a change of narrowband light across a wavelength range. At the source, the light is linearly polarized at one or more SOPs. The Stokes vector of the output light is measured for each wavelength. The change of these Stokes vectors with angular optical frequency, ω and with the (optional) change in input SOP yields the DGD as a function of wavelength through relationships that are based on the following definitions:

$$\frac{ds(\omega)}{d\omega} = \Omega(\omega) \times s(\omega) \quad (4)$$

$$\Delta\tau(\omega) = |\Omega(\omega)| \quad (5)$$

where

s is the normalized output Stokes vector;

1) Figures in square brackets refer to the Bibliography.

Ω is the polarization dispersion vector (PDV) in the direction of the PSPs;

$\Delta\tau$ is the DGD.

For both the JME and PSA analysis approaches, three linear SOPs at nominally 0°, 45°, and 90° (orthogonal on the Poincaré sphere) must be launched for each wavelength.

The JME approach is completed by transforming the output Stokes vectors to Jones matrices [2], appropriate combination of the matrices at adjacent wavelengths, and a calculation using the eigenvalues of the result to obtain the DGD, by application of an argument formula, at the base frequency.

The PSA approach is completed by doing matrix algebra on the normalized output Stokes vectors to infer the rotation of the output Stokes vector on the Poincaré sphere at two adjacent wavelengths, using the application of an arcsine formula to obtain the DGD. The JME and PSA approaches are mathematically equivalent for common assumptions (see IEC 61282-9).

The SOP approach is based on a piecewise evaluation of Equation (4) using the normalized measured Stokes vectors. The SOP approach can yield good results when the transit of the output Stokes vector is well behaved (negligible mode-coupling) but can produce incorrect results when the output Stokes vector changes rapidly and randomly (see IEC 61282-9). The extra measurement time required for the three input SOPs for JME and PSA result in a more robust measurement.

Method C is based on a broadband light source that is linearly polarized. The cross-correlation of the emerging electromagnetic field is determined by the interference pattern of output light, i.e. the interferogram. The determination of the PMD delay for the wavelength range associated with the source spectrum is based on the envelope of the fringe pattern of the interferogram. Two analyses are available to obtain the PMD delay (see IEC 61282-9), both of which measure the PMD_{RMS} value:

- TINTY uses a set of specific operating conditions for its successful applications and a basic setup;
- GINTY uses no limiting operating conditions but in addition to the same basic set-up also using a modified setup compared to TINTY.

With the exception of the Method B SOP approach, the analysis approaches represent an evolution of the understanding of PMD. The GINTY is, for example, more complete than TINTY. The reproducibility of PMD depends on the PMD level and the wavelength range of the measurement [3]. Better relative reproducibility is achieved for broader wavelength ranges and higher PMD values for a given range. For measurements of higher PMD values, e.g., 0,5 ps, the differences in the analysis methods are less important than for the measurements of low PMD values.

Information common to all three methods is contained in Clauses 4 to 10, and requirements pertaining to each individual method appear in Annexes A, B, and C, respectively. IEC 61282-9 provides the mathematical formulations for all methods.

4.2 Reference test method

Method B, SPE (only JME and PSA approaches), is the reference test method (RTM), which shall be the one used to settle disputes.

4.3 Applicability

PMD in fibre is a statistical parameter. IEC 60794-3 includes a statistical requirement on PMD, called PMD_Q or link design value, that is based on sampled measurements of optical fibre cable and calculations for concatenated links. The PMD of a cabled fibre can vary from the PMD of the uncabled fibre due to effects of cable construction and processing. A limit on

the PMD_Q of the uncabled fibre is, however, required to limit the PMD_Q on cabled fibre. Uncabled fibre PMD_Q less than half the cabled fibre PMD_Q limit is generally considered as a conservative rule. Alternative limits may be determined for particular constructions and stable cable processes.

The fibre or cable deployment should be selected so externally induced mode-coupling is minimized. Sources of such external mode-coupling can be:

- a) excessive tension;
- b) excessive bending induced from
 - fibre cross-overs on a shipping reel;
 - crimping of fibre within a cable on a spool that is too small;
 - too small a bend radius;
- c) excessive twist.

Reproducibility of individual measurements should be evaluated after perturbing the fibre to allow sampling the full range of mode-coupling combinations. This can be done by, for example, changing the temperature slightly or making small adjustments in the deployment. Gisin [3] reported a fundamental relative reproducibility limit for measurements and showed that the relative reproducibility improves as the PMD increases and as the spectral width of the source increases. When PMD measurements are combined to evaluate the statistical specification of optical fibre cable (see IEC 60794-3), this variability leads to a possible overstatement of the link design value.

Guidelines for the calculation of PMD for systems that include other components such as dispersion compensators or optical amplifiers are given in IEC 61282-3. Test methods for optical amplifiers are given in IEC 61290-11-1 and IEC 61290-11-2, and other design guides in IEC 61292-5. Test methods for testing links including amplified ones are given in IEC 61280-4-4. Test methods for optical components are given in IEC 61300-3-32. General information about PMD, the mathematical formulation related to the application of the present methods, and some considerations related to the sampling theory related to the use of different light sources and detection systems are given in IEC 61282-9.

5 Apparatus

The following apparatus is common to all three measurement methods. Annexes A, B, and C include layout drawings and other equipment requirements for each of the three methods, respectively.

5.1 Light source and polarizers

See Annexes A, B, and C for detailed options of the spectral characteristics of the light source. The source shall produce sufficient radiation at the intended wavelength(s) and be stable in intensity over a time period sufficient to perform the measurement. IEC 61282-9 provides additional guides concerning the source input SOP, degree of polarization (*DOP*), use of polarizers and polarization controllers.

5.2 Input optics

An optical lens system or fibre pigtail may be employed to excite the specimen. It is recommended that the power coupled into the specimen be relatively insensitive to the position of its input end face. This can be accomplished by using a launch beam that spatially and angularly overfills the input end face.

If using a butt splice, employ index-matching material between the fibre pigtail and the specimen to avoid interference effects. The coupling shall be stable for the duration of the measurement.

5.3 Input positioner

Provide means of positioning the input end of the specimen to the light source. Examples include the use of x-y-z micropositioner stages, or mechanical coupling devices such as connectors, vacuum splices, three-rod splices, etc. The position of the fibre shall remain stable over the duration of the measurement.

5.4 Cladding mode stripper

Use a device that extracts cladding modes. Under some circumstances the fibre coating will perform this function.

5.5 High-order mode filter

Use a means to remove high-order propagating modes in the desired wavelength range that is greater than or equal to the cut-off wavelength (see IEC 60793-1-44) of the specimen. For example, a one-turn bend of radius = 30 mm on the fibre is generally sufficient.

5.6 Output positioner

Provide a suitable means for aligning the fibre output end face to the output optics. Such coupling may include the use of lenses, or may be a mechanical connector to a detector pigtail.

Provide means such as a side-viewing microscope or camera with a crosshair to locate the fibre at a fixed distance from the output optics. It may be sufficient to provide only longitudinal adjustment if the fibre is constrained in the lateral plane by a device such as a vacuum chuck.

5.7 Output optics

See Annex A, B, or C, as appropriate.

5.8 Detector

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 analyser, 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. See Annex A, B, or C, as appropriate, for additional details.

5.9 Computer

Use a computer to perform operations such as controlling the apparatus, taking intensity measurements, and processing the data to obtain the final results.

6 Sampling and specimens

6.1 General

A specimen is a known length of single-mode optical fibre (IEC 60793-2-50) 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 analyser 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 SOP 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 SOP change should be small relative to the change produced by a wavelength increment. Method C is normally robust with regard to slight temperature change or fibre movements.

End faces for the input and output ends of the test sample must be prepared as appropriate for the requirements of the apparatus and procedure. Precautions shall be taken to avoid any reflections.

6.2 Specimen length

The specimen length is dictated by three factors:

- a) minimum desired PMD coefficient;
- b) mode-coupling regime;
- c) signal to noise ratio.

Each test method and implementation is limited to a minimum PMD value (ps) that can be measured. In many cases, this minimum can be determined on the basis of theory. It can also be determined experimentally by examining the measured distribution. For fibres in the random mode-coupling regime, the minimum PMD coefficient is determined by dividing the PMD value by the square root of the fibre length (km). For the negligible mode-coupling case, the division is by the length. The length that is measured and the minimum measurable PMD value will therefore determine the minimum measurable PMD coefficient. Fibres or cables with lengths sufficient to achieve this minimum can be selected for measurement. Alternatively, specimens can be cut to a length that is satisfactory. The minimum measurable PMD value shall be documented. The length of the individual specimens shall be recorded.

NOTE The length may also be limited by the deployment method (see 6.3) and instrument dynamic range.

The values specified in IEC 60794-3 and IEC 60793-2-50 express the PMD coefficient in terms of ps/ $\sqrt{\text{km}}$ – in effect, these documents assume that the length measured is sufficient to induce the randomly mode-coupled regime. For a given fibre type or cable construction, this can be confirmed by doing a cut-back experiment in which the PMD value is measured on a specimen at each of several lengths – achieved by cutting the specimen back between measurements. Lengths above which there is a square root dependence of the PMD value on length may be considered as randomly mode-coupled.

The dynamic range is limited by the method, the source power, and the overall loss of the specimen, which is affected by length. This limit must generally be determined on the basis of specific implementations by experimental means. This limit shall be documented.

6.3 Deployment

The deployment of the fibre or cable can influence the result. For normal measurements to be used in specification conformance evaluation, the following requirements apply.

6.3.1 Uncabled fibre

It is important to minimize deployment induced mode coupling when measuring uncabled fibres, which is done in order to support the primary requirements of cabled fibre PMD_Q . In this case, the 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 5 g), and no tensioned crossovers. These deployment requirements can limit the length that can be measured, depending on the spool diameter, and can make the measurement a destructive one. Multi-layer windings are possible, but should be qualified by comparison with single-layer results on shorter lengths.

The measurement of uncabled fibre deployed on shipping spools is not recommended. PMD results with this deployment have been shown to be substantially less than what would be obtained in cable form for high PMD fibre and substantially greater than what would be obtained in cable form for low PMD fibre.

6.3.2 Optical fibre cable

PMD measurements on fibres in cables wound on shipping drums may not always reflect the functionally relevant PMD values for fibres in the installed cable deployment configuration. Consequently, to demonstrate compliance with the cabled-fibre PMD specification, alternative deployment configurations or mapping functions relating on-drum PMD value to off-drum PMD value may be used for factory measurements. The exact deployment configuration shall be agreed upon between the supplier and the customer.

7 Procedure

7.1 Deploy the fibre or cable and prepare the ends.

7.2 Attach the ends to the input and output optics.

7.3 Engage the computer to complete the scans and measurements found in Annexes A, B, and C for the three measurement methods.

7.4 Complete documentation.

8 Calculation or interpretation of results

Annexes A, B, and C provide calculations to convert the measured data into PMD values. The calculation of the PMD coefficient is carried out according to whether random mode coupling or negligible mode coupling is present. For the fibres specified in IEC 60793-2-50, the PMD value is normalized by the square root of the fibre length in units of $\text{ps}/\text{km}^{1/2}$.

9 Documentation

9.1 Information required for each measurement

- a) Specimen identification
- b) Testing date
- c) Specimen length
- d) Wavelength region (for example, 1 550 nm)
- e) PMD in units of ps, and whether PMD_{AVG} or PMD_{RMS} is reported
- f) PMD coefficient and its units ($\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ or ps/km)

9.2 Information to be available

- a) Measurement method used
- b) Calculation approach used
- c) Description of the deployment method (including any fibre support mechanism)
- d) Wavelength range used
- e) For Methods A and B with a narrowband source and a step mode, the number of wavelengths sampled
- f) For Method C, the type of fringe-detection technique

- g) Description of the equipment
- h) Date of latest calibration
- i) Evidence supporting the mode-coupling regime (indicated by units of the PMD coefficient)
- j) For Method B with narrowband source and a step mode, the wavelength range resolution
- k) For Method B with broadband source (BBS), the centre wavelength and –3 dB linewidth

10 Specification information

- a) Type of fibre or cable
- b) Failure or acceptance criteria
- c) Wavelength region
- d) Any deviations from this procedure

Annex A (normative)

Fixed analyser measurement method

This annex contains requirements specific to Method A (FA).

A.1 Apparatus

Figure A.1 shows possible block diagrams.

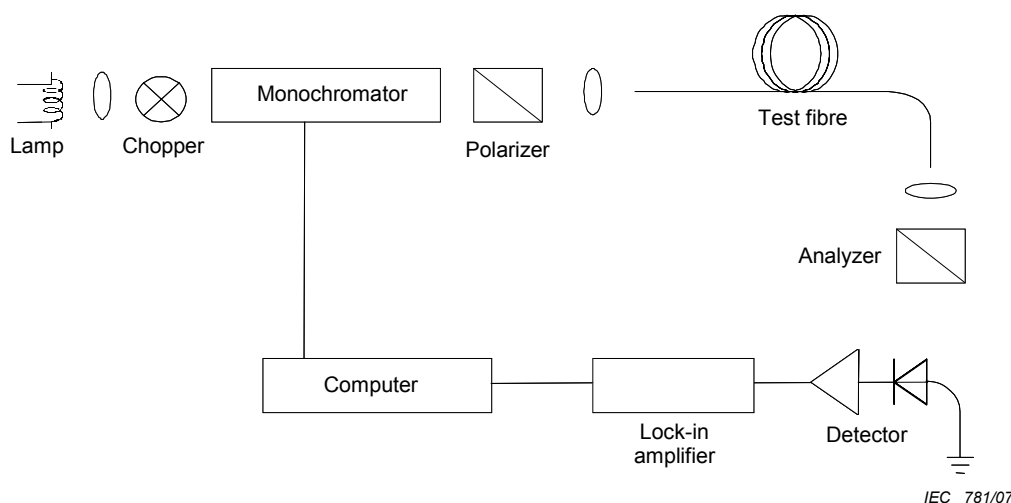


Figure A.1a – Narrowband source

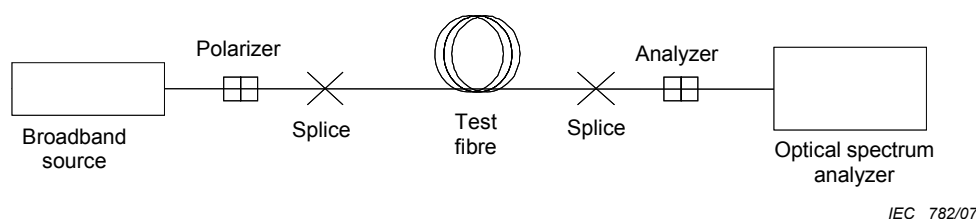


Figure A.1b – Broadband source

Figure A.1 – Block diagrams for Method A

A.1.1 Light source

In all cases, two kinds of light sources may be used, depending on the type of analyser. A narrowband source such as the broadband lamp and monochromator combination shown in Figure A.1a can be used with a polarization analyser. A BBS, shown in Figure A.1b, can be used with a narrow bandpass filtering analyser, such as an optical spectrum analyser or an interferometer used as a FT spectrum analyser placed before the analyser. In the case of BBS, the width of the filter is taken as the spectral width for the purpose of calculations.

In both cases, the spectral width shall be sufficiently small to maintain the desired degree of polarization (see 5.1). In both cases, the range of wavelengths shall be sufficient to provide a PMD measurement of sufficient precision at the specified wavelength region (see Clause A.3).

To insure that all features in the optical spectrum are adequately resolved, the spectral width should satisfy

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} < (8\nu\Delta\tau_{\max})^{-1} \quad (\text{A.1})$$

where

$\nu = c/\lambda$ is the optical frequency;

$\Delta\lambda$ is the spectral width;

$\Delta\tau_{\max}$ is the maximum anticipated DGD.

For λ in the vicinity of 1 550 nm, Equation (A.1) reduces to the condition that $\Delta\lambda$ (nm) should be less than the reciprocal of $\Delta\tau$ (ps).

A.1.2 Analyser

The angular orientation of the analyser is not critical but should remain fixed throughout the measurement. With negligible mode-coupling or low PMD values, some adjustment of the analyser may be helpful in maximising the amplitude of the oscillations in Figure A.2 – which can also be achieved by rotating the fibre at splices or connectors. For the CFT approach, the analyzer must be capable of being rotated to a setting that is orthogonal to the initial setting.

NOTE The analyser can be replaced by a polarimeter.

A.2 Procedure

A.2.1 Wavelength range and increment

The procedure requires measuring the power as a function of wavelengths (or optical frequencies) over a range at a defined wavelength or optical frequency increment once with the analyser in the optical path and once without – or once with the analyzer in the optical path and once with the analyzer set to a position orthogonal to the initial setting. The wavelength range can influence the precision of the result (see Clause A.3). The wavelength increment should be selected to satisfy Equation (A.1), with the wavelength increment replacing $\Delta\lambda$.

If the FT or CFT approaches are used, the step size should ideally be uniform in optical frequency and the number of steps should be a power of 2. The monochromator step-size, expressed in optical frequency, $\delta\nu$, must be a factor of two smaller than the “oscillation frequency” corresponding to the maximum DGD measured. Because of the large amount of power outside the second moment for randomly mode-coupled fibres, the Nyquist condition must be at least three times the frequency of the second moment for the maximum anticipated DGD. That is:

$$\frac{1}{6\delta\nu} > \Delta\tau_{\max} \quad (\text{A.2})$$

NOTE 1 If, from the FT, it is evident that there is significant energy near $\Delta\tau_{\max}$, the measurement should be repeated with a reduced increment.

NOTE 2 The source spectral width is generally equal to, or less than the smallest wavelength increment. For example, for $\Delta\tau_{\max} = 0,67$ ps, a monochromator spectral width of 2 nm at 1 550 nm ($\delta\nu = 249$ GHz) is typical.

A.2.2 Complete the scans

Complete the scan with the analyser in the light path. Record the received power as $P_A(\lambda)$.

Remove the analyser from the light path and repeat the scan. Record the received power as $P_{\text{Tot}}(\lambda)$.

Calculate the power ratio, $R(\lambda)$ as follows. Figure A.2 shows an example of both negligibly and randomly mode-coupled results.

$$R(\lambda) = \frac{P_A(\lambda)}{P_{\text{Tot}}(\lambda)} \quad (\text{A.3})$$

An alternative procedure is to leave the analyser in place on the second scan, but rotate it 90° . Record the power as $P_B(\lambda)$. The formula for the power ratio is then:

$$R(\lambda) = \frac{P_A(\lambda)}{P_A(\lambda) + P_B(\lambda)} \quad (\text{A.4})$$

NOTE 1 The ratio, P_A/P_B , could also be used when extrema counting is used.

NOTE 2 If a polarimeter is used as the detection element, the normalised Stokes parameters are measured versus wavelength. The three spectral functions (one per vector element) are independent of received power and correspond to three independent power ratio functions that can be analysed in the same way.

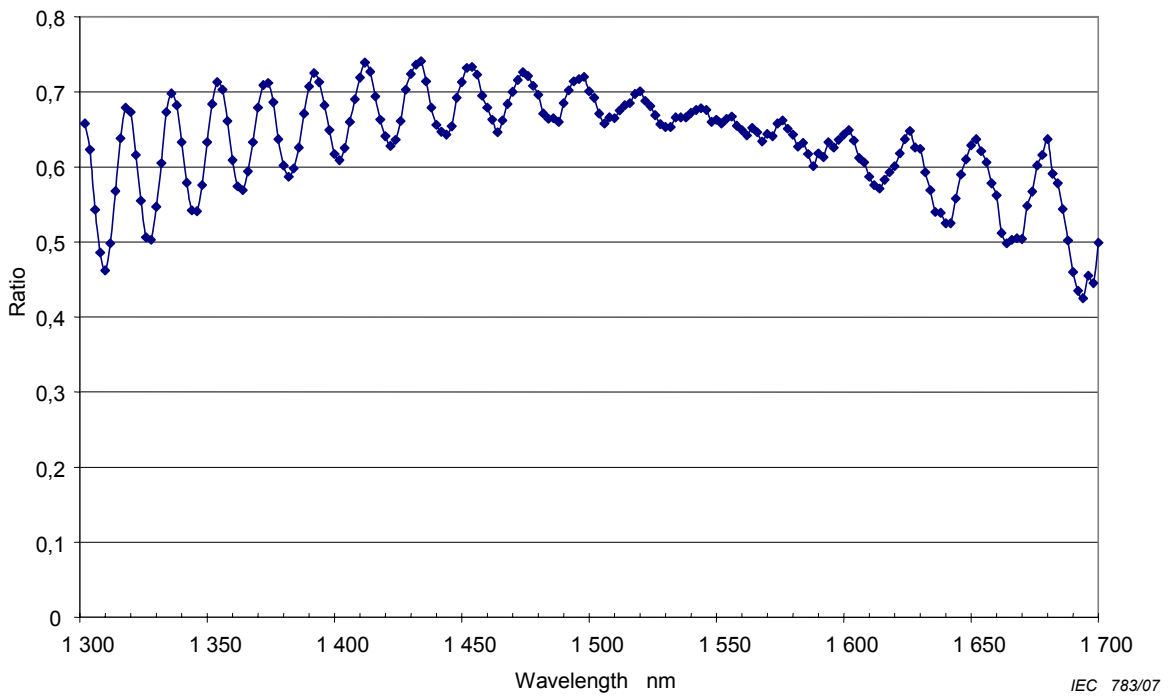


Figure A.2a –Negligible mode-coupling

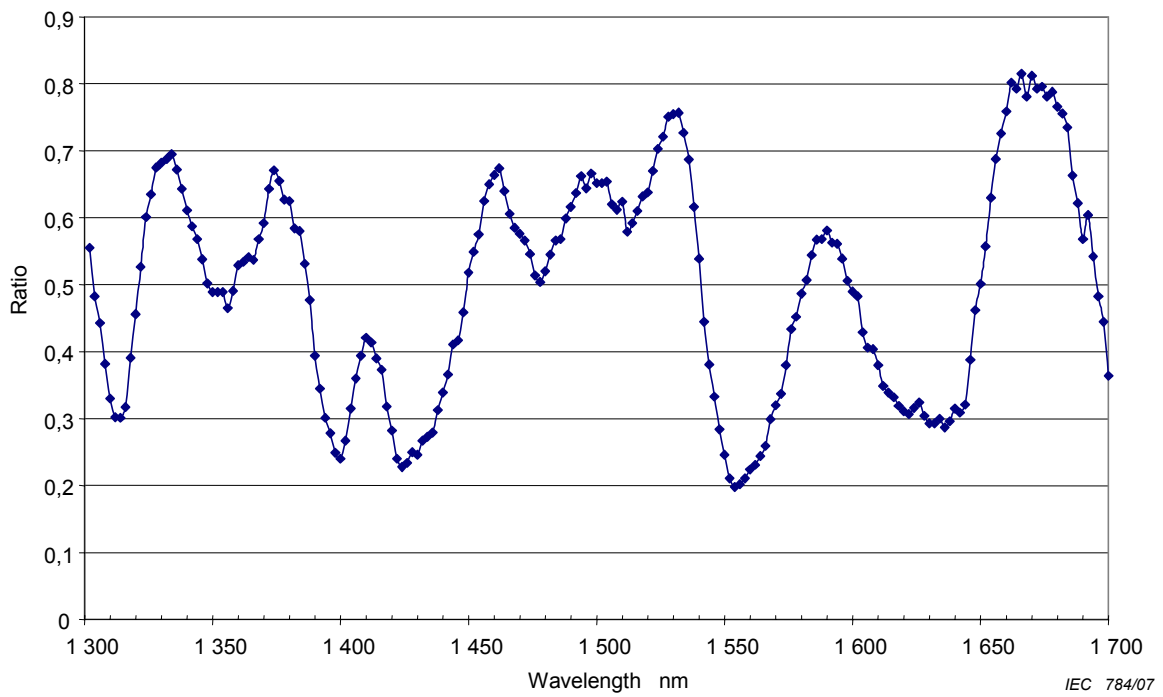


Figure A.2b – Random mode-coupling

Figure A.2 – Typical results from Method A

A.3 Calculations

There are three approaches of calculating PMD from the R function that is measured:

- extrema counting;
- Fourier transform;
- cosine Fourier transform.

A.3.1 Extrema counting

The function, $R(\lambda)$, should be obtained at equally spaced wavelength intervals from a minimum wavelength of λ_1 to a maximum wavelength of λ_2 . E is the number of extrema (both maxima and minima) within the window. Alternatively, the wavelength range can be redefined so that λ_1 and λ_2 coincide with extrema, in which case E is the number of extrema (including λ_1 and λ_2) minus one. The formula for the PMD value, $\langle \Delta \tau \rangle$, is:

$$\langle \Delta \tau \rangle = \frac{kE\lambda_1\lambda_2}{2c(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (\text{A.5})$$

where c is the speed of light in vacuum and k is a mode-coupling factor which equals 1,0 in the absence of random mode-coupling and 0,82 in the limit of random mode-coupling.

If a polarimeter is used as the detection element, the average of the values derived from the three normalised Stokes parameter responses is taken as the final value of PMD.

In the presence of noise, the extrema can be difficult to determine. One solution is to fit the data to a running polynomial which can be evaluated for extrema at every point. A cubic polynomial that covers eight wavelengths has been used successfully.

A.3.2 Fourier transform

In this method a Fourier analysis of $R(\lambda)$, usually expressed in the optical frequency domain 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 $\delta\tau$. This data is 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 negligible or random mode coupling.

A.3.2.1 Data pre-processing et 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 (A.3) or Equation (A.4) as appropriate.

Zero-padding or data interpolation and DC 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 transform is now carried out, to yield the amplitude data distribution $P(\delta\tau)$ for each value of $\delta\tau$.

A.3.2.2 Transform data fitting

Fourier transform data at zero $\delta\tau$ has little meaning since, unless carefully removed, DC components in $R(\lambda)$ may be partially due to insertion loss of the analyser for example. When the DC 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 RMS noise level of the detection system. It is now necessary to determine whether the fibre is negligibly or randomly 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 negligibly coupled fibres. 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 (A.6) for a negligible mode coupling fibre, or PMD is calculated using Equation (A.7) for a random mode coupling fibre.

A.3.2.2.1 PMD calculation for fibres with negligible mode coupling

For a negligibly coupled fibre (e.g., a high birefringence fibre) or for a birefringent component, $R(\lambda)$ resembles a chirped sine wave (Figure A.2a). Fourier transform 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 $\langle \Delta\tau \rangle$, those 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:

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{\sum_{e=0}^{M'} [P_e(\delta\tau) \delta\tau_e]}{\sum_{e=0}^{M'} [P_e(\delta\tau)]} \quad (\text{A.6})$$

where $M'+1$ is the number of data points of P within the spike which exceed T_2 . $\langle \Delta\tau \rangle$ in Equation (A.6) is typically quoted in picoseconds. If no spike is detected (i.e., $M' = 0$), then PMD is zero. Other parameters such as the RMS 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.

A.3.2.2.2 PMD calculation for fibres with random mode coupling

In instances of random mode coupling, $R(\lambda)$ becomes a complex waveform similar to Figure A.2b, 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 combination of autocorrelation and cross-correlation functions of light pulse arrival times, $\delta\tau$, in the fibre (see Figure A.3).

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 randomly mode-coupled fibre, that is not substantially affected by measurement noise. The $\delta\tau$ value for this point is denoted $\delta\tau_{last}$, and the value of j at $\delta\tau_{last}$ is denoted " M ".

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

$$\langle \Delta\tau \rangle = \sigma_R = \left\{ \frac{\sum_{j=0}^{M''} [P_j(\delta\tau) \delta\tau_j^2]}{\sum_{j=0}^{M''} [P_j(\delta\tau)]} \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{A.7}$$

A.3.2.2.3 PMD calculation for mixed coupling fibre systems

There may be instances where both negligibly coupled fibre/components and randomly coupled fibre(s) are concatenated to form the system under test. In this case, both centroid determination (Equation (A.6)) and the second moment derivation (Equation (A.7)) may be required. Note that spikes in $P(\delta\tau)$ may only be determined beyond the $\delta\tau_{last}$ computed.

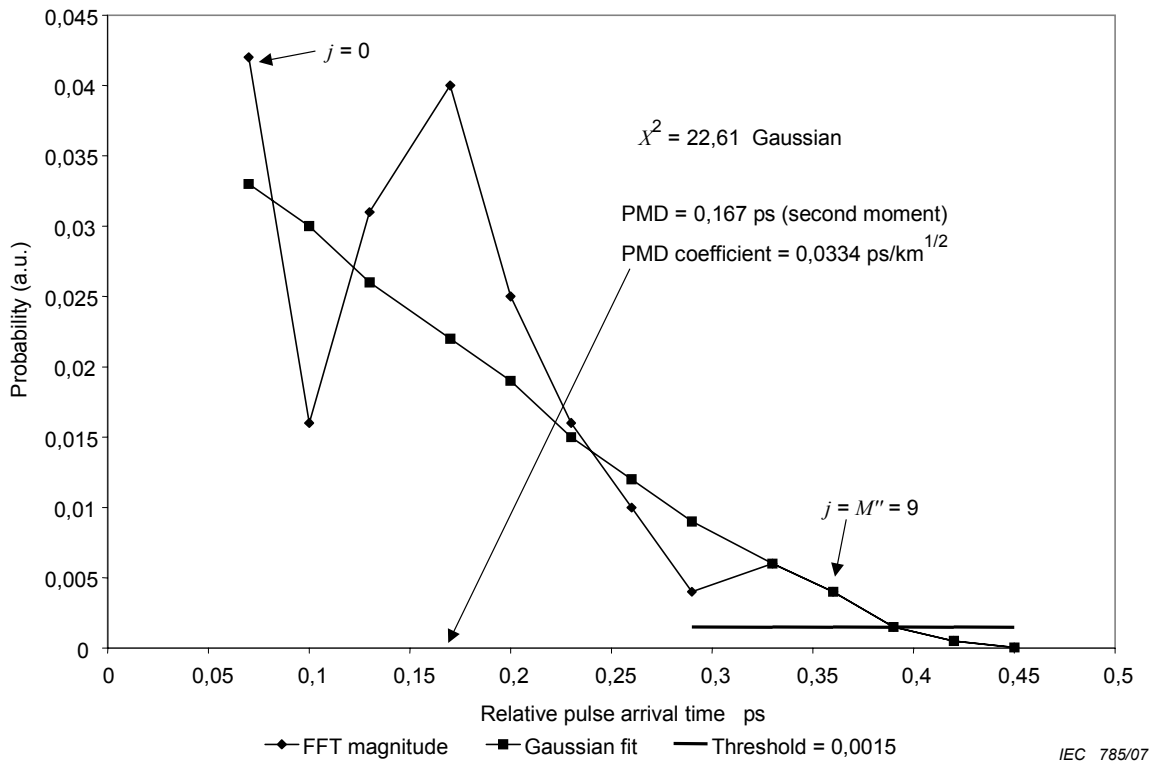


Figure A.3 – PMD by Fourier analysis

A.3.3 Cosine Fourier analysis

This analysis is based on the observation that the cosine Fourier transform of the spectrum emitted from the analyzer is the fringe pattern of the interferogram that would be obtained from Method C. The difference between fringe patterns generated by the analyzer being set at two orthogonal settings is the cross-correlation function. For an infinite spectrum into the analyzer, the autocorrelation function would have zero width. In practice, the finite source spectrum in the optical frequency domain acts as a windowing function which produces a non-zero autocorrelation function width in the time domain.

The analysis of the squared cross-correlation and autocorrelation functions found in the Method C, GINTY analysis [4] shows that the difference in squared RMS widths of these functions is proportional to the square of the spectrally weighted RMS (by squared power) of the DGD values. (See Equation (C.9).)

The result is independent of the spectral shape which means that the details of the windowing function are fully taken into account. It is also independent of the degree of mode coupling, which means that no changes in algorithm are needed to treat the different mode coupling regimes.

The result is limited by the spectral width and optical frequency increment that is measured. As the PMD increases, the frequency increment must be decreased. At some limit it would be more practical to use the Method C (GINTY).

The analysis reports the PMD_{RMS} metric. If random mode coupling is present, the result can be converted to PMD_{AVG} using Equation (3).

A.3.3.1 Overview

The measurement of the powers emitted from the analyzer set at two orthogonal settings is required. The ratio, R , associated with Equation (A.4) is modified to:

$$R(\nu) = \frac{P_A(\nu) - P_B(\nu)}{P_A(\nu) + P_B(\nu)} \quad (\text{A.8})$$

where $\nu = c/\lambda$ is the optical frequency (THz).

If a polarimeter is used, the three normalized output Stokes vector elements are equivalent to three independent normalized ratios equivalent to that represented by Equation (A.8). Each Stokes vector element is the difference in powers between orthogonal analyzer settings. The three elements are different in that the base settings are also orthogonal.

The data is multiplied by a windowing function, $W(\nu)$, that goes to zero smoothly at the edges. Both $R(\nu)W(\nu)$ and $W(\nu)$ are put into arrays with zero padding at lower, unmeasured frequencies. Fast cosine Fourier transforms (FCFT) are applied to each array to obtain the time domain fringe envelopes, $r(t)w(t)$ and $w(t)$. These are squared to obtain the squared cross-correlation and autocorrelation envelopes, E_x^2 and E_0^2 , respectively. When multiple ratio functions (N) are available from different combinations of input polarizer setting and base analyzer settings (or different Stokes output vector elements), using for instance input/output SOP scrambling, form the mean square envelopes as:

$$\bar{E}_x^2 = \frac{1}{N} \sum_i E_{xi}^2 \quad (\text{A.9})$$

$$\bar{E}_0^2 = \frac{1}{N} \sum_i E_{0i}^2 \quad (\text{A.10})$$

Using the RMS calculation of Clause D.2, calculate the RMS widths, σ_x and σ_0 of these two functions. The PMD_{RMS} value is calculated as:

$$PMD_{RMS} = \left[\frac{3}{2} (\sigma_x^2 - \sigma_0^2) \right]^{1/2} \quad (\text{A.11})$$

It is related to the spectrally weighted (by squared window value) RMS of the DGDs as:

$$\langle PMD_{RMS} \rangle = \frac{\int \Delta\tau^2(\nu)W^2(\nu)d\nu}{\int W^2(\nu)d\nu} \quad (A.12)$$

The expected value operator is with respect to random input/output SOPs.

A.3.3.2 Details

This subclause explains some of the details with respect to the measured frequency window, the frequency increment, $\Delta\nu$, frequency shifting, and the result of the FCFT. An example of a FCFT algorithm may be found in [5].

The data must be available in uniform frequency increments. The number of data points, including zero pad values, must be $1+2^k$, with k an integer.

If the nm measured data points are not taken in uniform frequency increments, they may be fitted to a polynomial such as a spline for interpolation. A cubic spline [6] with nm – 3 uniform segments will fit all the data perfectly and allow interpolation.

Given that the measured data are bounded by $\nu_{\min M}$ and $\nu_{\max M}$ and the fact that the minimum optical frequency is well above zero, the application of frequency shifting can be used to reduce the size of the arrays that are processed. The boundaries of the frequencies used in the calculation array can be selected by any choice of n such that:

$$\nu_{\max} \frac{n-1}{n} = \nu_{\min} \leq \nu_{\min M}, \quad \nu_{\max} = \nu_{\max M}, \quad \text{and } n \text{ is a positive integer.} \quad (A.13)$$

The frequency values less than the measured frequency are filled with zeros.

Following the FCFT, the array will contain the time domain fringe pattern from times of 0 to $t_{\max} = \Delta t 2^k$, where the time increment, Δt , is given as:

$$\Delta t = \frac{n}{2\nu_{\max}} = \frac{1}{2(\nu_{\max} - \nu_{\min})} \quad (A.14)$$

The fringe pattern that would be obtained from interferometry extends to negative time values as well as positive time values. The value at a given negative time is equal to the value at the positive time. The function is even and symmetric about zero.

The selection of the frequency shift should be done keeping in mind that the RMS width calculation needs some time domain values that are less than the minimum PMD_{RMS} that is measurable.

The frequency increment, $\Delta\nu$, is also related to the number of points sampled, the frequency shift, and the maximum PMD_{RMS} that is to be measured. It is given as the following, along with the constraint as:

$$\Delta\nu = \frac{\nu_{\max} - \nu_{\min}}{2^k} \leq \frac{1}{24PMD_{RMS-\max}} \quad (A.15)$$

The spectral width of the filtered source should be half of this value. When the actual scan is done in equal wavelength increments, the wavelength increment at the lower end of the range should be consistent with the constraint of Equation (A.14).

The windowing function, $W(\nu)$, can technically be any function, including a square function. The function that is chosen should be one that minimizes the value of σ_0 . Functions that do this proceed to zero at the edges in a continuous way and should also have the first derivative proceed to zero at the edges. This will minimize the ringing that can increase σ_0 .

A.3.3.3 Examples

Table A.1 shows a sample calculation spreadsheet. The wavelength extrema and k are entered. For each of several possible frequency shift values, n , the other parameters are calculated. minPMD is calculated as $3\Delta t$. The increment in terms of $\Delta\lambda$ at the lower wavelength limit is also presented. Clearly there are tradeoffs, depending on the range of PMD_{RMS} values that are to be measured. In general, the broader the wavelength range and the smaller the frequency increment, the better.

Table A.1 – Cosine transform calculations

| | | | | | | |
|------------------|-------------------|-------------------|---------------|-------------|-------------|---------------------|
| c | 299792.5 | nm/ps | | | | |
| k | 11 | | | | | |
| npt | 2048 | | | | | |
| wavelengths (nm) | | frequencies (THz) | | | | |
| max | 1700 | 230.6096 | | | | |
| min | 1300 | 176.3485 | | | | |
| Frequency shift | | | | | | |
| n | freqmincalc (THz) | del-t (ps) | delfreq (THz) | minPMD (ps) | maxPMD (ps) | wave increment (nm) |
| 1 | 0 | 0.002168 | 0.112602 | 0.006504 | 0.370034 | 0.635076 |
| 2 | 115.3048077 | 0.004336 | 0.225205 | 0.013009 | 0.185017 | 1.270772 |
| 3 | 153.7397436 | 0.006504 | 0.337807 | 0.019513 | 0.123345 | 1.90709 |
| 4 | 172.9572115 | 0.008673 | 0.450409 | 0.026018 | 0.092508 | 2.544031 |
| 5 | 184.4876923 | 0.010841 | 0.563012 | 0.032522 | 0.074007 | 3.181596 |
| 6 | 192.1746795 | 0.013009 | 0.675614 | 0.039027 | 0.061672 | 3.819785 |
| 7 | 197.6653846 | 0.015177 | 0.788216 | 0.045531 | 0.052862 | 4.458599 |
| 8 | 201.7834135 | 0.017345 | 0.900819 | 0.052036 | 0.046254 | 5.098039 |

Figure A.4 illustrates the results for what might be obtained from a fibre with $\text{PMD}_{\text{RMS}} = 0,2$ ps. The mean cross-correlation and mean autocorrelation envelopes from a single scan using a windowing function that is Gaussian with a standard deviation of 23 nm are shown. The result is from a simulation of a fibre with ideal random mode coupling. The measured result for this simulation was 0,185 ps.

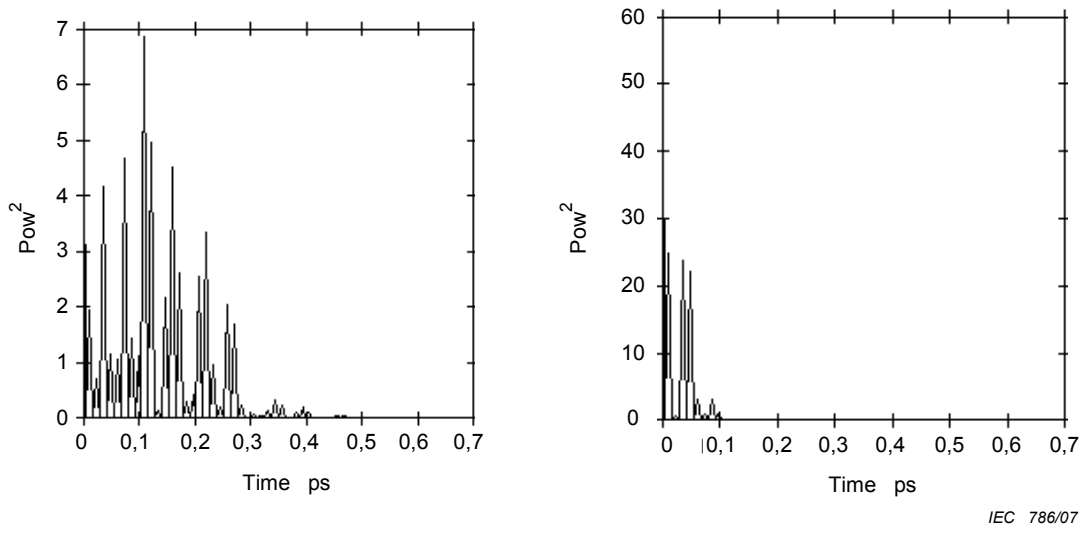


Figure A.4 – Cross-correlation and autocorrelation functions

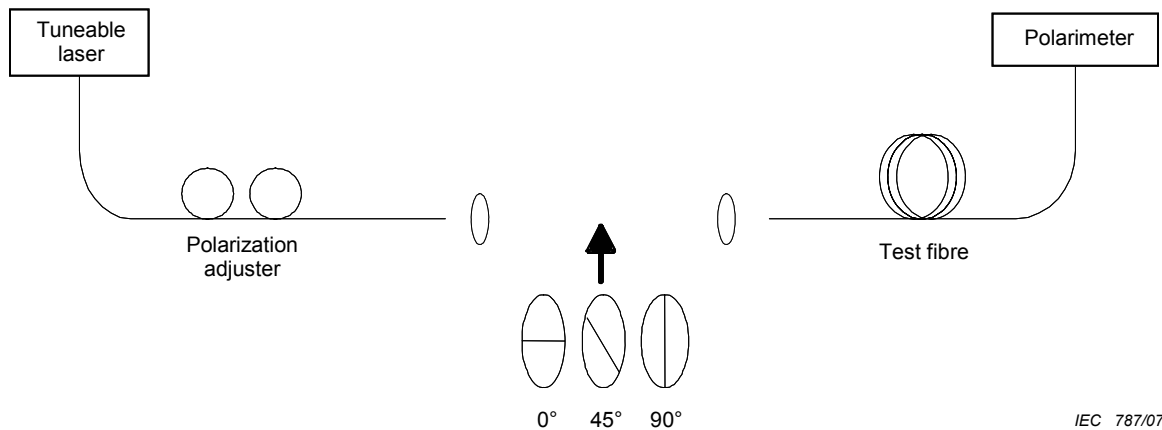
Annex B
(normative)

Stokes evaluation method

This annex contains requirements specific to Method B (SPE).

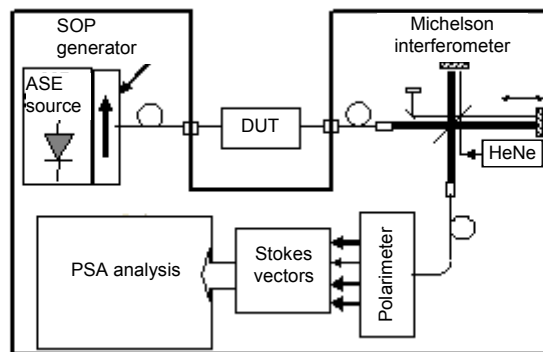
B.1 Apparatus

Figure B.1 shows a possible block diagram for Method B.



IEC 787/07

Figure B.1a – Narrowband source (JME)



IEC 788/07

Figure B.1b – Broadband source (PSA)

Figure B.1 – Block diagram for Method B

B.1.1 Light source

In all cases, two kinds of light sources may be used, depending on the type of polarimeter. A narrowband source such as a tuneable laser shown in Figure B.1a can be used with a polarization analyser. Alternatively, a BBS shown in Figure B.1b can be used with a narrow bandpass filtering polarimeter such as an optical spectrum analyser or an interferometer used as a FT spectrum analyser placed before the polarimeter. In the case of BBS, the width of the filter is taken as the spectral width for the purpose of calculations.

In both cases, the spectral width shall be sufficiently small to maintain the desired DOP (see 5.1). In both cases, the range of wavelengths shall be sufficient to provide a PMD measurement of sufficient precision at the specified wavelength region (see Clause B.3).

For the JME and PSA approaches, the polarizer must be capable of switching between three linear SOPs that are orthogonal (nominally 0°, 45°, and 90°) for each wavelength measured.

B.1.2 Polarimeter

Use a polarimeter to measure the output Stokes vectors for each selected input SOP and wavelength.

B.2 Procedure

The output of the fibre is coupled to the polarimeter. The wavelengths are scanned across a range appropriate for the wavelength region and desired precision (see Clause B.3) with a wavelength increment, $\delta\lambda$. For narrowband sources, the wavelength increment is given in terms of the maximum anticipated DGD value, $\Delta\tau_{\max}$, the wavelength of the region measured, λ_0 , and the speed of light in vacuum, c , as:

$$\delta\lambda \leq \frac{\lambda_0^2}{2c\Delta\tau_{\max}} \quad (\text{B.1})$$

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 SOP rotates less than 180° about the PSP 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 smaller wavelength interval. If the shape of the curve of DGD versus wavelength and the mean DGD are essentially unchanged, the original wavelength interval was satisfactory.

For BBSs, the resolution bandwidth (RBW) of the analyser must satisfy the following:

$$RBW \leq \frac{\lambda_0^2}{5c\Delta\tau_{\max}} \quad (\text{B.2})$$

The measurement data is gathered for each wavelength. For the JME and PSA calculation approaches, the three input SOPs are cycled between nominal 0°, 45°, and 90° for each wavelength are recorded in corresponding vectors. For the PSA and JME approaches, the output vectors are normalized to unit length and recorded as \hat{H} , \hat{Q} , and \hat{V} for the three input SOPs, respectively. For the SOP method, the normalized output Stokes vector for each wavelength is recorded as \hat{s} .

B.3 Calculations

All three calculation approaches require evaluation of differences between the SOP at one angular optical frequency, ω_0 , and the next at $\omega_0 + \Delta\omega$. (Angular optical frequency is given by $\omega = 2\pi c/\lambda$.) All three calculation approaches result in a series of DGD values versus wavelength. For negligible mode-coupling, the DGD values are typically constant versus wavelength. For random mode-coupling, the DGD values typically vary versus wavelength as shown in Figure B.2. Alternatively, the DGD values may be displayed as a histogram such as Figure B.3. The average of these DGD values is reported as the PMD value that is used in conjunction coefficient.

The detailed mathematical formulation and the calculations pertaining to Method B for the three approaches, as well as the theoretical linkage between the JME and PSA calculation approaches are given in IEC 61282-9. The calculation for the SOP approach is related, but not as robust.

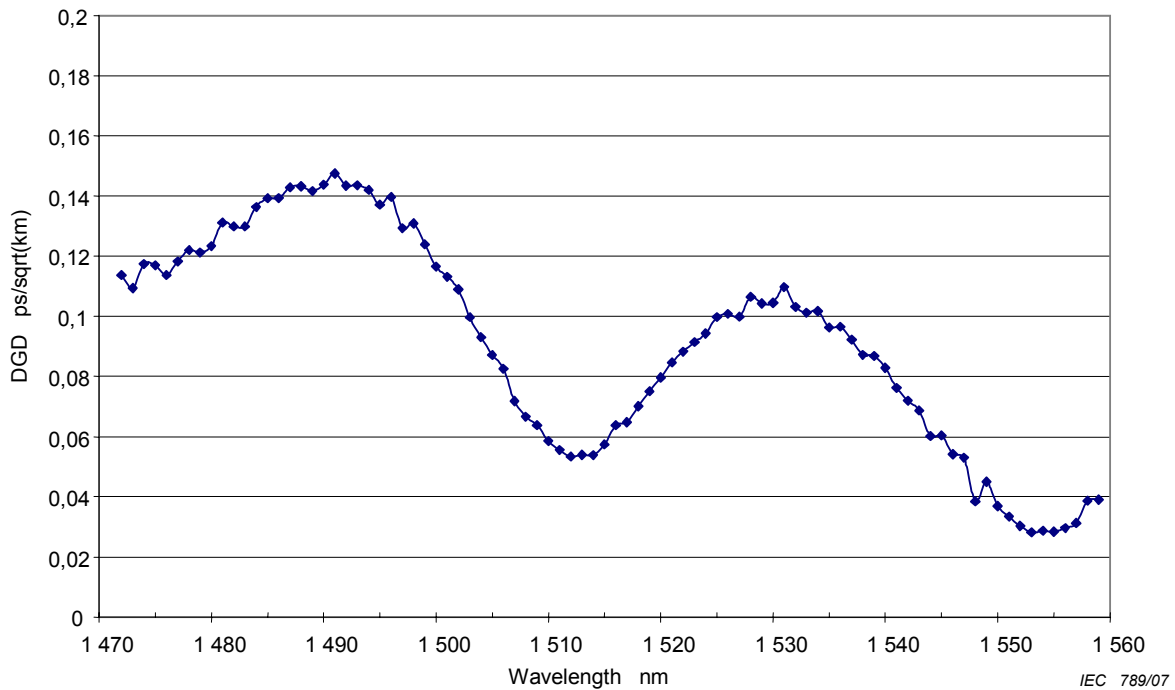
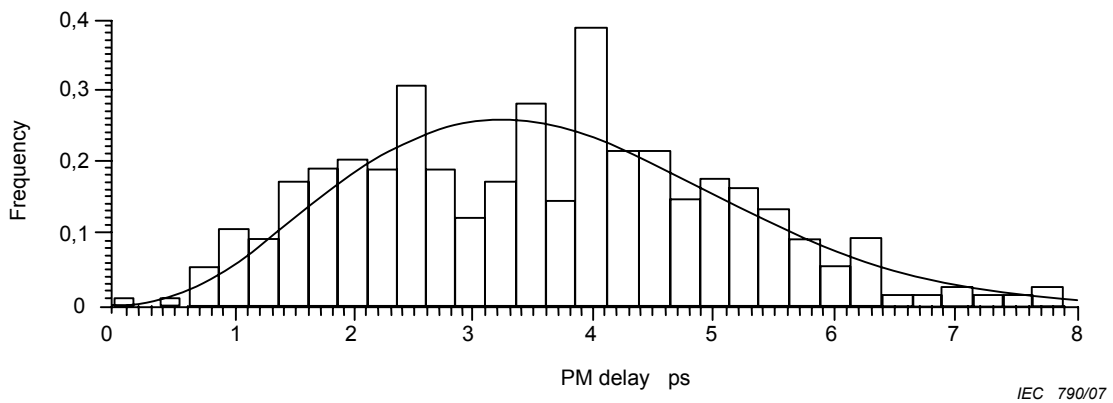


Figure B.2 – Typical random-mode-coupling results from Method B



NOTE A Maxwell curve is superimposed on the histogram.

Figure B.3 – Typical histogram of DGD values

The JME and PSA analysis approaches are mathematically equivalent for first order assumptions in the absence of PDL.

B.3.1 Jones matrix eigenanalysis (JME)

For each frequency pair, indicated by frequencies, ω_0 and $\omega_0 + \Delta\omega$, the three output Stokes vectors for each frequency are converted to Jones vectors and a T matrix is calculated for each frequency using ratios of the elements of the Jones vectors. The following relationship is used to convert a normalized output Stokes vector, noted generically as \hat{s} , to a Jones vector, noted generically as \hat{j} .

$$\hat{s} = \begin{bmatrix} \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \cos \mu \\ \sin 2\theta \sin \mu \end{bmatrix} \Leftrightarrow \hat{j} = \begin{bmatrix} \cos \theta \exp(-i\mu/2) \\ \sin \theta \exp(i\mu/2) \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

where θ is the linear polarization parameter and μ is the circular parameter, which is also the phase separation of the x and y element of the Jones vector. The linear parameter can be assumed to be within the range 0 to π for this calculation.

For each frequency, the x and y elements of the Jones vectors are designated as: $h_x, h_y, q_x, q_y, v_x,$ and v_y . Using these, calculate the following ratios:

$$k_1 = h_x / h_y \quad k_2 = v_x / v_y \quad k_3 = q_x / q_y \quad k_4 = \frac{k_3 - k_2}{k_1 - k_3} \quad (\text{B.4})$$

For each frequency, the Jones transfer matrix, T , is calculated as:

$$T = \begin{bmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

Using the T matrices for the frequency pair, the frequency transfer matrix, J , is calculated as:

$$J = T(\omega_0 + \Delta\omega)T^{-1}(\omega_0) \quad (\text{B.6})$$

The eigenvalues of J are calculated and designated as ρ_1 and ρ_2 . The DGD, $\Delta\tau$, is calculated as:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\text{Arg} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)}{\Delta\omega} \right| \quad (\text{B.7})$$

where Arg denotes the argument function, that is, $\text{arg}(me^{i\theta}) = \theta$, $m \geq 0$ and $|\theta| < \pi$.

The JME mathematical formulation and detailed calculations are given in IEC 61282-9.

B.3.2 Poincaré sphere analysis (PSA)

For the PSA, matrix algebra is done on the normalized output Stokes vectors to deduce the rotation of the output Stokes vector with frequency.

For each frequency pair, indicated by frequencies, ω_0 and $\omega_0 + \Delta\omega$, the three measured output Stokes vectors for each frequency are converted as follows:

$$\hat{h} = \hat{H} \quad \hat{q} = \frac{\hat{H} \times \hat{Q}}{|\hat{H} \times \hat{Q}|} \times \hat{H} \quad \hat{v} = \frac{\hat{q} \times \hat{V}}{|\hat{q} \times \hat{V}|} \times \hat{q} \quad (\text{B.8})$$

From the Stokes vectors \hat{h} , \hat{v} and \hat{q} , form the vector products $\hat{c} = \hat{h} \times \hat{q}$ and $\hat{c}' = \hat{q} \times \hat{v}$ at each frequency.

For each frequency pair, compute the finite differences,

$$\begin{aligned} \Delta\hat{h} &= \hat{h}(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{h}(\omega_0) & \Delta\hat{q} &= \hat{q}(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{q}(\omega_0) & \Delta\hat{v} &= \hat{v}(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{v}(\omega_0) \\ \Delta\hat{c} &= \hat{c}(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{c}(\omega_0) & \Delta\hat{c}' &= \hat{c}'(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{c}'(\omega_0) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Find the DGD, $\Delta\tau$, for a particular frequency increment from the following:

$$\Delta\tau = \frac{1}{\Delta\omega} \cdot \left[\arcsin\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}(\Delta\hat{h}^2 + \Delta\hat{q}^2 + \Delta\hat{c}^2)}\right) + \arcsin\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}(\Delta\hat{q}^2 + \Delta\hat{v}^2 + \Delta\hat{c}'^2)}\right) \right] \quad (\text{B.10})$$

where $\Delta\hat{h}^2 = \Delta\hat{h} \bullet \Delta\hat{h}$

The PSA mathematical formulation and detailed calculations are given in IEC 61282-9.

B.3.3 State of polarization (SOP)

For the SOP analysis, the trace on the Poincaré sphere describing the evolution of the SOP with wavelength is reconstructed from the measured normalized output Stokes vectors. The trace is analysed 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 is found from the following expression:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\Delta\theta}{\Delta\omega} \right| = \left| \frac{\Delta\theta}{2\pi c \cdot \delta\lambda} \lambda_i \lambda_f \right| \quad (\text{B.11})$$

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

The SOP mathematical formulation and detailed calculations are given in IEC 61282-9.

NOTE If the output Stokes vector is aligned with the true PSP at a given frequency, the calculated DGD at that frequency can be substantially less than the actual value.

Annex C (normative)

Interferometry method

This annex contains detailed requirements for completing PMD measurements using Method C (INTY).

C.1 Apparatus

Figure C.1 shows a block diagram for a generic implementation of Method C.

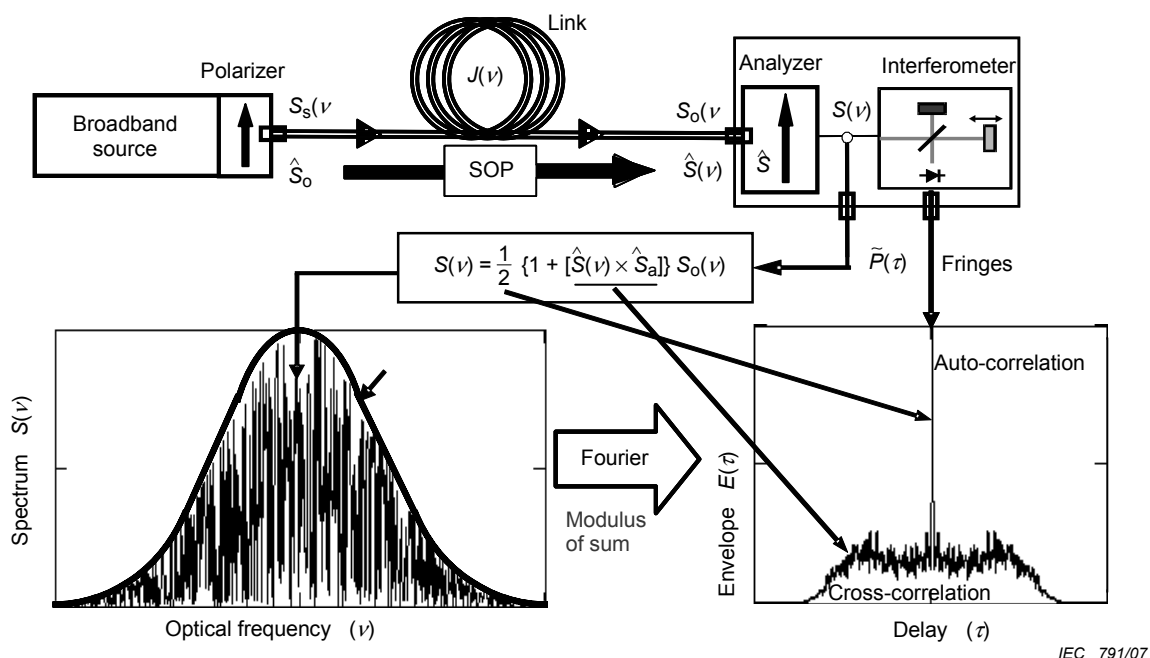


Figure C.1 – Schematic diagram for Method C (generic implementation)

Parameters used in Figure C.1 and later throughout the text:

- ν optical frequency ($\lambda\nu = c$);
- τ difference of round-trip delay between the two arms of the interferometer;
- $S_s(\nu)$ optical spectrum, at FUT input \equiv spectral density of $\vec{E}_s(\nu)$ the source electric field spectrum;
- $S_o(\nu)$ optical spectrum, at FUT output (analyser input);
- $S(\nu)$ optical spectrum, at analyser output (interferometer input);
- \hat{S}_0 input SOP (at FUT input; a unit Stokes vector);
- $\hat{S}(\nu)$ output SOP (at FUT output);
- \hat{S}_a analyser transmission axis;

| | |
|--------------------------------|---|
| $\hat{s}(\nu) \cdot \hat{s}_a$ | Stokes parameter giving the projection of $\hat{s}(\nu)$ on the analyser transmission axis. It is this parameter that contains the PMD information; |
| $P(\tau)$ | optical power at the interferometer output, as a function of delay τ , |
| $\tilde{P}(\tau)$ | dependent part of $P(\tau)$ ("a.c." part) |
| P_0 | constant part of $P(\tau)$ ("d.c." parts) |
| $E(\tau)$ | fringe envelope |
| $E_x(\tau)$ | cross-correlation envelope |
| $E_0(\tau)$ | autocorrelation envelope |

The optical power at the interferometer output, $P(\tau)$, is equal to the sum of "a.c." and "d.c." parts. Both parts are equal at $\tau = 0$ so the "a.c." part can be calculated. For an ideal interferometer, the "a.c." part is an even function, the right half of which is equal to the cosine Fourier transform of the optical spectrum, $S(\nu)$, emitted from the analyser. For non-ideal interferometers, some corrections may be applied, depending on the details of the implementation.

For TINTY, the envelope of the interferogram, $E(\tau)$, is the absolute value of the "a.c." part. For GINTY, additional calculations to obtain the cross-correlation and autocorrelation envelopes are described in C.2.2.2 and C.3.2. These calculations involve two measured interferograms resulting from the analyzer being set at two orthogonal SOPs.

Figure C.2 shows block diagrams for three specific implementations.

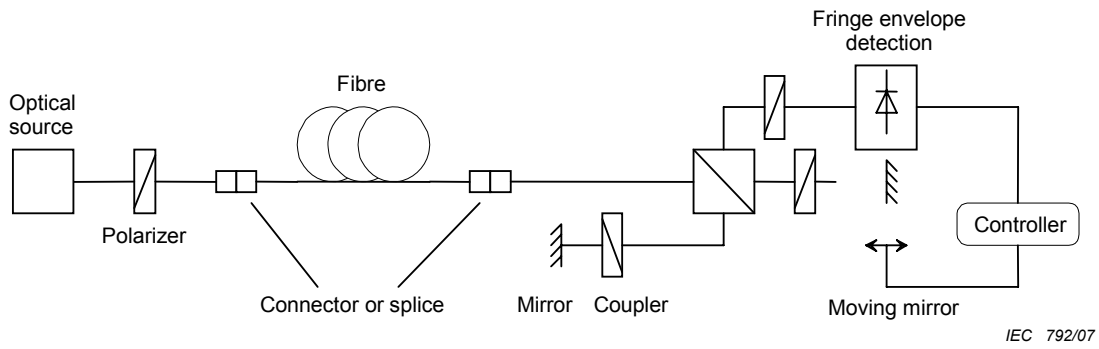


Figure C.2a – Michelson interferometer

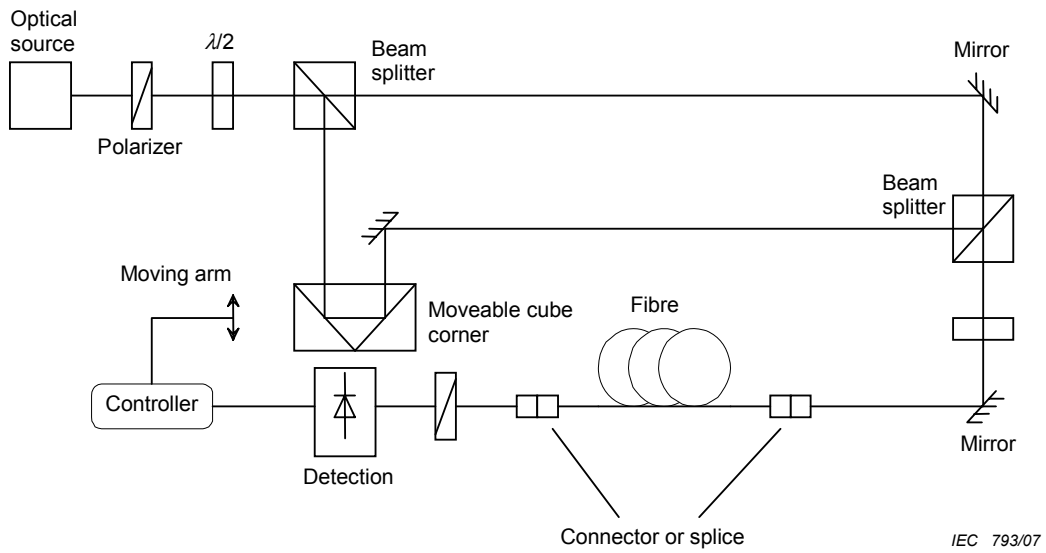
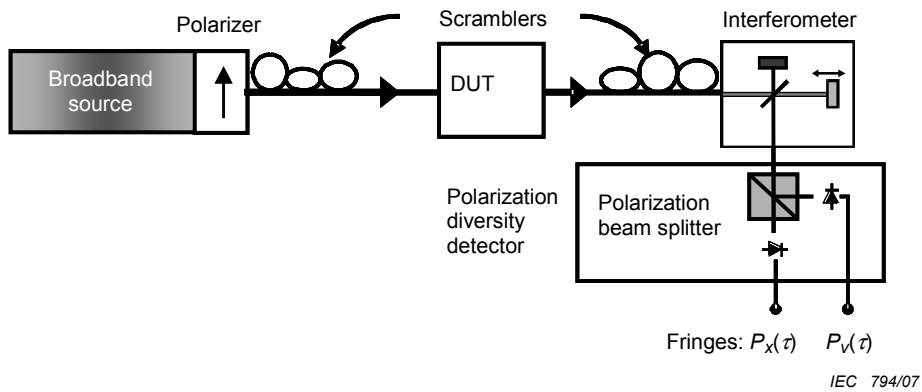


Figure C.2b – Mach-Zehnder interferometer



NOTE The optional input/output (I/O)-SOP scramblers are used to improve the measurement uncertainty (see IEC 61282-9).

Figure C.2c – Setup with polarization scramblers

Figure C.2 – Other schematic diagrams for Method C

C.1.1 Light source

A BBS is used that emits radiation at the intended measurement wavelengths, such as a light emitting diode (LED), an amplified spontaneous emission (ASE) source or a superfluorescent source. The light shall be polarized as shown in Figure C.1. The central wavelength, λ_0 , shall be within the 1 310 nm or 1 550 nm windows or any other window of interest. In order to successfully use a TINTY-based measurement system, the BBS spectral shape shall be approximately Gaussian, without ripples that could influence the autocorrelation function of the emerging light. A GINTY-based measurement system does not require such source characteristics: any shape can be used. The spectral source line width (–3 dB), $\Delta\lambda$, must be known to calculate the coherence time, t_c , which is determined with the following:

$$t_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \cdot c} \quad (\text{C.1})$$

C.1.2 Beam splitter

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

C.1.3 Analyzer

The analyzer function shown in Figure C.1 may be implemented within the interferometer. For the TINTY approach, the analyzer must be capable of being rotated to a second setting that is orthogonal to the initial setting.

C.1.4 Interferometer

The interferometer can be an air type or a fibre type. It can be of Michelson or Mach-Zehnder types, and it can be located at the source or at the detector end of the fibre under test. In all cases, the interferometer must be configured such that orthogonal SOPs can interfere. There are many ways to achieve this.

A first way is to put an analyzer at the input of the interferometer, as depicted in Figure C.1. However, if no polarizer is placed at input and both arms of the interferometer have no effect on the SOPs, no cross-correlation interferogram representative of PMD is observed. If no polarizer is set at the interferometer input, something else must be done.

Second, a wave plate in one interferometer arm may be used in case of an air-type interferometer. Generally speaking, the roundtrip in the two interferometer arms of any dual-path interferometer can be represented by Jones matrices T_1 and T_2 . This is equivalent to a wave plate with Jones matrix $T = T_1 T_2^+$ in one arm only. In case of a fibre interferometer, a Lefebvre loop may be put in one arm, and adjusted until $T = T_1 T_2^+$ gives the desired effect (a given cross-correlation-to-autocorrelation ratio).

One particular case consists of putting a quarter wave plate in one arm of a Michelson interferometer (or a half wave plate in one arm of a Mach-Zehnder interferometer); with this configuration, only the cross-correlation interferogram is observed.

C.1.5 Polarization scrambler

In Figure C.2c, the polarization scrambler allows the selection of any SOPs for the FUT input and output. The polarization beamsplitter allows simultaneous detection of what would be detected by two orthogonal analyzer settings. The functionality of the polarization scrambler selecting various SOPs for the input and various analyzer settings at the output can be achieved by other means.

C.1.6 Polarization beam splitter

A polarization beam splitter (PBS) may be used as shown in Figure C.2c to obtain interferograms from output SOPs that are orthogonal (opposite on the Poincaré sphere) for the same I/O-SOP combination. These two interferograms allow the calculation of the autocorrelation and cross-correlation as separate functions. Together with the detection system, the PBS forms a polarization diversity detection system. Means other than the PBS may be used to obtain these interferograms from orthogonal output SOPs.

C.2 Procedure

C.2.1 Calibration

The equipment is calibrated by checking the mechanics of the delay line with a birefringent fibre of known PMD delay. Alternatively, an assembly of birefringent fibres of known characteristics may be measured. The environment and the launching fibre shall be stable during the measurement period.

C.2.2 Routine operation

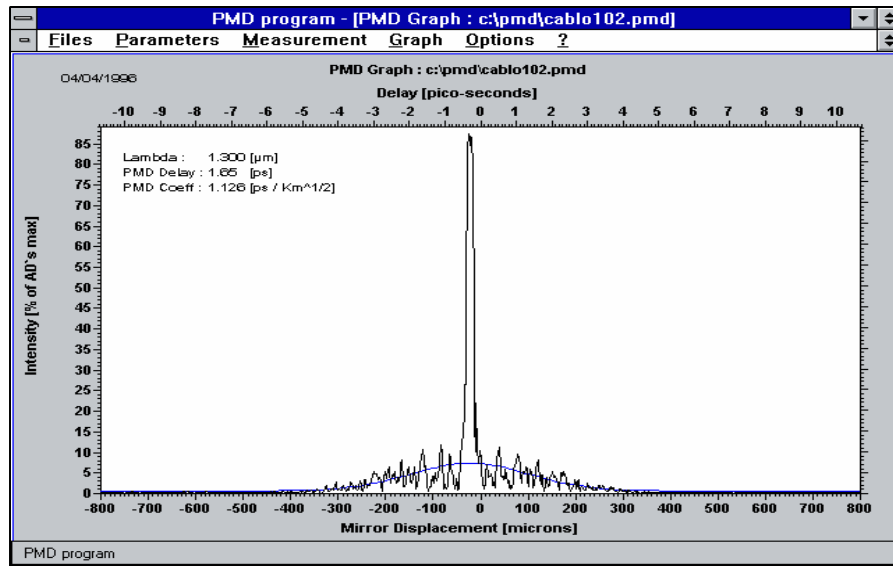
One end of the fibre under test is coupled to the polarized output of the polarized light source. The other end is coupled to the interferometer input. This can be done by standard fibre connectors, splices or by a fibre alignment system. If the latter is used, some index matching oil at the joints avoids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

C.2.2.1 Procedure for TINTY

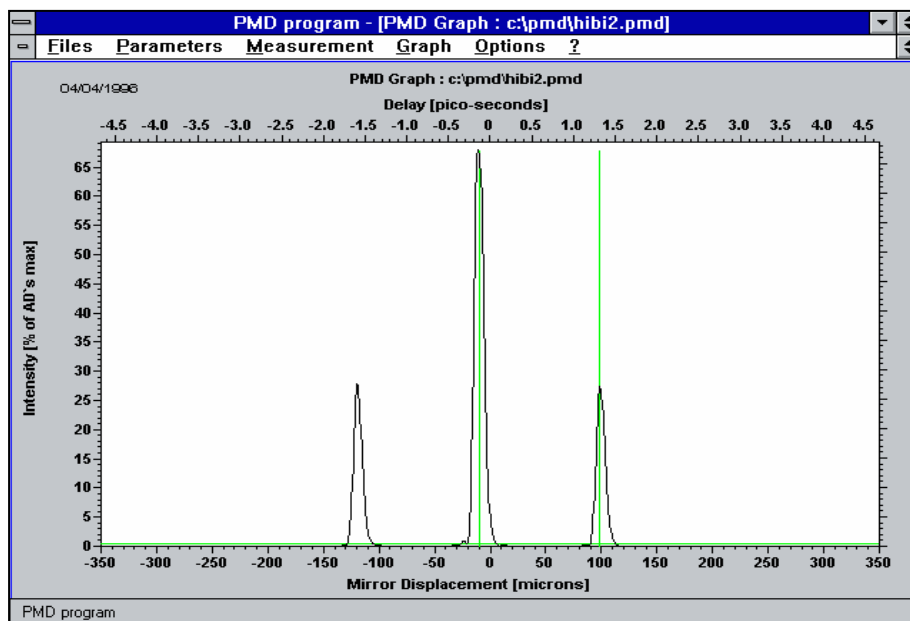
A first acquisition is made by moving the mirror of the interferometer arm and recording the intensity of the light. The fringe pattern, $\tilde{P}(\tau)$, is calculated by subtracting the “d.c.” part from the interferogram: $\tilde{P}(\tau) = P(\tau) - P_0$. The fringe envelopes that are generally displayed are the absolute value of the fringe pattern. Typical examples of fringe envelopes for negligible and random polarization mode-coupling are shown in Figure C.3.

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



IEC 795/07

Figure C.3a – Random mode-coupling using a TINTY-based measurement system with one I/O SOP



IEC 796/07

Figure C.3b – Negligible mode-coupling using a TINTY-based measurement system with one I/O SOP

Figure C.3 – Fringe envelopes for negligible and random polarization mode-coupling

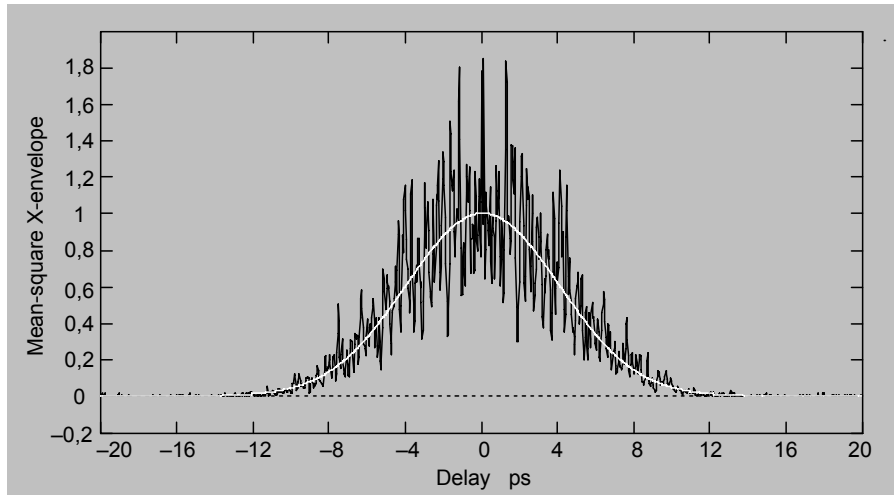
C.2.2.2 GINTY procedure

The combination of a particular input polarizer setting and an orthogonal pair of analyzer settings is called an I/O SOP. Complete the scan(s) for the two interferograms, from the two orthogonal analyzer settings and subtract the “d.c.” part from each to obtain $\tilde{P}_x(\tau)$ and $\tilde{P}_y(\tau)$, the orthogonally generated fringes.

The cross-correlation and autocorrelation fringe envelopes, $E_x(\tau)$ and $E_0(\tau)$, are calculated as:

$$E_x(\tau) = \left| \tilde{P}_x(\tau) - \tilde{P}_y(\tau) \right| \quad E_0(\tau) = \left| \tilde{P}_x(\tau) + \tilde{P}_y(\tau) \right| \quad (C.2)$$

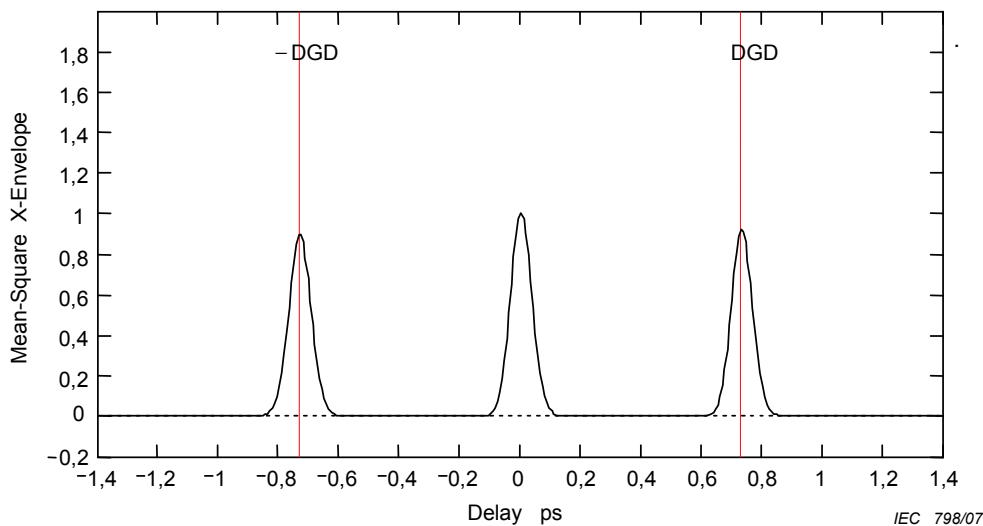
These functions are squared for the purposes of later calculations and display. Some example squared cross-correlation results are shown below. Note that the autocorrelation peak seen with the TINTY is not present.



IEC 797/07

NOTE $L/l_c = 100$ and $PMD/\sigma_A \sim 100$ (σ_A = r.m.s. width of the autocorrelation envelope); $PMD = 4,94$ ps, $\sigma_A = 50$ fs; a nearly-Gaussian smoothed envelope; smoothing is for guiding the eye only: analysis is not performed on any kind of fit.

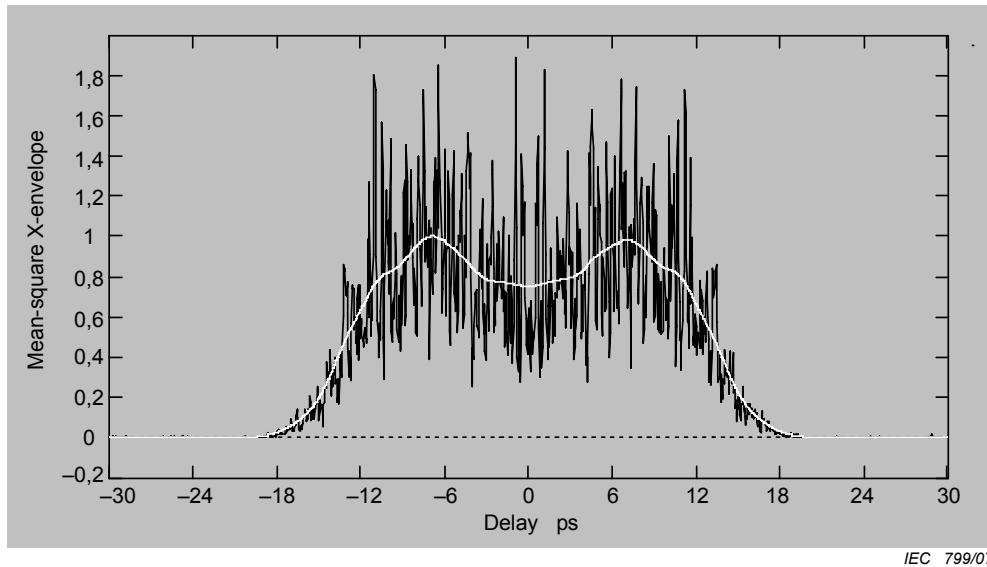
Figure C.4a – Random mode-coupling using a GINTY-based measurement system with I/O-SOP scrambling



IEC 798/07

NOTE $L/l_c \ll 1$, $DGD = 0,732$ ps, $\sigma_A = 50$ fs, $DGD/\sigma_A \sim 14,7$.

Figure C.4b – Negligible mode-coupling using a GINTY-based measurement system with I/O-SOP scrambling



NOTE One random-mode-coupling section with $L/l_c = 10$ + one negligible-mode-coupling section with $DGD = PMD_{\text{Random}}/4$; $PMD = 9,97$ ps, $\sigma_A = 50$ fs with nearly-flat envelope.

Figure C.4c – Mixed mode-coupling using a GINTY-based measurement system with I/O-SOP scrambling

Figure C.4 – Fringe envelopes for negligible and random polarization mode-coupling (Ginty procedure)

Options for polarization scrambling follow. When multiple I/O SOPs are measured, index them with i for later calculations.

C.2.2.2.1 The 9-states Mueller set

The sum of nine squared envelopes observed with nine specific I/O SOPs is rigorously equal to the uniformly scrambled mean squared envelope. These nine I/O SOPs are: three analyser-axes forming a right-angled trihedron, for each three input SOPs also forming a right-angled trihedron.

C.2.2.2.2 Random scrambling

Scan-to-scan scrambling: automatic/manual setting of the scramblers at each scan.

Continuous scrambling: when squared envelopes are summed, scrambling can be performed while scanning. Automated scramblers are set to cover the sphere continuously as a function of time.

Fast, single-scan scrambling: if scramblers are sufficiently fast, well-scrambled squared envelopes can be observed in a single-scan. However, this requires special provisions to avoid crosstalk between the a.c. part and the previously d.c. part of the interferogram.

C.3 Calculations

Both these calculations report PMD_{RMS} . For ideal random mode coupling when the interferogram is of an ideal Gaussian shape, this may be converted to PMD_{AVG} using Equation (3).

C.3.1 TINTY calculations

In the case of negligible mode-coupling the PMD delay is determined in the same way for TINTY-based and GINTY-based measurement systems, from the separation of the two satellite coherence peaks each delayed from the centre by the DGD of the fibre under test as shown in Figure C.3b and Figure C.4b. For this case the DGD is equivalent to the PMD delay.

$$\langle \Delta \tau \rangle = \frac{2\Delta L}{c_0} \quad (C.3)$$

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 km.

The following calculations are suitable for the random mode-coupling regime associated with long fibres/cables or links. The spread in the fringe envelope – discounting the centre peak – is characterised.

The PMD_{RMS} value is determined from the second moment (RMS width) of the cross-correlation function of the detected signal (fringe envelope).

$$PMD_{RMS} = \left(\sqrt{\frac{3}{4}} \right) \sigma_\varepsilon \quad (C.4)$$

where σ_ε is the RMS width of the cross-correlation envelope.

A detailed algorithm for the calculation of σ_ε from a measured fringe envelope is described in Clause D.1.

For certain assumptions given below, Equation (C.4) can be related to Equation (3) as:

$$\langle \Delta \tau^2 \rangle = \frac{3}{4} \langle \sigma_\varepsilon^2 \rangle \quad (C.5)$$

Equation C.5 is obtained from the theory given the following assumptions:

- ideal random mode coupling;

NOTE 1 Ideal random coupling means $L/h \rightarrow \infty$, and a uniformly distributed birefringence axis. L is the device length and h is the polarization coupling-length. For a device consisting of N concatenated birefringent segments of length h , this corresponds to $N \rightarrow \infty$ with uniformly distributed axes.

NOTE 2 Analysis if no or negligible mode coupling is possible.

- a purely Gaussian source, with no ripples;
- $PMD \gg \sigma_0$, where σ_0 is the RMS width of the auto-correlation envelope;
- ergodic conditions

NOTE 3 Given that the source is Gaussian, the result must be some form of weighted average of the DGD values. This weighting is not specified in TINTY, but is in GINTY. For this reason, this method is expected to give a different result for a given wavelength range and time than one of the methods that use a rectangular weighting (such as for example, the RTM). The assumption of ergodic conditions does result in the validity of the expected value relationship. In practice, the wavelength ranges sampled by different implementations of the other methods will also vary, which would imply getting different results between them as well.

C.3.2 GINTY calculations

GINTY allows some of the assumptions required for Equation (C.5) with TINTY to be removed [4]:

- the assumption of ideal random mode coupling is not required;
- the assumption of a Gaussian source is not required;
- the assumption that the PMD is large compared to the width of the autocorrelation function is not required.

Form the mean squared cross-correlation and autocorrelation envelopes, $\bar{E}_x^2(\tau)$ and $\bar{E}_0^2(\tau)$ as:

$$\bar{E}_x^2(\tau) = \frac{1}{N} \sum_i E_{xi}^2(\tau) \quad \bar{E}_0^2(\tau) = \frac{1}{N} \sum_i E_{0i}^2(\tau) \quad (\text{C.6})$$

where N is the number of I/O SOPs.

Calculate the RMS width of the two sampled mean squared envelopes, σ_0 and σ_x , respectively. A sample algorithm for this calculation is given in Clause D.2. The mathematical definitions of these widths are:

$$\sigma_x^2 = \frac{\int \tau^2(\tau) \langle E_x^2(\tau) \rangle d\tau}{\int \langle E_x^2(\tau) \rangle d\tau} \quad \sigma_0^2 = \frac{\int \tau^2(\tau) \langle E_0^2(\tau) \rangle d\tau}{\int \langle E_0^2(\tau) \rangle d\tau} \quad (\text{C.7})$$

The expected value operator in the above equations is with respect to a uniform and random sampling of the I/O-SOPs.

The PMD_{RMS} value that is reported is:

$$PMD_{\text{RMS}} = \left[\frac{3}{2} (\sigma_x^2 - \sigma_0^2) \right]^{1/2} \quad (\text{C.8})$$

Equation (C.8) relates to Equation (3) as, from [4]:

$$\frac{\int \Delta\tau^2(\nu) S_0^2(\nu) d\nu}{\int S_0^2(\nu) d\nu} = \frac{3}{2} (\sigma_x^2 - \sigma_0^2) \quad (\text{C.9})$$

Using the ideal definitions of the RMS width terms from Equations (C.7), Equation (C.9) is exact for any DGD curve present at the time of measurement and any source spectral characteristics. The left side of Equation (C.9) is a spectrally weighted (by squared power) RMS calculation.

Using the assumption of ergodic conditions:

$$\langle \Delta\tau^2 \rangle = \left\langle \frac{\int \Delta\tau^2(\nu) S_0^2(\nu) d\nu}{\int S_0^2(\nu) d\nu} \right\rangle \quad (\text{C.10})$$

Annex D (informative)

Determination of RMS width from a fringe envelope

This annex presents two methods for the determination of the RMS width from fringe envelopes. These methods are mainly used for the interferometric method of measuring PMD. Clause D.1 is for an envelope with the autocorrelation peak present and is suitable for the TINTY analysis. Clause D.2 is for envelopes without this peak and is suitable for the GINTY analysis.

D.1 RMS calculation for TINTY

Figure D.1 shows a fringe envelope with an autocorrelation peak in the centre.

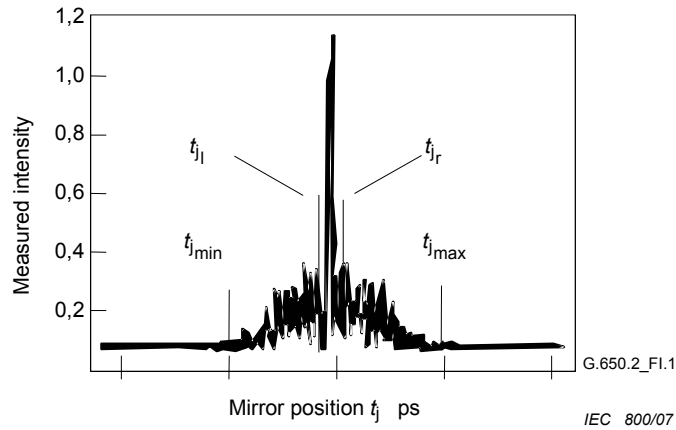


Figure D.1 – Parameters for interferogram analysis

Let \tilde{I}_j denote the measured intensity of the fringe envelope at increasing positions t_j , $j = 1 \dots N$, with $[t_j] = \text{ps}$.

Step 1 – Computation of the zero intensity \tilde{I}_0 and the noise amplitude Na

Definition: $N_5 = \text{round}(5N/100)$

$$\tilde{I}_0 = \frac{\sum_{j=1}^{N_5} (\tilde{I}_j + \tilde{I}_{N-j})}{2N_5} \tag{D.1}$$

$$X_2 = \frac{\sum_{j=1}^{N_5} (\tilde{I}_j^2 + \tilde{I}_{N-j}^2)}{2N_5} \tag{D.2}$$

$$Na = \sqrt{X_2 - \tilde{I}_0^2} \tag{D.3}$$

Step 2 – Definition of the shifted intensity I_j

$$I_j := \tilde{I}_j - \tilde{I}_0 \text{ if } \tilde{I}_j - \tilde{I}_0 > 4Na \quad (\text{D.4})$$

$$I_j := 0 \text{ if } \tilde{I}_j - \tilde{I}_0 \leq 4Na \quad (\text{D.5})$$

Step 3 – Computation of the centre C of the interferogram

$$C = \frac{\sum_{j=1}^N t_j I_j}{\sum_{j=1}^N I_j} \quad (\text{D.6})$$

Step 4 – Removal of the central autocorrelation peak

Definition: j_l : = the largest index j such that $C - t_j > \tau_c$ (I-7)

j_r : = the smallest index j such that $t_j - C > \tau_c$ (I-8)

where τ_c is the source coherence time.

NOTE 1 For cross-correlation interferograms, the following definition shall be applied:

$$j_r := j_l + 1 \quad (\text{D.7})$$

Step 5 – Computation of the second moment S of the interferogram

$$S = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{j_l} (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j=1}^{j_l} I_j}} + \sqrt{\frac{\sum_{j=j_r}^N (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j=j_r}^N I_j}} \right\} \quad (\text{D.8})$$

Step 6 – Truncate the interferogram

Set j_{\min} to the largest index j such that $C - t_j > 2S$ (D.9)

Set j_{\max} to the smallest index j such that $t_j - C > 2S$ (D.10)

Step 7 – Computation of the second moment σ_ε of the truncated interferogram

$$\sigma_\varepsilon = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\frac{\sum_{j=j_{\min}}^{j_l} (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j=j_{\min}}^{j_l} I_j}} + \sqrt{\frac{\sum_{j=j_r}^{j_{\max}} (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j=j_r}^{j_{\max}} I_j}} \right\} \quad (D.11)$$

Step 8 – Computation of the σ of the Gaussian $e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}}$ such that

$$\sigma_\varepsilon = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\frac{\int_{t_{j_{\min}}}^{t_{j_l}} (t-C)^2 e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}} dt}{\int_{t_{j_{\min}}}^{t_{j_l}} e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}} dt}} + \sqrt{\frac{\int_{t_{j_r}}^{t_{j_{\max}}} (t-C)^2 e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}} dt}{\int_{t_{j_r}}^{t_{j_{\max}}} e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}} dt}} \right\} \quad (D.12)$$

Step 9 – Determination of $PMD_{RMS} < \Delta \tau^2 >^{1/2}$

$$PMD_{RMS} = < \Delta \tau^2 >^{1/2} = \sqrt{\frac{3}{4}} \sigma \quad (D.13)$$

D.2 RMS calculation for GINTY

The following algorithm results in a robust RMS width for either the composite square cross-correlation or autocorrelation envelopes using Method C (GINTY).

The algorithm is iterative. For a given iteration, the full data array is divided into two sets: the central portion, M , containing the signal and the tails, T , which contain noise. Each iteration results in different definitions for these sets. The result converges when either the computed RMS width ceases to vary or when the set definitions stabilise. For an iteration, the number of data points in each set are denoted as n_m and N_T .

Let \tilde{I}_j denote the measured intensity of the envelope at increasing positions t_j (ps), (ps), $j = 1 \dots N$.

The initial definition of the set T is the first and last 5 % of the whole array.

Step 1: Computation of the zero \tilde{I}_0

$$\tilde{I}_0 = \sum_{j \in T} \tilde{I}_j / N_T \quad (D.14)$$

Step 2: Definition of the shifted intensity I_j

$$I_j = \tilde{I}_j - \tilde{I}_0 \quad \text{all } N \quad (\text{D.15})$$

Step 3: Computation of the centre C of the interferogram

$$C = \frac{\sum_{j \in M} t_j I_j}{\sum_{j \in M} I_j} \quad (\text{D.16})$$

Step 4: Computation of the RMS width σ of the squared envelope

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{j \in M} (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j \in M} I_j} \quad (\text{D.17})$$

Step 5: Redefine the sets

Define M as the set of points for which $C - 4\sigma \leq t_j \leq C + 4\sigma$.

Define T as the rest of the points.

Step 6: Repeat steps 1 to 5 until the results converge.

Annex E (informative)

Glossary of symbols

Symbology

| | |
|---------------------------|--|
| <i>Arg</i> | Argument function |
| <i>ASE</i> | Amplified spontaneous emission |
| <i>BBS</i> | Broadband source |
| c/c_0 | Velocity of light in vacuum/in free space |
| <i>DGD</i> | Differential group delay |
| DGD_{\max} | Maximum DGD value |
| <i>DOP</i> | Degree of polarization |
| <i>E</i> | Number of extrema in $R(\lambda)$ (Method A) |
| <i>EC</i> | Extrema counting |
| $f(\Delta\tau)$ | Maxwell probability distribution |
| <i>FA</i> | Fixed analyser (Method A) |
| <i>FT</i> | Fourier transform |
| <i>GINTY</i> | General analysis for Method C |
| <i>INTY</i> | Interferometry method (Method C) |
| <i>I/O</i> | Input/output |
| <i>JME</i> | Jones matrix eigenanalysis (Method B) |
| <i>k</i> | Mode-coupling factor |
| l_c | Coupling length |
| <i>L</i> | Length of fibre/fibre cable test sample |
| <i>LED</i> | Light emitting diode |
| <i>N</i> | Total number of measurements/population of mode-coupled fibres/wavelength intervals |
| $P_A(\lambda)$ | Optical power recorded with analyser in place (Method A) |
| P_F | Probability of exceeding DGD_{\max} |
| $P_B(\lambda)$ | Optical power recorded with analyser rotated 90° (Method A) |
| $P_{\text{TOT}}(\lambda)$ | Optical power recorded with analyser removed (Method A) |
| $P_x(\tau)/P_x(\tau)$ | Received power in the two orthogonal SOP axes corresponding to the fringes in Method C |
| <i>PBS</i> | Polarization beam splitter |
| <i>PDL</i> | Polarization dependent loss |
| <i>PDV</i> | Polarization dispersion vector |
| <i>PMD</i> | Polarization mode dispersion |
| PMD_Q | Link design PMD value |
| <i>PSA</i> | Poincaré sphere analysis (Method B) |
| $R(\lambda)$ | Output ratio from PMD measurement system (Method A) |
| <i>RBW</i> | Resolution bandwidth |
| <i>RTM</i> | Reference test method |
| <i>s</i> | Normalized output Stokes vectors |
| <i>SOP</i> | State of polarization (Method B) |

| | |
|---|--|
| <i>SPE</i> | Stokes parameter evaluation (Method B) |
| <i>T</i> | Jones matrix |
| <i>T</i> ⁻¹ | Inverse of the Jones matrix |
| <i>t_c</i> | Optical source coherence time (Method C) |
| TINTY | Traditional analysis for Method C |
| <i>α</i> | Single parameter which specifies a Maxwell distribution |
| <i>χ</i> ² | Chi-squared variable |
| $\Delta \hat{h} / \Delta \hat{v} / \Delta \hat{q} / \Delta \hat{c}$ | Finite differences computed from the Stokes vectors |
| <i>δλ</i> | Wavelength step size |
| $\Delta \lambda$ | Optical source spectral width (full width-half maximum (FWHM) unless otherwise noted) |
| <i>δν</i> | Optical frequency step size |
| $\Delta \theta$ | Rotation angle on Poincaré sphere |
| <i>δτ</i> | Arrival time of different polarization components of a signal or pulse broadening |
| $\Delta \delta \tau_{\max}$ | Maximum <i>δτ</i> value that can be measured |
| $\Delta \delta \tau_{\min}$ | Minimum <i>δτ</i> value that can be measured |
| $\Delta \tau$ | DGD value |
| $\Delta \tau_{\max}$ | Maximum DGD |
| $\langle \Delta \tau \rangle$ | Average DGD over wavelength scan range or PMD value |
| $\langle \Delta \tau^2 \rangle^{1/2}$ | r.m.s. DGD over wavelength scan range or PMD value (Method C) |
| $\langle \Delta \tau \rangle_0$ | Maximum PMD specification that each fibre must meet in a population of mode-coupled fibres |
| $\langle \Delta \tau \rangle_t$ | Average DGD over time |
| $\langle \Delta \tau \rangle_T$ | Average DGD over temperature |
| $\langle \Delta \tau \rangle_\lambda$ | Average DGD over wavelength |
| $\Delta \omega$ | Angular frequency variation in Method B |
| <i>λ</i> | Test wavelength used to measure PMD |
| <i>λ</i> ₀ | Central wavelength of the light source |
| <i>λ</i> ₁ / <i>λ</i> ₂ | First/last wavelength in set of test wavelengths (or position of first/last maximum or minimum in <i>R(λ)</i> in Method A) |
| <i>ν</i> | Optical light frequency |
| <i>ρ</i> ₁ / <i>ρ</i> ₂ | Complex eigenvalues of $T(\omega + \Delta \omega)T^{-1}(\omega)$ |
| <i>σ</i> | One-standard-deviation uncertainty |
| <i>σ</i> ₀ | r.m.s. width of the squared envelope of the autocorrelation interferogram (Method C, GINTY) |
| <i>σ</i> _A | r.m.s. width of the autocorrelation envelope (Method C) |
| <i>σ</i> _R | Second moment of FT data (Method A) |
| <i>σ</i> _x | r.m.s. width of the squared envelope of the cross-correlation interferogram (Method C, GINTY) |
| <i>σ</i> _ε | r.m.s. width of the cross-correlation envelope (Method C, TINTY) |
| <i>ω</i> | Angular optical frequency |
| <i>Ω</i> | PDV |

Bibliography

- [1] POOLE, C.D. and FAVIN, D.L. Polarization-mode dispersion measurements based on transmission spectra through an analyser. *JLT*, June, 1994, vol. 12, no. 6, p. 917.
 - [2] JONES, R.C. A new calculus for the treatment of optical systems. VI. Experimental determination of the matrix. *J. Optical Soc. Am.*, 1947, 37, pp. 110-112.
 - [3] GISIN, N., GISIN, B., VON DER WEID, J.P., and PASSY, R. How accurately one can measure a statistical quantity like polarisation-mode dispersion? *IEEE Photonics Technology Letters*, Dec 1996, Vol. 8, No. 12, pp. 1671-1673.
 - [4] CYR, N. Polarization-mode dispersion measurement: generalization of the interferometric method to any coupling regime. *J. Lightwave Technol.*, March 2004, Vol. 22, No. 3, 794- 805.
 - [5] PRESS, W., VETTERING, W., TEUKOLSKY, S. and FLANNERY, B. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 1992, pp 518.
 - [6] LAWSON, L., HANSON, R. *Solving Least Squares Problems*. Prentiss-Hall, 1972, pp. 222-225.
-

LICENSED TO MECON Limited. - RANCHI/BANGALORE
FOR INTERNAL USE AT THIS LOCATION ONLY, SUPPLIED BY BOOK SUPPLY BUREAU.

SOMMAIRE

| | |
|--|-----|
| AVANT-PROPOS..... | 52 |
| INTRODUCTION..... | 54 |
| 1 Domaine d'application | 55 |
| 2 Références normatives..... | 55 |
| 3 Termes et définitions | 56 |
| 4 Généralités..... | 56 |
| 4.1 Méthodes de mesure de la PMD..... | 56 |
| 4.2 Méthode d'essai de référence..... | 59 |
| 4.3 Applicabilité..... | 59 |
| 5 Appareillage | 60 |
| 5.1 Source de lumière et polariseurs | 60 |
| 5.2 Optique d'entrée..... | 60 |
| 5.3 Positionneur d'entrée | 60 |
| 5.4 Extracteur de mode de gaine..... | 60 |
| 5.5 Filtre de mode d'ordre élevé..... | 60 |
| 5.6 Positionneur de sortie..... | 60 |
| 5.7 Optique de sortie..... | 61 |
| 5.8 Détecteur | 61 |
| 5.9 Calculateur..... | 61 |
| 6 Echantillonnage et échantillons en essai | 61 |
| 6.1 Généralités..... | 61 |
| 6.2 Longueur des échantillons en essai..... | 61 |
| 6.3 Déploiement..... | 62 |
| 7 Procédure | 63 |
| 8 Calcul ou interprétation des résultats..... | 63 |
| 9 Documentation | 63 |
| 9.1 Informations requises pour chaque mesure | 63 |
| 9.2 Informations nécessairement disponibles | 63 |
| 10 Informations relatives à la spécification | 64 |
| Annex A (normative) Méthode de mesure par analyseur fixe..... | 65 |
| Annex B (normative) Méthode d'évaluation de Stokes..... | 76 |
| Annex C (normative) Méthode par interférométrie..... | 82 |
| Annex D (informative) Détermination de la largeur efficace à partir de l'enveloppe des franges | 93 |
| Annex E (informative) Glossaire des symboles | 97 |
| Bibliographie..... | 100 |
| Figure A.1 – Schémas relatifs à la Méthode A..... | 65 |
| Figure A.2 – Résultats typiques de la Méthode A..... | 68 |
| Figure A.3 – Dispersion du mode de polarisation (PMD) par analyse de Fourier | 71 |
| Figure A.4 – Fonctions d'inter-corrélation et d'auto-corrélation | 75 |

| | |
|---|----|
| Figure B.1 – Représentation schématique pour la Méthode B | 76 |
| Figure B.2 – Résultats typiques d'un couplage de mode aléatoire par la Méthode B | 78 |
| Figure B.3 – Histogramme typique des valeurs du retard de groupe différentiel (DGD) | 78 |
| Figure C.1 – Représentation schématique de la Méthode C (implémentation générique)..... | 82 |
| Figure C.2 – Autres représentations schématiques pour la Méthode C..... | 84 |
| Figure C.3a – Couplage de mode aléatoire en utilisant un système de mesure basé sur TINTY, avec un seul état de polarisation d'entrée/sortie | 87 |
| Figure C.3b – Couplage de mode négligeable en utilisant un système de mesure basé sur TINTY, avec un seul état de polarisation d'entrée/sortie..... | 87 |
| Figure C.3 – Enveloppes de frange pour des couplages de mode de polarisation négligeables et aléatoires | 87 |
| Figure C.4a – Couplage de mode aléatoire en utilisant un système de mesure basé sur GINTY, avec brouillage de l'état de polarisation d'entrée/sortie | 88 |
| Figure C.4b – Couplage de mode négligeable en utilisant un système de mesure basé sur GINTY, avec brouillage de l'état de polarisation d'entrée/sortie..... | 88 |
| Figure C.4c – Couplage de mode mixte en utilisant un système de mesure basé sur GINTY, avec brouillage de l'état de polarisation d'entrée/sortie | 89 |
| Figure C.4 – Enveloppes de frange pour des couplages de mode de polarisation négligeables et aléatoires (procédure Ginty) | 89 |
| Figure D.1 – Paramètres concernant l'analyse de l'interférogramme | 93 |
| Tableau A.1 – Calculs par transformée cosinusoidale | 74 |

COMMISSION ÉLECTROTECHNIQUE INTERNATIONALE

FIBRES OPTIQUES –

Partie 1- 48: Méthodes de mesure et procédures d’essai –
Dispersion du mode de polarisation

AVANT-PROPOS

- 1) La Commission Electrotechnique Internationale (CEI) 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, des Spécifications techniques, des Rapports techniques, des Spécifications accessibles au public (PAS) et des Guides (ci-après dénommés "Publication(s) de la CEI"). 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 de la CEI intéressés sont représentés dans chaque comité d'études.
- 3) Les publications CEI se présentent sous la forme de recommandations internationales et elles sont agréées comme telles par les Comités nationaux de la CEI. Tous les efforts raisonnables sont entrepris afin que la CEI s'assure de l'exactitude du contenu technique de ses publications; la CEI ne peut pas être tenue responsable de l'éventuelle mauvaise utilisation ou interprétation qui en est faite par un quelconque utilisateur final.
- 4) Dans le but d'encourager l'uniformité internationale, les Comités nationaux de la CEI s'engagent, dans toute la mesure possible, à appliquer de façon transparente les Publications de la CEI dans leurs publications nationales et régionales. Toute divergence entre toute Publication de la CEI et toute publication nationale ou régionale correspondante doit être indiquée en termes clairs dans cette dernière.
- 5) La CEI n'a prévu aucune procédure de marquage valant indication d'approbation et n'engage pas sa responsabilité pour les équipements déclarés conformes à une de ses publications.
- 6) Tous les utilisateurs doivent s'assurer qu'ils sont en possession de la dernière édition de cette publication.
- 7) Aucune responsabilité ne doit être imputée à la CEI, à ses administrateurs, employés, auxiliaires ou mandataires, y compris ses experts particuliers et les membres de ses comités d'études et des Comités nationaux de la CEI, pour tout préjudice causé en cas de dommages corporels et matériels, ou de tout autre dommage de quelque nature que ce soit, directe ou indirecte, ou pour supporter les coûts (y compris les frais de justice) et les dépenses découlant de la publication ou de l'utilisation de cette Publication de la CEI ou de toute autre Publication de la CEI, ou au crédit qui lui est accordé.
- 8) L'attention est attirée sur les références normatives citées dans cette publication. L'utilisation de publications référencées est obligatoire pour une application correcte de la présente publication.
- 9) L'attention est attirée sur le fait que certains des éléments de la présente publication CEI 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 ou de ne pas avoir signalé leur existence.

La Norme internationale CEI 60793-1-48 a été établie par le sous-comité 86A: Fibres et câbles, du comité d'études 86 de la CEI: Fibres optiques.

Cette deuxième édition annule et remplace la première édition parue en 2003. Elle constitue une révision technique. Dans cette édition, la référence à la CEI 61289-2 a entraîné le retrait des Annexes E, F, G et H ainsi que la création d'une nouvelle Annexe E.

Le texte de la présente norme est issu des documents suivants:

| | |
|--------------|-----------------|
| CDV | Rapport de vote |
| 86A/1038/CDV | 86A/1078/RVC |

Le rapport de vote indiqué dans le tableau ci-dessus donne toute information sur le vote ayant abouti à l'approbation de la présente Norme.

Cette publication a été rédigée selon les Directives ISO/CEI, Partie 2.

La présente norme doit être lue conjointement avec la CEI 60793-1-1.

Une liste de toutes les parties de la série CEI 60793, présentées sous le titre général *Fibres optiques*, peut être consultée sur le site internet de la CEI.

Le comité a décidé que le contenu de cette publication ne sera pas modifié avant la date du résultat de la maintenance indiquée sur le site web de la CEI à l'adresse suivante: "<http://webstore.iec.ch>", dans les données liées à la publication spécifique. A cette date, la publication sera:

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

INTRODUCTION

La dispersion du mode de polarisation (DMP) 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 $\delta\tau$ correspondants 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 (*differential group delay*, DGD), $\Delta\tau$, entre paires d'états de polarisation principaux (*principal states of polarization*, PSP) polarisées orthogonalement, pour une longueur d'onde donnée. Pour une transmission à large bande, les temps divergent et conduisent à une impulsion de sortie élargie dans le domaine temporel. Dans ce cas, l'élargissement peut être lié à la moyenne des valeurs du retard de groupe différentiel (DGD).

Pour de grandes longueurs de fibres, le retard de groupe différentiel varie de manière aléatoire tant dans le domaine temporel que dans le domaine spectral, dans la mesure où il dépend des détails de biréfringence sur toute la longueur de la fibre. Il est également sensible aux variations de température et aux perturbations mécaniques le long de la fibre en fonction du temps. Pour cette raison, une façon utile de caractériser la PMD des fibres de grande longueur est de le faire en termes de valeur attendue, $\langle\Delta\tau\rangle$, c'est-à-dire le retard de groupe différentiel (DGD) moyen sur toute la longueur d'onde. 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 des qualités de fonctionnement des systèmes d'ondes lumineuses utile.

Le terme "PMD" est utilisé à la fois dans un sens général désignant deux modes de polarisation ayant des vitesses de groupe différentes, et dans le sens spécifique de la valeur attendue $\langle\Delta\tau\rangle$. Le retard de groupe différentiel (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 sur la durée, conduisant à $\langle\Delta\tau\rangle_t$, ou sur 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 $\langle\Delta\tau\rangle$.

La longueur de couplage l_c est la longueur de la fibre ou du câble sur laquelle on observe un couplage significatif entre les deux états de polarisation. Si la longueur de la fibre L satisfait à la condition $L \ll l_c$, le couplage des modes est négligeable et $\langle\Delta\tau\rangle$ est à l'échelle de la longueur de la fibre. Le coefficient de PMD correspondant est

$$\text{coefficient PMD de "petite longueur"} = \langle\Delta\tau\rangle/L.$$

Dans les cas réels, les fibres sont presque toujours dans le cas $L \gg l_c$, et le couplage des modes est aléatoire. Si le couplage des modes est aussi déterminé aléatoire, $\langle\Delta\tau\rangle$ est proportionnel à la racine carrée de la longueur de la fibre, et

$$\text{coefficient PMD de "grande longueur"} = \langle\Delta\tau\rangle/\sqrt{L}$$

FIBRES OPTIQUES –

Partie 1-48: Méthodes de mesure et procédures d'essai – Dispersion du mode de polarisation

1 Domaine d'application

La présente partie de la CEI 60793 s'applique aux trois méthodes de mesure de la dispersion de mode de polarisation (*Polarization Mode Dispersion*, PMD), qui sont décrites à l'Article 4. Elle établit des exigences uniformes pour mesurer la PMD d'une fibre optique unimodale, de façon à aider dans l'examen des fibres et des câbles à des fins commerciales.

2 Références normatives

Les documents de référence suivants sont indispensables pour l'application du présent document. Pour les références datées, seule l'édition citée s'applique. Pour les références non datées, la dernière édition du document de référence s'applique (y compris les éventuels amendements).

CEI 60793-1-1, *Fibres optiques – Partie 1-1: Méthodes de mesure et procédures d'essai – Généralités et guide*

CEI 60793-1-44, *Fibres optiques – Partie 1-44: Méthodes de mesure et procédures d'essai – Longueur d'onde de coupure*

CEI 60793-2-50, *Fibres optiques – Partie 2-50: Spécifications de produits – Spécification intermédiaire pour les fibres unimodales de classe B*

CEI 60794-3, *Câbles à fibres optiques – Partie 3: Spécification intermédiaire – Câbles extérieurs*

CEI 61280-4-4, *Procédures d'essai des sous-systèmes de télécommunication à fibres optiques – Partie 4-4: Installation de câbles et liens – Mesure de la dispersion de mode polarisation pour les liaisons installées*

CEI/TR 61282-3, *Fibre optic communication system design guides – Part 3: Calculation of link polarization mode dispersion*

CEI/TR 61282-9, *Fibre optic communication system design guides – Part 9: Guidance on polarization mode dispersion measurements and theory*

CEI 61290-11-1, *Méthodes d'essai des amplificateurs à fibres optiques – Partie 11-1: Dispersion en mode de polarisation – Méthode d'analyse propre de matrice de Jones (JME)*

CEI 61290-11-2, *Amplificateurs optiques – Méthodes d'essai – Partie 11-2: Paramètre de dispersion en mode de polarisation – Méthode d'analyse par la sphère de Poincaré*

CEI/TR 61292-5, *Optical amplifiers – Part 5: Polarization mode dispersion parameter – General information*

CEI 61300-3-32, *Dispositifs d'interconnexion et composants passifs à fibres optiques – Méthodes fondamentales d'essais et de mesures – Partie 3-32: Examens et mesures – Mesure de la dispersion de mode de polarisation pour composants optiques passifs*

UIT-T Recommandation G.650.2, *Définitions et méthodes de test applicables aux attributs se rapportant aux caractéristiques statistiques et non linéaires des fibres et câbles optiques monomodes*

3 Termes et définitions

Pour les besoins du présent document, les termes et les définitions de la Recommandation G.650.2 de l'UIT-T s'appliquent.

NOTE De plus amples explications sur leur utilisation sont fournies par la CEI 61282-9.

4 Généralités

4.1 Méthodes de mesure de la PMD

Trois méthodes sont décrites pour mesurer la PMD (voir Annexes A, B et C pour plus de détails). Les méthodes sont indiquées ci-dessous dans leur ordre de présentation. Pour certaines méthodes, plusieurs approches sont également proposées pour analyser les résultats mesurés.

- Méthode A
 - Analyseur fixe (FA)
 - Comptage des extrema (EC)
 - Transformée de Fourier (FT)
 - Transformée de Fourier cosinusoidale (FT)
- Méthode B
 - Evaluation des paramètres de Stokes (SPE)
 - Analyse des valeurs propres de la matrice de Jones (JME)
 - Analyse de la sphère de Poincaré (PSA)
 - Etat de polarisation (SOP)
- Méthode C
 - Interférométrie (INTY)
 - Analyse traditionnelle (TINTY)
 - Analyse générale (GINTY)

La valeur de la PMD est définie en termes de retard de groupe différentiel (*Differential Group Delay*, DGD), $\Delta\tau$, qui normalement varie de façon aléatoire avec la longueur d'onde, et est donné comme une métrique statistique. L'Equation (1) est une valeur moyenne linéaire et est utilisée pour la caractérisation de câbles à fibres optiques. L'Equation (2) est la valeur efficace qui est reportée par certaines méthodes. L'Equation (3) peut être utilisée pour transformer une valeur en une autre si on considère que la DGD suit une distribution aléatoire de Maxwell.

$$PMD_{AVG} = \langle \Delta\tau \rangle \tag{1}$$

$$PMD_{RMS} = \langle \Delta\tau^2 \rangle^{1/2} \tag{2}$$

$$\langle \Delta\tau \rangle = \left(\frac{8}{3\pi} \right)^{1/2} \langle \Delta\tau^2 \rangle^{1/2} \tag{3}$$

NOTE L'Equation (3) ne s'applique que lorsque la distribution des DGD est de type Maxwell, par exemple quand la fibre est couplée en mode aléatoire. L'usage généralisé de l'Equation (3) peut être vérifié par analyse statistique. Cela peut ne pas être une distribution de Maxwell s'il existe des sources de points de biréfringence élevée (par rapport au reste de la fibre), telles que des courbures serrées, ou d'autres phénomènes qui réduisent le couplage de mode, tels que des rayons de courbure systématiquement réduits, avec la fibre tendue. Dans ces cas, la distribution des DGD commencera à ressembler à la valeur efficace d'une distribution en Chi-carré non centrée,

avec trois degrés de liberté. Dans ces cas, la valeur PMD_{RMS} sera généralement plus grande que la PMD_{AVG} donnée par l'Equation (3). Les méthodes du domaine temporel telles que la méthode C et la méthode A, la transformée de Fourier cosinusoidale, qui sont basées sur le PMD_{RMS} , peuvent utiliser l'Equation (3) pour convertir la PMD_{AVG} . Si le couplage de mode est réduit, la valeur de PMD reportée résultante de ces méthodes peut dépasser celle qui peut être reportée par les mesures dans le domaine fréquentiel qui reportent PMD_{AVG} , telles que la méthode B.

Le coefficient de PMD est la valeur de PMD normalisée à la longueur de la fibre. Pour une fibre de transmission normale, pour laquelle le couplage de mode aléatoire se produit, et pour laquelle les DGD sont distribuées comme des variables aléatoires de Maxwell, la valeur de PMD est divisée par la racine carrée de la longueur, et le coefficient de PMD est reporté en $ps/km^{1/2}$. Pour certaines fibres avec un couplage de mode négligeable, telle qu'une fibre de maintien de la polarisation, la valeur de PMD est divisée par la longueur et le coefficient de PMD est exprimé en ps/km .

Toutes ces méthodes sont appropriées pour des mesures en laboratoire sur des longueurs de fabrication (d'usine) de fibres optiques et de câbles à fibres optiques. Pour toutes ces méthodes, des modifications dans le déploiement de l'échantillon peuvent fausser les résultats. Pour les câbles à fibres optiques déjà installés susceptibles de bouger ou de vibrer, à la fois la méthode C ou la méthode B convient (dans une implémentation capable de mesures dans une échelle de temps à la milliseconde).

Toutes ces méthodes prescrivent des sources lumineuses contrôlées au niveau d'un ou de plusieurs états de polarisation (SOP). Toutes ces méthodes nécessitent l'injection de lumière dans un large domaine spectral (c'est-à-dire ayant une largeur comprise entre 50 nm et 200 nm) afin d'obtenir une valeur de PMD qui soit caractéristique du domaine (c'est-à-dire 1 300 nm ou 1 550 nm). Les méthodes diffèrent sur les points suivants:

- a) les caractéristiques de la longueur d'onde de la source;
- b) les caractéristiques physiques réellement mesurées;
- c) les méthodes d'analyse.

La Méthode A mesure la PMD en mesurant une réponse à une variation de lumière à bande étroite dans une certaine plage de longueurs d'onde. Au niveau de la source, la lumière est polarisée linéairement pour un ou plusieurs états de polarisation. Pour chaque état de polarisation (SOP), la variation de la puissance de sortie filtrée à travers un analyseur de polarisation fixe, par rapport à la puissance détectée sans l'analyseur, est mesurée en fonction de la longueur d'onde. La fonction mesurée résultante peut être analysée de trois manières.

- En comptant le nombre de pics et de creux (comptage des extrema) de la courbe et en appliquant une formule précédemment indiquée [1]¹⁾ pour être en accord avec la moyenne des valeurs du retard de groupe différentiel (DGD), quand les DGD sont distribuées selon le type Maxwellien. Cette analyse est considérée comme une approche dans le domaine fréquentiel.
- En prenant la transformée de Fourier (FT) de la fonction mesurée. Cette FT équivaut à l'élargissement d'impulsion obtenu par la transmission à large bande de la Méthode C. Une caractérisation appropriée de la largeur de la fonction FT est concordante avec les valeurs moyennes du DGD, quand les DGD sont distribuées selon le type Maxwellien.
- En utilisant la transformée de Fourier cosinusoidale de la différence de spectre normalisé de deux configurations d'analyses orthogonales, et en calculant la valeur efficace de l'enveloppe au carré. La valeur PMD_{RMS} est reportée. Cela est équivalent à simuler le motif de frange de la fonction d'inter-corrélation qui résulterait de mesures d'interférences.

La Méthode B mesure la PMD en mesurant une réponse à une variation d'un rayonnement lumineux à bande étroite dans une certaine plage de longueur d'onde. Au niveau de la source, la lumière est polarisée linéairement pour un ou plusieurs états de polarisation (SOP). Le vecteur de Stokes de la lumière en sortie est mesuré pour chaque longueur d'onde.

1) Les chiffres entre crochets renvoient à la Bibliographie.

La variation de ces vecteurs de Stokes en fonction de la fréquence optique angulaire, ω et en fonction de la variation (éventuelle) de l'état de polarisation en entrée permet d'obtenir le retard de groupe différentiel (DGD) en fonction de la longueur d'onde, par le biais de relations fondées sur les définitions suivantes:

$$\frac{ds(\omega)}{d\omega} = \Omega(\omega) \times s(\omega) \quad (4)$$

$$\Delta\tau(\omega) = |\Omega(\omega)| \quad (5)$$

où

s est le vecteur de Stokes normalisé en sortie;

Ω est le vecteur de dispersion de polarisation (PDV) dans la direction des PSP;

$\Delta\tau$ est le DGD.

Pour les deux méthodes d'analyses des valeurs propres de la Matrice de Jones et de la sphère de Poincaré (JME et PSA), il faut que trois états de polarisation (SOP) linéaires, positionnés de façon nominale à 0°, 45° et 90° (orthogonaux sur la sphère de Poincaré), soient injectés pour chaque longueur d'onde.

La méthode d'analyse des valeurs propres de la Matrice de Jones (JME) est appliquée en transformant les vecteurs de Stokes de sortie en matrices de Jones [2], en combinant de façon appropriée les matrices à des longueurs d'onde voisines, et en utilisant les valeurs propres du résultat pour calculer le DGD, grâce à une formule d'argument à la fréquence de base.

La méthode d'analyse de la sphère de Poincaré (PSA) est appliquée en effectuant un calcul algébrique matriciel sur les vecteurs de Stokes en sortie normalisés pour déduire la rotation du vecteur de Stokes en sortie sur la sphère de Poincaré à deux longueurs d'onde voisines, puis en appliquant une formule en arc sinus pour obtenir le DGD. Les méthodes d'analyses des valeurs propres de la matrice de Jones et de la sphère de Poincaré (JME et PSA) sont mathématiquement équivalentes pour des hypothèses communes (voir la CEI 61282-9).

L'approche par les états de polarisation (SOP) est fondée sur une évaluation par morceaux de l'Equation (4) en utilisant les vecteurs de Stokes normalisés mesurés. L'approche par les états de polarisation (SOP) donne des résultats corrects lorsque le transit du vecteur de Stokes de sortie s'est bien déroulé (couplage de mode négligeable), mais elle peut donner des résultats incorrects lorsque le vecteur de Stokes de sortie change rapidement et aléatoirement (voir la CEI 61282-9). Le temps de mesure supplémentaire requis pour les trois états de polarisation d'entrée pour les méthodes d'analyses des valeurs propres de la matrice de Jones et de la sphère de Poincaré (JME et PSA) permet de renforcer la fiabilité de la mesure.

La Méthode C est basée sur une source lumineuse à large bande, linéairement polarisée. L'inter-corrélation du champ électromagnétique émergent est déterminée par le diagramme d'interférence de la lumière en sortie, c'est-à-dire l'interférogramme. La détermination du retard de PMD pour la plage de longueur d'onde associée au spectre de la source est fondée sur l'enveloppe du diagramme de frange de l'interférogramme. Deux analyses sont possibles pour obtenir le retard de PMD (voir la CEI 61282-9), les deux mesurant la valeur PMD_{RMS} :

- TINTY utilise un ensemble de conditions de fonctionnement spécifiques pour sa mise en œuvre avec succès et une configuration fondamentale;
- GINTY n'a pas de conditions de fonctionnement limitatives mais, en plus de la même configuration fondamentale, utilise aussi une configuration modifiée par rapport à TINTY.

A l'exception de l'approche par SOP, Méthode B, les approches d'analyse représentent une évolution de la compréhension du PMD. GINTY est, par exemple, plus complète que TINTY.

La reproductibilité du PMD dépend du niveau de PMD et de la plage de longueur d'onde de la mesure [3]. Une reproductibilité relativement meilleure est réalisée pour des plages de longueur d'ondes plus larges, et des valeurs de PMD plus élevées pour une plage donnée. Pour des mesures de valeurs de PMD plus élevées, par exemple 0,5 ps, les différences entre les méthodes d'analyses sont moins importantes que pour les mesures de valeurs de PMD faibles.

Des informations communes aux trois méthodes sont fournies aux Articles 4 à 10, et des exigences relatives à chaque méthode individuelle figurent respectivement dans les Annexes A, B et C. La CEI 61282-9 fournit des formules mathématiques pour toutes les méthodes.

4.2 Méthode d'essai de référence

La Méthode B, c'est-à-dire l'évaluation des paramètres de Stokes, SPE (uniquement pour les méthodes d'analyses des valeurs propres de la matrice de Jones et de la sphère de Poincaré, JME et PSA), constitue la méthode d'essai de référence («RTM») qui doit être utilisée pour régler les litiges.

4.3 Applicabilité

La PMD dans une fibre est un paramètre statistique. La CEI 60794-3 contient une exigence statistique sur la PMD, appelée PMD_Q , ou valeur de conception de la liaison, qui est fondée sur des mesures échantillonnées effectuées sur un câble optique et sur des calculs relatifs à des liaisons mises bout à bout. La PMD d'une fibre câblée peut varier de la PMD d'une fibre non câblée due aux effets liés au modèle et au processus de fabrication du câble. Une limite de la PMD_Q sur la fibre non câblée est cependant nécessaire afin de limiter la PMD_Q sur les fibres câblées. Une PMD_Q de la fibre non câblée inférieure à la moitié de la limite de la PMD_Q de la fibre câblée est généralement considérée comme une règle prudente. Des valeurs limites alternatives peuvent être déterminées pour des modèles particuliers et des processus de fabrication de câbles stables.

Il convient de choisir le déploiement de la fibre ou du câble de manière à minimiser tout couplage de mode induit de l'extérieur. Les sources d'un tel couplage de mode extérieur peuvent être:

- a) une tension excessive;
- b) une courbure excessive induite par
 - un entrecroisement des fibres sur un touret de transport;
 - un aplatissement des fibres dans un câble sur une bobine de trop petite taille;
 - un rayon de courbure trop petit;
- c) une torsion excessive.

Il convient d'évaluer la reproductibilité des mesures individuelles après avoir soumis la fibre à des perturbations, pour permettre un échantillonnage de toute la plage de combinaisons de couplages de modes. Pour cela, il est par exemple possible de faire varier légèrement la température ou d'effectuer des petits ajustements dans le déploiement. Gisin [3] a fait état d'une limite de reproductibilité fondamentale relative des mesures, et a montré que la reproductibilité relative augmente proportionnellement à l'accroissement de la PMD et de la largeur spectrale de la source. Si les mesures de PMD sont combinées pour évaluer la spécification statistique d'un câble à fibre optique (se reporter à la CEI 60794-3), cette variabilité donne une possible exagération de la valeur de conception de la liaison.

La CEI 61282-3 contient des directives relatives au calcul de la PMD pour des systèmes comprenant d'autres composants tels que des compensateurs de dispersion ou des amplificateurs optiques. La CEI 61290-11-1 et la CEI 61290-11-2 contiennent des méthodes d'essais des amplificateurs optiques, et la CEI 61292-5 contient d'autres directives de conception. La CEI 61280-4-4 contient des méthodes d'essais des liaisons comprenant celles qui sont amplifiées. La CEI 61300-3-32 contient des méthodes d'essai relatives aux

composants optiques. La CEI 61282-9 contient des informations générales sur la PMD, des formulations mathématiques relatives à la mise en œuvre des présentes méthodes, et des considérations liées à la théorie de l'échantillonnage relative à l'utilisation de différentes sources lumineuses et différents systèmes de détection.

5 Appareillage

L'appareillage suivant est commun aux trois méthodes de mesure. Les Annexes A, B et C contiennent des dessins ainsi que d'autres exigences nécessaires aux équipements respectivement utilisés dans chacune des trois méthodes.

5.1 Source de lumière et polariseurs

Se reporter aux Annexes A, B et C pour les choix détaillés des caractéristiques spectrales de la source de lumière. La source doit générer un rayonnement suffisant à la ou aux longueurs d'ondes prévues et son intensité doit être stable pendant une période suffisamment longue pour effectuer la mesure. La CEI 61282-9 apporte des directives supplémentaires concernant la SOP de l'entrée source, le degré de polarisation (*DOP*), l'utilisation de polariseurs et de contrôleurs de polarisation.

5.2 Optique d'entrée

Il est possible d'utiliser un système de lentilles optiques ou une fibre amorce pour exciter l'échantillon en essai. Il est souhaitable que la puissance couplée à l'échantillon en essai soit relativement insensible à la position de son extrémité d'entrée. Pour cela, il est possible d'utiliser un faisceau d'injection qui sature spatialement et angulairement l'extrémité d'entrée de la fibre.

Si une épissure en bout est utilisée, il est nécessaire d'utiliser une substance adaptatrice d'indice entre la fibre amorce et l'échantillon en essai afin d'éviter les phénomènes d'interférence. La puissance couplée à la fibre doit être stable pendant toute la durée de la mesure.

5.3 Positionneur d'entrée

Prévoir des moyens permettant de positionner l'extrémité d'entrée de l'échantillon en essai par rapport à la source de lumière. On peut, par exemple, utiliser des étages de micropositionneur à trois axes (x-y-z) ou des dispositifs de couplage mécanique tels que des connecteurs, des épissures sous vide ou des épissures à trois tiges, etc. La position de la fibre doit rester stable pendant toute la durée de la mesure.

5.4 Extracteur de mode de gaine

Utiliser un dispositif qui extrait les modes de gaine. Dans certaines conditions, le revêtement de la fibre remplira cette fonction.

5.5 Filtre de mode d'ordre élevé

Utiliser un moyen permettant d'éliminer des modes de propagation d'ordre élevé dans la plage de longueur d'onde désirée, qui est supérieure ou égale à la longueur d'onde de coupure de l'échantillon en essai (se reporter à la CEI 60793-1-44). Par exemple, une boucle d'un rayon de 30 mm sur la fibre suffit généralement.

5.6 Positionneur de sortie

Prévoir un moyen adapté pour aligner l'extrémité de sortie de la fibre par rapport à l'optique de sortie. Un tel couplage peut inclure l'utilisation de lentilles, ou il peut s'agir d'un connecteur mécanique couplé à une fibre amorce de détecteur.

Prévoir un moyen tel qu'un microscope à vision latérale ou une caméra munie d'un réticule, pour placer la fibre à une distance fixe par rapport à l'optique de sortie. Cela peut suffire à assurer seulement un ajustement longitudinal si la fibre est maintenue dans le plan latéral par un dispositif tel qu'une plaquette à vide.

5.7 Optique de sortie

Voir les annexes: A, B ou C, selon le cas.

5.8 Détecteur

Pour la détection de signaux, on utilise un détecteur optique linéaire et stable sur la plage 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 plage spectrale de la source, il faut que le système de détection ait une plage de longueurs d'onde qui couvre les longueurs d'onde produites par la source de lumière. Pour plus de détails, se reporter à l'Annexe A, B ou C, selon le cas.

5.9 Calculateur

Utiliser un calculateur pour effectuer des opérations telles que la commande de l'appareillage, les mesures d'intensité et le traitement des données pour obtenir les résultats finaux.

6 Echantillonnage et échantillons en essai

6.1 Généralités

Un échantillon en essai est constitué d'une longueur de fibre optique unimodale connue (CEI 60793-2-50) qui peut être câblée ou non. Il faut que l'échantillon et les fibres amorces soient fixés en position à une température ambiante constante pendant toute la durée de 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 thermique du dispositif d'essai en utilisant les procédures qui suivent. 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 augmentation de la longueur d'onde. Pour la Méthode B, on visualise l'état de polarisation (SOP) en sortie de la fibre en essai sur une vue d'une sphère de Poincaré. Pendant une période correspondant aux mesures d'une paire adjacente de la matrice de Jones, il convient que la variation de l'état de polarisation de sortie (SOP) soit faible par rapport à la variation produite par une augmentation de la longueur d'onde. La Méthode C est normalement insensible par rapport à une légère variation de la température ou à de légers déplacements de la fibre.

Il faut que les extrémités d'entrée et de sortie de l'échantillon en essai soient préparées conformément aux exigences applicables à l'appareillage et à la procédure. Des précautions doivent être prises pour éviter tout problème de réflexion.

6.2 Longueur des échantillons en essai

La longueur des échantillons en essai dépend de trois facteurs:

- a) le coefficient de PMD minimal souhaité;
- b) le régime de couplage de mode;
- c) le rapport signal à bruit.

Chaque méthode et procédure d'essai est limitée à une valeur minimale de PMD (ps) qui peut être mesurée. Dans un grand nombre de cas, cette valeur minimale peut être déterminée sur une base théorique. Elle peut également être déterminée expérimentalement par l'analyse de la distribution mesurée. Pour des fibres en régime de couplage de mode aléatoire, le coefficient de PMD minimal est déterminé en divisant la valeur de PMD par la racine carrée de la longueur de la fibre (km). Dans le cas d'un couplage de mode négligeable, on divise par la longueur. La longueur mesurée et la valeur de PMD minimale mesurable détermineront alors le coefficient de PMD minimal mesurable. Pour effectuer la mesure, on peut choisir des fibres ou des câbles ayant des longueurs suffisantes pour permettre d'atteindre ce minimum. En variante, on peut couper les échantillons en essai à une longueur satisfaisante. La valeur de PMD minimale mesurable doit être documentée. La longueur de chaque échantillon en essai doit être notée.

NOTE La longueur peut également être limitée par la méthode de déploiement (se reporter à 6.3) et par la plage dynamique de l'appareil de mesure.

Les valeurs spécifiées dans la CEI 60794-3 et la CEI 60793-1-50 expriment le coefficient de PMD en $\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ – en réalité, ces documents supposent que la longueur mesurée suffit à induire le régime de couplage de mode aléatoire. Pour un type de fibre donné ou de conception de câble donné, cela peut être confirmé en effectuant une expérience de rétro-coupage, pour laquelle la valeur de PMD est mesurée sur un échantillon sur chacune de plusieurs longueurs successives – réalisée en coupant l'échantillon entre chaque mesure. Les longueurs de fibres au-dessus desquelles la valeur de la PMD est fonction de la racine carrée de la longueur peuvent être considérées comme des longueurs à couplage de mode aléatoire.

La plage dynamique est limitée par la méthode, la puissance de la source et l'affaiblissement global de l'échantillon en essai, qui est affecté par la longueur. En général, il faut que cette limite soit déterminée sur la base de mises en œuvre spécifiques par des moyens expérimentaux. Cette limite doit être documentée.

6.3 Déploiement

Le déploiement de la fibre ou du câble peut influencer le résultat. Pour des mesures normales destinées à évaluer la conformité à la spécification, les exigences suivantes s'appliquent.

6.3.1 Fibre non câblée

Il est important de minimiser le couplage de mode induit par le déploiement lors de la mesure de fibres non câblées, cela afin de satisfaire aux exigences primaires de la PMD_Q de la fibre câblée. Dans ce cas, la fibre doit être soutenue d'une certaine façon (habituellement sur un touret ayant un rayon de courbure minimal de 150 mm), avec quasiment aucune tension sur la fibre (typiquement moins de 5 g), et aucun entrecroisement tendu. Ces exigences de déploiement peuvent limiter la longueur mesurable, en fonction du diamètre de la bobine, et rendre les mesures destructives. Les enroulements multicouches sont possibles, mais il convient qu'ils soient qualifiés en comparaison des résultats monocouches sur des longueurs plus petites.

Les mesures sur des fibres non câblées déployées sur des bobines destinées à être livrées ne sont pas recommandées. Il a été démontré que les résultats sur la PMD obtenus avec ce type de déploiement étaient substantiellement inférieurs à ceux qui auraient été obtenus sur les câbles prévus pour des fibres à haute valeur de PMD, et substantiellement supérieurs à ceux qui auraient été obtenus sur les câbles prévus pour des fibres à faible valeur de PMD.

6.3.2 Câble à fibre optique

Il est possible que les mesures de PMD sur des fibres contenues dans des câbles enroulés autour de bobines d'expédition ne reflètent pas toujours les valeurs de PMD fonctionnellement pertinentes pour des fibres se trouvant dans la configuration de déploiement de câbles installés. Par conséquent, pour démontrer la conformité à la spécification concernant la PMD d'une fibre câblée, il est possible d'utiliser pour les mesures en usine d'autres configurations de déploiement ou d'autres fonctions de nappage permettant

d'établir un lien entre la valeur de PMD sur bobine et la valeur de PMD hors bobine. La configuration exacte du déploiement doit être convenue entre le fournisseur et le client.

7 Procédure

7.1 Déployer la fibre ou le câble et préparer les extrémités.

7.2 Fixer les extrémités à l'optique d'entrée et à l'optique de sortie.

7.3 Utiliser le calculateur pour effectuer les analyses et les mesures indiquées dans les Annexes A, B et C pour les trois méthodes de mesure.

7.4 Renseigner les documents.

8 Calcul ou interprétation des résultats

Les Annexes A, B et C contiennent des calculs permettant de convertir les données mesurées en valeurs de PMD. Les calculs du coefficient de PMD sont menés en fonction de la présence ou non d'un couplage de mode aléatoire ou d'un couplage de mode négligeable. Pour les fibres spécifiées dans la CEI 60793-2-50, la valeur de PMD, exprimée en $\text{ps}/\text{km}^{1/2}$, est normalisée par la racine carrée de la longueur de la fibre.

9 Documentation

9.1 Informations requises pour chaque mesure

- a) Identification de l'échantillon en essai
- b) Date de l'essai
- c) Longueur des échantillons en essai
- d) Zone de la longueur d'onde (par exemple 1 550 nm)
- e) PMD en ps, et si la PMD_{AVG} ou la PMD_{RMS} sont indiquées
- f) Coefficient de PMD et ses unités ($\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ ou ps/km)

9.2 Informations nécessairement disponibles

- a) Méthode de mesure utilisée
- b) Méthode de calcul utilisée
- c) Description de la méthode de déploiement (y compris tout mécanisme de soutien de la fibre)
- d) Plage de longueurs d'onde utilisée
- e) Pour les Méthodes A et B, avec source à bande étroite et en mode indiciel, le nombre de longueurs d'ondes échantillonnées
- f) Pour la Méthode C, le type de technique de détection des franges
- g) Description de l'équipement
- h) Date du dernier étalonnage
- i) Preuve à l'appui du régime de couplage de mode (indiqué par les unités du coefficient de PMD)
- j) Pour la Méthode B avec source à bande étroite et en mode indiciel, la résolution de la plage de longueurs d'onde
- k) Pour la Méthode B employant une source à large bande, la longueur d'onde centrale et la largeur de raie à -3 dB

10 Informations relatives à la spécification

- a) Type de fibre ou de câble
- b) Critères de rejet ou d'acceptation
- c) Zone de longueur d'onde
- d) Tout écart par rapport à cette procédure

Annex A (normative)

Méthode de mesure par analyseur fixe

Cette annexe contient les exigences spécifiques à la Méthode A (FA).

A.1 Appareillage

La Figure A.1 illustre les schémas fonctionnels possibles.

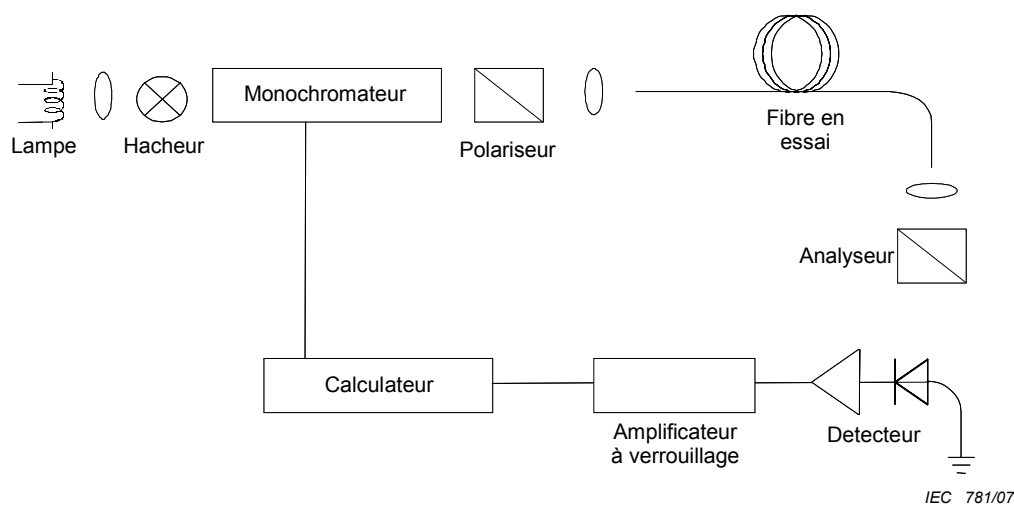


Figure A.1a – Source à bande étroite

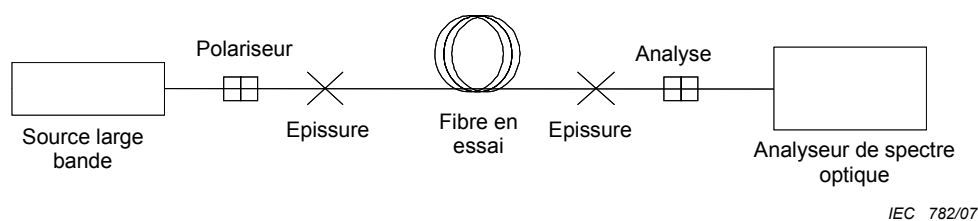


Figure A.1b – Source à large bande

Figure A.1 – Schémas relatifs à la Méthode A

A.1.1 Source de lumière

Dans tous les cas, il est possible d'utiliser deux types de sources de lumière, selon le type d'analyseur. Il est possible d'utiliser une source à bande étroite telle que la combinaison d'une lampe à large bande et d'un monochromateur illustrée dans la Figure A.1a associée à un analyseur de polarisation. Il est possible d'utiliser la source à large bande illustrée dans la Figure A.1b avec un analyseur à filtre passe-bande étroit tel qu'un analyseur de spectre optique ou un interféromètre utilisé comme analyseur de spectre par transformée de Fourier placé avant l'analyseur. Dans le cas d'une source à large bande, la largeur du filtre est prise comme la largeur spectrale pour les besoins des calculs.

Dans les deux cas, la largeur spectrale doit être suffisamment faible pour maintenir le degré de polarisation prescrit (se reporter à 5.1). Dans les deux cas, la plage de longueurs d'ondes doit être suffisamment étendue pour permettre de mesurer la PMD avec une précision suffisante dans la zone de longueur d'onde spécifiée (se reporter à l'Article A.3).

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

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} < (8\nu\Delta\tau_{\max})^{-1} \quad (\text{A.1})$$

où

$\nu = c/\lambda$ est la fréquence optique;

$\Delta\lambda$ est la largeur spectrale;

$\Delta\tau_{\max}$ est le retard de groupe différentiel (DGD) maximal prévu.

Pour une longueur d'onde λ voisine de 1 550 nm, l'Equation (A.1) se ramène à la condition où il convient que $\Delta\lambda$ (nm) soit inférieure à la réciproque de $\Delta\tau$ (ps).

A.1.2 Analyseur

L'orientation angulaire de l'analyseur n'est pas critique, mais il est souhaitable qu'elle reste fixe pendant toute la durée de la mesure. Avec un couplage de mode négligeable ou de faibles valeurs de PMD, un réglage fin de l'analyseur peut s'avérer utile pour maximiser l'amplitude des oscillations illustrées à la Figure A.2 – on peut également y parvenir par rotation de la fibre au niveau des épissures ou des connecteurs. Pour une approche par transformée de Fourier cosinusoidale, il faut que l'analyseur puisse subir une rotation vers une position orthogonale à la position initiale.

NOTE Il est possible de remplacer l'analyseur par un polarimètre.

A.2 Procédure

A.2.1 Plage et modification de longueurs d'ondes

La procédure nécessite de mesurer la puissance en fonction des longueurs d'ondes (ou des fréquences optiques) sur une certaine plage avec un incrément de longueur d'onde ou de fréquence optique déterminés, une première fois avec l'analyseur inséré dans le chemin optique, et ensuite sans – ou une fois avec l'analyseur dans le chemin optique, et une fois avec l'analyseur configuré à une position orthogonale à la position initiale. La plage de longueurs d'ondes peut influencer la précision du résultat (se reporter à l'Article A.3). Il convient de choisir l'incrément de longueur d'onde de manière à satisfaire l'Equation (A.1), sachant que l'incrément de longueur d'onde remplace $\Delta\lambda$.

Si les approches avec la transformée de Fourier ou la transformée de Fourier cosinusoidale sont utilisées, il convient que la taille des pas soit idéalement uniforme en fréquence optique et que le nombre de pas soit une puissance de 2. Il faut que la taille du pas du monochromateur, exprimée en fréquence optique, $\delta\nu$, soit deux fois inférieur à la "fréquence d'oscillation" correspondant au DGD maximal mesuré. En raison de la grande quantité de puissance de part et d'autre du moment d'ordre deux pour les fibres à couplage de mode aléatoire, il faut que la condition de Nyquist soit égale à au moins trois fois la fréquence du moment d'ordre deux pour le retard de groupe différentiel (DGD) maximal prévu. A savoir:

$$\frac{1}{6\delta\nu} > \Delta\tau_{\max} \quad (\text{A.2})$$

NOTE 1 Si, à partir de la transformée de Fourier, il semble évident qu'une quantité importante d'énergie est présente au voisinage de $\Delta\tau_{\max}$, il convient de réduire l'incrément et de répéter la mesure.

NOTE 2 La largeur spectrale de la source est généralement égale ou inférieure au plus petit incrément de longueur d'onde. Par exemple, pour $\Delta\tau_{\max} = 0,67$ ps, une largeur spectrale du monochromateur de 2 nm à 1550 nm ($\delta\nu = 249$ GHz) est une valeur typique.

A.2.2 Balayages

Effectuer un balayage avec l'analyseur installé dans le trajet optique. Enregistrer la puissance reçue en la désignant par $P_A(\lambda)$.

Retirer l'analyseur du trajet optique et répéter le balayage. Enregistrer la puissance reçue en la désignant par $P_{\text{Tot}}(\lambda)$.

Calculer le rapport de puissance, $R(\lambda)$ comme suit. La Figure A.2 montre un exemple de résultats de couplage de mode à la fois négligeable et aléatoire.

$$R(\lambda) = \frac{P_A(\lambda)}{P_{\text{Tot}}(\lambda)} \quad (\text{A.3})$$

Une procédure alternative consiste à laisser l'analyseur en place sur le second balayage, mais à lui faire subir une rotation de 90°. Enregistrer la puissance en la désignant par $P_B(\lambda)$. La formule relative au rapport de puissance s'exprime alors comme suit:

$$R(\lambda) = \frac{P_A(\lambda)}{P_A(\lambda) + P_B(\lambda)} \quad (\text{A.4})$$

NOTE 1 Le rapport P_A/P_B pourrait être également utilisé si on utilise le comptage d'extrema.

NOTE 2 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 (une par élément de vecteur) sont indépendantes de la puissance reçue et elles correspondent aux trois fonctions indépendantes de rapports de puissance qui peuvent être analysées de la même manière.

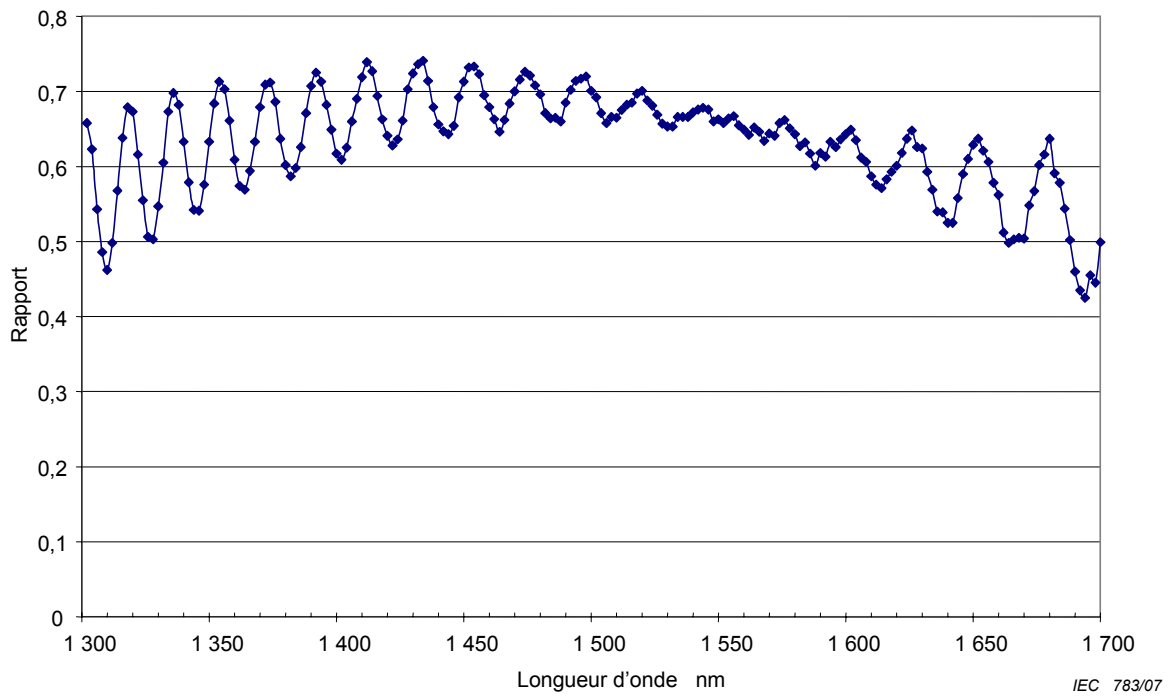


Figure A.2a – Couplage de mode négligeable

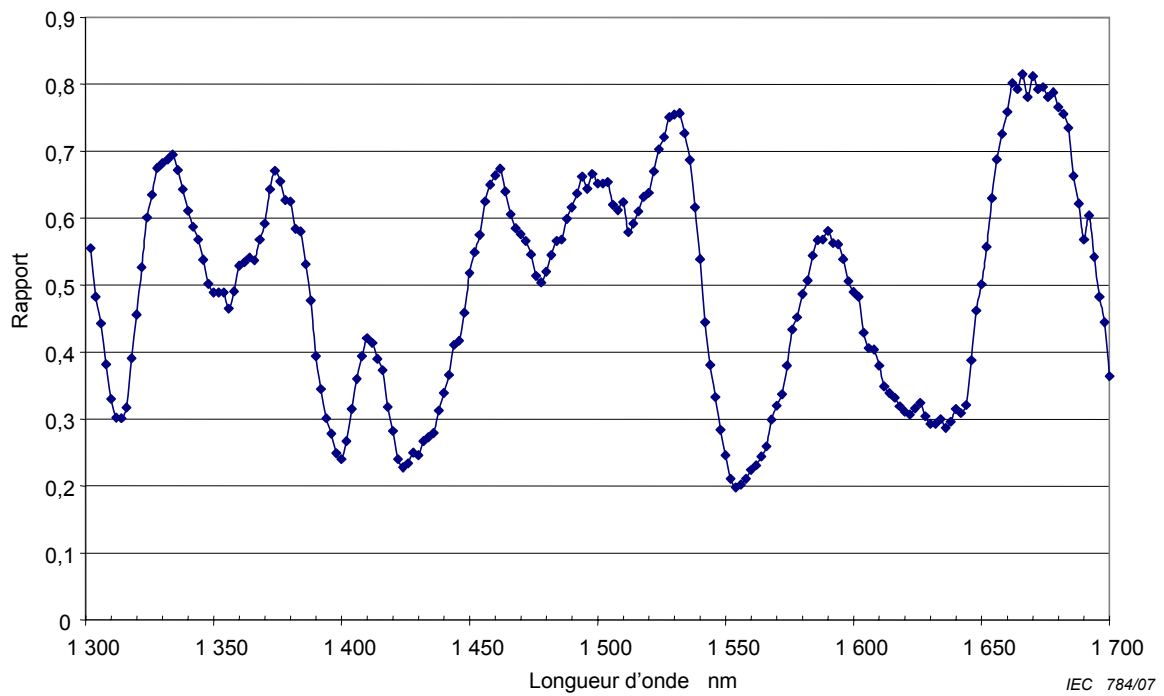


Figure A.2b – Couplage de mode aléatoire

Figure A.2 – Résultats typiques de la Méthode A

A.3 Calculs

Il existe trois méthodes de calcul de la dispersion de mode de polarisation (PMD) à partir de la fonction R mesurée:

- comptage des extrema;
- transformée de Fourier;
- transformée de Fourier cosinusoidale.

A.3.1 Comptage des extrema

Il convient d'obtenir $R(\lambda)$ à des intervalles de longueur d'onde à espacements réguliers entre une longueur d'onde minimale λ_1 et une longueur d'onde maximale λ_2 . E est le nombre d'extrema (maximum et minimum) à l'intérieur de la fenêtre. En variante, il est possible de redéfinir la gamme de longueurs d'onde de manière à ce que λ_1 et λ_2 coïncident avec les extrema, auquel cas E est le nombre d'extrema (incluant λ_1 and λ_2) moins un. La formule pour la valeur de PMD, $\langle \Delta\tau \rangle$, est:

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{kE\lambda_1\lambda_2}{2c(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (\text{A.5})$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et k est un facteur de couplage de mode égal à 1,0 en l'absence de couplage de mode aléatoire et à 0,82 dans la limite de couplage de mode aléatoire.

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 PMD.

En présence de bruit, les extrema peuvent être difficiles à déterminer. Une solution est de modéliser les données par un polynôme dont les extrema peuvent être évalués en tout point. Un polynôme d'ordre trois couvrant huit longueurs d'ondes a été utilisé avec succès.

A.3.2 Transformée de Fourier

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 transformée de Fourier transforme ces données du domaine de fréquence optique en domaine temporel. La transformée 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 de mode négligeable ou aléatoire.

A.3.2.1 Prétraitement des données et transformation de Fourier

Pour utiliser cette méthode, la transformée de Fourier nécessite normalement des intervalles de fréquence optique égaux, de sorte que les données $R(\lambda)$ soient collectées à des valeurs λ telles qu'elles forment des intervalles égaux dans le domaine fréquentiel optique. En variante, 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 une interpolation utilisée pour produire ces points, ou alors des techniques d'estimation spectrale plus avancées peuvent être utilisées. Dans chaque exemple, le rapport $R(\lambda)$ à chaque valeur λ utilisée est calculé en utilisant l'Equation (A.3) ou l'Equation (A.4), selon ce qui est approprié.

Il est permis de procéder à une correction de zéro ou à une interpolation de données et au retrait du niveau continu sur les données du rapport $R(\lambda)$. L'encadrement des données peut également être utilisé comme une étape de préconditionnement avant la transformation de

Fourier. La transformée de Fourier est maintenant effectuée pour produire la distribution des données en amplitude $P(\delta\tau)$ pour chaque valeur de $\delta\tau$.

A.3.2.2 Adaptation des données de transformation

Les données de la transformation de Fourier à zéro $\delta\tau$ ont peu de sens, à moins d'être retirées avec soin, les composantes continues en $R(\lambda)$ peuvent être partiellement dues à la perte d'insertion de l'analyseur par exemple. Lorsque le niveau continu n'est pas supprimé, jusqu'à deux points de données sont généralement ignorés (pas utilisés) dans tout calcul ultérieur. Une variable, j , peut être définie de manière à ce que le "premier bin valide" situé au-dessus de zéro $\delta\tau$ qui est inclus dans les calculs corresponde à $j = 0$.

Pour supprimer le bruit de mesure des calculs suivants, $P(\delta\tau)$ est comparé à un 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 négligeable ou aléatoire.

S'il s'avère que les premiers points X valables de $P(\delta\tau)$ sont tous inférieurs à T_1 , cela indique qu'il faut que $P(\delta\tau)$ ait des caractéristiques d'impulsion discrètes qui sont typiques des fibres à couplage de mode négligeable (se reporter à l'annexe G). 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

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

La PMD est calculée en utilisant l'Equation (A.6) pour une fibre à couplage de mode négligeable, ou en utilisant l'Equation (A.7) pour une fibre à couplage de mode aléatoire.

A.3.2.2.1 Calcul de la dispersion de mode de polarisation (PMD) pour des fibres à couplage de mode négligeable

Pour une fibre à couplage de mode négligeable (par exemple une fibre à haute biréfringence) ou pour un composant biréfringent, $R(\lambda)$ ressemble à une onde modulée (voir Figure A.2a). La transformée de Fourier donnera un résultat $P(\delta\tau)$ contenant un transitoire discret 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 du 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.

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{\sum_{e=0}^{M'} [P_e(\delta\tau) \delta\tau_e]}{\sum_{e=0}^{M'} [P_e(\delta\tau)]} \tag{A.6}$$

où $M'+1$ est le nombre de points de données de P dans le transitoire, qui dépassent T_2 . $\langle \Delta\tau \rangle$ dans l'Equation (A.6) est normalement indiqué en picosecondes. Si aucun transitoire n'est détecté (c'est-à-dire $M'=0$), alors la PMD est égale à zéro. D'autres paramètres, tels que la largeur efficace du transitoire et/ou la valeur de pic du transitoire, peuvent être notés..

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

A.3.2.2.2 Calcul de la dispersion de mode de polarisation (PMD) pour des fibres à couplage de mode aléatoire

Dans les cas de couplage de mode aléatoire, $R(\lambda)$ devient une forme d'onde complexe similaire à celle illustrée dans la Figure A.2b, les caractéristiques exactes étant fondées sur les statistiques réelles du processus de couplage à l'intérieur de la fibre/du câble. Les données ayant subi la transformée de Fourier deviennent maintenant une distribution $P(\delta\tau)$ représentant la combinaison des fonctions d'autocorrélation et d'intercorrélation des temps d'arrivée de l'impulsion lumineuse dans la fibre, $\delta\tau$ (voir la Figure A.3).

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 couplage de mode aléatoire, qui n'est pas véritablement affectée 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'' .

La racine carrée du moment d'ordre deux de cette distribution, σ_R , définit la dispersion de mode de polarisation (PMD) $\langle \Delta\tau \rangle$ de la fibre, et est donnée par:

$$\langle \Delta\tau \rangle = \sigma_R = \left\{ \frac{\sum_{j=0}^{M''} [P_j(\delta\tau) \delta\tau_j^2]}{\sum_{j=0}^{M''} [P_j(\delta\tau)]} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.7})$$

A.3.2.2.3 Calcul de la dispersion de mode de polarisation (PMD) pour des systèmes de fibres à couplage mélangé

Il peut y avoir des exemples où des fibres/composants à couplage négligeable et une ou plusieurs fibres à couplage aléatoire sont mises bout à bout pour former le système en essai. Dans ce cas, il est possible que la détermination du centre, Equation (A.6), et la dérivée du moment d'ordre deux, Equation (A.7), s'avèrent nécessaires. Noter que les transitoires dans $P(\delta\tau)$ ne peuvent être déterminées qu'au-delà du $\delta\tau_{\text{last}}$ calculé.

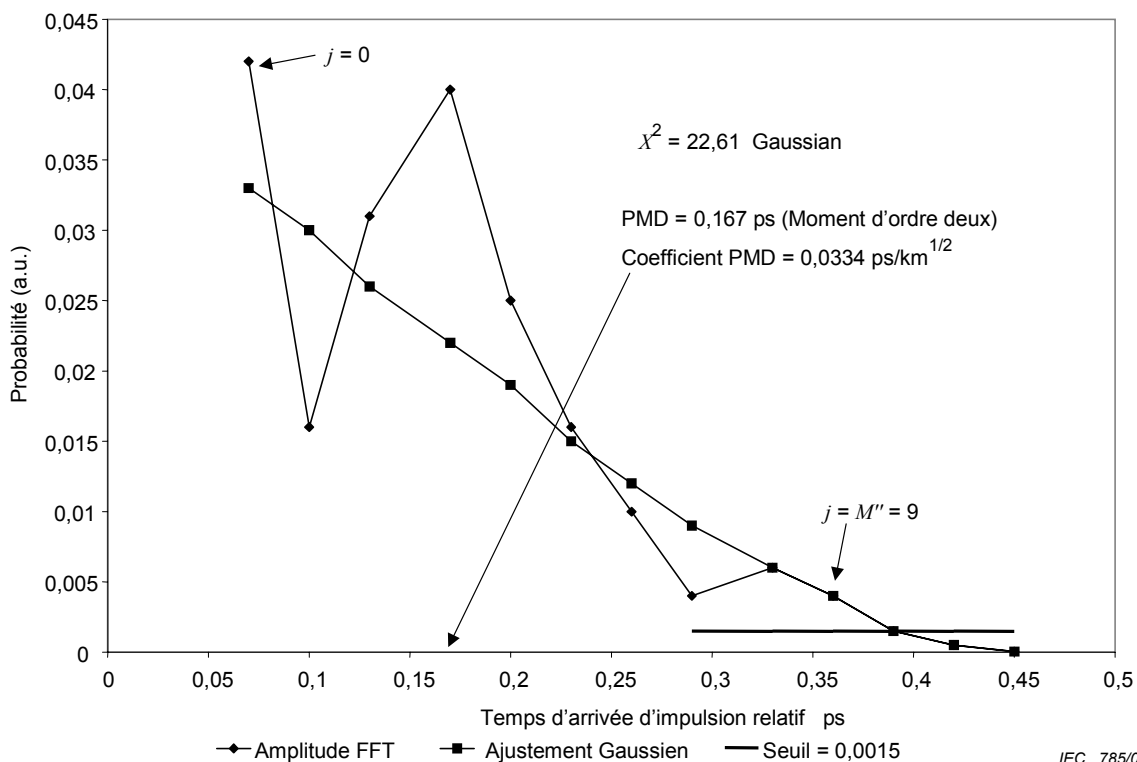


Figure A.3 – Dispersion du mode de polarisation (PMD) par analyse de Fourier

A.3.3 Analyse de Fourier cosinusoidale

Cette analyse se base sur le fait que la transformée de Fourier cosinusoidale du spectre émis en sortie de l'analyseur est le motif de frange de l'interférogramme qui serait obtenu par la Méthode C. La différence entre les motifs de frange générés par l'analyseur configuré à deux positions orthogonales est la fonction d'inter-corrélation. Pour un spectre infini à l'analyseur, la fonction d'auto-corrélation aurait une largeur nulle. En fait, le spectre borné de la source dans le domaine des fréquences optiques se comporte comme une fonction d'encadrement qui génère une largeur de la fonction d'auto-corrélation dans le domaine temporel non nulle.

L'analyse des fonctions d'inter-corrélation et d'auto-corrélation au carré, déterminées par la Méthode C, l'analyse GINTY [4], montre que la différence des largeurs efficaces au carré de ces fonctions est proportionnelle au carré des valeurs efficaces pondérées spectralement (par la puissance au carré) des valeurs de DGD. (Voir l'Equation (C.9)).

Le résultat est indépendant de la forme spectrale, ce qui signifie que les détails de la fonction d'encadrement sont totalement pris en compte. Il est aussi indépendant du degré du couplage de mode, ce qui signifie qu'aucun changement d'algorithme n'est nécessaire pour traiter les différents régimes de couplage de mode.

Le résultat est limité par la largeur spectrale et l'incrément de fréquence optique qui est mesuré. Si la PMD croît, il faut que l'incrément de fréquence décroisse. Dans certains cas limites, il est plus pratique d'utiliser la Méthode C (GINTY).

L'analyse fournit la métrique de PMD_{RMS} . En présence d'un couplage de mode aléatoire, le résultat peut être converti en PMD_{AVG} en utilisant l'Equation (3).

A.3.3.1 Vue d'ensemble

Les mesures des puissances émises en sortie de l'analyseur sur deux positions orthogonales sont nécessaires. Le taux, R , associé avec l'Equation (A.4) est modifié de la façon suivante:

$$R(\nu) = \frac{P_A(\nu) - P_B(\nu)}{P_A(\nu) + P_B(\nu)} \quad (A.8)$$

où $\nu = c/\lambda$ est la fréquence optique (THz).

Si un polarimètre est utilisé, les trois éléments de sortie normalisés du vecteur de Stokes sont équivalents à trois taux normalisés indépendants du style de ceux représentés par l'Equation (A.8). Chaque élément du vecteur de Stokes est la différence exprimée en puissances, entre les configurations orthogonales de l'analyseur. Les trois éléments sont différents du fait que les réglages de base sont aussi orthogonaux.

Les données sont multipliées par une fonction encadrante, $W(\nu)$, qui décroît vers zéro régulièrement aux bords. $R(\nu)W(\nu)$ et $W(\nu)$ sont rassemblés dans des tableaux, avec une correction de zéro aux fréquences basses, non mesurées. Les transformées de Fourier cosinusoidales rapides (FCFT) sont appliquées à chaque ensemble, pour obtenir les enveloppes des franges du domaine temporel, $r(t)w(t)$ et $w(t)$. Celles-ci sont élevées au carré, pour obtenir les enveloppes d'inter-corrélation et d'auto-corrélation au carré, E_x^2 et E_0^2 , respectivement. Quand des fonctions à rapports multiples (N) sont disponibles à partir des différentes combinaisons des réglages du polariseur d'entrée et des réglages de l'analyseur de base (ou d'autres éléments de sortie du vecteur de Stokes), utilisant par exemple un brouilleur SOP d'entrées/sorties, établir la moyenne quadratique des enveloppes de la façon suivante:

$$\bar{E}_x^2 = \frac{1}{N} \sum_i E_{xi}^2 \quad (\text{A.9a})$$

$$\bar{E}_0^2 = \frac{1}{N} \sum_i E_{0i}^2 \quad (\text{A.10})$$

A partir du calcul de la valeur efficace décrite à l'Article D.2, calculer les largeurs efficaces σ_x et σ_0 de ces deux fonctions. La valeur PMD_{RMS} est calculée comme suit:

$$PMD_{\text{RMS}} = \left[\frac{3}{2} (\sigma_x^2 - \sigma_0^2) \right]^{1/2} \quad (\text{A.11})$$

Elle est liée à la valeur efficace pondérée spectralement (par une valeur encadrante quadratique) des DGD de la façon suivante:

$$\langle PMD_{\text{RMS}} \rangle = \frac{\int \Delta\tau^2(\nu) W^2(\nu) d\nu}{\int W^2(\nu) d\nu} \quad (\text{A.12})$$

La valeur attendue est concordante avec les SOP d'entrées/sorties aléatoires.

A.3.3.2 Détails

Ce paragraphe explique certains détails relatifs à la fenêtre des fréquences mesurées, la variation de fréquence, $\Delta\nu$, le décalage en fréquence, et le résultat de la FCFT. Un exemple d'algorithme FCFT est proposé en [5].

Il faut que les données soient obtenues par variations de fréquence identiques. Il faut que le nombre de points de données, y compris les valeurs de correction de zéro, soit de $1+2^k$, avec k entier.

Si les nm points de données mesurées ne sont pas obtenus avec une variation de fréquences identique, ils peuvent être modélisés par un polynôme tel qu'une fonction spline en vue d'une d'interpolation. Une fonction spline d'ordre trois [6] avec $nm - 3$ segments uniformes modélisera parfaitement toutes les données et permettra l'interpolation.

Etant donné que les valeurs mesurées sont délimitées par $\nu_{\min M}$ et $\nu_{\max M}$, et du fait que la fréquence optique minimale est bien au-delà de zéro, l'application d'un décalage de fréquence est possible afin de réduire la taille des tableaux traités. Les délimitations de fréquence utilisées dans les tableaux de calculs peuvent être sélectionnées par n'importe quel choix de n , tel que:

$$\nu_{\max} \frac{n-1}{n} = \nu_{\min} \leq \nu_{\min M}, \quad \nu_{\max} = \nu_{\max M}, \quad \text{avec } n \text{ entier positif.} \quad (\text{A.13})$$

Les valeurs aux fréquences inférieures à la fréquence mesurée sont mises à zéro.

Après la FCFT, le tableau contiendra le motif de frange du domaine temporel, de 0 à $t_{\max} = \Delta t 2^k$, avec un incrément de temps, Δt , donné par:

$$\Delta t = \frac{n}{2\nu_{\max}} = \frac{1}{2(\nu_{\max} - \nu_{\min})} \quad (\text{A.14})$$

Un motif de frange pourrait être obtenu par extension de l'interférométrie aux valeurs de temps négatives, aussi bien qu'aux positives. La valeur à un temps négatif donné est égale à la valeur au temps positif. La fonction est paire et symétrique par rapport à zéro.

La sélection du décalage de fréquence peut être faite en gardant à l'esprit que le calcul de la largeur efficace nécessite des valeurs du domaine temporel qui sont inférieures au PMD_{RMS} minimal mesurable.

L'incrément de fréquence, $\Delta\nu$, se rapporte aussi au nombre de points d'échantillonnage, au décalage de fréquence, et au PMD_{RMS} maximal à mesurer. Il est donné selon ce qui suit, accompagné de sa contrainte:

$$\Delta\nu = \frac{\nu_{\max} - \nu_{\min}}{2^k} \leq \frac{1}{24PMD_{RMS-\max}} \quad (A.15)$$

Il convient que la largeur spectrale de la source filtrée soit la moitié de cette valeur. Quand le balayage effectif est réalisé en incréments de longueur d'onde égaux, il convient que l'incrément de longueur d'onde à la borne inférieure de la plage soit compatible avec la contrainte de l'Equation (A.14).

La fonction encadrante, $W(\nu)$, peut techniquement être n'importe quelle fonction, y compris une fonction quadratique. La fonction choisie doit être celle qui minimise la valeur de σ_0 . Les fonctions qui font cela varient de zéro jusqu'aux limites de façon continue, et il est recommandé qu'elles aient aussi leurs dérivées premières à zéro aux limites. Cela minimisera le bruit qui peut accroître σ_0 .

A.3.3.3 Exemples

Le Tableau A.1 montre un exemple de feuille de calcul. Les extrema de longueur d'onde ainsi que k sont fournis. Pour chacune des valeurs de décalage de fréquence possible, n , les autres paramètres sont calculés. minPMD est calculé comme $3\Delta t$. La variation en termes de $\Delta\lambda$ à la limite de longueur d'onde inférieure est aussi représentée. Il y a clairement des compensations, dépendant de la plage des valeurs de PMD_{RMS} qui doivent être mesurées. En général, plus la plage de longueur d'onde est large et plus la variation de fréquence est faible, meilleur c'est.

Tableau A.1 – Calculs par transformée cosinusoidale

| | | | | | | |
|------------------------|-------------------|------------------|---------------|-------------|-------------|-----------------------|
| c | 299792.5 | nm/ps | | | | |
| k | 11 | | | | | |
| npt | 2048 | | | | | |
| longueurs d'ondes (nm) | | frequences (THz) | | | | |
| max | 1700 | 230.6096 | | | | |
| min | 1300 | 176.3485 | | | | |
| Décalage de frequences | | | | | | |
| n | freqmincalc (THz) | del-t (ps) | delfreq (THz) | minPMD (ps) | maxPMD (ps) | increment d'onde (nm) |
| 1 | 0 | 0.002168 | 0.112602 | 0.006504 | 0.370034 | 0.635076 |
| 2 | 115.3048077 | 0.004336 | 0.225205 | 0.013009 | 0.185017 | 1.270772 |
| 3 | 153.7397436 | 0.006504 | 0.337807 | 0.019513 | 0.123345 | 1.90709 |
| 4 | 172.9572115 | 0.008673 | 0.450409 | 0.026018 | 0.092508 | 2.544031 |
| 5 | 184.4876923 | 0.010841 | 0.563012 | 0.032522 | 0.074007 | 3.181596 |
| 6 | 192.1746795 | 0.013009 | 0.675614 | 0.039027 | 0.061672 | 3.819785 |
| 7 | 197.6653846 | 0.015177 | 0.788216 | 0.045531 | 0.052862 | 4.458599 |
| 8 | 201.7834135 | 0.017345 | 0.900819 | 0.052036 | 0.046254 | 5.098039 |

La Figure A.4 montre les résultats de ce qui pourrait être obtenu sur une fibre ayant $PMD_{RMS} = 0,2$ ps. Les enveloppes moyennes des fonctions d'inter-corrélation et d'auto-corrélation, réalisées à partir d'un seul balayage, en utilisant une fonction encadrante gaussienne avec une variation normale de 23 nm sont présentées. Le résultat est obtenu à partir de la simulation d'une fibre avec un couplage de mode aléatoire idéal. Le résultat mesuré pour cette simulation était de 0,185 ps.

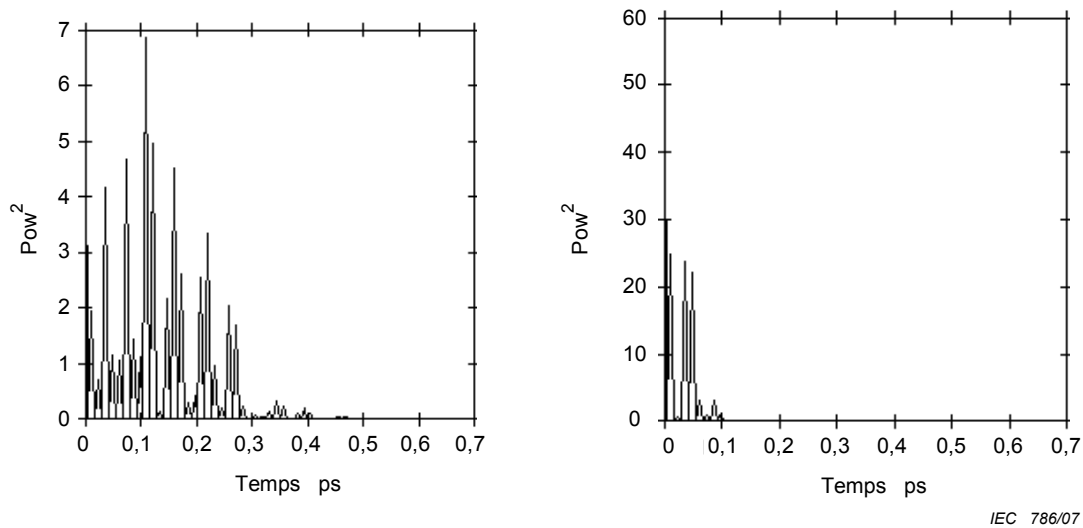


Figure A.4 – Fonctions d'inter-corrélation et d'auto-corrélation

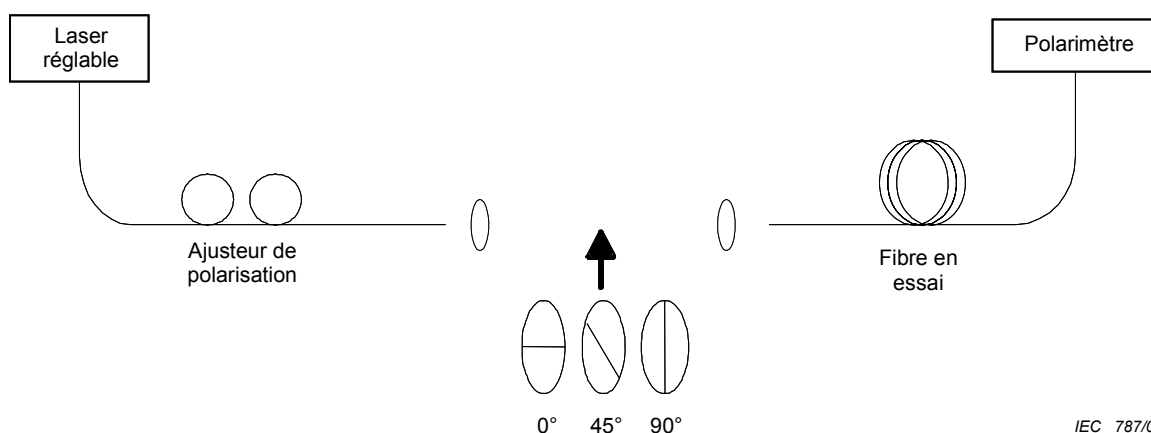
Annex B (normative)

Méthode d'évaluation de Stokes

Cette annexe contient les exigences spécifiques à la Méthode B (SPE).

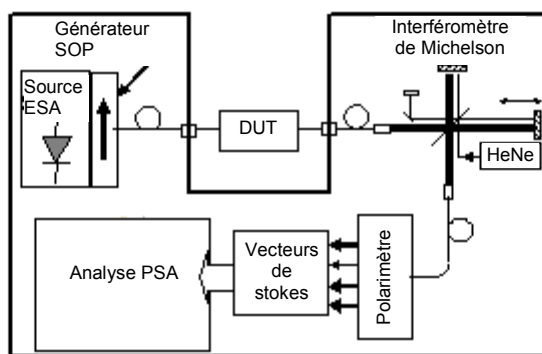
B.1 Appareillage

La Figure B.1 illustre une représentation schématique possible pour la Méthode B.



IEC 787/07

Figure B.1a - Source à bande étroite (JME)



IEC 788/07

Figure B.1b – Source large bande (PSA)

Figure B.1 – Représentation schématique pour la Méthode B

B.1.1 Source de lumière

Dans tous les cas, il est possible d'utiliser deux types de sources de lumière, selon le type de polarimètre. Une source à bande étroite, telle qu'un laser réglable, indiqué à la Figure B.1a, peut être utilisée avec un analyseur de polarisation. De façon alternative, il est possible d'utiliser une source à large bande, illustrée à la Figure B.1b, avec un polarimètre à filtre passe-bande étroit, tel qu'un analyseur de spectre optique ou un interféromètre utilisé comme analyseur de spectre par transformée de Fourier placé avant le polarimètre. Dans le cas d'une source à large bande, la largeur du filtre est prise comme largeur spectrale pour les besoins des calculs.

Dans les deux cas, la largeur spectrale doit être suffisamment faible pour maintenir le degré de polarisation (DOP) prescrit (voir 5.1). Dans les deux cas, la plage de longueurs d'ondes doit être suffisamment étendue pour permettre de mesurer la dispersion de mode de polarisation (PMD) avec une précision suffisante dans la zone de longueur d'onde spécifiée (voir l'Article B.3).

En ce qui concerne les analyses des valeurs propres de la matrice de Jones et de la sphère de Poincaré (JME et PSA), il faut que le polariseur soit capable de commuter entre trois polarisations linéaires orthogonales (nominalement 0°, 45° et 90°) pour chaque longueur d'onde mesurée.

B.1.2 Polarimètre

Utiliser un polarimètre pour mesurer les vecteurs de Stokes de sortie pour chaque degré de polarisation et chaque longueur d'onde d'entrée sélectionnés.

B.2 Procédure

La sortie de la fibre est couplée au polarimètre. Les longueurs d'onde sont balayées sur une plage appropriée par rapport à la zone de longueur d'onde et à la précision prescrite (voir l'Article B.3) avec un incrément de longueur d'onde, $\delta\lambda$. Pour des sources à bande étroite, l'incrément de longueur d'onde est donné en fonction de la valeur DGD maximale prévue, $\Delta\tau_{\max}$, de la longueur d'onde de la zone mesurée, λ_0 , et de la vitesse de la lumière dans le vide, c , comme suit:

$$\delta\lambda \leq \frac{\lambda_0^2}{2c\Delta\tau_{\max}} \quad (\text{B.1})$$

Par exemple, le produit du DGD maximal et de la taille du pas doit rester inférieur à 4 ps·nm pour une longueur d'onde de 1 550 nm et à 2,8 ps·nm pour une longueur d'onde de 1 300 nm. Cette exigence assure que d'une longueur d'onde d'essai à la suivante, le SOP de sortie subit une rotation inférieure à 180° autour de l'axe PSP de la sphère de Poincaré. Si on ne peut pas effectuer un calcul approximatif de $\Delta\tau_{\max}$, on peut effectuer une série de mesures sur des échantillons sur toute la plage des longueurs d'ondes, en utilisant pour chaque mesure une paire de longueurs d'onde très voisines appropriée par rapport à la largeur spectrale et l'échelon de réglage minimal de la source optique. On multiplie le retard de groupe différentiel (DGD) maximal ainsi mesuré par un coefficient de sécurité de trois, on remplace $\Delta\tau_{\max}$ par cette valeur dans l'expression ci-dessus et on calcule la valeur de $\delta\lambda$ à utiliser dans la mesure réelle. Si l'on craint que l'intervalle de longueur d'onde utilisé pour une mesure soit trop grand, on peut répéter la mesure en utilisant un plus petit intervalle de longueur d'onde. Si la forme de la courbe de variation du DGD en fonction de la longueur d'onde et le retard de groupe différentiel (DGD) moyen restent inchangés, cela signifie que l'intervalle de longueur d'onde initial était satisfaisant.

Pour des sources à large bande, il faut que la largeur de bande de résolution (RBW) de l'analyseur remplisse la condition suivante:

$$RBW \leq \frac{\lambda_0^2}{5c\Delta\tau_{\max}} \quad (\text{B.2})$$

Les données de mesure sont regroupées pour chaque longueur d'onde. Pour les calculs par la méthode des valeurs propres de la matrice de Jones (JME) ou par analyse de la sphère de Poincaré (PSA), les trois états de polarisation (SOP) d'entrée sont évalués cycliquement entre les valeurs nominales de 0°, 45°, et 90° pour chaque longueur d'onde, et enregistrés dans les vecteurs correspondants. Pour les approches par analyse de la sphère de Poincaré et celle des valeurs propres de la matrice de Jones, les vecteurs de sortie sont normalisés à l'unité de longueur et enregistrés comme \hat{H} , \hat{Q} et \hat{V} pour les trois états de polarisation d'entrée, respectivement. Pour la méthode des états de polarisation (SOP), le vecteur de Stokes normalisé en sortie pour chaque longueur d'onde est enregistré en tant que \hat{s} .

B.3 Calculs

Les trois méthodes de calcul nécessitent toutes l'évaluation des différences entre les états de polarisation à une fréquence optique angulaire, ω_0 , et la suivante à $\omega_0 + \Delta\omega$. (La fréquence optique angulaire est donnée par $\omega = 2\pi c/\lambda$.) Les trois méthodes de calcul aboutissent toutes à une série de valeurs du retard de groupe différentiel (DGD) en fonction de la longueur d'onde. Typiquement, dans le cas d'un couplage de mode négligeable, les valeurs DGD sont constantes en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas d'un couplage de mode aléatoire, les valeurs du retard de groupe différentiel (DGD) varient typiquement en fonction de la longueur d'onde, comme illustré sur la Figure B.2. En variante, les valeurs du retard de groupe différentiel (DGD) peuvent être affichées sous la forme d'un histogramme tel que celui illustré à la Figure B.3. La moyenne de ces retards de groupe différentiels (DGD) est considérée comme la valeur PMD utilisée en coefficient de conjonction.

La formulation mathématique détaillée et les calculs de la Méthode B pour les trois approches, ainsi que le lien théorique entre les approches par valeurs propres de la matrice de Jones (JME) et l'analyse de la sphère de Poincaré (PSA) sont donnés dans la CEI 61282-9. Le calcul employé dans la méthode des états de polarisation (SOP) est similaire, mais moins fiable.

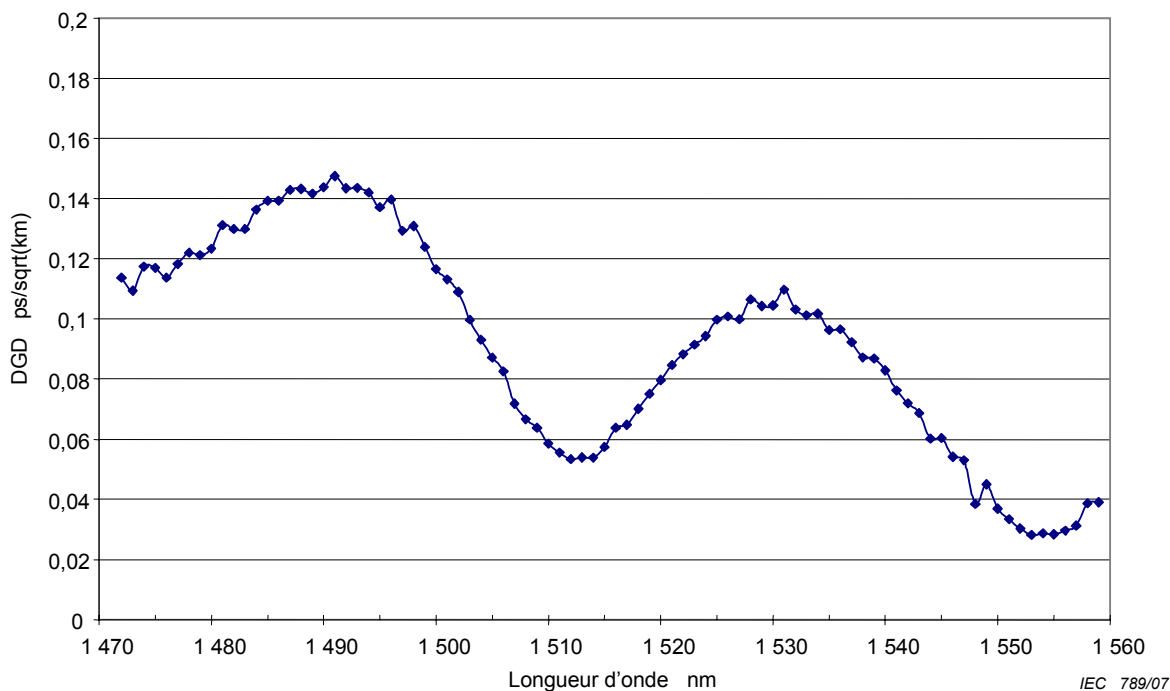
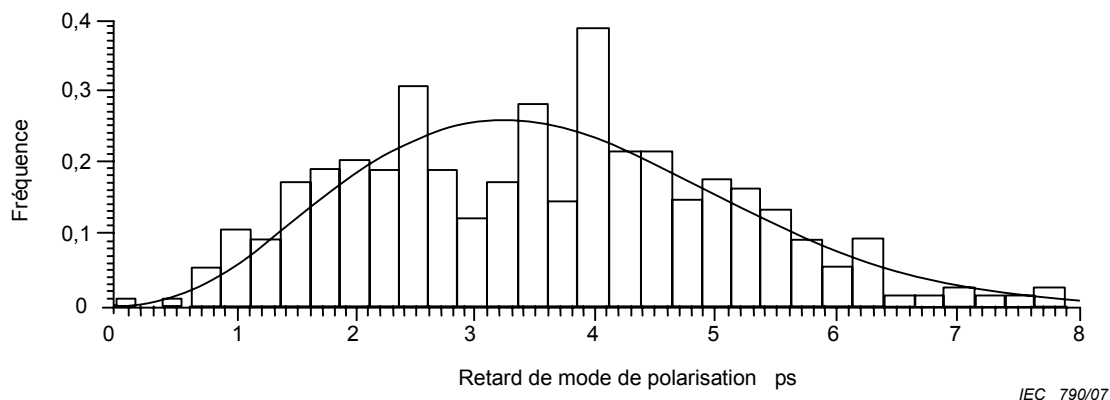


Figure B.2 – Résultats typiques d'un couplage de mode aléatoire par la Méthode B



NOTE Une courbe de Maxwell est superposée à l'histogramme.

Figure B.3 – Histogramme typique des valeurs du retard de groupe différentiel (DGD)

Les approches par analyse des vecteurs propres de la matrice de Jones ou de la sphère de Poincaré sont mathématiquement équivalentes au premier ordre, en l'absence de pertes dépendant de la polarisation (PDL).

B.3.1 Analyse des valeurs propres de la matrice de Jones (JME)

Pour chaque paire de fréquence, indiqué par les fréquences, ω_h et $\omega_h + \Delta\omega$, les trois vecteurs de Stokes en sortie pour chaque fréquence sont convertis en vecteur de Jones, et une matrice T est calculée pour chaque fréquence en utilisant des proportions des éléments des vecteurs de Jones. La relation suivante est utilisée pour convertir un vecteur de Stokes normalisé en sortie, noté généralement \hat{s} , en un vecteur de Jones, noté généralement \hat{j} .

$$\hat{s} = \begin{bmatrix} \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \cos \mu \\ \sin 2\theta \sin \mu \end{bmatrix} \Leftrightarrow \hat{j} = \begin{bmatrix} \cos \theta \exp(-i\mu/2) \\ \sin \theta \exp(i\mu/2) \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

où θ est le paramètre de polarisation linéaire, et μ est le paramètre circulaire, qui est aussi la séparation de phase des éléments x et y du vecteur de Jones. Le paramètre linéaire peut être supposé dans l'intervalle de 0 à π pour ce calcul.

Pour chaque fréquence, les éléments x et y des vecteurs de Jones sont désignés comme: h_x , h_y , q_x , q_y , v_x et v_y . Avec cela, calculer les proportions suivantes:

$$k_1 = h_x / h_y \quad k_2 = v_x / v_y \quad k_3 = q_x / q_y \quad k_4 = \frac{k_3 - k_2}{k_1 - k_3} \quad (\text{B.4})$$

Pour chaque fréquence, la matrice de transfert de Jones, T , est calculée comme:

$$T = \begin{bmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

En utilisant les matrices T pour les paires de fréquence, la matrice de transfert de fréquence, J , est calculée comme:

$$J = T(\omega_0 + \Delta\omega)T^{-1}(\omega_0) \quad (\text{B.6})$$

Les valeurs propres de J sont calculées et désignées comme ρ_1 et ρ_2 . Le retard de groupe différentiel, $\Delta\tau$, est calculé comme:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\text{Arg}\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)}{\Delta\omega} \right| \quad (\text{B.7})$$

où Arg est une fonction argument, c'est-à-dire, $\text{arg}(me^{i\theta}) = \theta$, $m \geq 0$ et $|\theta| < \pi$.

La formulation mathématique et les calculs détaillés des valeurs propres de la matrice de Jones sont donnés dans la CEI 61282-9.

B.3.2 Analyse de la sphère de Poincaré (PSA)

Pour l'analyse de la sphère de Poincaré, on utilise l'algèbre matriciel sur les vecteurs de Stokes normalisés en sortie pour déduire la rotation des vecteurs de Stokes en sortie en fonction de la fréquence.

Pour chaque paire de fréquence, indiqué par les fréquences, ω_0 et $\omega_0 + \Delta\omega$, les trois vecteurs de Stokes en sortie mesurés pour chaque fréquence sont convertis de la façon suivante:

$$\hat{h} = \hat{H} \quad \hat{q} = \frac{\hat{H} \times \hat{Q}}{|\hat{H} \times \hat{Q}|} \times \hat{H} \quad \hat{v} = \frac{\hat{q} \times \hat{V}}{|\hat{q} \times \hat{V}|} \times \hat{q} \quad (B.8)$$

A partir des vecteurs de Stokes \hat{h} , \hat{v} et \hat{q} , former les produits vectoriels $\hat{c} = \hat{h} \times \hat{q}$ et $\hat{c}' = \hat{q} \times \hat{v}$ à chaque fréquence.

Pour chaque paire de fréquence, calculer les différences finies,

$$\begin{aligned} \Delta\hat{h} &= \hat{h}(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{h}(\omega_0) & \Delta\hat{q} &= \hat{q}(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{q}(\omega_0) & \Delta\hat{v} &= \hat{v}(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{v}(\omega_0) \\ \Delta\hat{c} &= \hat{c}(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{c}(\omega_0) & \Delta\hat{c}' &= \hat{c}'(\omega_0 + \Delta\omega) - \hat{c}'(\omega_0) \end{aligned} \quad (B.9)$$

Trouver le DGD, $\Delta\tau$, pour un incrément de fréquence particulier, à partir de l'expression suivante:

$$\Delta\tau = \frac{1}{\Delta\omega} \cdot \left[\arcsin\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} (\Delta\hat{h}^2 + \Delta\hat{q}^2 + \Delta\hat{c}^2)}\right) + \arcsin\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} (\Delta\hat{q}^2 + \Delta\hat{v}^2 + \Delta\hat{c}'^2)}\right) \right] \quad (B.10)$$

où $\Delta\hat{h}^2 = \Delta\hat{h} \cdot \Delta\hat{h}$

La formulation mathématique et les calculs détaillés de l'analyse de la sphère de Poincaré (PSA) sont donnés dans la CEI 61282-9.

B.3.3 Etat de polarisation (SOP)

Pour l'analyse des états de polarisation, le tracé sur la sphère de Poincaré décrivant l'évolution des états de polarisation (SOP) en fonction de la longueur d'onde est reconstruit à partir de la mesure des vecteurs de Stokes normalisés en sortie. 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 sorte 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 déterminant 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 $\Delta\theta$ en utilisant des relations trigonométriques.

Le retard de groupe différentiel (DGD) est déterminé à partir de l'expression suivante:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\Delta\theta}{\Delta\omega} \right| = \left| \frac{\Delta\theta}{2\pi c \cdot \delta\lambda} \lambda_i \lambda_f \right| \quad (B.11)$$

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

La formulation mathématique et les calculs détaillés des états de polarisation (SOP) sont donnés dans la CEI 61282-9.

NOTE Si le vecteur de Stokes en sortie est aligné avec une valeur PSP vraie à une fréquence donnée, le retard de groupe différentiel calculé (DGD) à cette fréquence peut être significativement inférieur à la valeur réelle.

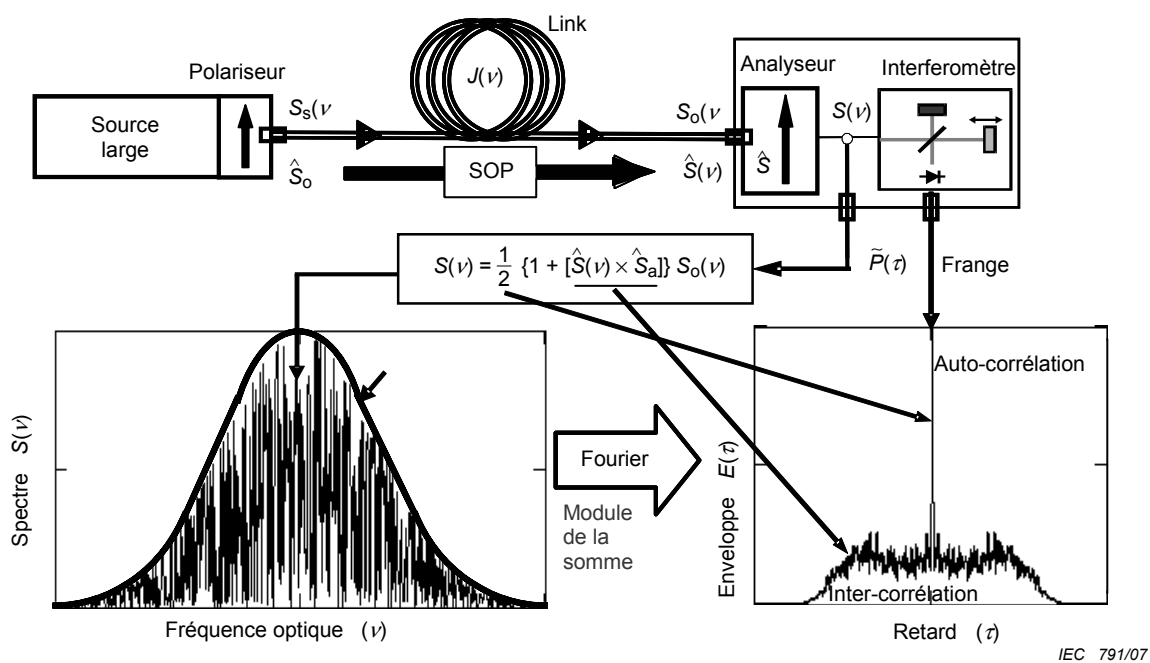
Annex C (normative)

Méthode par interférométrie

La présente annexe contient des exigences détaillées pour effectuer des mesures de PMD par la Méthode C (INTY).

C.1 Appareillage

La Figure C.1 représente une représentation schématique de l'implémentation générique de la Méthode C. C.



**Figure C.1 – Représentation schématique de la Méthode C
(implémentation générique)**

Paramètres utilisés sur la Figure C.1 et dans cette annexe:

- ν fréquence optique ($\lambda\nu = c$);
- τ différence de temps de transmission aller et retour entre les deux branches de l'interféromètre;
- $S_s(\nu)$ spectre optique, au niveau de l'entrée de la fibre en essai \equiv densité spectrale de $\vec{E}_s(\nu)$, le spectre du champ électrique de la source;
- $S_o(\nu)$ spectre optique au niveau de la sortie de la fibre en essai (entrée de l'analyseur);
- $S(\nu)$ spectre optique, au niveau de la sortie de l'analyseur (entrée de l'interféromètre);
- \hat{S}_0 état de polarisation (SOP) en entrée (au niveau de l'entrée de la fibre en essai; un vecteur unitaire de Stokes);

| | |
|--------------------------------|--|
| $\hat{s}(\nu)$ | état de polarisation (SOP) en sortie (au niveau de la sortie de la fibre en essai); |
| \hat{s}_a | axe de transmission de l'analyseur; |
| $\hat{s}(\nu) \cdot \hat{s}_a$ | paramètre de Stokes donnant la projection de $\hat{s}(\nu)$ sur l'axe de transmission de l'analyseur. C'est ce paramètre qui contient les informations sur la PMD; |
| $P(\tau)$ | puissance optique au niveau de la sortie de l'interféromètre, en fonction du retard τ , |
| $\tilde{P}(\tau)$ | partie variable de $P(\tau)$ (partie "alternative"); |
| P_0 | partie constante de $P(\tau)$ (partie "continue"); |
| $E(\tau)$ | enveloppe des franges; |
| $E_x(\tau)$ | enveloppe de l'inter-corrélation; |
| $E_0(\tau)$ | enveloppe de l'auto-corrélation. |

La puissance optique au niveau de la sortie de l'interféromètre, $P(\tau)$ est égale à la somme des parties "alternatives" et "continues". Les deux parties sont égales pour $\tau = 0$ et donc la partie "alternative" peut être calculée. Dans le cas d'un interféromètre idéal, la partie "alternative" est une fonction paire dont la moitié droite est égale à la transformée Fourier cosinusoidale du spectre optique, $S(\nu)$, émise par l'analyseur. Dans le cas d'un interféromètre non idéal, il est possible d'apporter certaines corrections en fonction de l'installation.

Dans le cas de TINTY, l'enveloppe de l'interférogramme, $E(\tau)$, est la valeur absolue de la partie "alternative". Dans le cas de GINTY, des calculs supplémentaires destinés à obtenir les enveloppes d'inter-corrélation et d'auto-corrélation sont décrits en C.2.2.2 et C.3.2. Ces calculs nécessitent deux interférogrammes mesurés issus de l'analyseur configuré à deux états de polarisation (SOP) orthogonaux.

La Figure C.2 illustre des représentations schématiques relatives à trois montages spécifiques.

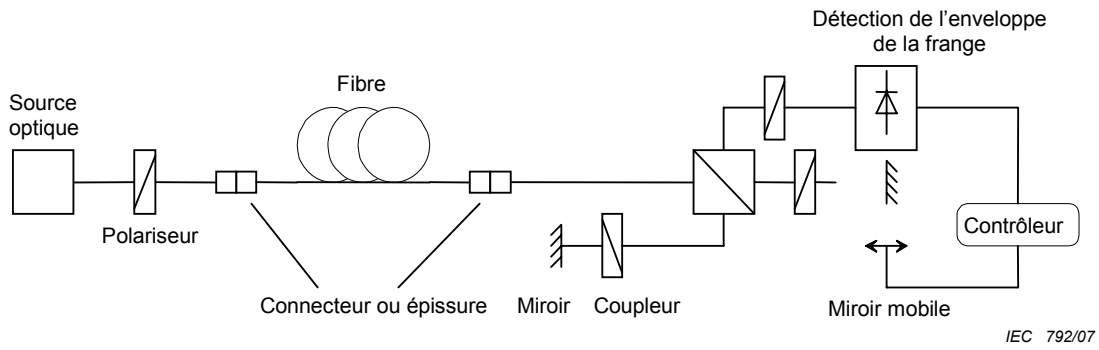


Figure C.2a – Interféromètre de Michelson

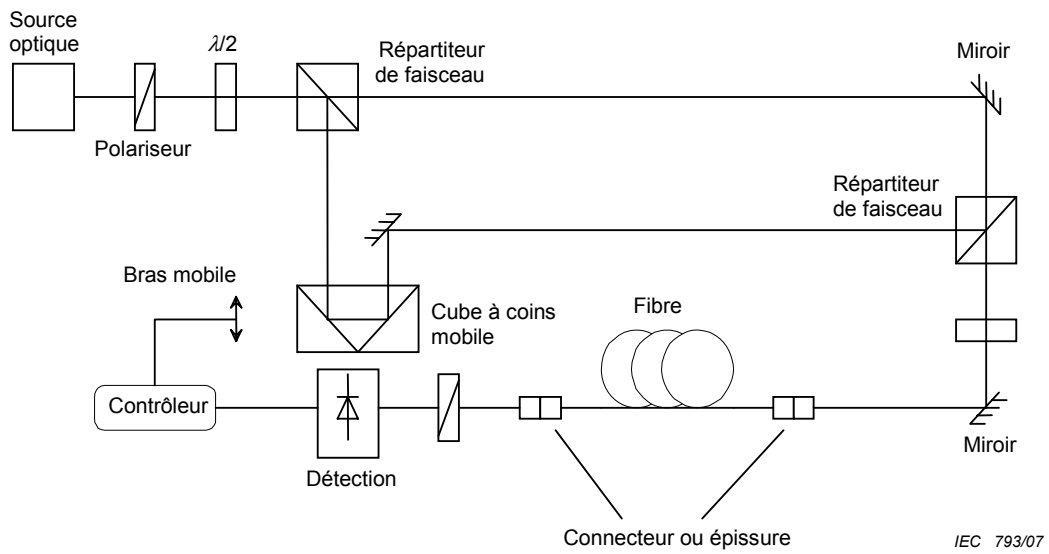
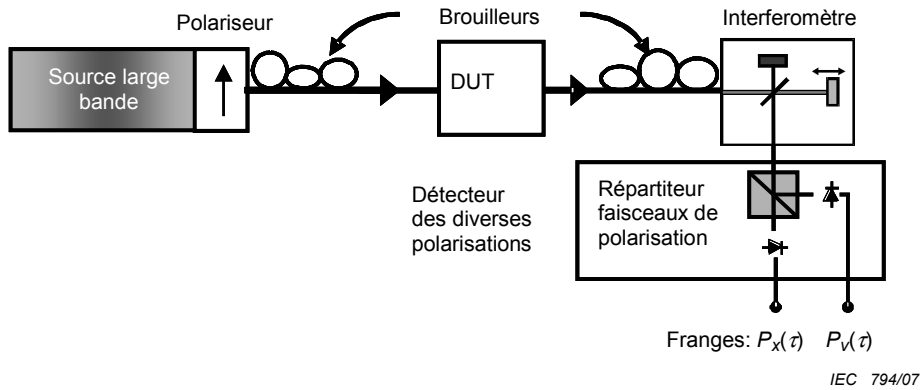


Figure C.2b – Interféromètre de Mach-Zehnder



NOTE Les brouilleurs d'états de polarisation d'entrée/sortie (I/O)-SOP facultatifs sont utilisés pour améliorer l'incertitude de mesure (voir la CEI 61282-9).

Figure C.2c – Montage avec brouilleurs de polarisation

Figure C.2 – Autres représentations schématiques pour la Méthode C

C.1.1 Source de lumière

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, une source à émission spontanée amplifiée ou une source superfluorescente. La lumière doit être polarisée comme indiqué sur la Figure C.1. La longueur d'onde centrale, λ_0 , doit se situer dans la fenêtre des 1 310 nm ou 1 550 nm, ou toute autre fenêtre intéressante. Afin d'utiliser avec succès un système de mesure basé sur TINTY, la forme spectrale de la source large bande doit être approximativement gaussienne, sans ondulations susceptibles d'influencer la fonction d'auto-corrélation de la lumière émergente. Un système de mesure basé sur GINTY ne nécessite pas de telles caractéristiques de source: toute forme peut être utilisée. Il faut que la largeur spectrale de la raie de la source (-3 dB), $\Delta\lambda$, soit connue pour calculer le temps de cohérence, t_c , qui est déterminé à partir de l'équation suivante:

$$t_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \cdot c} \quad (\text{C.1})$$

C.1.2 Séparateur de faisceau

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

C.1.3 Analyseur

La fonction analyseur montrée sur la Figure C.1 peut être implémentée à l'intérieur de l'interféromètre. Pour une approche par TINTY, il faut que l'analyseur puisse subir une rotation vers une seconde position orthogonale à la position initiale.

C.1.4 Interféromètre

L'interféromètre peut être soit en espace libre soit fibré. Il peut s'agir d'un interféromètre de type Michelson ou Mach-Zehnder, et il peut être situé à l'extrémité côté source ou côté détecteur de la fibre en essai. Dans tous les cas, il faut que l'interféromètre soit configuré de telle sorte que les états de polarisation orthogonaux puissent interférer. Il existe plusieurs façons de réaliser cela.

Un premier moyen est de mettre un analyseur à l'entrée de l'interféromètre, comme représenté à la Figure C.1. Cependant, si aucun polariseur n'est placé à l'entrée, et qu'aucune des deux branches de l'interféromètre n'a d'effet sur les états de polarisation, aucun interférogramme d'inter-corrélation représentant la dispersion du mode de polarisation (PMD) n'est observé. Si aucun polariseur n'est installé à l'entrée de l'interféromètre, il faut que quelque chose d'autre soit fait.

Deuxièmement, une lame d'onde dans l'une des branches de l'interféromètre peut être utilisée dans le cas d'un interféromètre de type à air libre. Généralement, l'aller-retour dans les deux branches de l'interféromètre de n'importe quel interféromètre à deux chemins peut être représenté par les matrices de Jones T_1 et T_2 . Cela est équivalent à une lame d'onde avec la matrice de Jones $T = T_1 T_2^+$ dans une seule des branches. Dans le cas d'un interféromètre à fibre, une boucle de Lefebvre peut être insérée dans une branches, et réglée jusqu'à ce que $T = T_1 T_2^+$ produise l'effet désiré (un taux inter-corrélation à auto-corrélation donné).

Un cas particulier consiste à insérer une lame quart-d'onde dans une des branches de l'interféromètre de Michelson (ou une lame demi-onde dans une branche de l'interféromètre de Mach-Zehnder); avec cette configuration, seul l'interférogramme d'inter-corrélation est observé.

C.1.5 Brouilleur de polarisation

Dans la Figure C.2c, le brouilleur de polarisation permet la sélection de tout état de polarisation pour l'entrée et la sortie de la fibre en essai. Le séparateur du faisceau de polarisation permet la détection simultanée de ce qui serait détecté par deux analyseurs orthogonaux. La fonction de brouilleur de polarisation sélectionnant différents états de polarisation pour l'entrée et différentes configurations de l'analyseur à la sortie peut être faite par d'autres moyens.

C.1.6 Séparateur de faisceau par polarisation

Un séparateur de faisceau par polarisation (PBS) peut être utilisé comme illustré à la Figure C.2c, pour obtenir des interférogrammes à partir des états de polarisation (SOP) en sortie orthogonaux (opposés sur la sphère de Poincaré) pour la même combinaison d'états de polarisation (SOP) en entrée et en sortie. Ces deux interférogrammes permettent de calculer l'auto-corrélation et l'inter-corrélation comme des fonctions distinctes. Associé au système de détection, le séparateur de faisceau par polarisation (PBS) forme un système de détection des diverses polarisations. Il est possible d'utiliser des moyens autres que le séparateur de faisceau par polarisation pour obtenir ces interférogrammes à partir des états de polarisation (SOP) en sortie orthogonaux.

C.2 Procédure

C.2.1 Etalonnage

Le matériel est étalonné en vérifiant la mécanique de la ligne à retard avec une fibre biréfringente de retard de PMD connu. En variante, un ensemble de fibres biréfringentes de caractéristiques connues peut être mesuré. Les conditions ambiantes et la fibre d'injection doivent être stables pendant toute la durée de la mesure.

C.2.2 Mode opératoire

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 de fibres normaux, d'épissures ou par un système d'alignement de fibres. Si ce dernier est utilisé, il convient d'appliquer une petite quantité d'huile adaptatrice d'indice au niveau des raccords pour éviter les problèmes de 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 dans les deux branches doit être pratiquement identique.

C.2.2.1 Procédure pour TINTY

Un premier enregistrement est réalisé en déplaçant le miroir de la branche de l'interféromètre et en enregistrant l'intensité de la lumière. Le motif de la frange, $\tilde{P}(\tau)$, est calculé en soustrayant la partie "continue" de l'interférogramme: $\tilde{P}(\tau) = P(\tau) - P_0$. Les enveloppes de frange qui sont généralement visualisées sont les valeurs absolues du motif de franges. Des exemples typiques d'enveloppes de franges pour des couplages de mode de polarisation négligeable et aléatoire sont représentés à la Figure C.3.

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

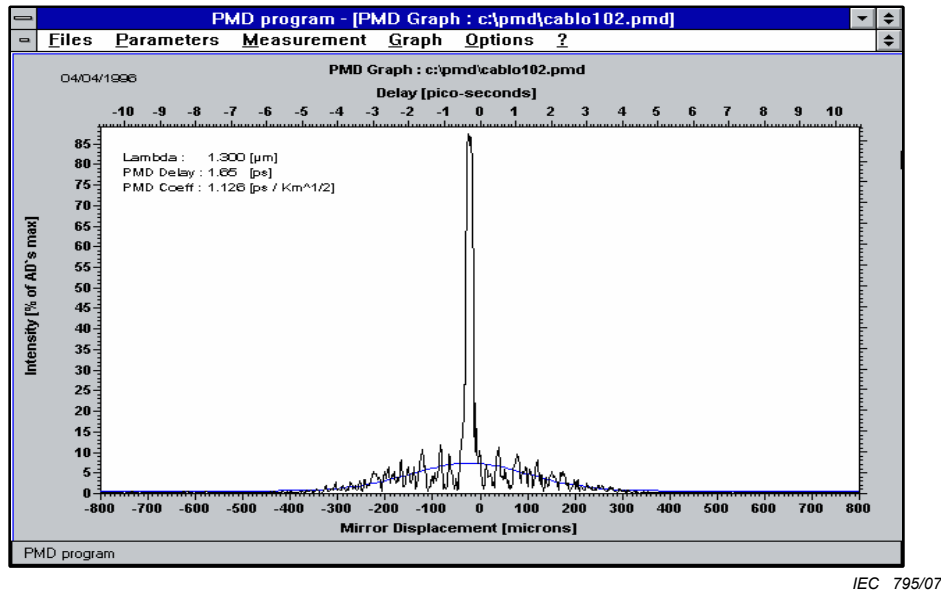


Figure C.3a – Couplage de mode aléatoire en utilisant un système de mesure basé sur TINTY, avec un seul état de polarisation d'entrée/sortie

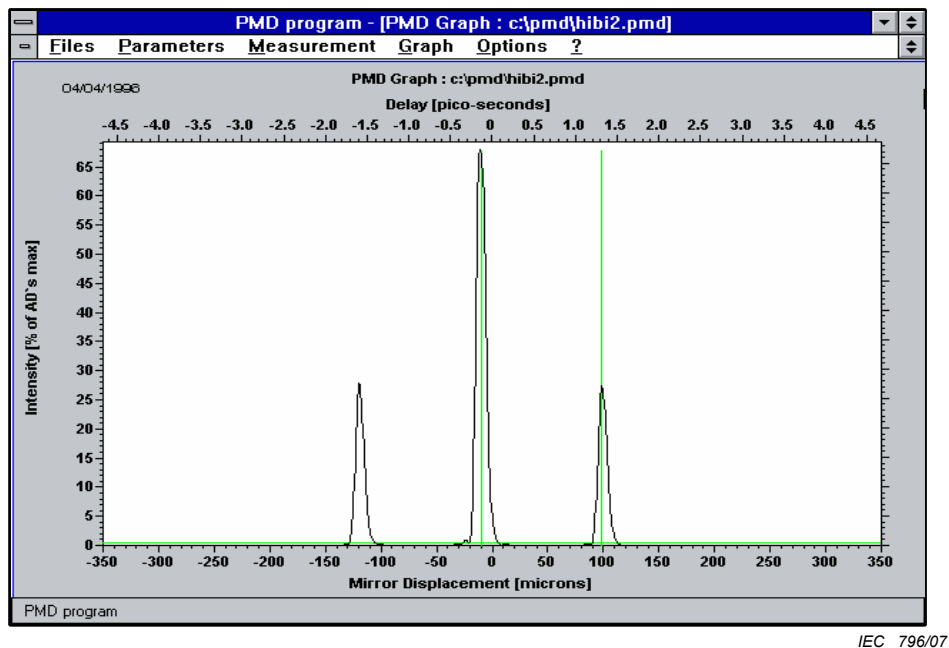


Figure C.3b – Couplage de mode négligeable en utilisant un système de mesure basé sur TINTY, avec un seul état de polarisation d'entrée/sortie

Figure C.3 – Enveloppes de frange pour des couplages de mode de polarisation négligeables et aléatoires

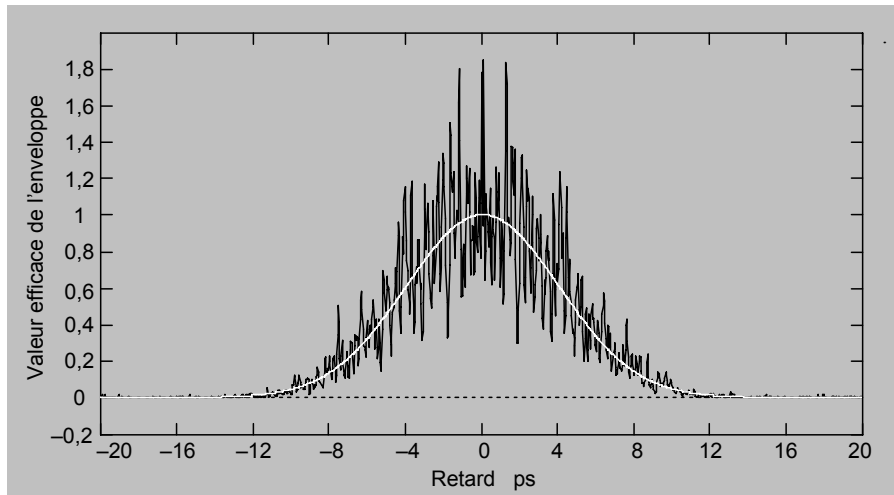
C.2.2.2 Procédure GINTY

La combinaison d'une configuration de polariseur d'entrée particulière et d'une paire orthogonale d'analyseurs est appelée un état de polarisation d'entrée/sortie. Il convient de compléter le ou les balayages des deux interférogrammes, à partir des deux configurations orthogonales des analyseurs, et de soustraire la partie "continue" de chacune, pour obtenir $\tilde{P}_x(\tau)$ et $\tilde{P}_y(\tau)$, les franges générées orthogonalement.

Les enveloppes de frange d'inter-corrélation et d'auto-corrélation, $E_x(\tau)$ et $E_0(\tau)$, sont calculées de la façon suivante:

$$E_x(\tau) = \left| \tilde{P}_x(\tau) - \tilde{P}_y(\tau) \right| \quad E_0(\tau) = \left| \tilde{P}_x(\tau) + \tilde{P}_y(\tau) \right| \quad (C.2)$$

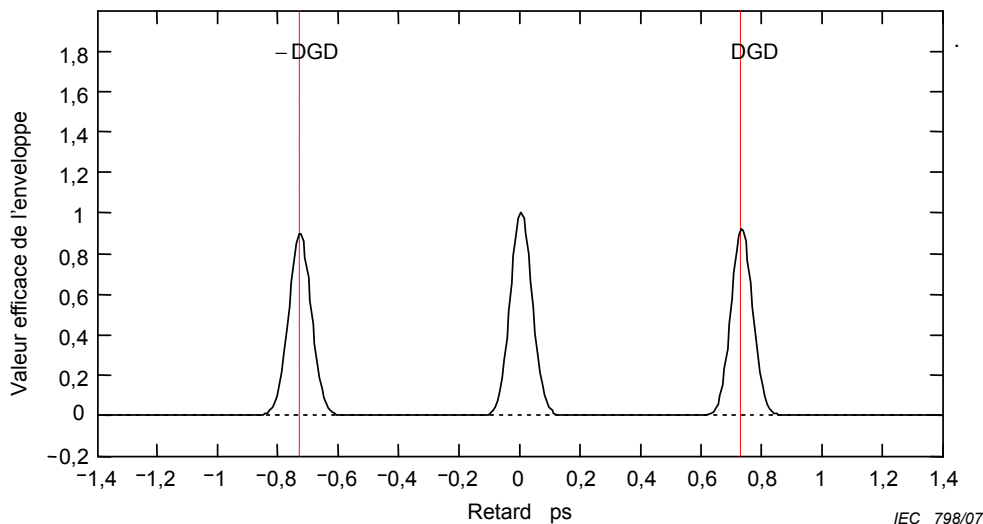
Ces fonctions sont élevées au carré pour calculs et affichage ultérieurs. Des exemples de résultats d'inter-corrélation au carré sont présentés ci-dessous. A noter que le pic d'auto-corrélation observé avec le TINTY n'apparaît pas.



IEC 797/07

NOTE $LI_c = 100$ et $PMD/\sigma_A \sim 100$ (σ_A = valeur efficace de la largeur de l'enveloppe d'auto-corrélation); $PMD = 4,94$ ps, $\sigma_A = 50$ fs; enveloppe lisse sensiblement gaussienne; le lissage ne sert qu'à faciliter la lecture; l'analyse n'est réalisée sur aucune sorte de modélisation.

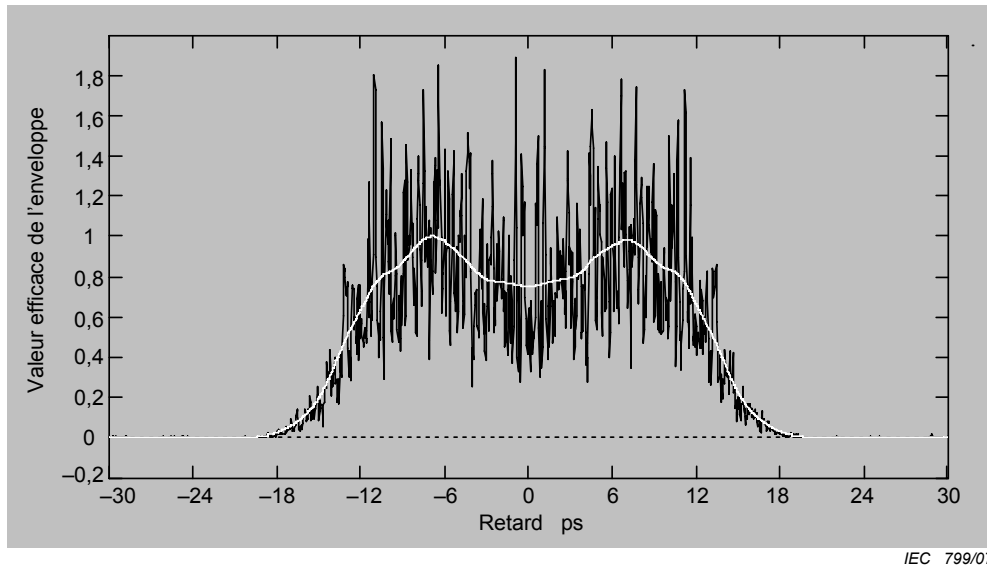
Figure C.4a – Couplage de mode aléatoire en utilisant un système de mesure basé sur GINTY, avec brouillage de l'état de polarisation d'entrée/sortie



IEC 798/07

NOTE $UI_c \ll 1$, $DGD = 0,732$ ps, $\sigma_A = 50$ fs, $DGD/\sigma_A \sim 14,7$.

Figure C.4b – Couplage de mode négligeable en utilisant un système de mesure basé sur GINTY, avec brouillage de l'état de polarisation d'entrée/sortie



NOTE Une section de couplage de mode aléatoire avec $L/l_c = 10$ + une section de couplage de mode négligeable avec $DGD = PMD_{\text{Random}}/4$; $PMD = 9,97$ ps, $\sigma_A = 50$ fs avec une enveloppe sensiblement plate.

Figure C.4c – Couplage de mode mixte en utilisant un système de mesure basé sur GINTY, avec brouillage de l'état de polarisation d'entrée/sortie

Figure C.4 – Envelopes de frange pour des couplages de mode de polarisation négligeables et aléatoires (procédure Ginty)

Les options de brouillage de polarisation suivent. Quand des états de polarisation d'entrée/sortie multiples sont mesurés, les indiquer avec i pour les calculs ultérieurs.

C.2.2.2.1 Ensemble de Mueller à 9 états

La somme des neuf carrés des enveloppes observées avec neuf états de polarisation (SOP) en entrée et en sortie spécifiques est rigoureusement égale à la moyenne des carrés de l'enveloppe brouillée uniformément. Ces neuf états de polarisation (SOP) en entrée et en sortie sont: trois axes d'analyseur formant un trièdre à angle droit, pour chacun des trois états de polarisation (SOP) en entrée, formant également un trièdre à angle droit.

C.2.2.2.2 Brouillage aléatoire

Brouillage par balayages successifs: configuration automatique et manuelle des brouilleurs pour chaque balayage.

Brouillage continu: lorsque les carrés des enveloppes sont additionnés, le brouillage peut être effectué pendant le balayage. Des brouilleurs automatisés sont réglés pour couvrir de manière continue la sphère en fonction du temps.

Brouillage rapide à un seul balayage: si les brouilleurs sont suffisamment rapides, les carrés des enveloppes convenablement brouillées peuvent être observés en seul balayage. Toutefois, cette technique nécessite des dispositions particulières pour éviter la diaphonie entre la partie "alternative" et la partie "continue" précédente de l'interférogramme.

C.3 Calculs

Ces deux calculs déterminent PMD_{RMS} . Pour un couplage de mode aléatoire idéal quand l'interférogramme est de forme gaussienne idéale, celle-ci peut être convertie en PMD_{AVG} au moyen de l'Equation (3).

C.3.1 Calculs TINTY

Dans le cas d'un couplage de mode négligeable, le retard de PMD est déterminé de la même façon, que le système de mesure soit basé TINTY ou GINTY, à partir de la séparation des deux pics de cohérence satellites, chacun retardé de la position centrale par le DGD de la fibre en essai, comme illustré à la Figure C.3b et à la Figure C.4b. Dans ce cas, le retard de groupe différentiel (DGD) est équivalent au retard de PMD.

$$\langle \Delta \tau \rangle = \frac{2\Delta L}{c_0} \quad (C.3)$$

où ΔL est le déplacement de la ligne de retard optique entre les deux pics 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 km.

Les calculs suivants conviennent au régime de couplage de mode aléatoire associé aux fibres/câbles longs ou aux liaisons longues. L'étendue de l'enveloppe de frange - en ne tenant pas compte du pic central - est caractérisée.

La valeur PMD_{RMS} est déterminée à partir du moment d'ordre deux (largeur de la moyenne quadratique) de la fonction d'inter-corrélation du signal détecté (enveloppe de frange).

$$PMD_{RMS} = \left(\sqrt{\frac{3}{4}} \right) \sigma_\varepsilon \quad (C.4)$$

où σ_ε est la largeur de la moyenne quadratique de l'enveloppe d'inter-corrélation.

Un algorithme détaillé du calcul de σ_ε provenant de l'enveloppe des franges mesurée est décrit à l'Article D.1.

Pour certaines hypothèses données ci-dessous, l'Equation (C.4) peut être liée à l'Equation (3) de la manière suivante:

$$\langle \Delta \tau^2 \rangle = \frac{3}{4} \langle \sigma_\varepsilon^2 \rangle \quad (C.5)$$

L'Equation (C.5) est obtenue de façon théorique en considérant les hypothèses suivantes:

- un couplage de mode aléatoire idéal;

NOTE 1 Couplage aléatoire idéal signifie $L/h \rightarrow \infty$, et un axe de biréfringence distribué uniformément. L est la longueur du dispositif et h est la longueur de couplage de polarisation. Pour un dispositif constitué de N segments biréfringents mis bout à bout de longueur h , cela correspond à $N \rightarrow \infty$ avec des axes distribués uniformément.

NOTE 2 Il est possible de procéder à l'analyse lorsque le couplage de mode est négligeable ou absent.

- une source purement gaussienne, sans ondulations;
- $PMD \gg \sigma_0$, où σ_0 est la largeur de la moyenne quadratique de l'enveloppe d'auto-corrélation;
- des conditions ergodiques.

NOTE 3 La source étant gaussienne, il faut que le résultat soit en quelque sorte une moyenne pondérée des valeurs du retard de groupe différentiel (DGD). Cette pondération n'est pas spécifiée dans la méthode TINTY, mais elle l'est dans la méthode GINTY. Pour cette raison, cette méthode doit donner un résultat différent pour une durée et une plage de longueurs d'onde données par rapport à une des méthodes qui utilise une pondération rectangulaire (telle la RTM, par exemple). L'hypothèse des conditions ergodiques entraîne la validité de la relation des valeurs attendue. Dans la pratique, les plages de longueurs d'onde échantillonnées par différentes implémentations des autres méthodes varieront également et donc les résultats obtenus par ces méthodes seront aussi différents entre eux.

C.3.2 Calculs GINTY

La méthode GINTY permet d'éliminer certaines hypothèses nécessaires à l'Equation (C.5) de la méthode TINTY [4]:

- l'hypothèse de couplage de mode aléatoire idéal n'est pas nécessaire;
- l'hypothèse de source gaussienne n'est pas nécessaire;
- l'hypothèse selon laquelle la PMD est grande par rapport à la largeur de la fonction d'auto-corrélation n'est pas nécessaire.

Etablir les moyennes quadratiques des enveloppes d'inter-corrélation et d'auto-corrélation, $\bar{E}_x^2(\tau)$ et $\bar{E}_0^2(\tau)$, comme suit:

$$\bar{E}_x^2(\tau) = \frac{1}{N} \sum_i E_{xi}^2(\tau) \quad \bar{E}_0^2(\tau) = \frac{1}{N} \sum_i E_{0i}^2(\tau) \quad (\text{C.6})$$

où N est le nombre d'états de polarisation en entrée/sortie (I/O SOP).

Calculer la largeur efficace des deux moyennes quadratiques des enveloppes échantillonnées, σ_x et σ_0 , respectivement. Un algorithme d'échantillonnage pour ce calcul est donné à l'Article D.2. Les définitions mathématiques de ces largeurs sont:

$$\sigma_x^2 = \frac{\int \tau^2 \langle E_x^2(\tau) \rangle d\tau}{\int \langle E_x^2(\tau) \rangle d\tau} \quad \sigma_0^2 = \frac{\int \tau^2 \langle E_0^2(\tau) \rangle d\tau}{\int \langle E_0^2(\tau) \rangle d\tau} \quad (\text{C.7})$$

L'opérateur de valeur attendue dans les équations ci-dessus est donné pour un échantillonnage aléatoire et uniforme des états de polarisation en entrée et en sortie (I/O-SOP).

La valeur PMD_{RMS} obtenue est:

$$PMD_{\text{RMS}} = \left[\frac{3}{2} (\sigma_x^2 - \sigma_0^2) \right]^{1/2} \quad (\text{C.8})$$

L'Equation (C.8) est liée à l'Equation (3) de la manière suivante, d'après [4]:

$$\frac{\int \Delta\tau^2(\nu) S_0^2(\nu) d\nu}{\int S_0^2(\nu) d\nu} = \frac{3}{2} (\sigma_x^2 - \sigma_0^2) \quad (\text{C.9})$$

En considérant les définitions idéales des termes de la largeur en valeur efficace à partir des Equations (C.7), l'Equation (C.9) est exacte pour n'importe quelle courbe de retard de groupe différentiel (DGD) présente au moment de la mesure et n'importe quelles caractéristiques spectrales de la source. La partie gauche de l'Equation (C.9) est un calcul en valeur efficace, pondérée spectralement (par le carré de la puissance).

En utilisant l'hypothèse des conditions ergodiques:

$$\langle \Delta\tau^2 \rangle = \left\langle \frac{\int \Delta\tau^2(\nu) S_0^2(\nu) d\nu}{\int S_0^2(\nu) d\nu} \right\rangle \quad (C.10)$$

Annex D (informative)

Détermination de la largeur efficace à partir de l'enveloppe des franges

Cette annexe présente deux méthodes de détermination de la largeur efficace, à partir de l'enveloppe des franges. Ces méthodes sont essentiellement utilisées pour la mesure de la PMD par la méthode interférométrique. L'Article D.1 concerne une enveloppe possédant un pic d'auto-corrélation, et convient pour l'analyse TINTY. L'Article D.2 concerne les enveloppes sans ce pic, et convient pour l'analyse GINTY.

D.1 Calcul de la valeur efficace pour TINTY

La Figure D.1 montre une enveloppe de frange avec un pic d'auto-corrélation en son centre.

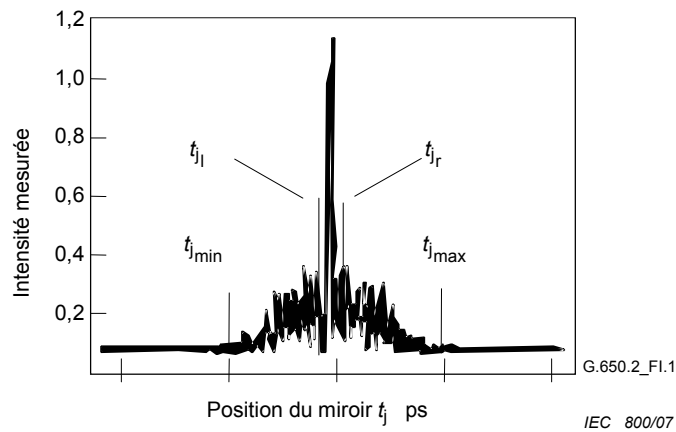


Figure D.1 – Paramètres concernant l'analyse de l'interférogramme

Soit \tilde{I}_j l'intensité mesurée de l'enveloppe de frange à des positions croissantes t_j , $j = 1..N$, avec $[t_j] = \text{ps}$.

Etape 1 – Calcul de l'intensité zéro \tilde{I}_0 et de l'amplitude de bruit Na

Définition: $N_5 = \text{environ } (5 N/100)$

$$\tilde{I}_0 = \frac{\sum_{j=1}^{N_5} (\tilde{I}_j + \tilde{I}_{N-j})}{2N_5} \quad (\text{D.1})$$

$$X_2 = \frac{\sum_{j=1}^{N_5} (\tilde{I}_j^2 + \tilde{I}_{N-j}^2)}{2N_5} \quad (\text{D.2})$$

$$Na = \sqrt{X_2 - \tilde{I}_0^2} \quad (\text{D.3})$$

Etape 2 – Définition de l'intensité décalée I_j

$$I_j := \tilde{I}_j - \tilde{I}_0 \text{ si } \tilde{I}_j - \tilde{I}_0 > 4Na \quad (\text{D.4})$$

$$I_j := 0 \text{ si } \tilde{I}_j - \tilde{I}_0 \leq 4Na \quad (\text{D.5})$$

Etape 3 – Calcul du centre C de l'interférogramme

$$C = \frac{\sum_{j=1}^N t_j I_j}{\sum_{j=1}^N I_j} \quad (\text{D.6})$$

Etape 4 – Suppression du pic d'auto-corrélation central

Définition: j_l = indice maximal j tel que $C - t_j > \tau_c$ (I-7)

j_r = indice minimal j tel que $t_j - C > \tau_c$ (I-8)

où τ_c est le temps de cohérence de la source.

NOTE 1 Pour les interférogrammes d'inter-corrélation, il convient que la définition suivante s'applique:

$$j_r := j_l + 1 \quad (\text{D.7})$$

Etape 5 – Calcul du moment d'ordre deux S de l'interférogramme

$$S = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{j_l} (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j=1}^{j_l} I_j}} + \sqrt{\frac{\sum_{j=j_r}^N (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j=j_r}^N I_j}} \right\} \quad (\text{D.8})$$

Etape 6 – Tronquer l'interférogramme

Régler j_{\min} à l'indice maximal j tel que $C - t_j > 2S$ (D.9)

Régler j_{\max} à l'indice minimal j tel que $t_j - C > 2S$ (D.10)

Etape 7 – Calcul du moment d'ordre deux σ_ε de l'interférogramme tronqué

$$\sigma_\varepsilon = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\frac{\sum_{j=j_{\min}}^{j_l} (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j=j_{\min}}^{j_l} I_j}} + \sqrt{\frac{\sum_{j=j_r}^{j_{\max}} (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j=j_r}^{j_{\max}} I_j}} \right\} \quad (\text{D.11})$$

Etape 8 – Calcul du σ de la gaussienne $e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}}$ tel que

$$\sigma_\varepsilon = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\frac{\int_{t_{jmin}}^{t_{jj}} (t-C)^2 e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}} dt}{\int_{t_{jmin}}^{t_{jj}} e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}} dt}} + \sqrt{\frac{\int_{t_{jr}}^{t_{jmax}} (t-C)^2 e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}} dt}{\int_{t_{jr}}^{t_{jmax}} e^{-\frac{(t-C)^2}{2\sigma^2}} dt}} \right\} \quad (D.12)$$

Étape 9 – Détermination du $PMD_{RMS} <\Delta\tau^2>^{1/2}$

$$PMD_{RMS} = <\Delta\tau^2>^{1/2} = \sqrt{\frac{3}{4}} \sigma \quad (D.13)$$

D.2 Calcul de la valeur efficace pour GINTY

L'algorithme suivant donne une largeur efficace fiable pour les carrés composés des enveloppes d'auto-corrélation et d'inter-corrélation en utilisant la Méthode C (GINTY).

L'algorithme est itératif. Pour une itération donnée, toute la matrice des données est divisée en deux parties: la partie centrale, M , qui contient le signal et les résidus, T , qui contiennent le bruit. Chaque itération donne différentes définitions pour ces ensembles. Le résultat est convergent lorsque, soit la largeur efficace calculée cesse de varier, soit lorsque les définitions des ensembles se stabilisent. Pour une itération, le nombre de points de données dans chaque ensemble est noté nm et N_T .

Soit \tilde{I}_j l'intensité mesurée de l'enveloppe à des positions croissantes t_j (ps), $j = 1 \dots N$.

La définition initiale de l'ensemble T est le premier et le dernier 5 % de la matrice complète.

Étape 1: Calcul du zéro \tilde{I}_0

$$\tilde{I}_0 = \sum_{j \in T} \tilde{I}_j / N_T \quad (D.14)$$

Étape 2: Définition de l'intensité décalée I_j

$$I_j = \tilde{I}_j - \tilde{I}_0 \text{ pour tout } N \quad (D.15)$$

Étape 3: Calcul du centre C de l'interférogramme

$$C = \frac{\sum_{j \in M} t_j I_j}{\sum_{j \in M} I_j} \quad (D.16)$$

Étape 4: Calcul de la largeur efficace σ de l'enveloppe au carré

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{j \in M} (t_j - C)^2 I_j}{\sum_{j \in M} I_j} \quad (\text{D.17})$$

Étape 5: Redéfinir les ensembles

Définir M comme l'ensemble de points pour lesquels $C - 4\sigma \leq t_j \leq C + 4\sigma$.

Définir T comme le reste des points.

Étape 6: Répéter les étapes 1 à 5 jusqu'à ce que les résultats convergent.

Annex E (informative)

Glossaire des symboles

Symboles

| | |
|-----------------------|--|
| <i>Arg</i> | Fonction argument |
| <i>ESA</i> | Émission spontanée amplifiée |
| <i>BBS</i> | Source à large bande (<i>broadband source</i>) |
| c/c_0 | Vitesse de la lumière dans le vide/en espace libre |
| <i>DGD</i> | Retard de groupe différentiel (<i>differential group delay</i>) |
| DGD_{\max} | Valeur du DGD maximale |
| <i>DOP</i> | Degré de polarisation (<i>degree of polarization</i>) |
| <i>E</i> | Nombre d'extrema dans $R(\lambda)$ (Méthode A) |
| <i>EC</i> | Comptage des extrema (<i>extrema counting</i>) |
| $f(\Delta\tau)$ | Distribution de probabilité de Maxwell |
| <i>FA</i> | Analyseur fixe (Méthode A) (<i>fixed analyser</i>) |
| <i>FT</i> | Transformée de Fourier (<i>Fourier transform</i>) |
| <i>GINTY</i> | Analyse générale pour la Méthode C |
| <i>INTY</i> | Méthode par interférométrie (Méthode C) |
| <i>I/O (E/S)</i> | Entrée/sortie (<i>input/output</i>) |
| <i>JME</i> | Analyse des valeurs propres de la matrice de Jones (Méthode B) (<i>Jones matrix eigenanalysis</i>) |
| <i>k</i> | Facteur de couplage de mode |
| l_c | Longueur de couplage |
| <i>L</i> | Longueur de l'échantillon de fibre/câble en essai |
| <i>LED</i> | Diode électroluminescente |
| <i>N</i> | Nombre total d'intervalles de mesures/de population de fibres en couplage de mode/de longueurs d'ondes |
| $P_A(\lambda)$ | Puissance optique enregistrée avec l'analyseur en place (Méthode A) |
| P_F | Probabilité de dépassement du DGD_{\max} |
| $P_B(\lambda)$ | Puissance optique enregistrée avec l'analyseur ayant subi une rotation à 90° (Méthode A) |
| $P_{TOT}(\lambda)$ | Puissance optique enregistrée sans analyseur (Méthode A) |
| $P_x(\tau)/P_x(\tau)$ | Puissance reçue des deux axes d'états de polarisation (SOP) orthogonaux, correspondant aux franges de la Méthode C |
| <i>PBS</i> | Séparateur de faisceau par polarisation (<i>polarization beam splitter</i>) |
| <i>PDL</i> | Perte dépendant de la polarisation (<i>polarization dependent loss</i>) |
| <i>PDV</i> | Vecteur de dispersion de la polarisation (<i>polarization dispersion vector</i>) |
| <i>PMD</i> | Dispersion de mode de polarisation (<i>polarization mode dispersion</i>) |
| PMD_Q | Valeur PMD de la liaison |
| <i>PSA</i> | Analyse de la sphère de Poincaré (Méthode B) (<i>Poincaré sphere analysis</i>) |
| $R(\lambda)$ | Rapport de sortie obtenu à partir du système de mesure de PMD (Méthode A) |
| <i>RBW</i> | Largeur de bande de résolution (<i>resolution bandwidth</i>) |
| <i>RTM</i> | Méthode d'essai de référence (<i>reference test method</i>) |
| <i>s</i> | Vecteurs de Stokes en sortie normalisés |

| | |
|-----------------------------------|---|
| SOP | Etat de polarisation (Méthode B) (<i>state of polarization</i>) |
| SPE | Evaluation du paramètre de Stokes (Méthode B) (<i>Stokes parameter evaluation</i>) |
| T | Matrice de Jones |
| T ⁻¹ | Inverse de la matrice de Jones |
| t _c | Temps de cohérence de la source optique (Méthode C) |
| TINTY | Analyse traditionnelle pour la Méthode C |
| α | Paramètre unique qui spécifie une distribution de Maxwell |
| X ² | Variable en khi carré |
| Δĥ/Δv̂/Δĝ/Δĉ | Différences finies calculées à partir des vecteurs de Stokes |
| δλ | Taille d'échelon de longueur d'onde |
| Δλ | Largeur spectrale de la source optique (largeur à mi-hauteur (FWHM) sauf indication contraire) |
| δν | Taille d'échelon de fréquence optique |
| Δθ | Angle de rotation sur la sphère de Poincaré |
| δτ | Temps d'arrivée des différentes composantes de polarisation de l'élargissement d'un signal ou d'une impulsion |
| Δδτ _{max} | Valeur δτ maximale qui peut être mesurée |
| Δδτ _{min} | Valeur δτ minimale qui peut être mesurée |
| Δτ | Valeur de retard de groupe différentiel |
| Δτ _{max} | DGD maximal |
| <Δτ> | DGD moyen sur la plage de balayage de longueurs d'ondes ou valeur de PMD |
| <Δτ ² > ^{1/2} | Valeur efficace du DGD sur la plage de balayage de longueurs d'ondes ou valeur de PMD (Méthode C) |
| <Δτ> ₀ | Spécification de PMD maximal que chaque fibre doit satisfaire dans une population de fibres à couplage de mode |
| <Δτ> _t | DGD moyen en fonction du temps |
| <Δτ> _t | DGD moyen en fonction de la température |
| <Δτ> _t | DGD moyen en fonction de la longueur d'onde |
| Δω | 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 /λ ₂ | Première/dernière longueur d'onde dans le jeu de longueurs d'onde d'essai (ou position de premier/dernier maximum ou minimum en R(λ) dans la Méthode A) |
| ν | Fréquence optique de la lumière |
| ρ ₁ /ρ ₂ | Valeurs propres complexes de T(ω + Δω)T ⁻¹ (ω) |
| σ | Incertitude d'écart normalisé |
| σ ₀ | Largeur efficace de l'enveloppe au carré de l'interférogramme d'auto-corrélation, au carré (Méthode C, GINTY) |
| σ _A | Largeur efficace de l'enveloppe d'auto-corrélation (Méthode C) |
| σ _R | Moment d'ordre deux des données de la transformée de Fourier (Méthode A) |

| | |
|----------------------|--|
| σ_x | Largeur efficace de l'enveloppe au carré de l'interférogramme d'inter-corrélation (Méthode C, GINTY) |
| σ_ε | Largeur efficace de l'enveloppe d'inter-corrélation (Méthode C, TINTY) |
| ω | Fréquence optique angulaire |
| Ω | PDV |

Bibliographie

- [1] POOLE, C.D. and FAVIN, D.L. Polarization-mode dispersion measurements based on transmission spectra through an analyser. *JLT*, June, 1994, vol. 12, no. 6, p. 917.
 - [2] JONES, R.C. A new calculus for the treatment of optical systems. VI. Experimental determination of the matrix. *J. Optical Soc. Am.*, 1947, 37, pp. 110-112.
 - [3] GISIN, N., GISIN, B., VON DER WEID, J.P., and PASSY, R. How accurately one can measure a statistical quantity like polarisation-mode dispersion? *IEEE Photonics Technology Letters*, Dec 1996, Vol. 8, No. 12, pp. 1671-1673.
 - [4] CYR, N. Polarization-mode dispersion measurement: generalization of the interferometric method to any coupling regime. *J. Lightwave Technol.*, March 2004, Vol. 22, No. 3, 794- 805.
 - [5] PRESS, W., VETTERING, W., TEUKOLSKY, S. and FLANNERY, B. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 1992, pp 518.
 - [6] LAWSON, L., HANSON, R. *Solving Least Squares Problems*. Prentiss-Hall, 1972, pp. 222-225.
-

LICENSED TO MECON Limited. - RANCHI/BANGALORE
FOR INTERNAL USE AT THIS LOCATION ONLY, SUPPLIED BY BOOK SUPPLY BUREAU.

ISBN 2-8318-9158-2



9 782831 891583

ICS 33.180.10
