Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Herausgeber: Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe

Band: 69 (1991)

Heft: 10

Artikel: Optische Rückstreu-Messmethoden mit Mikrometer-Auflösung

Autor: Novak, Rostislav P. / Hodel, Walter / Gilgen, Heinz

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-876324

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 05.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Optische Rückstreu-Messmethoden mit Mikrometer-Auflösung

Rostislav P. NOVAK, Paul BEAUD, Walter HODEL und Heinz GILGEN, Bern

1 Einleitung

Die optischen Eigenschaften von integriert- und faseroptischen Komponenten können anhand der Durchlassdämpfung (Transmission) oder der von der Struktur zurückgestreuten Lichtsignale (Reflexionen) bestimmt werden. Da Reflexionsmessungen Auskunft über die örtliche Verteilung von Störzentren ermöglichen, sind sie wesentlich aussagekräftiger als Transmissionsmessungen, die nur eine integrale Beurteilung zulassen. Bei der «*O*ptical *T*ime *D*omain *R*eflectometry» (OTDR) werden Lichtimpulse in das Messobjekt eingekoppelt. Die vom Objekt rückgestreute Lichtintensität wird zeit- bzw. ortsaufgelöst detektiert und ausgewertet. Diese bereits seit 1978 bekannte optische Rückstreu-Messmethode [1] hat in der Glasfasertechnik ihren festen Platz gefunden und stellt ein praktisches und im Feldeinsatz vielfach bewährtes Messverfahren dar. Die Ortsauflösung der Geräte für die Fasertechnik liegt im Meterbereich. Damit ist es nicht möglich, integriert- oder faseroptische Strukturen mit einer Länge von höchstens einigen Zentimetern zu untersuchen. Mit dem Einsatz integriert-optischer Komponenten wie Verteilernetzwerken, Kopplern oder Modulatoren muss in einem künftigen Übertragungssystem gerechnet werden. Es fragte sich nun, ob und unter welchen Bedingungen das Rückstreu-Messverfahren auch zur Untersuchung solcher Elemente im Zentimeterbereich angewandt werden kann.

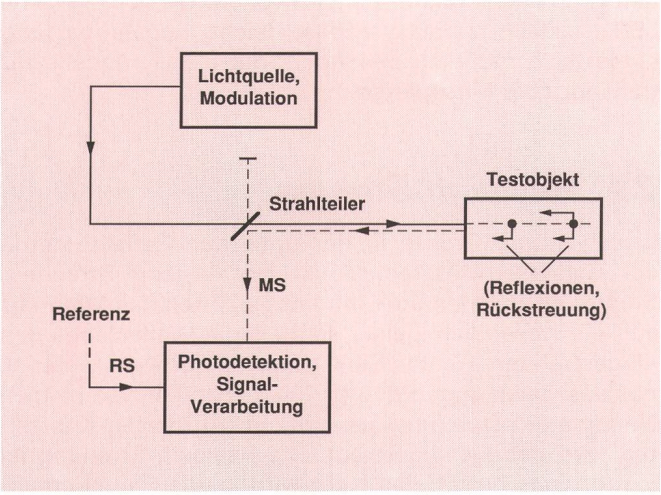

Fig. 1 Optisches Reflektometer, Grundschema
MS Messstrahl
RS Referenzstrahl

Es war naheliegend, die Lichtimpulse des Reflektometers so kurz wie möglich zu machen. Die Impulsdauer eines OTDR-Reflektometers für die Glasfasertechnik liegt im Nanosekunden-Bereich. Da das *Institut für Angewandte Physik der Universität Bern* bereits Erfahrung in der Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse besass, wurde im Rahmen eines Forschungs- und Entwicklungsprojektes ein entsprechendes Laser- und Detektionssystem aufgebaut. Das System erzeugt und verarbeitet Impulse von 300 fs Dauer (f = femto = 10^{-15}) und erzielt damit eine Auflösung von 60 µm. Die Empfindlichkeit des Systems bezogen auf das Eingangssignal erreicht –110 dB und ist durch Instabilitäten der Hochleistungs-Laserquelle begrenzt. Da die Apparatur sehr komplex und aufwendig ist, wurde bei den PTT noch eine zweite Methode, «*O*ptical *L*ow *C*oherence *R*eflectometry» genannt (OLCR), untersucht, die, wie sich herausstellte, wesentlich einfacher und ebenso empfindlich ist.

2 Optische Reflektometrie

21 Prinzip

Figur 1 stellt das Prinzip jedes optischen Reflektometers dar. Das von der Lichtquelle austretende Licht wird einem Strahlteiler 50 % : 50 % (auch Koppler genannt) zugeführt und anschliessend in das Messobjekt eingekoppelt. Das von dort rücklaufende Streu- und Reflexionslicht, das Messsignal MS, kehrt zum Strahlteiler zurück und gelangt von dort zum Detektor. Die Laufzeit dieser Impulse von der Quelle zu einer Störstelle im Objekt und von dieser zum Detektor ist eine Funktion des Ortes der Störstelle. Durch die Messung sowohl der Intensität als auch der Laufzeit der Impulse kann eine Aussage über den Streu- oder Reflexionskoeffizient und über den Ort der Störstelle gemacht werden. Die Photodetektion und die Signalverarbeitung wird vom Referenzsignal RS beeinflusst.

Das Referenzsignal kann ein auf elektronischem Wege zeitlich verschiebbares Detektions-Fenster sein, das mit der Modulation der Lichtquelle synchronisiert wird. Dieses Verfahren wird als *direkte Detektion* bezeichnet und wird in einem klassischen Impuls-OTDR für Messungen an Glasfasern angewendet. Jeder einzelne Impuls wird separat detektiert, wobei die erwähnte zeitliche Verschiebung des Fensters erlaubt, das reflektierte Signal zeitaufgelöst zu messen. Der beschriebene Vorgang ermöglicht somit das Erfassen des lokalen Dämpfungsver-

laufs von Übertragungsstrecken, das Bestimmen von Stecker- und Spleissdämpfungen, das Orten und Analysieren von Störstellen sowie das Ermitteln der Gesamtdämpfung [2].

22 Reflektometriemethoden

221 Optical Time Domain Reflectometry (OTDR)

Falls die beschriebene direkte Detektion einzelner Impulse aus physikalischen Gründen nicht möglich ist, z.B. bei Impulsdauern von weniger als 100 ps, muss ein anderer Weg gesucht werden. Dazu wird der Strahl, der am Strahlteiler in Figur 1 reflektiert wird, als Referenz ausgenützt. Er wird über eine mit einem verschiebbaren Spiegel veränderliche Verzögerungsstrecke mit dem von der Struktur reflektierten Licht überlagert und vom Detektor aufgefangen. Da Überlagerungserscheinungen zwischen den beiden Strahlen nur während der Zeitdauer eines Lichtimpulses des Referenzstrahls auftreten, wirkt der Referenzimpuls auf das Überlagerungssignal analog dem Fenster in der direkten Detektion. Dabei muss das durch die Überlagerung entstandene Signal am Detektor vom übrigen einfallenden Licht getrennt werden. Bei der Interferenzmethode wird der Referenzstrahl in seiner optischen Frequenz um einen Frequenzhub Δf verschoben. Das Überlagerungssignal wird so mit der Frequenz Δf moduliert. Diese Frequenzkomponente kann aus dem Detektorsignal herausgefiltert werden. Seine Signalstärke ist proportional zum Produkt der Feldstärken beider Lichtstrahlen. Da die Impulsdauer sehr kurz ist und Δf vorzugsweise im Kilohertzbereich liegen sollte, wird das Überlagerungssignal aus einer Vielzahl von Impulsüberlappungen erzeugt. Bei dieser *indirekten Detektion* wird somit nicht der Spitzenwert des Reflexionssignals eines Einzelimpulses, sondern der Mittelwert über viele Impulsantworten ermittelt. Durch Veränderung der Verzögerungsstrecke des Referenzstrahls kann das Messsignal mit einer zur Lichtimpulsbreite proportionalen zeitlichen Auflösung abgetastet werden.

222 Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR)

Ein optischer Impuls kann wie ein elektrischer in eine Vielzahl von Sinusschwingungen zerlegt werden (Fourierentwicklung). Es kommt nicht darauf an, ob die Frequenzanteile miteinander als Impuls oder nacheinander als Frequenzkamm oder -hub analysiert werden. Diese Tatsache macht man sich bei der «Optical Frequency Domain Reflectometry» zunutze. Hier wird wie bei der indirekten Detektion der optisch unmodulierte Referenzstrahl mit dem reflektierten Licht des Messobjektes überlagert. Als Quelle dient ein abstimmbarer, kontinuierlich arbeitender Laser, der von f_o bis f_{max} in Stufen von Δf durchgestimmt wird. Dieser frequenzabhängige Signalverlauf wird mit einer Fouriertransformation rechnerisch in einen ortsabhängigen überführt. Dabei ist die Auflösung des Verfahrens durch die Grösse $1/(f_{max}-f_o)$ gegeben. Durch Verschiebung des Spiegels um $1/\Delta f$ und erneutes Durchstimmen der Quelle können mit dieser Methode die reflektierten Lichtsignale einer Struktur analysiert werden. Um die geforderte örtliche Auflösung zu erreichen, muss die Quelle über mehrere zehn Nanometer durchgestimmt werden. Dieser grosse Bereich und die benötigte Rechenzeit für die Fouriertransformation verhinderten bis heute eine breite Anwendung dieser Methode.

223 Optical Low Coherence Reflectometry (OLCR)

Denkt man sich eine Quelle, die nach einem gewissen Zeitintervall $\Delta\tau$ ihre optische Frequenz statistisch um eine Mittelfrequenz f_c ändert, so erhält man gleichartige Verhältnisse wie im obigen Fall. Wird die indirekte Detektion angewandt und der Referenzstrahl mit einer Frequenz f_{mod} im Kilohertzbereich moduliert, so kann nur unter der Bedingung, dass die relative Verzögerung zwischen dem Mess- und Referenzstrahl kleiner als $\Delta\tau$ ist, ein Detektionssignal mit f_{mod} erhalten werden. Um dies einzusehen, müssen beide Verzögerungen auf den genau gleichen Wert gesetzt werden. Der Detektor wird dann, ungeachtet der Frequenzänderungen der Quelle, zu jeder Zeit die Überlagerung zweier Strahlen mit gleicher optischer Frequenz empfangen. Da der Referenzstrahl mit f_{mod} moduliert ist, ändert sich auch das Schwebungssignal mit dieser Modulationsfrequenz. Nimmt man die relative Verzögerung nun grösser als $\Delta\tau$ an, so werden beide Strahlen immer unterschiedliche optische Frequenzen aufweisen. Da in diesem Fall die Frequenzdifferenzen ausserhalb der Bandbreite der Detektoren liegen, wird der Detektor nur die Intensität beider Strahlen, nicht aber ein Schwebungssignal mit f_{mod} liefern. Die zeitliche bzw. örtliche Auflösung eines derartigen Reflektometers wird deshalb durch die Zeit $\Delta\tau$ gegeben, die als Kohärenzzeit oder, multipliziert mit der halben Lichtgeschwindigkeit, als Kohärenzlänge einer Quelle angegeben wird. Laser erreichen je nach Art und Konstruktion eine Kohärenzlänge von einigen Zentimetern bis zu mehreren Kilometern. Thermische Lichtquellen weisen Kohärenzlängen im Mikrometerbereich auf. Zwischen diesen beiden Extremen liegen die Leuchtdioden (LED) mit Kohärenzlängen von 10 bis 200 µm. Eine LED ist klein, handlich, robust, leicht modulierbar und eignet sich natürlich besonders gut als Lichtquelle für transportable Messgeräte.

23 Rayleigh-Streuung

Eine wichtige Grösse in der optischen Reflektometrie der Glasfaser-Messtechnik ist die Rayleigh-Streuung. Sie tritt an Teilchen oder Inhomogenitäten des Materials auf, die wesentlich kleiner sind als die Wellenlänge des eingestrahlten Lichts. Glas ist ein amorphes Material, das aus vielen ungeordneten Mikrokristallen von einigen Nanometern Durchmesser besteht. An diesen Kristalliten wird das Licht gestreut. Die Rayleigh-Streuung ist isotrop, das heisst, das Licht wird in alle Raumrichtungen gleichmässig gestreut. Daher kann auch in der Rückwärtsrichtung ein Teil des Lichtes beobachtet werden. Die Intensität des gestreuten Lichts P_{RS} hängt von

der lokalen Intensität P_{lo}, der Zahl der Kristallite je Längeneinheit mal deren Streukoeffizient α_S und dem geometrischen Kopplungsfaktor der Faser G ab. Das Rückstreusignal kann demzufolge durch folgende Beziehung beschrieben werden:

$$P_{RS} = P_{10}\, \alpha_S\, G\, \Delta x \qquad (1)$$

wobei Δx die Auflösung des Messgerätes ist [2]. Nimmt durch Absorption oder Streuung innerhalb der Struktur die Lichtintensität ab, so erscheint diese Abnahme auch im ortsaufgelösten Rückstreusignal. Der im Reflektogramm auftretende Abfall der Signalstärke gibt direkt den Verlustkoeffizienten der Struktur an. Existiert im Objekt eine Stelle mit erhöhtem Verlust, etwa ein Stekker- oder Spleissübergang oder eine optische Fehlerstelle, so erscheint eine Stufe im Signalverlauf. Die Möglichkeit, Art und Stärke der Verluste direkt abzulesen, verhalf dieser Methode zu deren Verbreitung in der Glasfasermesstechnik. Wieviele Kristallite zum Rückstreusignal beitragen, hängt von der Lichtverteilung in der Glasfaser (bei der Einmodenfaser etwa 9 µm) und der Auflösung Δx des Reflektometers ab. Nimmt man eine Auflösung von zehn Metern an, so wird für jeden Messpunkt über alle Kristalliten innerhalb der zehn Meter Faser summiert. Für eine konventionelle Einmodenfaser wäre ein um 43 dB bezüglich der Ausgangsleistung der Quelle abgeschwächtes Rückstreusignal zu erwarten. Ist die Auflösung lediglich 10 µm, wird nur über 10 µm summiert und der Signalpegel des Rückstreusignales würde noch eine Million mal tiefer liegen. Die Empfindlichkeit einer hochauflösenden Apparatur muss also grösser als 100 dB sein, um das Rayleigh-Signal zu detektieren. Wie noch gezeigt wird, muss die Empfindlichkeit aber weit höher sein, damit die Verluste in kristallinem Material ebenso einfach ermittelt werden können wie beim konventionellen Faser-OTDR. Dies liegt einerseits in der Tatsache, dass kristalline Materialien wie GaAs oder $LiNbO_3$ viel kleinere Streukoeffizienten α_S aufweisen und dass anderseits auch der geometrische Kopplungsfaktor G für integrierte Strukturen weniger gross ist und deshalb weniger zurückgestreutes Licht zum Detektor gelangt als von der Glasfaser. Den Preis für die hohe Auflösung zahlt man mit einer Einbusse in der Signalauswertung oder mit dem Aufwand für die extrem hohe Empfindlichkeit der Apparatur.

3 Integrierte optische Wellenleiter als Messobjekte

Folgende wichtigsten Eigenschaften der zu untersuchenden typischen integrierten Wellenleiter-Strukturen beeinflussen die Anforderungen an die Messapparatur:

- Länge der Strukturen: 5 bis 50 mm
- Material: SiO_2 (Glas), GaAs, InGaAs, $LiNbO_3$ u.ä.
- Materialbrechzahl: 1,5 bis 3,5
- Materialverluste: 1 bis 6 dB/cm

Dazu sind weitere Messparameter erwünscht:

- Arbeitswellenlänge λ in den Lichtfenstern der Telekommunikation: 1300 nm, später auch 1550 nm
- örtliche Auflösung $\Delta\lambda$: 10 bis 100 µm
- minimale Messschritte: 0,1 µm
- dynamischer Bereich: grösser als 100 dB

4 OTDR-Verfahren

Zunächst wird die Funktion des optischen Reflektometersystems mit sehr kurzen Impulsen beschrieben. Besondere Aufmerksamkeit wird dabei den neuen Methoden bei der Erzeugung und Detektion solcher Impulse gewidmet.

41 Örtliche Auflösung

Einer der wichtigsten Parameter eines optischen Reflektometers ist seine örtliche Auflösung. Sie ist als der kleinste feststellbare Abstand zwischen zwei einzelnen Streuzentren gleicher Intensität definiert. Analog zur Auflösung optischer Geräte hängt diese primär von der Impulsform und -breite ab. Für die bandbreitebegrenzten Impulse in Form der Gaussschen Glockenkurve mit einer Halbwertsbreite T ist die Auflösung des Systems Δx gemäss [2, 3] wie folgt gegeben:

$$\Delta x = v_g\, T/\sqrt{2} \qquad (2)$$

wobei v_g die Gruppengeschwindigkeit des Lichtimpulses ist.

Weil die Gruppengeschwindigkeit eine Funktion der Brechzahl (n_g) und der Dispersion des Materials ist, ist auch die örtliche Auflösung stark vom Material abhängig. Oft wird deshalb zu Vergleichszwecken die Auflösung des Systems in Luft ($n_g = 1$) angegeben.

Um eine örtliche Auflösung von 100 µm in Luft zu erreichen, müssen, wie man aus Formel 2 leicht berechnen kann, die Lichtimpulse eine Dauer von weniger als 500 fs aufweisen.

42 Lichtquelle

Die Erzeugung optischer Impulse mit einer Dauer kleiner als 1 ps, besonders im Wellenlängenbereich von 1300 nm, war noch vor kurzem gar nicht möglich. Dem Institut für Angewandte Physik der Universität Bern gelang es, mit Hilfe eines Nd:YAG-gepumpten Farbstofflasers eine derartige Lichtquelle herzustellen. Dazu wurde ein neuer Farbstoff (Nr. 26^+HFB^-) und die Impulskompression verwendet [4]. *Figur 2* zeigt eine schematische Darstellung des verwendeten Aufbaus. Ein Farbstofflaser wird optisch synchron mit komprimierten Impulsen eines Nd:YAG-Lasers gepumpt. Der modenstarre (modelocked) Nd:YAG-Laser liefert an seinem Ausgang 100-ps-Impulse mit einer Wiederholfrequenz von 82 MHz. Um jegliche Rückwirkung auf den Nd:YAG-Laser zu verhindern, wird der Ausgangsstrahl in einen akusto-optischen Modulator AOM eingekoppelt. Dieser verschiebt die Lichtfrequenz um die Modulationsfrequenz. Das von den nachfolgenden Komponenten reflektierte Licht weist deshalb eine leicht verschiedene Wellenlänge auf. Diese Art optischer Isolation eignet sich vor allem für Hochleistungssysteme und erreicht Aus-

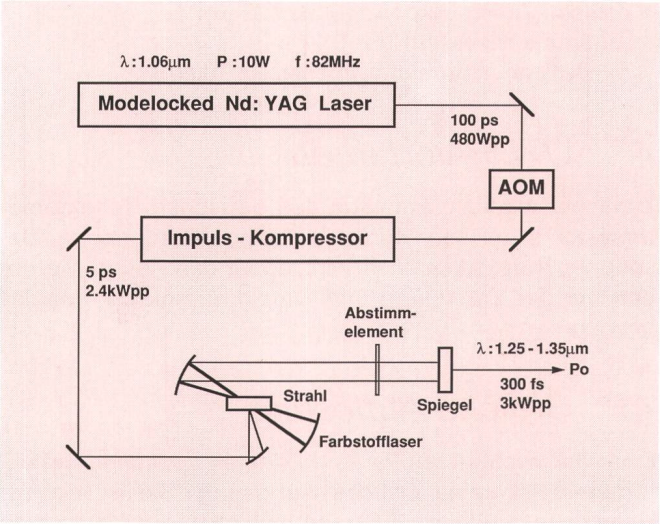

Fig. 2 Impulslichtquelle
AOM Akustooptischer Modulator

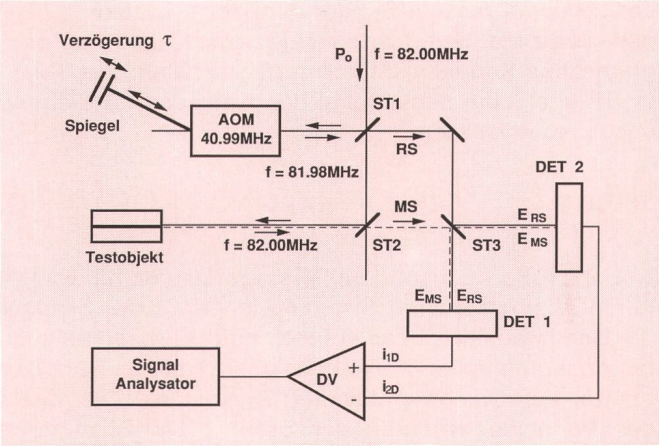

Fig. 4 Symmetrische Überlagerungsdetektion (Balanced Heterodyne Detection)
ST1, ST2, ST3 Strahlteiler
DET1, DET2 Detektoren
DV Differentialverstärker

löschverhältnisse grösser als 40 dB. Die Ausgangsimpulse des Nd:YAG-Lasers werden in einem anschliessenden Kompressor, aus einem Gitter/Prismen-Paar bestehend, auf 4 bis 5 ps zusammengepresst. Die Kompression der Pumpimpulse ist erforderlich, weil die Verweilzeit im angeregten Zustand des verwendeten Farbstoffmoleküls nur 11 ps beträgt. Nähere Angaben zu dieser Kompressions- und Modelocking-Technik können aus [4] entnommen werden.

Der optische Aufbau des Farbstofflasers entspricht einer linearen Resonator-Konfiguration. Damit synchron gepumpt werden kann, muss die optische Länge des Resonators des Farbstofflasers genau jener des Pumplasers entsprechen. Die Wellenlänge des Farbstofflasers kann im Bereich von 1,25...1,36 μm abgestimmt werden. Ein Abstimmen erfordert natürlich auch das Nachjustieren der Resonatorlänge, um eine maximale Spitzenleistung und möglichst kurze Impulsdauer zu erreichen. Die typische Impulsdauer am Ausgang beträgt 300 fs. Die mittlere optische Ausgangsleistung liegt bei 70 mW, was eine Impulsleistung von 3 kW ergibt. Der Ausgangsstrahl kann auf Abmessungen im Mikrometerbereich fokussiert werden, was eine wirkungsvolle Einkopplung des Lichts in eine Faser oder optische Komponente ermöglicht. Bei maximaler Ausgangsleistung steigt die Intensität im Brennpunkt jedoch in den Bereich mehrerer MW/cm². Diese hohe Leistungsdichte ruft bei einigen der betrachteten optischen Materialien nichtlineare Effekte hervor, weshalb für die Untersuchungen in den meisten Fällen mit verminderter Leistung gearbeitet wurde. Die hohe Leistung der Quelle ermöglicht die Untersuchung nichtlinearer Effekte in den Strukturen.

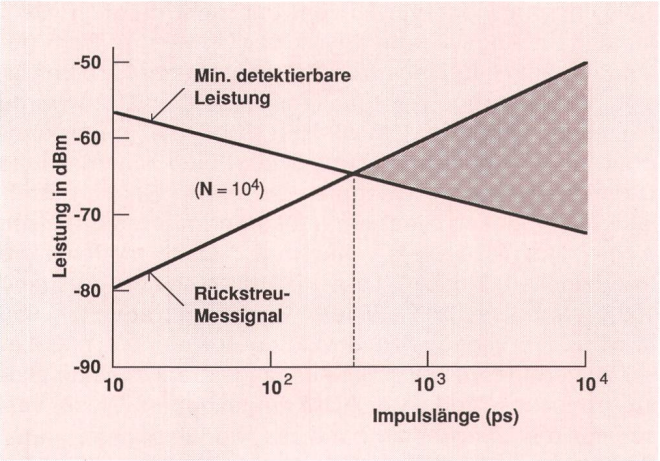

Fig. 3 Rückstreumesssignal und minimale detektierbare Leistung in einer Einmodenfaser bei direkter Detektion

43 Detektion

Die direkte Detektion einzelner, nur 300 fs langer Lichtimpulse liegt ausserhalb der physikalischen Möglichkeiten moderner Photodetektoren. *Figur 3* zeigt die Detektionsgrenzen schwacher Messsignale eines konventionellen OTDR und das zu erwartende Rückstreusignal der Rayleigh-Streuung als Funktion der Impulsdauer des Lichtes. Die Stärke des Rückstreusignals ist direkt proportional zur örtlichen Auflösung beziehungsweise zur Impulsdauer. Die Gerade der minimalen detektierbaren Leistung nimmt demgegenüber mit immer kürzer werdenden Impulsen zu, da zu deren Detektion immer grössere Bandbreiten nötig sind. Dies hat einen Anstieg des Rauschens und eine Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses zur Folge. Der «nutzbare» dynamische Bereich für ein konventionelles OTDR (schraffierte Fläche) schrumpft bei Impulsdauern unter 10 ns stark zusammen und verschwindet bei etwa 300 ps.

Um die erzeugten 300-fs-Impulse zu detektieren, bedient man sich der indirekten Detektion. *Figur 4* zeigt den als symmetrischen Überlagerungsdetektor (Balanced Heterodyne Detection BHD) ausgebildeten Detektionsteil des OTDR. Die von der Lichtquelle ankommenden Impulse werden mit den Strahlteilern ST1 und ST2 zu Referenz- und Messsignal-Armen geführt. Im Referenzarm wird das Signal in einem akusto-optischen Modulator AOM mit 40,99 MHz moduliert, zwecks Verzögerung zum beweglichen Spiegel und dann zurück zum

Teiler ST1 geführt. Der doppelte Weg durch den AOM hat zur Folge, dass das Referenzsignal RS um die doppelte Frequenz, nämlich 81,98 MHz verschoben wird.

Das Rückstreu- bzw. Reflexionssignal wird als Messsignal MS zum Strahlteiler ST3 geführt, vereint sich hier mit dem Referenzstrahl und gelangt anschliessend zu den zwei Detektoren DET1 und DET2. Der Teiler ST3 verzögert dabei jeweils den reflektierten Strahl gegenüber dem durchgehenden optisch um $\pi/2$. An DET1 wird also die elektromagnetische Welle von MS gegenüber RS verzögert, während an DET2 dies umgekehrt geschieht. Es kann gezeigt werden [3], dass die Überlagerung solcher Felder mit verschiedenen Frequenzen und Phasensprüngen zur Folge hat, dass an jedem Detektorausgang eine niederfrequente Schwebekomponente $\Delta\omega$ von 20 kHz (82,00 MHz – 81,98 MHz = 20kHz) mit unterschiedlicher Phase (Vorzeichen) entsteht:

$$i_{1D} \approx (E_{RS}^2 + E_{MS}^2 + 2\,\delta\, E_{RS}\, E_{MS} \sin\Delta\omega t) \qquad (3a)$$

$$i_{2D} \approx (E_{RS}^2 + E_{MS}^2 - 2\,\delta\, E_{RS}\, E_{MS} \sin\Delta\omega t) \qquad (3b)$$

wobei E für die entsprechenden Feldstärken und δ für die Modulationstiefe stehen.

Diese Anordnung führt dazu, dass am Ausgang des anschliessenden Differentialverstärkers DV die Gleichstromkomponente mit ihren Schwankungen eliminiert und dadurch auch das Rauschen beträchtlich vermindert wird. Diese Unterdrückung der Gleichstromkomponente kann jedoch mit heutigen Photodioden und Verstärkern nicht restlos erreicht werden. Die verbleibende Signalkomponente begrenzt die erreichbare Empfindlichkeit des Systems. Beim beschriebenen OTDR macht sich das besonders bemerkbar, da sich kleinste Schwankungen des Nd:YAG-Lasers über den Kompressor nichtlinear und verstärkt auf den Farbstofflaser übertragen. Es werden trotz Stabilisierung beider Laser Schwankungen in Ausgangsleistung, Impulsform und Jitter von bis zu 1 % beobachtet. Praktisch hat man eine maximale Empfindlichkeit von –120 dB erreicht. Man muss davon ausgehen, dass dies eine Grenze dieses Systems darstellt.

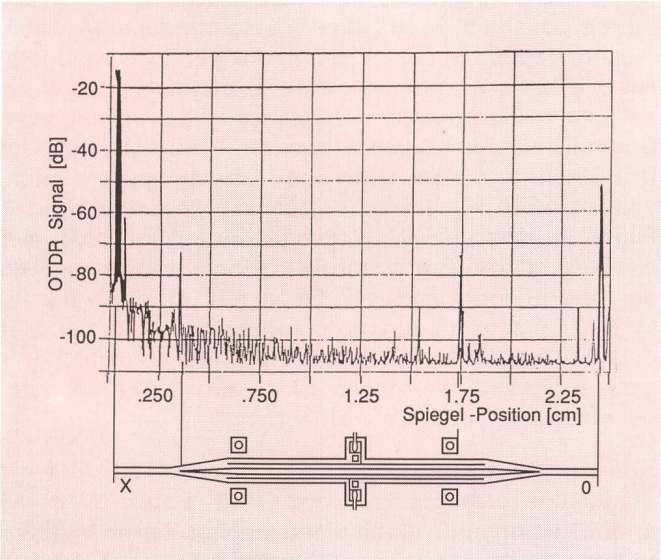

Fig. 5 Reflexionen aus einem Mach-Zehnder-Interferometer

44 Messbeispiele mit OTDR

Ein typisches Beispiel der OTDR-Messung an einer integriert-optischen Struktur wird in *Figur 5* dargestellt. Die Messung wurde an einem *Mach-Zehnder*-Interferometer durchgeführt. Es handelt sich hier um einen Rippen-Wellenleiter, der durch Trockenätzung einer n^-GaAs-Schicht auf einem n^+GaAs-Substrat hergestellt wurde. Der Querschnitt der Kanäle betrug 3 µm x 6 µm, die Länge war 6,4 mm. Diese Wellenleiter können bei der Wellenlänge von 1.3 µm als Monomode-Kanäle betrachtet werden. Die symbolische Abbildung des Wellenleiters befindet sich jeweils unter dem entsprechenden Reflektogramm. Es wurden Messungen in beiden Richtungen, von «O» zu «X» und umgekehrt, durchgeführt.

Die Front- (F) und Endsignalspitzen (R) entsprechen den Fresnelschen Reflexionen der beiden Wellenleiter-Stirnflächen. Zwischen diesen sind noch andere Reflexionen sichtbar, die von verschiedenen Stellen stammen, z.B. von der «Y»-Abzweigung, den Anfängen beziehungsweise Enden der aufgedampften Elektroden oder direkt vom Wellenleiter selber, womöglich von Strukturinhomogenitäten oder Verunreinigungen. Der dynamische Bereich liegt bei 110 dB. Die erzielte örtliche Auflösung von 60 µm in Luft entspricht einer Auflösung von 15 µm in der Struktur.

5 OLCR-Verfahren

Figur 6 stellt das Blockschema des OLCR dar. Eine Kantenstrahler-Leuchtdiode wird von einem konstanten Strom gespiesen und gibt ihre Lichtleistung an eine Einmodenfaser ab, die an einen Faser-Polarisator angeschlossen ist. An dessen Ausgang kann die TE- oder TM-Polarisation mit einem präzisen drehbaren optischen Stecker eingestellt werden. Das Licht wird anschliessend in einem Richtkoppler aus polarisationserhaltenden Fasern (Polarization Maintaining Fibers PM) in zwei Arme verteilt. Im Messarm wird das Licht in das Messobjekt eingekoppelt. Im Referenzarm wird das Licht über den optischen Piezo-Phasenmodulator PZ und eine Linse SF (Selfoc) zu einem beweglichen Spiegel S geführt und von dort zurückgeworfen. Die axiale Verschiebung dieses Spiegels erzeugt die nötige optische Verzögerung, damit im Innern des Messobjekts ortsaufgelöst gemessen werden kann. Mess- und Referenzstrahl gelangen schliesslich über den Richtkoppler auf den Photodetektor PD1, wo sie sich überlagern. Der He-Ne-Laser dient zusammen mit der Linse L, dem Strahlteiler ST, der Photodiode PD2 sowie der Kamera mit Monitor dem genauen Ausrichten der Lichteinkopplung in das Messobjekt.

51 Örtliche Auflösung und Lichtquelle

Der Verlauf des Überlagerungssignals zweier Strahlen wird durch die Korrelationsfunktion der Lichtquelle be-

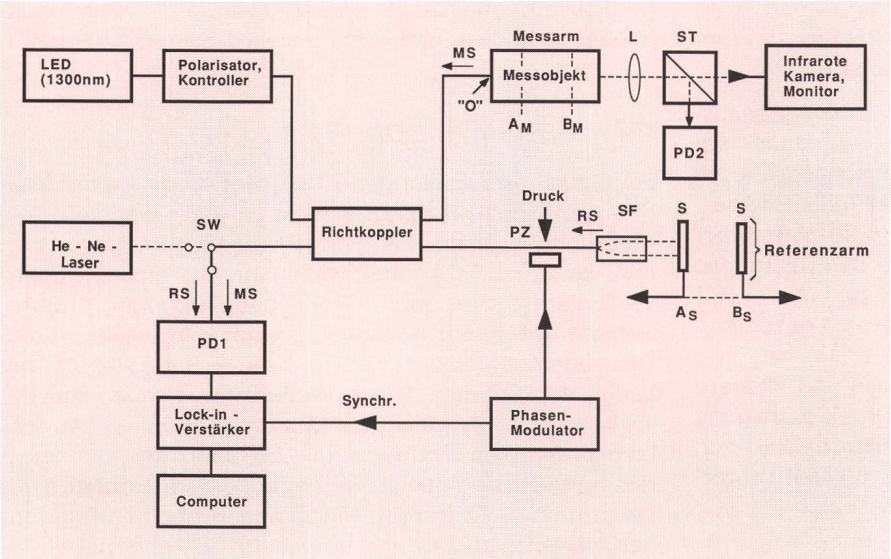

Fig. 6 OLCR-Blockschema

PZ Piezo-Phasenmodulator
SF Selfoc-Linse
S Beweglicher Spiegel
PD1, PD2 Photodetektoren

stimmt. Diese kann mit der Fourier-Transformation aus dem normierten Leistungsspektrum der Lichtquelle berechnet werden. Die Halbwertsbreite der Umhüllenden τ_γ dieser Korrelationsfunktion bestimmt die Kohärenzlänge l_c der Quelle:

$$1_c = c_o/2 \cdot \tau_\gamma = (\lambda^2/\Delta\lambda) \qquad (4)$$

wobei c_o die Lichtgeschwindigkeit, λ die Wellenlänge und $\Delta\lambda$ die Halbwertsbreite des Spektrums der Quelle ist. Diese Kohärenzlänge l_c bestimmt die örtliche Auflösung eines OLCR. Zwei Signale müssen einen grösseren Abstand als l_c haben, um voneinander unterschieden werden zu können. Die örtliche Auflösung Δx ist deshalb folgendermassen definiert [3]:

$$\Delta x = 1_c/n_g = (\lambda^2/\Delta\lambda)/n_g \qquad (5)$$

mit n_g = Brechzahl des Materials.

Aus der Analyse der Eigenschaften der zu messenden Strukturen müssen im Falle eines optischen niederkohärenten Reflektometers folgende Anforderungen an die Lichtquelle gestellt werden: die optische Leistung sollte bei der Wellenlänge von 1,3 µm mehr als 5 µW in einer Einmodenfaser erreichen. Das Emissionsspektrum sollte eine Kurve mit geringer Welligkeit und einer Halbwertsbreite von 10 nm bis 60 nm aufweisen. Die geringe Welligkeit der spektralen Kurve ist besonders wichtig, da sie einen direkten Einfluss auf die Form des Messsignals und damit auf die örtliche Auflösung des Systems hat. Besonders ausgesuchte, kommerziell erhältliche LED können den gestellten Anforderungen genügen.

52 Detektion

Wie in Figur 6 dargestellt, überlagern sich im Detektorarm des Richtkopplers Mess- und Referenzstrahl auf dem Photodetektor PD1. Veschiebt man den Spiegel um $\lambda/4$, so wird, weil das Licht diesen zusätzlichen Weg auf dem Hin- und Rückweg durchläuft, der Referenzstrahl um $\lambda/2$ gegenüber dem Messstrahl verzögert. Eine Verschiebung um $\lambda/4$ des Spiegels aus einer Position, wo konstruktive Überlagerung zwischen den beiden Strahlen herrschte, führt demzufolge zu einer destruktiven Überlagerung beider Lichtwellen. Eine Verschiebung um weitere $\lambda/4$ führt wieder zur konstruktiven Interferenz. Beim Verschieben des Spiegels mit konstanter Geschwindigkeit wäre also ein periodisches Ansteigen und Absinken oder gar Verschwinden des Ausgangssignals am Detektor festzustellen. Diese Messart erlaubt eine schnelle, aber nicht sehr empfindliche Untersuchung des Messobjektes. Um die Rayleigh-Streuung zu erfassen, muss aber eine extrem hohe Empfindlichkeit des Systems angestrebt werden. Zu diesem Zweck wird die Phase des Referenzstrahls periodisch um $\lambda/4$ gegenüber dem Messstrahl verschoben. So empfängt die Photodiode auch bei stehendem Spiegel ein periodisch schwankendes Überlagerungssignal mit der gleichen Frequenz wie die Phasenmodulation, das ausgefiltert und mit einem phasenstarren Verstärker sehr empfindlich gemessen werden kann. Die Phasenmodulation erfordert dabei besondere Aufmerksamkeit. Eine reine Verschiebung des Spiegels würde auch zu einer unerwünschten Amplitudenmodulation der Referenzwelle führen. Deshalb wurde eine Phasenmodulation durch mechanisches Strecken der polarisationserhaltenden Faser (PM-Faser) gewählt, die auf die Länge von 3 cm auf einem Piezoplättchen befestigt und zwischen zwei Gummischichten zusammengepresst wird. Der nötige Druck kann mit einer Schraube fein eingestellt werden, um parasitäre mechanische Resonanzschwingungen des Piezos zu dämpfen. Als Ergebnis ändert der Druck auf die Faser deren Brechzahl, was eine Verzögerung des durchlaufenden Lichts zur Folge hat. Eine Sägezahn-Modulationsspannung wurde so gewählt, dass der Modulationshub einer $\lambda/2$ Wellenlänge des optischen Trägers entspricht (serrodyne Modulation). Die Modulationsfrequenz beträgt etwa 117 Hz.

Aus dem Photodiodenstrom kann die von der Phasenmodulation erzeugte Frequenz ω als stabile Wechselstrom-Komponente i_{ac} mit einem phasenstarren Vierquadranten-Verstärker sehr empfindlich gemessen werden. Der als Funktion der Spiegelposition gemessene Signalverlauf entspricht der Umhüllenden beider überlagern-

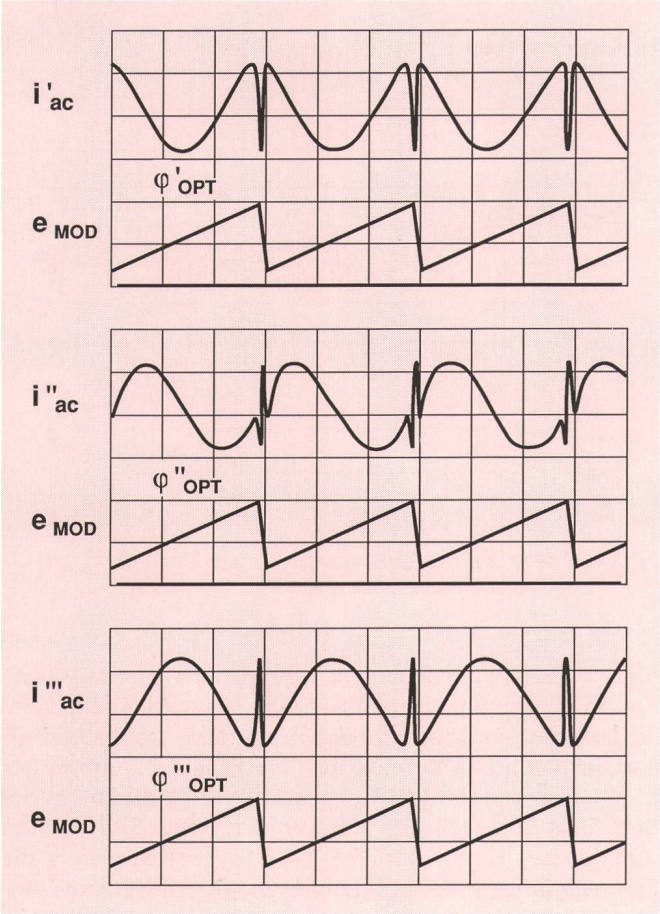

Fig. 7 Sägezahn-Phasenmodulation
i'_{ac}, i''_{ac}, i'''_{ac} Photodiodenstrom in verschiedenen Phasenlagen
φ'_{opt}, φ''_{opt}, φ'''_{opt} Optische Phase zwischen den beiden Wellen
e_{mod} Modulationsspannung

den Felder. Unter der Voraussetzung, dass die optische Referenzintensität I_{RS} konstant ist, ist der Photostrom i_{ac} proportional zur Feldstärke des rückgestreuten Lichtes I_{MS} [5]

$$i_{ac} = 2\sqrt{I_{RS} \cdot I_{MS}} \cdot \cos(\omega t + \varphi_{OPT}), \qquad (6)$$

wobei φ_{OPT} die optische Phase zwischen beiden Wellen ist.

Figur 7 veranschaulicht die Sägezahn-Phasenmodulation. Während des linearen Anstiegs der Modulationsspannung e_{MOD} – und somit auch der linearen Brechzahländerung – weist die Wechselstrom-Komponente des Photodiodenstroms i_{ac} jeweils einen Cosinus-Verlauf auf. Dasselbe geschieht auch in umgekehrter Richtung, d.h. während des schnellen Rücklaufs der Modulationsspannung. Der Umkehrpunkt in der Modulation kann jedoch gegenüber dem Cosinus-Verlauf des Photostroms irgendeine Phasenlage aufweisen. Diese ist durch die effektive optische Phase beider Wellenzüge φ_{OPT} bestimmt. Allgemein kann der Spannungshub auch als ein Mehrfaches von $\lambda/2$ gewählt werden. Die daraus entstehende Frequenz des Wechselstroms wird dann auch ein entsprechendes Vielfaches von ω sein.

Dank der beschriebenen Anordnung bleibt erfahrungsgemäss die restliche unerwünschte und störende Amplitudenmodulation unter dem Grundrauschen. Der erzielte dynamische Bereich beträgt 125 dB, die örtliche Auflösung liegt bei 16 µm in Luft.

53 Messbeispiele

Einige typische Beispiele zeigen die potentiellen Möglichkeiten dieses Messsystems. Sämtliche Messungen der rückgestreuten Intensitäten beziehen sich auf die Referenzleistung, die am Ausgang des Reflektometers – Punkt «O», Figur 6 – austritt.

Figur 8 zeigt das Ergebnis einer solchen Referenzmessung. Der OLCR-Ausgang ist in Form einer rechtwinklig zur Faserachse polierten und in einer Hülse (Ferrule) eingebetteten PM-Faser ausgeführt. Eine starke Reflexionsspitze am Punkt «O» dieses Faserendes entspricht der Fresnelschen Glas/Luft-Reflexion von –14,9 dB. Nach dieser Spitze sind keine Rücksignale mehr zu sehen. Die Rauschgrenze liegt im Mittel bei etwa –125 dB bis –130 dB. Das Signal erreicht diese erst etwa 1,6 mm nach der Spitze. Diese Zone ist nicht wie bei einem konventionellen OTDR durch die Sättigung des Detektors gegeben, sondern durch die Form des Emissionsspektrums der Leuchtdiode. Sie wird deshalb nicht als Totzone, sondern eher als Blindheit des Systems bezeichnet. In dieser Zone ist die Empfindlichkeit des Systems reduziert und ortsabhängig. Die zwei untersuchten Reflektometer weisen dieselbe Blindheit auf, obschon beim OTDR eine etwa viermal schlechtere Auflösung erreicht wurde als beim OLCR. Dieser Unterschied rührt von den unterschiedlichen Spektren beider verwendeter Lichtquellen her. Beim Farbstofflaser folgt das Spektrum einer Gaussschen Glockenkurve, während jenes der LED exponentiell abfällt. Bei gleicher Auflösung würde also das Messsignal für eine Gausssche Spektralkurve viel schneller die Rauschgrenze erreichen als für jenes einer LED. Vielleicht kann mit einem geeigneten Filter dieser Nachteil der LED behoben werden.

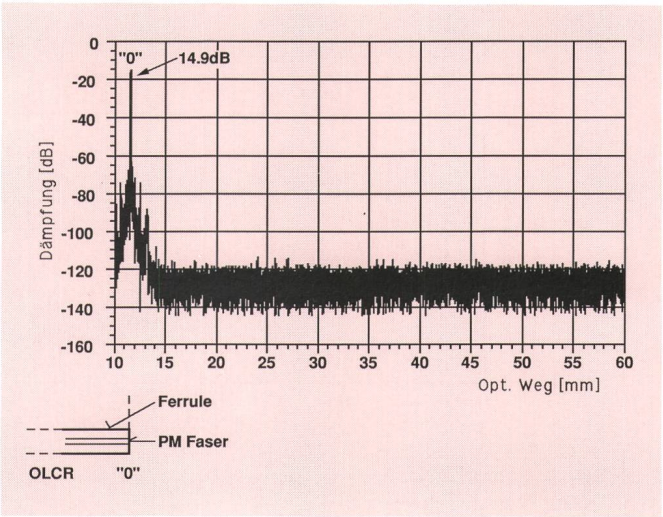

Fig. 8 OLCR-Ausgang, Referenzmessung
PM-Faser Polarisationserhaltende Faser

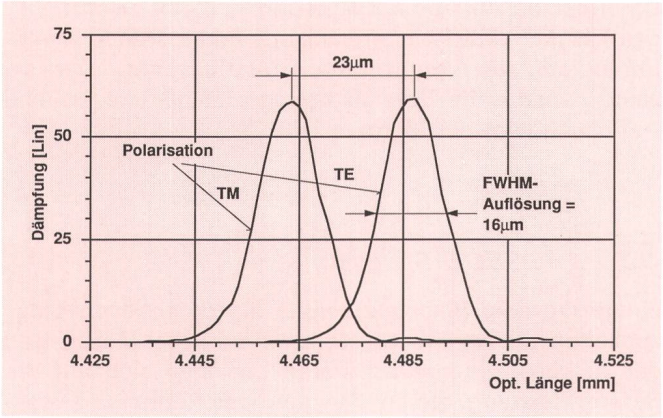

Fig. 9 Örtliche Auflösung, Polarisations-Dispersion
FWHM Halbwertsbreite (*F*ull *W*idth at *H*alf *M*aximum)

Die Reflexionsspitze des Glas-Luft-Überganges ist nochmals in *Figur 9* mit mehr Einzelheiten linear dargestellt. Die örtliche Auflösung beträgt in der halben Spitzenhöhe 16 µm. Die Position der Reflexionsspitze des Faserendes ändert um 23 µm in Abhängigkeit der eingestellten Polarisation (TE oder TM). Dieser Effekt ist auf die Doppelbrechung der polarisationserhaltenden Faser zurückzuführen. Aus der Faserlänge kann eine Polarisations-Moden-Dispersion von ungefähr 1,7 ps/m berechnet werden. Dieser Wert stimmt gut mit den Messwerten aus andern Verfahren überein.

Die Messung eines Faser/Faser-Übergangs in einem optischen Stecker ist in *Figur 10* gezeigt. Der physische Kontakt im Punkt «O» hat eine «Rückflussdämpfung» von etwa –32dB. Das Messsignal des anderen Faserendes R stellt wiederum die Fresnelsche Reflexion dar. Gleichzeitig sind hier – durch die Wahl eines längeren optischen Weges – noch zwei Echos E1 und E2 zu sehen. Es sind die Signale, die mehrere Male zwischen «O» und dem Faserende laufen können. Die Interpolation der Spitzen liegt auf einer Geraden und weist auf die hohe Linearität des Messsystems hin. Aus den R- und den E1-Messwerten können die Gesamtverluste der Messstrecke berechnet werden [3].

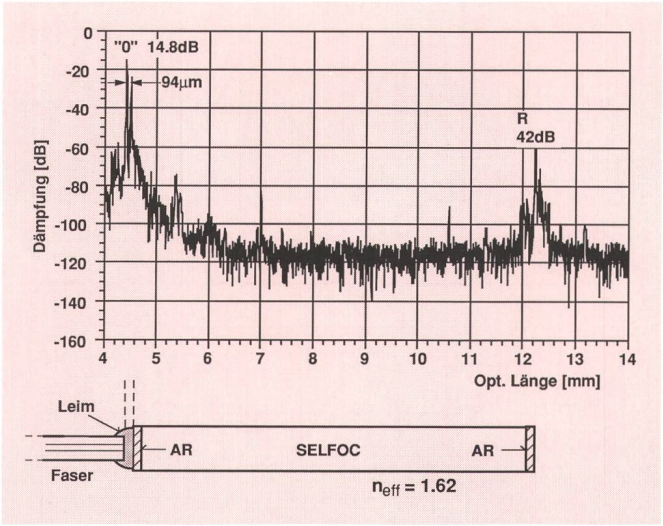

Fig. 11 Faser-Selfoc-Übergang
AR Reflexionsdämpfende Schicht

Figur 11 veranschaulicht die Eigenschaften eines Faser-Selfoc-Übergangs. Der Faseranschluss selber zeigt zwei Reflexionen im Abstand von 94 µm. Dies deutet auf einen «schlechten» Kontakt hin. Die Faser «hängt» in der Luft. Die dazugehörige Reflexion von –14,8 dB entspricht dem Glas-Luft-Übergang. Ein vom anderen Selfoc-Ende reflektiertes Signal von R = –42 dB charakterisiert die Eigenschaften der antireflektierenden AR-Schicht. Anhand des zurückgelegten optischen Weges und der physischen Länge des Selfocs ist die effektive Brechzahl dieses Elements als n_{eff} = 1,62 berechnet worden.

In *Figur 12* sind die «Mikrobiege-Effekte» dargestellt. Ein Stück Faser wurde in einem keramischen Röhrchen mit Leim fixiert. Der Leim setzte offensichtlich die Faser unter mechanische Belastung. Das Ergebnis – eine ganze Menge verschiedener Reflexionen bis zu –80 dB sind der Faser entlang sichtbar. Der physische Kontakt im Punkt «O» zeigt dabei einen guten Wert von –33,7 dB.

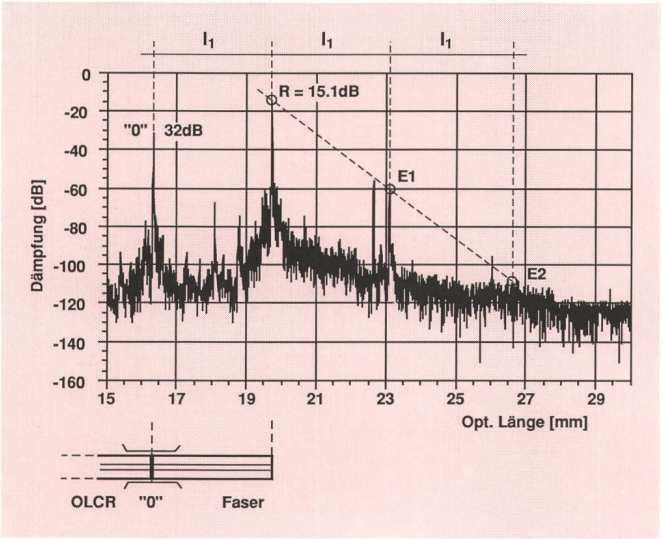

Fig. 10 Faser-Faser-Übergang (optischer Stecker)

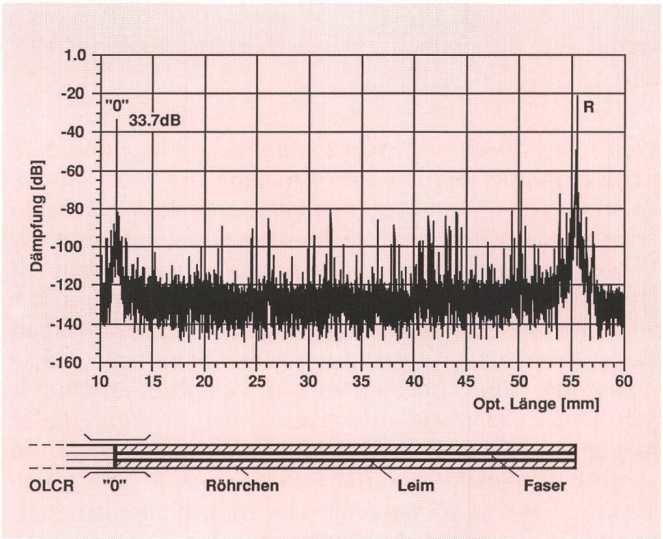

Fig. 12 Eingebettete Faser

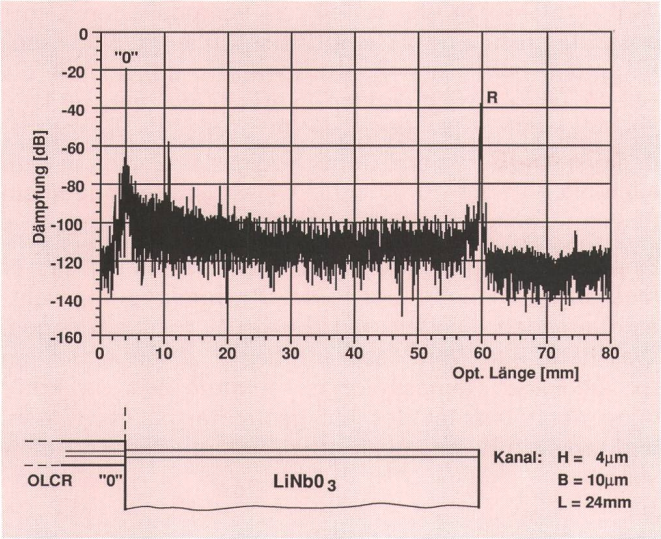

Fig.13 Reflexionen im $LiNbO_3$-Wellenleiter

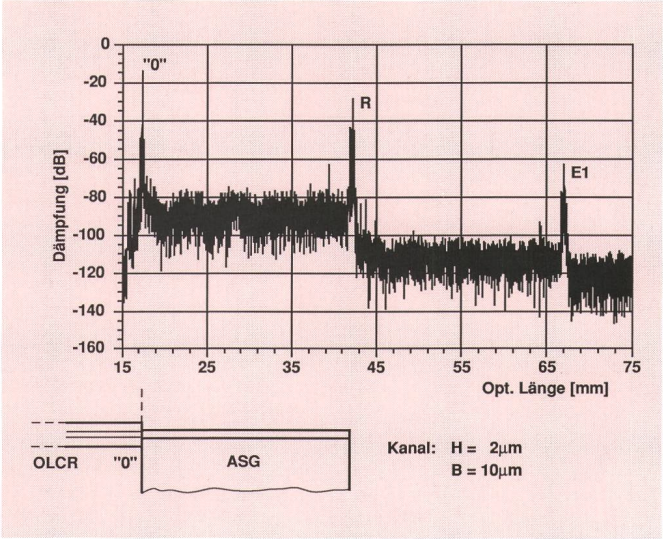

Fig. 15 Reflexionen im ASG-Wellenleiter
ASG Arsendotiertes Silikatglas

Im weiteren werden Messergebnisse an einigen integrierten optischen Wellenleitern gezeigt. In *Figur 13* ist ein Beispiel einer $LiNbO_3$-Struktur vorgestellt. Im gemessenen Kanal (4 µm x 10 µm x 24 mm) ist die Abschwächung der Rückstreuintensität entlang der ersten 20 mm klar ersichtlich. Später stabilisiert sich diese Intensität auf etwa 110 dB. Die Ursache dieses Verhaltens ist im Moment unklar und verlangt eine weitere Abklärung. Bemerkenswert ist der Vergleich der Reflektionsspitze «O» mit «R», die in *Figur 14* im einzelnen dargestellt ist. Die R-Spitze ist verbreitert. Die Ursache dafür ist in der chromatischen Dispersion des Materialbrechungsindexes bei $\lambda = 1{,}3$ µm zu suchen. Gleichzeitig wird dadurch auch die Amplitude vermindert. Beide Effekte müssen bei der Analyse der Messergebnisse entsprechend berücksichtigt werden.

Wesentlich ausgeprägter tritt das Rückstreulicht aus einem ASG-Wellenleiter (mit *A*rsen dotiertes *S*ilikat-*G*las auf einem Si-Substrat) aus *(Fig. 15)*. Dank der hohen Empfindlichkeit der Messapparatur ist hier sogar die Rayleigh-Streuung gut sichtbar. Sie ist so stark, dass sie sogar im Echosignal (zwischen den R- und E-Reflexionen) noch zu sehen ist. Ein Doppelbogen mit einem Radius von R = 50 µm im gleichen ASG-Material ist in *Figur 16* dargestellt. Die anfänglich starke Rayleigh-Streuung, die bis zum ersten Bogen noch bei –100 dB liegt, verschwindet durch die hohen Verluste im Doppelbogen vollständig. *Figur 17* zeigt diesen Effekt mit einer höheren Auflösung. Die entsprechende Dämpfung erreicht etwa 70 dB/mm.

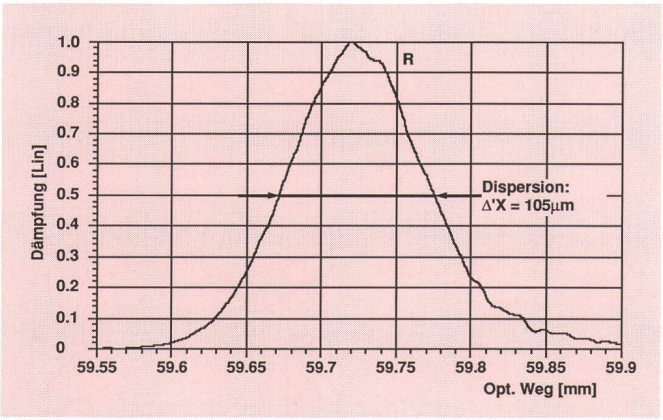

Fig. 14 Dispersion im $LiNbO_3$-Wellenleiter
Kanal H = 4 µm
B = 10 µm
L = 24 mm

54 Theoretische Grenzen

Alle Beispiele sind durch die hohe Messempfindlichkeit charakterisiert. Es wurde versucht, den begrenzenden Rauschfaktor zu ermitteln, um zu sehen, wie eine weitere Verbesserung der Messapparatur möglich wäre. Auf der anderen Seite interessiert es, wie starke Rückstreusignale – vor allem die Rayleigh-Streuung – von ei-

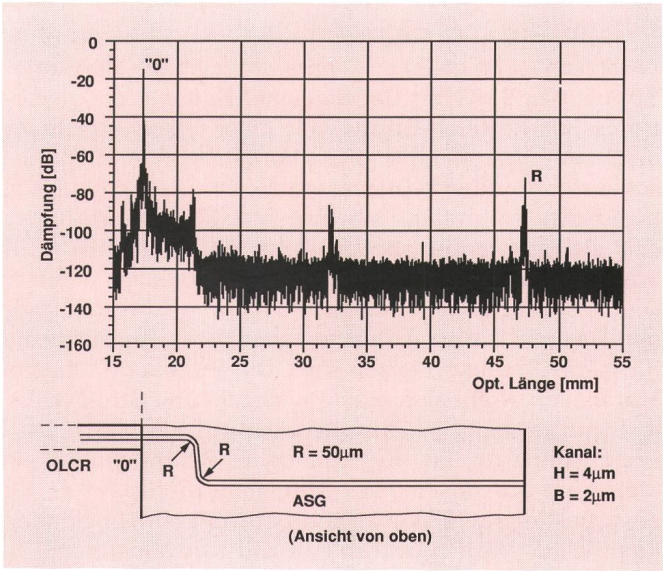

Fig. 16 ASG-Wellenleiter
Kanal mit Bögen

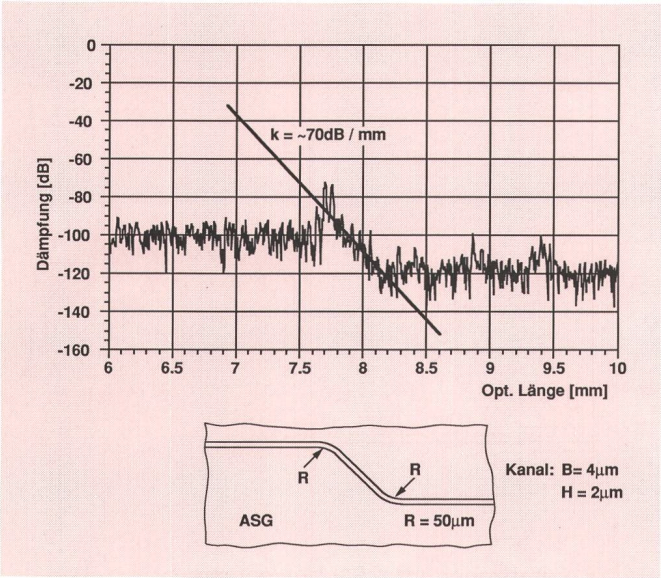

Fig. 17 Detail des ASG-Bogens aus Fig. 16

nem Messobjekt unter den gegebenen Bedingungen zu erwarten sind.

Eine Rauschanalyse führt zur folgenden Beziehung für das Signal/Rausch-Verhältnis (S/N) [6]:

$$\frac{S}{N_{TOTAL}} = \frac{I_S^2}{2eB\,(I_D + I_S) + (4kTB/R_L)} \qquad (7)$$

wobei I_S der Signalstrom, I_D der Dunkelstrom, B die rauschäquivalente Bandbreite, T die absolute Temperatur, R_L der Lastwiderstand der Photodiode, k die Boltzmann-Konstante und e die Elektronenladung sind.

Die Beziehung 7) ist in *Figur 18* als Kurve «Totales Rauschen» in dB als Funktion der Gesamtleistung einer LED in der Einmodenfaser P_{Faser} dargestellt. Als realistische Werte wurden hier $R_L = 10^6\ \Omega$ und B = 0,25 Hz des phasenstarren Verstärkers eingesetzt. Die gemessenen Werte liefern den Beweis einer guten Übereinstimmung mit der Theorie. Die Gerade «Thermisches Rauschen» entspricht dem Ausdruck $4kTB/R_L$ allein.

Zusätzlich ist im gleichen Diagramm noch die «Rayleigh-Streuung in SMF» als Beispiel einer zu erwartenden isotropischen Rayleigh-Streuung in einer typischen Einmodenfaser aufgezeichnet. Diese Verhälnisse treffen natürlich nur für moderne Glasfasern zu. Die Messergebnisse an Strukturen anderer Materialen ($LiNbO_3$, GaAs usw.) sind viel schwieriger abzuschätzen, da es sich hier nicht um amorphe, sondern um kristalline Materialien handelt. Die Streuzentren weisen deshalb nicht mehr Abmessungen kleiner als die Lichtwellenlänge auf, wie sie für die Rayleigh-Streuung typisch sind. Die Streuung in diesen Materialien ergibt sich eher an Kristall- und Strukturfehlern und ist nicht in allen Raumrichtungen gleich (isotrop), sondern kann für irgendeine Raumrichtung ein Maximum aufweisen. Der Kopplungskoeffizient G für eine rückgestreute Welle kann unter diesen Umständen irgendeinen Wert zwischen null und eins annehmen.

Figur 18 zeigt, dass das thermische Rauschen selber keine begrenzende Grösse ist. Der grösste Rauschanteil wird direkt durch den Anteil des unmodulierten Lichts des Referenzstrahls als «shot noise» erzeugt. Eine Erhöhung des dynamischen Messbereichs auf 130 dB bis 140 dB wäre einzig und allein durch die Verwendung stärkerer LED mit Leistungen P_{Faser} von bis zu 100 µW denkbar. Der punktierte Bereich zeigt das Gebiet, in dem auch die Rayleigh-Streuung in Glasstrukturen mit einem Rauschabstand von 10 dB detektierbar wäre.

Eine andere Möglichkeit, die Rayleigh-Streuung besser messen zu können, liegt in der Anwendung von lichtemittierenden Dioden mit höheren Kohärenzlängen. Dies hätte eine Vergrösserung der örtlichen Auflösung Δx zur Folge. Gemäss Formel 1) würde dies zur Erhöhung der Intensität des rückgestreuten Lichts führen, und zwar auf Kosten einer oft zu hohen örtlichen Auflösung.

6 Vergleich OLCR—OTDR

Beide Messsysteme konnten gut ausgetestet werden. Es fielen dabei einige markante Unterschiede auf, die aus *Tabelle I* ersichtlich sind.

Die wichtigste Erkenntnis ist, dass die OTDR-Ausrüstung dank der grossen Ausgangsleistung vor allem für die Untersuchungen von nichtlinearen optischen Effekten eingesetzt werden kann. Das OLCR-System weist dagegen mehr Flexiblität bezüglich Auflösung und Ausgangswellenlänge (Einsatz bei 1,55 µm) auf, und ist deshalb geeigneter, um Verluste und Reflexionen in Wellenleiterstrukturen zu messen.

7 Schlussfolgerung und Empfehlungen

Zwei neue optische Reflektometer wurden erprobt. Mit dem OTDR-System, einer sehr aufwendigen Apparatur mit Hochleistungslasern, stiess man an die Grenze der Systemempfindlichkeit. Dank der erreichten hohen Ausgangsleistung wird dieses System in Zukunft vor allem für Untersuchungen nichtlinearer Effekte in optischen Komponenten eingesetzt. Das OLCR-System, bei dem der apparative Aufwand wesentlich geringer ist, eignet sich besser für die optische Reflektometrie im linearen Bereich. Es wurde bereits eine grosse Zahl von Messun-

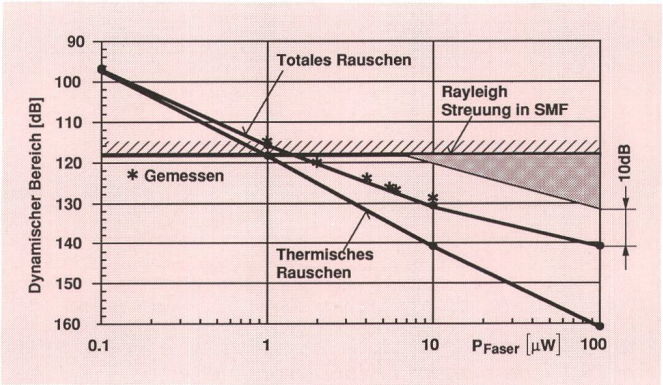

Fig. 18 OLCR, theoretische Grenzen
SMF Einmodenfaser

Tabelle I. Vergleich der technischen Daten beider Messsysteme

Parameter	OLCR	OTDR
Lichtleistung	5...10 μW in SMF	30...70 mW (Mittelwert) 3 kW_{p-p}
Wellenlänge	1,3 μm (evtl. 1,55 μm)	1250...1350 nm
Spektrale Breite	11,5 THz (≈65 nm)	2,15 THz
Impulslänge	Dauerlicht	300 fs
Detektion	Homodyn mit phasenstarrem Verstärker	Heterodyn, symmetrisch mit Signalanalysator
Typische Systemempfindlichkeit (bezogen auf Ausgang)	125 dB	115 dB
Örtliche Auflösung (in Luft)	16 μm	60 μm
Systemblindheit (bei 100 dB)	1,6 mm	1,5 mm
Nichtlineare Untersuchungen	Nein	Möglich
Aufbau	Klein; einfache Bedienung	Laborausführung; verhältnismässig komplizierte Einstellung

gen an Wellenleitern aus verschiedenen Materialien durchgeführt.

Aus den praktischen Erfahrungen können folgende Verbesserungen des OLCR-Messsystems vorgeschlagen werden:

- *Stärkere Lichtquelle*
  Eine verbesserte Version einer optimalen LED sollte mehr optische Leistung (bis zu 100 μW) in die Faser abgeben können. Beide Wellenlängen, 1300 nm und 1550 nm, werden gefragt. Die spektrale Breite könnte vorteilhaft (mit Hilfe optischer Passfilter u.ä.) auf etwa 5...10 nm verringert werden. Die spektrale Modulation der Emissionskurve darf 1 % nicht überschreiten. Zur Erhöhung der optischen Leistung könnten auch optische Halbleiterverstärker beigezogen werden.
- *Verbesserte Phasenmodulatoren*
  Vielversprechend könnte der Einsatz von integriert-optischen Phasenmodulatoren sein. Zu erwarten wären bessere Langzeitstabilität und Linearität der Phasenmodulation. Zusätzlich muss eine mögliche Integration der optischen Komponenten wie Koppler, Polarisator und Modulator auf einem Chip weiterverfolgt werden.
- *Signalverarbeitung*
  Im weiteren muss man unbedingt die Dispersionseffekte bei der Signalauswertung bzw. -verarbeitung berücksichtigen. Während in Glasmaterialien diese Effekte bei $\lambda = 1300$ nm praktisch vernachlässigt werden können, werden sie in Halbleitermaterialien von Bedeutung.
- *Ankopplungstechnik*
  Die Lichteinkopplung vom OLCR-System zum Messobjekt muss verbessert werden. Dazu sind neue, präzisere mechanische Ankopplungsmittel mit erhöhter Stabilität und Positionierungsgenauigkeit auszutesten.

Die bisher erzielten Ergebnisse sind sehr ermutigend. Die optische Reflektometrie mit Mikrometerauflösung wird zu einem wichtigen Werkzeug bei den Untersuchungen an kleinen, integriert-optischen Strukturen. Sie verdient deshalb auch in Zukunft volle Aufmerksamkeit und Unterstützung.

Bibliographie

[1] *Barnoski M.K.* and *Jensen S.M.* Fiber waveguides:a novel technique for investigating attenuation characteristics. Appl. Opt., vol. 15, pp. 2112—2115, 1976.

[2] *Novàk R.* Rückstreu-Dämpfungsmessmethode an Glasfasern. Techn. Mitt. PTT, 63 (1985) 1, S. 9.

[3] *Gilgen H. H., Novàk R. P., Salathé A., Hodel W.* and *Beaud P.* Submillimeter Optical Reflectometry. Journal of Lightwave Technology, vol. 7, No. 8, 1989.

[4] *Beaud P., Zysset B., Schwarzenbach A. P.* and *Weber H. P.* «1.3 μm subpicosecond pulses from a dye laser pumped by compressed Nd:YAG laser pulses», Opt. Lett., vol. 11, pp. 24—26, 1986.

[5] *Novàk R. P.* and *Gilgen H. H.* Comparison between OTDR and OLCR with micrometer spatial resolution. New improved OLCR detection scheme and latest measurement results on IOC. Digest Symposium on Optical Fiber Measurements, NIST Spec. Publ. 792. Boulder/USA, 1990.

[6] *Ross Douglas A.* Optoelektronik. Bauelemente und optische Abbildungsmethoden. R. Oldenburg Verlag GmbH, München, 1982.

Zusammenfassung

Optische Rückstreu-Messmethoden mit Mikrometer-Auflösung

Zur Charakterisierung von integriert-optischen und faseroptischen Komponenten wurden zwei neue Verfahren erarbeitet, die beide auf der optischen Reflektometrie beruhen und mit denen örtliche Auflösungen von kleiner als 60 µm erzielt werden. Im ersten Verfahren werden ultrakurze Lichtimpulse von 300 fs Dauer verwendet, im zweiten wird die begrenzte Überlagerungseigenschaft des niederkohärenten Lichts einer Leuchtdiode ausgenützt. Die Empfindlichkeit beider Verfahren liegt bei etwa —120 dB, bezogen auf die Eingangsleistung.

Résumé

Méthodes de mesures optiques par rétrodiffusion avec résolution de l'ordre du micron

Pour caractériser les composants du domaine de l'optique intégrée et des fibres optiques, deux nouveaux procédés ont été développés, reposant sur la réflectométrie optique, qui permettent d'obtenir l'un et l'autre une résolution locale inférieure à 60 µm. La première méthode recourt à l'injection d'impulsions lumineuses ultracourtes de 300 fs et la deuxième utilise la durée limitée de l'effet de superposition de la lumière non cohérente d'une diode électroluminescente. La sensibilité des deux procédés se situe vers —120 dB rapportée à la puissance d'entrée.

Riassunto

Metodi di misura ottici a retrodiffusione con risoluzione micrometrica

Sono stati sviluppati due nuovi procedimenti per caratterizzare i componenti del campo dell'ottica integrata e delle fibre ottiche. Ambedue si basano sulla riflettometria ottica. Permettono di ottenere una risoluzione locale inferiore a 60 µm. Nel primo metodo sono impiegati impulsi luminosi ultracorti di 300 fs. Nel secondo viene sfruttata la durata limitata dell'effetto di sovrapposizione della luce non coerente di un diodo elettroluminescente. La sensibilità dei due procedimenti si aggira attorno a —120 dB, rispetto alla potenza d'entrata.

Summary

Optical Reflectometer Measuring Methods with Micrometer Resolution

Two new methods were developed for the characterisation of integrated optical and fibre optical components, both based on the optical reflectometry and with resolutions of smaller than 60 µm attained. In the first method ultra short light impulses of 300 fs duration are used, in the second the limited interference properties of the low coherent light of a light-emitting diode is used. The sensitivity of both methods is approximately —120 dB relative to the input power.

Die nächste Nummer bringt unter anderem:

Vous pourrez lire dans le prochain numéro:

Potrete leggere nel prossimo numero:

11/91

Blum A.	Paketvermittlung im SwissNet mit Netzübergang PHI
Emch S., Fenner D.	ISDN-Teilnehmervermittlungsanlage Ascotel bcs 64
Reich K.	Fernkodieranlagen zur automatischen Briefsortierung und -verteilung
Fusinaz J.-P.	3300-G