

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = 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 Telegrafienbetriebe

Band: 71 (1993)

Heft: 5

Artikel: Fibres à dispersion déclarée : fabrication par MCVD = Dispersionsverschobene Fasern : Herstellung mit dem MCVD-Verfahren

Autor: Cochet, François / Lenardic, Borut / Leuenberger, Bernard

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-875507>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 11.05.2025

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

Fibres à dispersion décalée – Fabrication par MCVD¹

Dispersionsverschobene Fasern – Herstellung mit dem MCVD-Verfahren¹

François COCHET, Borut LENARDIC et Bernard LEUENBERGER, Cortailod

1 Introduction

Les informations transmises à travers les câbles à fibres optiques de grande longueur sont codées sous forme de trains d'impulsion brèves se suivant à des cadences qui pourraient atteindre un jour plusieurs gigabit par seconde. D'une façon générale, deux phénomènes peuvent limiter les possibilités de décryptage de ces trains d'impulsions après propagation: ce sont l'affaiblissement qui peut diminuer la puissance optique guidée jusqu'à un niveau inférieur à celui du bruit du détecteur, et la dispersion chromatique qui peut élargir les impulsions au point qu'elles se recouvrent dans le temps et deviennent indiscernables. La question de l'affaiblissement ne peut être résolue simplement en augmentant la puissance de l'émetteur, car, d'une part, les composants standards ne peuvent pas injecter dans une fibre monomode beaucoup plus que quelques milliwatt de puissance optique, et que, d'autre part, des puissances trop élevées produisent des effets non-linéaires perturbant la propagation du signal.

11 Fibre monomode à dispersion normale

Ces fibres sont maintenant universellement utilisées et présentent des caractéristiques d'affaiblissement spectral et de dispersion chromatique très semblables quels que soient les fabricants et les procédés de fabrication considérés. Leur succès tient au fait qu'il existe une longueur d'onde à laquelle la dispersion est nulle (*fig. 1*) et simultanément l'affaiblissement vaut environ 0,35 dB/km, c'est-à-dire qu'il faut 8,5 km de fibre pour que le signal optique soit atténué de moitié.

Il est pourtant des situations dans lesquelles un affaiblissement plus faible est désirable, ce qui justifie l'utilisation de la troisième fenêtre, où il faut alors 15 km pour que le signal soit atténué de moitié. Malheureusement, la dispersion chromatique devient non négligeable et limite d'autant plus le débit de l'information que la largeur spectrale de la source est grande.

12 Quand a-t-on besoin d'un minimum de dispersion en troisième fenêtre?

La première application concerne les liaisons à très longue distance où le nombre de répéteurs peut quasiment

1 Einführung

Die über sehr lange Glasfaserkabel übermittelten Daten werden als kurze Impulsgebilde kodiert, deren Impulsfolgefrequenz schon bald mehrere Gigabit pro Sekunde erreichen könnte. Allgemein betrachtet, können zwei Ursachen die Entschlüsselungsmöglichkeiten dieser Impulsfolgen nach der Übermittlung begrenzen: Es sind dies die Dämpfung der übertragenen optischen Leistung auf einen Wert unter jenem des Detektorrauschens und die chromatische Dispersion, die die Impulse so verbreitern kann, bis sie sich zeitlich überdecken und nicht mehr unterscheidbar werden. Was die Dämpfung betrifft, kann man nicht einfach die Sendeleistung erhöhen, da mit den heute gebräuchlichen Komponenten nur einige Milliwatt optische Leistung in eine Monomodefaser eingekoppelt werden können. Zudem würden allzu hohe Leistungen nichtlineare Effekte verursachen, die die Signalfortpflanzung stören.

11 Monomodefaser mit normaler Dispersion

Diese Fasern werden heute überall gebraucht. Ihre Eigenschaften bezüglich spektraler Dämpfung und chromatischer Dispersion sind bei allen Herstellern und Herstellungsmethoden sehr ähnlich. Der Erfolg ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass es eine Wellenlänge gibt, bei der die Dispersion gleich null ist (*Fig. 1*) und gleichzeitig die Dämpfung etwa 0,35 dB/km beträgt. Dies bedeutet, dass das optische Signal bei einer Faserlänge von 8,5 km um die Hälfte gedämpft wird.

Es gibt jedoch Situationen, bei denen eine kleinere Dämpfung wünschenswert ist, was die Benützung des dritten Fensters rechtfertigt. Bei diesem Fenster wird die Signalleistung erst bei einer Faserlänge von 15 km um die Hälfte reduziert. Leider wird die chromatische Dispersion hier nicht vernachlässigbar, und sie begrenzt die Übertragungsrate um so mehr, je grösser die spektrale Breite der Quelle ist.

12 Wann braucht man eine minimale Dispersion im dritten Fenster?

Die erste Anwendung betrifft Verbindungen über sehr weite Entfernungen, bei denen die Anzahl der Verstärker

¹ MCVD = Modified Chemical Vapour Deposition – Processus de dépôt en phase vapeur modifié

¹ MCVD = Modified Chemical Vapour Deposition – Modifiziertes Bedampfungsverfahren

être divisé par deux en passant de la deuxième à la troisième fenêtre. C'est surtout important pour les liaisons sous-marines.

Une deuxième application est apparue récemment: la distribution de canaux télévision en modulation d'amplitude. Pour pouvoir garantir une faible distorsion, on utilise comme source des lasers très linéaires en modulation optique. Ces lasers à cavité distribuée «DFB» sont chers, et l'on cherche alors à diminuer le coût par abonné en divisant passivement la ligne vers N abonnés. Ce nombre N est limité par la puissance optique minimale nécessaire à une bonne réception des canaux TV. D'où l'idée d'amplifier optiquement le signal avant de le diviser, en utilisant les nouveaux amplificateurs à fibre dopée Er^+ (E.D.F.A.). Comme ces amplificateurs ne fonctionnent pour l'instant qu'autour de 1550 nm, et que la dispersion chromatique a une influence critique sur la distorsion des signaux TV, une fibre présentant une dispersion chromatique minimale en troisième fenêtre est d'un grand intérêt.

2 Rappels sur la dispersion chromatique

On décrit une onde lumineuse qui se propage dans un milieu quelconque par l'oscillation périodique dans l'espace et dans le temps du champ électromagnétique qui lui est associé; dans le cas particulier, il s'agit d'une onde se propageant dans la direction z, et si k est la fréquence spatiale et ω la fréquence temporelle, cette oscillation peut être décrite par la fonction $\cos(\omega t - kz)$.

L'onde est dite monochromatique si la fréquence ω est unique. Il existe une famille de plans, perpendiculaires à z, telle que cette fonction est constante, c'est-à-dire $\omega t - kz = c^{\text{te}}$ soit $z = \frac{\omega}{k} \cdot t + z_0$. Ces plans avancent à la vitesse $v_\phi = \frac{\omega}{k}$, que l'on appelle vitesse de phase.

Si le milieu est homogène et isotrope, on le caractérise par son indice n, et l'on a les relations suivantes reliant la vitesse, la longueur d'onde et l'indice du milieu:

$$k = n k_0, \text{ avec } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{vecteur d'onde dans le vide}$$

$$\omega = 2\pi \nu, \text{ avec } \nu = c/\lambda \quad \text{où } \lambda = c/\nu \text{ est la longueur d'onde dans le vide et } c \text{ la vitesse de la lumière}$$

$$v_\phi = \frac{c \cdot 2\pi/\lambda}{n \cdot 2\pi/\lambda} = \frac{c}{n}$$

Si le milieu n'est pas homogène, mais présente par exemple une variation radiale de l'indice (cas d'un guide d'onde), il n'existe plus d'expression simple pour v_ϕ , et

l'on introduit la notion d'indice effectif $v_\phi = \frac{c}{n_{\text{eff}}}$ qui est

une sorte de moyenne de l'indice que voit l'onde qui se propage dans le guide. D'une façon générale, v_ϕ dépend de ω , donc k dépend de ω . Dans la pratique, il n'existe pas de source lumineuse purement monochromatique. Les sources de lumière les plus simples utilisées pour transmettre des signaux sont les LED (Light Emitting Diode) dont la largeur spectrale est d'environ 50 nm pour une longueur d'onde de 1300 nm. Il existe des

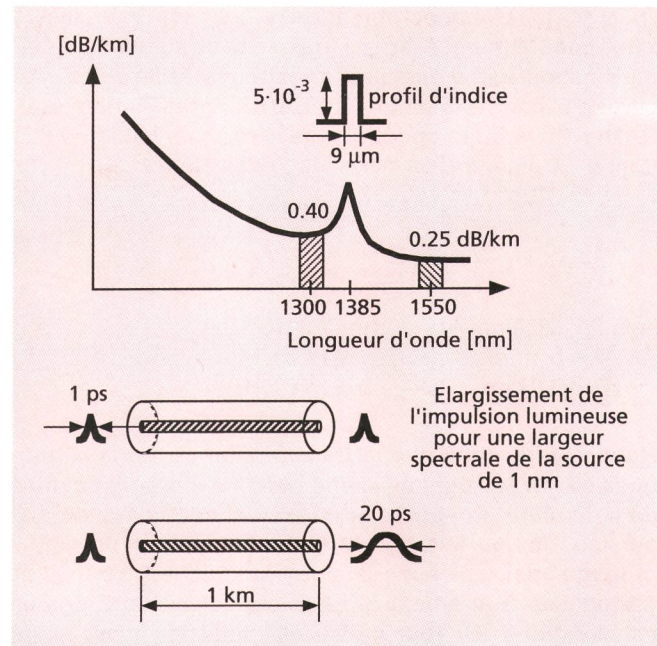


Fig. 1 Fibre monomode standard: atténuation et dispersion chromatique en deuxième (1300 nm) et troisième (1550 nm) fenêtre – Standard-Monomodefaser: Dämpfung und chromatische Dispersion im zweiten (1300 nm) und dritten (1550 nm) Fenster

beinahe um die Hälfte reduziert werden kann, wenn man vom zweiten Fenster in das dritte wechselt. Dies ist vor allem für Unterwasserverbindungen wichtig.

Eine zweite Anwendung ist in letzter Zeit aktuell geworden: die Verteilung von amplitudenmodulierten Fernsehkanälen. Um geringe Verzerrungen zu gewährleisten, werden als Quellen sehr lineare, optisch modulierte Laser verwendet. Da diese sogenannten DFB-Laser (Distributed Feedback) sehr teuer sind, versucht man, die Kosten je Abonnent herabzusetzen, indem die Leitung in Richtung von N Abonnenten passiv aufgeteilt wird. Die Zahl N ist durch die minimale optische Leistung begrenzt, die nötig ist, um einen guten Empfang der Fernsehkanäle zu gewährleisten. So ist man auf den Gedanken gekommen, das Signal optisch zu verstärken, bevor es aufgeteilt wird. Die Verstärkung geschieht mit den neuen erbiumdotierten Faserverstärkern Er^+ (EDFA). Da diese zurzeit nur um 1550 nm arbeiten und die chromatische Dispersion einen kritischen Einfluss auf die Verzerrung der Fernsehsignale hat, ist eine Faser mit minimaler chromatischer Dispersion im dritten Fenster sehr interessant.

2 Grundlagen der chromatischen Dispersion

Wir beschreiben eine Lichtwelle, die sich in irgendeinem Medium durch periodische Oszillation ihres elektromagnetischen Feldes im Raum und in der Zeit fortpflanzt. Wenn es sich um eine Welle handelt, die sich in z-Richtung fortpflanzt, und k die räumliche und ω die zeitliche Frequenz darstellen, kann die Schwingung mit der Funktion $\cos(\omega t - kz)$ beschrieben werden.

sources plus monochromatiques: ce sont les lasers semi-conducteurs dont la largeur spectrale va de quelques nanomètre à quelques angström si le laser est stabilisé par contre-réaction (DFB, DBR, effet Raman, etc). Quand la largeur spectrale devient très faible, on la donne en gigahertz, à partir de l'équivalence

$$v = c/\lambda \text{ d'où } \Delta v = -\frac{1}{\lambda^2} c \Delta \lambda$$

pour $\lambda = 1300 \text{ nm}$ ($v = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$):
 $\Delta \lambda = 0,1 \text{ nm} \Leftrightarrow \Delta v = 17,8 \text{ GHz}$
 $\Delta \lambda = 0,01 \text{ nm} \Leftrightarrow \Delta v = 1,78 \text{ GHz}$

Nous voyons donc que la transmission de signaux optiques se fait toujours avec une certaine largeur spectrale de la lumière propagée, et que les phénomènes de dispersion, liés au fait que ce n'est plus *une* onde qui se propage, mais une superposition (un paquet) d'ondes de fréquences légèrement différentes, doivent être pris en considération. Or tout milieu est dispersif, c'est-à-dire que son indice dépend de ω . C'est la dispersion de matériau. Par ailleurs, tout guide d'onde est caractérisé par une dépendance de l'indice effectif, donc de k , en fonction de ω . C'est la dispersion de guide. Donc des ondes à des fréquences différentes se propagent à des vitesses de phase différentes.

On définit alors la vitesse de groupe d'un paquet d'onde ($v_g = 1/\tau_g$) comme l'inverse de la variation Δk pour une petite variation de fréquence $\Delta \omega$ autour de la fréquence centrale

$$1/v_g = \tau_g = (\Delta k / \Delta \omega) \omega_0$$

La dispersion D est la variation de v_g en fonction de la variation de la longueur d'onde $\Delta \lambda_0 = -2\pi c \cdot \Delta \omega / \omega_0^2$:

$$D = \Delta \tau_g / \Delta \lambda_0$$

21 Dispersion de matériau

On considère un corps solide homogène. Il est constitué d'atomes liés entre eux par des forces de liaisons élastiques (fig. 2). Ces atomes comportent eux-mêmes un certain nombre d'électrons périphériques reliés au noyau central par des forces élastiques. Leur masse étant très faible, les électrons oscillent à une fréquence beaucoup plus élevée que les atomes. L'onde électromagnétique incidente fournit de l'énergie à ces oscillateurs chaque fois que sa fréquence s'approche des différentes fréquences de résonance. Une fois en mouvement, ils rayonnent à leur tour un champ électromagnétique, retardé par rapport au champ incident (voir annexe). Le champ résultant (champ incident atténué plus champ rayonné) constitue la «réponse» du milieu au champ incident. L'indice (complexe) en fonction de la fréquence caractérise cette réponse du milieu. Aux fréquences de résonance, où l'absorption est maximale, la partie imaginaire κ de l'indice présente un maximum, et la partie réelle diminue rapidement quand la fréquence ω augmente. On dit alors que le milieu présente une «dispersion anormale» (zones grisées de la fig. 2b).

Die Welle wird als monochromatisch bezeichnet, wenn sie nur eine einzige Frequenz ω aufweist. Es gibt eine Familie von Ebenen senkrecht zu z , wo diese Funktion konstant ist, also $\omega t - kz = c^*$ und somit $z = \frac{\omega}{k} \cdot t + z_0$. Diese

Ebenen pflanzen sich mit der Geschwindigkeit $v_\phi = \frac{\omega}{k}$ fort, die als Phasengeschwindigkeit bezeichnet wird. Ist das Medium homogen und isotrop, wird es durch seinen Brechungsindex n charakterisiert. Folgende Gleichungen verbinden die Geschwindigkeit, die Wellenlänge und den Medienindex:

$$k = n k_0, \text{ mit } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Wellenvektor im Vakuum

$$\omega = 2\pi v, \text{ mit } v = c/\lambda,$$

wobei $\lambda = c/v$ die Wellenlänge und c die Lichtgeschwindigkeit ist

$$v_\phi = \frac{c \cdot 2\pi/\lambda}{n \cdot 2\pi/\lambda} = \frac{c}{n}$$

Wenn das Medium nicht homogen ist, sondern eine radiale Variation des Indexes aufweist (Fall eines Wellenleiters), ist der Ausdruck für v_ϕ nicht mehr so einfach. Man führt deshalb den Begriff des effektiven Indexes

$$v_\phi = \frac{c}{n_{\text{eff}}} \text{ ein, der einem Mittelwert entspricht, wie ihn die}$$

sich im Wellenleiter fortpflanzende Welle sieht. Allgemein gesprochen, hängt v_ϕ von ω ab, und somit hängt auch k von ω ab. In der Praxis gibt es keine rein monochromatische Lichtquelle. Die einfachsten Lichtquellen, die zum Übermitteln von Signalen benutzt werden, sind Leuchtdioden (Light Emitting Diode, LED). Ihre spektrale Breite beträgt etwa 50 nm bei einer Wellenlänge von 1300 nm. Es gibt jedoch Lichtquellen, die extrem monochromatisch sind: Es sind dies Halbleiterlaser, deren spektrale Bandbreite sich zwischen einigen Nanometern und einigen Ångström bewegen, wenn der Laser durch Rückkopplung (DFB, DBR, Raman-Effekt usw.) stabilisiert wird. Wenn die spektrale Breite (gegeben in Gigahertz) einer unmodulierten Quelle sehr klein wird, kann mit Hilfe der Beziehung

$$v = c/\lambda, \text{ wobei } \Delta v = -\frac{1}{\lambda^2} c \Delta \lambda$$

für jede Wellenlänge λ die Linienbreite $\Delta \lambda$, gegeben in Nanometern, berechnet werden. Man erhält

für $\lambda = 1300 \text{ nm}$ ($v = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$):
 $\Delta \lambda = 0,1 \text{ nm} \Leftrightarrow \Delta v = 17,8 \text{ GHz}$
 $\Delta \lambda = 0,01 \text{ nm} \Leftrightarrow \Delta v = 1,78 \text{ GHz}$

Wir sehen somit, dass bei einer reinen monochromatischen Quelle die Modulation das Spektrum um so mehr verbreitert, je grösser die Informationsrate ist.

Dies zeigt, dass die Übermittlung optischer Signale immer mit einer gewissen spektralen Breite des fortgepflanzten Lichts verbunden ist und dass der Dispersion Rechnung zu tragen ist, die dadurch entsteht, dass sich nicht mehr nur *eine* Welle, sondern eine Überlagerung (ein Paket) von Wellen mit leicht verschiedenen Fre-

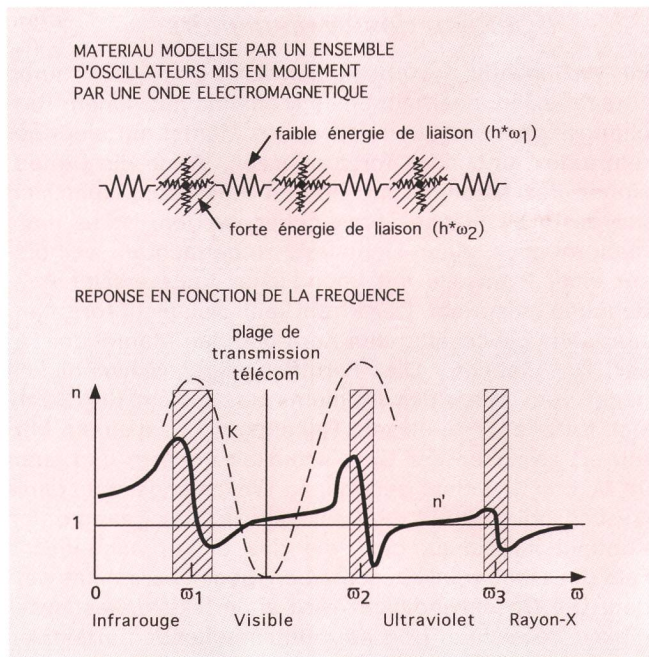


Fig. 2 Interaction entre un matériau diélectrique et une onde électromagnétique de fréquence ω – Wechselbeziehung zwischen einem dielektrischen Material und einer elektromagnetischen Welle mit einer Frequenz ω

En grisé, on représente les bandes d'absorption, qui correspondent à la condition de résonance entre l'énergie de l'onde incidente $h^*\omega$ et celle des liaisons chimiques. n' représente la partie réelle de l'indice, κ la partie imaginaire. $h = 2\pi h^*$ est la constante de Planck ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js) – Schraffiert sind die Absorptionsbänder dargestellt, die der Resonanzbedingung zwischen der Energie der einfallenden Welle $h^*\omega$ und jener der chemischen Bindungen entsprechen. n' stellt den reellen Teil des Indexes, κ den imaginären Teil dar. $h = 2\pi h^*$ ist die Plancksche Konstante ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js)

En dehors des bandes d'absorption, la partie imaginaire de l'indice est faible, la partie réelle de l'indice augmente avec ω . C'est la dispersion normale des matériaux diélectriques. Dans le cas de la silice, la fenêtre de transparence dans le visible est encadrée par deux zones d'absorption, l'une dans l'infra-rouge, correspondant à la résonance des liaisons atomiques Si-O, et l'autre dans l'ultra-violet, correspondant aux électrons périphériques des atomes, l'énergie de l'onde électromagnétique augmentant avec la fréquence ω . A la fréquence optique utilisée en télécommunication, l'absorption provenant des deux bandes IR et UV est pratiquement nulle. On remarque que la partie réelle de l'indice, représentée à la figure 2, présente alors un point d'inflexion. C'est là que se trouve le minimum de dispersion du matériau (voir annexe).

22 Dispersion de guide

Un guide de lumière permet à un rayon lumineux de se propager indéfiniment à l'intérieur d'un milieu à haut indice, entouré d'un manteau de bas indice, par un processus de réflexion totale. Quand les dimensions du milieu de haut indice diminuent et se rapprochent de la longueur d'onde, il n'est plus possible de considérer un rayon lumineux, parce que celui-ci correspond à une onde plane, d'extension transversale infinie. Le rayon ne

quenzen fortplant. Anders ausgedrückt: Jedes Medium verursacht Dispersion, das heisst, sein Index ist von ω abhängig. Es handelt sich um die Dispersion des Materials. Zudem zeichnet sich jeder Wellenleiter durch eine Abhängigkeit des effektiven Indexes aus, also eine Abhängigkeit von k in Funktion von ω . Dies ist die Wellenleiterdispersion. Wellen mit verschiedenen Frequenzen pflanzen sich also mit verschiedenen Phasengeschwindigkeiten fort.

Die Gruppengeschwindigkeit eines Wellenpaketes ($v_g = 1/\tau_g$) wird als der Kehrwert der Variation Δk für eine kleine Frequenzänderung $\Delta\omega$ um die Zentralfrequenz

$$1/v_g = \tau_g = (\Delta k / \Delta \omega)_{\omega_0}$$

definiert. Die Dispersion D entspricht der Variation von v_g in Funktion jener der Wellenlänge $\Delta\lambda_0 = -2\pi c \cdot \Delta\omega / \omega_0^2$:

$$D = \Delta\tau_g / \Delta\lambda_0$$

21 Dispersion des Materials

Ein homogener Festkörper besteht aus Atomen, die untereinander durch elastische Bindungen verknüpft sind (Fig. 2). Diese Atome weisen eine gewisse Anzahl periphere Elektronen auf, die mit dem zentralen Kern ebenfalls durch elastische Kräfte verbunden sind. Da die Masse der Elektronen sehr klein ist, schwingen sie mit einer wesentlich höheren Frequenz als die Atome selbst. Die einfallende elektromagnetische Welle liefert diesen schwingfähigen Gebilden jedesmal Energie, wenn sich die Frequenz dieser Welle den Resonanzfrequenzen der Elektronen annähert. Wenn diese einmal in Bewegung sind, strahlen sie ein elektromagnetisches Feld aus, das dem einfallenden Feld gegenüber verzögert ist (siehe Anhang). Das resultierende Feld (gedämpftes, einfallendes Feld plus ausgestrahltes Feld) stellt die «Antwort» des Mediums auf das einfallende Feld dar. Der (komplexe) Index in Funktion der Frequenz charakterisiert die Antwort des Mediums. Bei den Resonanzfrequenzen, das heisst bei maximaler Absorption, weist der imaginäre Teil κ des Indexes ein Maximum auf, und der reelle Teil nimmt rapide ab, wenn die Frequenz ω zunimmt. Man sagt dann, dass das Medium eine «anormale Dispersion» aufweist (schraffierte Zonen in Fig. 2b).

Ausserhalb der Absorptionsbänder ist der imaginäre Teil des Indexes klein, und der reelle Teil steigt mit ω . Dies ist die normale Dispersion von dielektrischen Materialien.

Bei Silizium steht das Transparenzfenster im Sichtbaren zwischen zwei Absorptionszonen. Die eine befindet sich im Infrarotbereich, entsprechend der Resonanz der Atombindungen Si—O. Die andere liegt im Ultraviolettbereich, entsprechend den peripheren Elektronen der Atome, wobei die Energie der elektromagnetischen Welle mit der Frequenz ω zunimmt. Bei der in der Telekommunikation benützten optischen Frequenz ist die Absorption aus den UV- und IR-Bändern praktisch null. Man stellt fest, dass der reelle Teil des Indexes, in Figur 2 dargestellt, einen Wendepunkt aufweist, bei dem sich das Dispersionsminimum des Materials befindet (siehe Anhang).

peut pas se propager sans «voir» simultanément le cœur et le manteau. Or, sa vitesse de propagation est fonction de l'indice du milieu dans lequel il se propage, donc elle est une sorte de moyenne entre celle que le rayon aurait dans le cœur et celle qu'il aurait dans le manteau. Pour une longueur d'onde donnée, cette vitesse peut être calculée rigoureusement grâce aux équations de Maxwell et aux conditions de continuité que vérifie le champ électromagnétique associé au rayon. On l'appelle vitesse effective (avec l'indice effectif correspondant $v_{\text{eff}} = c/n_{\text{eff}}$), et elle varie avec la fréquence ω ($\omega = 2\pi c/\lambda$). Pour un guide donné, plus la fréquence est élevée (courtes longueurs d'onde) et plus l'indice effectif se rapproche de l'indice du cœur, ce qui correspond à une situation où le champ électromagnétique guidé ne «voit» pratiquement plus le manteau. L'intensité du champ est représentée par une fonction de la distance au centre du guide; elle présente un ou plusieurs maxima dans le cœur suivant l'ordre du mode, les modes étant différentes solutions de l'équation de propagation pour un même guide et se propageant à des vitesses effectives (ou de phase) d'autant plus grandes que leur ordre est élevé. Si les dimensions du guide sont très petites, il ne reste qu'un seul mode, ne présentant qu'un seul maximum: c'est le mode fondamental. Son extension hors du cœur est d'autant plus importante que la fréquence diminue et peut être approximée par une exponentielle dans laquelle l'indice effectif intervient: $\exp(-k_0 \Gamma_{\text{eff}}^2 - n_{\text{clad}}^2)$. Plus l'indice effectif se rapproche de l'indice du manteau, plus la décroissance du champ à l'extérieur du guide est lente et moins le mode est confiné (fig. 3a, 3b).

On représente généralement la courbe de dispersion de guide sur un diagramme $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$ en fonction de ω . Les limites asymptotiques de β sont données par la droite $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{clad}} = \omega n_{\text{clad}}/c$ quand ω tend vers zéro, et par la droite $\beta = \omega n_{\text{cœur}}/c$ quand ω tend vers l'infini; dans le premier cas, la longueur d'onde est tellement grande par rapport aux dimensions du guide que le mode ne voit pas le guide, et sa vitesse de phase est celle qu'il aurait s'il s'agissait d'un rayon se propageant dans le manteau; dans le deuxième cas, la longueur d'onde est très petite, on peut considérer que le guide a une extension infinie et que le rayon se propage en ligne droite avec une vitesse de phase $c/n_{\text{cœur}}$. Pour les fréquences intermédiaires, $\beta(\omega)$ présente une courbure positive (vers le haut) pour les faibles valeurs de ω , qui sont celles qui nous intéressent puisque le guide y est monomode (fig. 3a). La dispersion chromatique n'est autre que cette courbure², qui est d'autant plus prononcée que l'indice du cœur augmente. Voir fig. 3a, où R_1 et R_2 sont des rayons de courbure locaux des courbes $\beta_1(\omega)$ et $\beta_2(\omega)$ à la fréquence ω_0 .

² Plus rigoureusement, la dispersion de guide s'écrit

$$D_g = \frac{d\tau}{d\lambda}, \text{ avec } \tau = \frac{d\beta}{d\omega}$$

$$\text{or } \frac{d}{d\lambda} = \frac{d}{d\omega} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d}{d\omega} = > D_g = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$$

elle est donc négative

22 Dispersion des Waveguides

Ein Wellenleiter gestattet einem Lichtstrahl, sich durch Totalreflexion innerhalb eines Mediums mit hohem Brechungsindex, umgeben von einem Mantel mit niedrigerem Index, unendlich fortzupflanzen. Wenn die Dimensionen des Mediums mit hohem Index abnehmen und mit der Wellenlänge vergleichbar werden, ist es nicht mehr möglich, einen Lichtstrahl zu betrachten, weil dieser einer Planwelle mit unendlicher transversaler Ausdehnung entspricht. Der Strahl kann sich nicht fortpflanzen, ohne gleichzeitig den Kern und den Mantel der Faser zu «sehen». Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit hängt vom Index des Mediums ab, in dem der Strahl sich fortpflanzt. In diesem Fall entspricht sie einem Mittelwert zwischen der Geschwindigkeit im Kern und jener im Mantel. Bei einer gegebenen Wellenlänge kann diese Geschwindigkeit mit den Maxwell-Gleichungen und den Kontinuitätsbedingungen, die das elektromagnetische Feld des Lichtstrahls beschreiben, genau berechnet werden. Die Geschwindigkeit wird als effektive Geschwindigkeit bezeichnet (mit dem entsprechenden effektiven Index $v_{\text{eff}} = c/n_{\text{eff}}$). Sie variiert mit der Frequenz ω ($\omega = 2\pi c/\lambda$). Für einen gegebenen Wellenleiter ist es so, dass je höher die Frequenz (je kürzer die Wellenlänge) ist, um so mehr nähert sich der effektive Index dem Index des Kerns. In diesem Fall «sieht» das geführte elektromagnetische Feld den Mantel (Cladding) praktisch nicht mehr. Die Feldintensität wird durch eine Funktion der Distanz im Zentrum des Leiters dargestellt; sie weist je nach der Ordnung des Modes ein oder mehrere Maxima im Kern auf. Für einen bestimmten Lichtleiter sind die Moden verschiedene Lösungen der Fortpflanzungsgleichung, die sich mit effektiven Geschwindigkeiten (oder Phasengeschwindigkeiten) fortpflanzen, um so höher, je höher die Ordnung des Modes ist. Wenn die Leiterabmessungen sehr klein sind, bleibt nur noch ein einziger Mode mit einem Maximum: der Grundmode. Seine Ausdehnung ausserhalb des Kerns ist um so grösser, je kleiner die Frequenz wird; sie kann mit einer Exponentialkurve angenähert werden, die den effektiven Index enthält: $\exp(-k_0 \Gamma_{\text{eff}}^2 - n_{\text{clad}}^2)$. Je näher der effektive Index dem Mantelindex ist, um so langsamer ist die Abnahme des Feldes ausserhalb des Leiters und um so weniger begrenzt ist der Mode (Fig. 3a, 3b).

Allgemein wird die Dispersionskurve des Leiters auf einem Diagramm $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$ in Funktion von ω dargestellt. Die asymptotischen Grenzen von β sind gegeben durch die Gerade $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{clad}} = \omega n_{\text{clad}}/c$, wenn ω gegen null strebt, und durch die Gerade $\beta = \omega n_{\text{Kern}}/c$, wenn ω gegen unendlich strebt; im ersten Fall ist die Wellenlänge auf die Abmessungen bezogen so gross, dass der Mode den Leiter nicht sieht, und seine Phasengeschwindigkeit ist jene, die er hätte, wenn es sich um einen sich im Mantel fortpflanzenden Strahl handeln würde; im zweiten Fall ist die Wellenlänge sehr klein, und man kann annehmen, dass der Leiter eine unendliche Ausdehnung aufweist und dass der Strahl sich geradlinig mit einer Phasengeschwindigkeit von c/n_{Kern} fortpflanzt. Für die Zwischenfrequenzen weist $\beta(\omega)$ für die kleinen Werte von ω eine positive Krümmung auf (nach oben gerichtet). Es sind die für uns interessanten Frequenzen, weil bei ihnen der Lichtleiter einmodig ist (Fig. 3a). Die chromatische Dis-

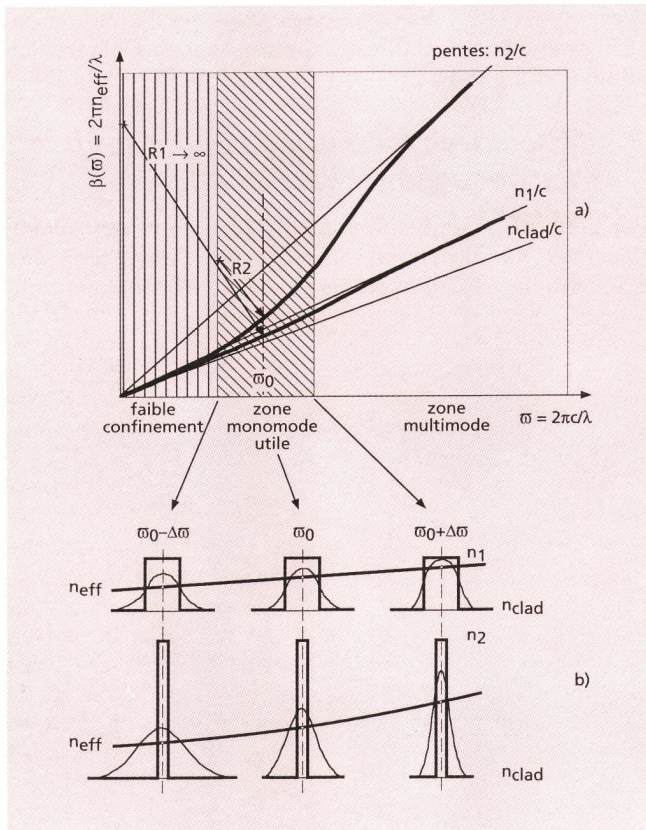


Fig. 3 Description du guidage du mode fondamental par une fibre à saut d'indice – Beschreibung der Leitung eines Grundmodus durch eine Faser mit Indexsprung

- a) Variation de la constante de propagation $\beta(\omega)$ en fonction de la fréquence ω , en l'absence de dispersion de matériau – Variation der Fortpflanzungskonstante $\beta(\omega)$ in Funktion der Frequenz ω ohne Materialdispersion
 R_1 et R_2 représentent la courbure de $\beta(\omega)$ en ω_0 , qui augmente avec la différence d'indice entre cœur et cladding – R_1 und R_2 stellen die Krümmung von $\beta(\omega)$ bei ω_0 dar, die mit dem Indexunterschied zwischen Kern und Cladding zunimmt
- b) Evolution de la distribution du champ guidé (en gris) entre les bornes de la région monomode utile: aux basses fréquences, le champ n'est pas assez confiné dans le cœur et rend la propagation pratiquement impossible sur de longues distances; aux hautes fréquences, le mode est bien confiné dans le cœur, mais le deuxième mode peut se propager sur de courtes distances et perturber la transmission du signal – Veränderung der Verteilung des geleiteten Feldes (in Grau) zwischen den Grenzen des monomodalen Bereichs: Bei tiefen Frequenzen ist das Feld nicht genug im Kern eingeschränkt, was die Fortpflanzung auf lange Distanzen praktisch verunmöglicht; bei hohen Frequenzen ist der Modus im Kern gut eingeschränkt, der zweite Modus jedoch kann sich auf kurze Distanzen fortpflanzen und die Signalübermittlung stören

23 Dispersion chromatique d'une fibre optique

C'est la somme des deux contributions, dispersion de matériau et dispersion de guide. On peut se l'imaginer en reprenant le graphe précédent et en remplaçant chacune des droites $n_{\text{cœur}}/c$ et n_{clad}/c par la portion de la courbe de la figure 2, comprise entre les deux bandes d'absorption à l'endroit où l'absorption κ est minimale.

La courbe $\beta(\omega)$ se trouve alors modifiée et présente un point d'inflexion à la même fréquence ω_0 , si la courbure

persion est nichts anderes als die Krümmung dieser Kurve (genauere Definition siehe Kasten²), die um so stärker ist, je mehr der Kernindex zunimmt (Fig. 3a). Hier sind R_1 und R_2 lokale Krümmungsradien der Kurven $\beta_1(\omega)$ und $\beta_2(\omega)$ bei der Frequenz ω_0 .

23 Chromatische Dispersion einer optischen Faser

Die chromatische Dispersion einer optischen Faser entspricht der Summe aus Material- und Wellenleiterdispersion. Man kann sich dies so vorstellen, dass in der vorherigen Grafik die Geraden n_{Kern}/c und n_{clad}/c durch den Kurvenausschnitt in Figur 2 ersetzt werden, der zwischen den zwei Absorptionsbändern liegt, wo die Absorption κ am kleinsten ist.

Die Kurve $\beta(\omega)$ weist einen Wendepunkt bei der gleichen Frequenz ω_0 auf, wenn die Anfangskrümmung schwach ist, und bei einer kleineren Frequenz (längere Wellenlänge), wenn ihre Anfangskrümmung gross ist (Fig. 4). Man sieht also, dass ein Ausgleich der Materialdispersion durch Verwendung einer Leiterdispersion umgekehrter Krümmung möglich ist. Figur 4b zeigt die Frequenzverschiebung, bei der sich der Wendepunkt befindet (Dispersion = null). Die entsprechende Faser wird als Faser mit verschobener Dispersion bezeichnet. Die besprochenen Fälle betreffen nur Leiter mit Stufenindex; man kann sich Wellenleiter vorstellen, die komplexere Indexvariationen aufweisen und soweit angepasst sind, dass die positive Krümmung der Leiterdispersion die negative Krümmung des Materials in einem Bereich $\Delta\omega$ genau ausgleicht. In diesem Fall wird von einer Faser mit flacher Dispersion gesprochen.

3 Bestimmung eines technologisch herstellbaren Indexprofils

Der Kern einer Monomodefaser wird durch Dotierung des Siliziums mit Germanium hergestellt. Bei einer Standardfaser mit Stufenindex beträgt der Unterschied zwischen Kern- und Mantelindex etwa $5 \cdot 10^{-3}$ (≈ 4 Mol-% GeO_2). Die chromatische Dispersion verschwindet bei zirka 1310 nm.

Mit einem Computerprogramm können für eine gegebene Materialdispersion [1, 2] die chromatische Dispersion und die der Modenfeldverteilung mit Hilfe eines Algorithmus von Numerov [3] für jedes Profil berechnet werden. Dieses Programm wurde während des ganzen Projektes zur Berechnung und Optimierung des Indexprofils benutzt.

Das Programm zeigt, als erstes Beispiel, dass bei einer Erhöhung des Stufenindexes einer Faser bis zu einem

² Genauer schreibt man die Leiterdispersion

$$D_g = \frac{d\tau}{d\lambda}, \tau = \frac{d\beta}{d\omega}$$

$$\frac{d}{d\lambda} = \frac{d}{d\omega} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d}{d\omega} \Rightarrow D_g = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$$

sie ist also negativ.

initiale est faible, et à une fréquence plus petite (longueur d'onde plus grande), si sa courbure initiale est grande (fig. 4). On observe donc qu'une compensation de la dispersion de matériau est possible par l'application d'une dispersion de guide de courbure inverse. La figure 4b illustre le décalage de la fréquence à laquelle se trouve le point d'inflexion (dispersion nulle), la fibre correspondante étant dite à dispersion décalée. Les cas qui ont été traités ne concernaient que des guides à saut d'indice; il est possible d'envisager des guides présentant des variations d'indice plus complexes et de les ajuster de façon à ce que la courbure positive de la dispersion de guide compense exactement celle négative de la dispersion de matériau sur une plage $\Delta\omega$. Dans ce cas, on parle de fibre à dispersion plate.

3 Détermination d'un profil d'indice technologiquement réalisable

Le cœur de la fibre monomode est obtenu par dopage de la silice au germanium. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice standard, la différence d'indice entre le cœur et le manteau est d'environ $5 \cdot 10^{-3}$ ($\approx 4\%$ GeO_2 molaire), auquel cas la dispersion chromatique présente un zéro autour de 1310 nm.

Un programme de calcul par ordinateur permet, à partir de la connaissance de la dispersion de matériau [1, 2], de calculer la dispersion chromatique et la distribution du champ modal pour tout type de profil de fibre en utilisant un algorithme de Numerov [3]. Ce programme a servi tout au long du projet comme aide au choix du profil d'indice le mieux adapté et à son optimisation. Ce programme montre, comme premier exemple, que si l'on augmente le saut d'indice d'une fibre jusqu'à une valeur de $11 \cdot 10^{-3}$, la dispersion se décale et présente un zéro autour de 1550 nm, pour autant que le diamètre de cœur passe de 9 à 4,5 μm .

31 Tolérances sur le profil d'indice en fonction des spécifications requises

Dans le cas d'un profil à saut d'indice, on montre que pour que le zéro de dispersion soit contrôlé avec une précision de ± 25 nm, il faut une précision meilleure que $\pm 0,1$ μm sur le diamètre du cœur. Un moyen de relaxer cette exigence est d'adopter non pas un profil rectangulaire, mais un profil triangulaire. Dans ce cas, pour une différence d'indice de $15 \cdot 10^{-3}$, le diamètre de cœur passe à 6,6 μm avec une tolérance de $\pm 0,2$ μm (fig. 5), le double de celle du profil rectangulaire. La tolérance sur la valeur maximale d'indice est par contre diminuée de $\pm 2 \cdot 10^{-3}$ à $\pm 1 \cdot 10^{-3}$, ce qui n'est pas critique compte tenu du bon contrôle du dopage au germanium que l'on obtient avec le procédé MCVD. Par ailleurs, on sait que des sauts d'indice trop abrupts à l'interface cœur-manteau engendrent des contraintes lors de l'étirage de la préforme et conduisent à la formation de microcourbures qui sont sources d'affaiblissements importants. C'est pourquoi on cherche à réduire ce phénomène par un gradientage du profil d'indice. Les premiers essais de

Wert von $11 \cdot 10^{-3}$ die Dispersion sich verschiebt und um 1550 nm null wird. Der Kerndurchmesser verkleinert sich dabei von 9 auf 4,5 μm .

31 Toleranzen für das Indexprofil aufgrund der verlangten Eigenschaften

Für den Fall eines Stufenindexprofils kann man zeigen, dass der Kerndurchmesser mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ μm hergestellt werden muss, wenn der Nulldurch-

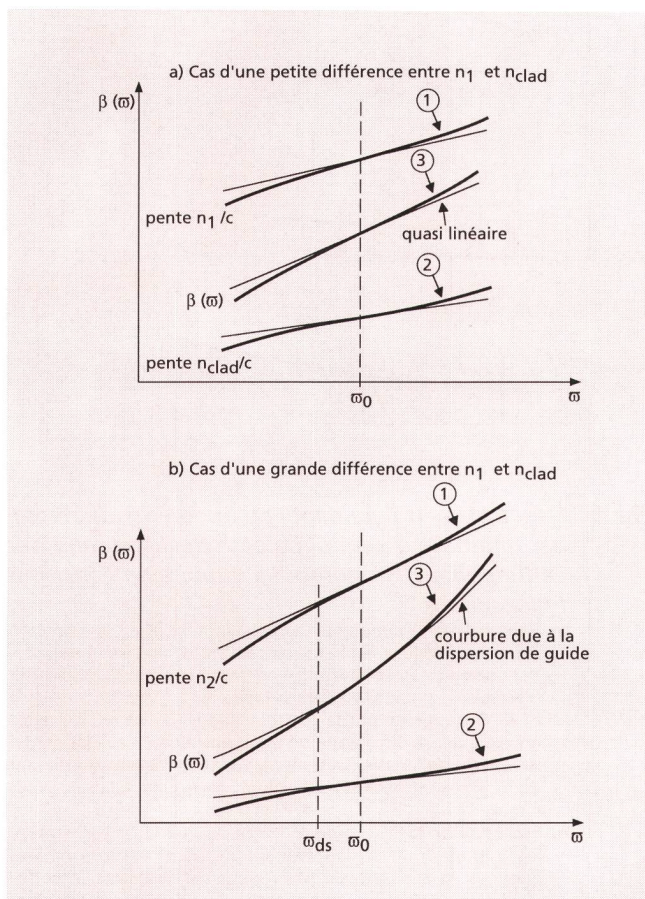


Fig. 4 Influence de la dispersion de matériau sur les courbes de dispersion de guide $\beta(\omega)$ dans la région monomode définie à la figure précédente – Einfluss der Materialdispersion auf die Kurven der Leiterdispersion $\beta(\omega)$ in dem in der vorherigen Figur definierten monomodalen Bereich

1 et 2: Courbes réelles compte tenu de la dispersion chromatique de matériau

1 und 2: Reelle Kurven, bei denen die chromatische Dispersion des Materials berücksichtigt wird

3: Courbes $\beta(\omega)$ réelles, transformées conformément aux courbes 1 et 2

En a), le point d'inflexion est commun aux trois courbes: la dispersion totale est égale à la dispersion de matériau en b), le point d'inflexion de $\beta(\omega)$ est décalé vers la gauche du fait de la courbure initiale (forte dispersion de guide): la dispersion totale est décalée vers les plus grandes longueurs d'onde

3: Reelle Kurven $\beta(\omega)$, gemäss den Kurven 1 und 2 transformiert

In a) ist der Wendepunkt aller drei Kurven gemeinsam: Die gesamte Dispersion ist der Materialdispersion in b) gleich, der Wendepunkt von $\beta(\omega)$ ist wegen der Initialkrümmung (starke Leiterdispersion) nach links verschoben: Die Gesamtdispersion ist in Richtung der grösseren Wellenlängen verschoben

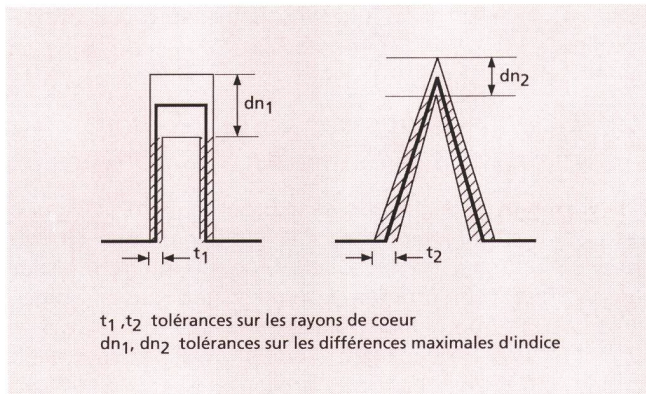


Fig. 5 Relaxation sur la tolérance de rayon grâce au profil d'indice triangulaire – Verbesserung der Radiustoleranz dank des dreieckigen Indexprofils

fabrication ont donc été réalisés en se basant sur ce profil triangulaire.

32 Résultats en préproduction des fibres à profil d'indice triangulaire

Un profil d'indice typique de ce type de fibre est montré à la figure 6. Les différentes valeurs de longueurs d'onde de dispersion nulle et de diamètre de champ modal mesurées sur fibre sont reportées à la figure 7. Sur cette figure, on a porté les abaques qui déterminent ces deux paramètres en fonction du profil d'indice triangulaire, défini par le rayon à la base en microns et la différence maximale d'indice. La dispersion des points mesurés sur fibre est faible, grâce au fait que le rayon du cœur est contrôlé à $\pm 0,1 \mu\text{m}$ près; ce bon résultat est dû au manchonnage, qui par le choix judicieux de la section du manchon permet de corriger une éventuelle déviation du diamètre du cœur obtenu sur préforme. La dispersion résiduelle résulte des fluctuations longitudinales des paramètres suivants: diamètre de section des tubes de dépôt et de manchonnage, contrôle des débits de gaz et de la température en cours de déposition du manteau et du cœur de la préforme. L'ensemble des résultats de mesures sur une préproduction de 300 km est résumé au tableau I. Bien que la longueur d'onde de coupure soit en dessous de 1100 nm, les pertes radiatives induites par courbure sont inférieures à celles des fibres monomodes standard (fig. 8) et restent en deçà de la spécification ETSI (moins que 0,2 dB d'affaiblissement à 1550 nm pour 100 spires d'un diamètre de 60 mm). Cet état de fait s'explique par la forme triangulaire du profil d'indice qui confine très bien le mode fondamental, mais pas le deuxième mode, LP_{11} . Ce deuxième mode est donc très sensible à la légère dépression d'indice d'un diamètre d'environ $30 \mu\text{m}$, que l'on voit à la figure 6. Les pertes radiatives deviennent très importantes avant même que son indice effectif n'atteigne le niveau du manteau [5]. C'est pourquoi la longueur d'onde de coupure effective est plus basse que dans le cas où le manteau optique ne présente pas de légère dépression d'indice. Par contre, la valeur maximale d'indice étant élevée, le mode fondamental présente un indice effectif élevé et n'est donc pas sensible à cette légère dépression [4]. Il en découle

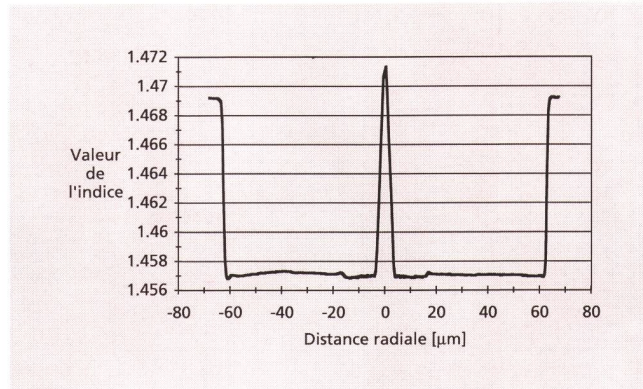


Fig. 6 Profil d'indice triangulaire typique d'une fibre de préproduction – Typisches dreieckiges Indexprofil einer Faser aus der Vorfabrikation

gang der Dispersion auf $\pm 25 \text{ nm}$ genau festgelegt werden soll. Um diese Forderung abzuschwächen, kann man anstelle eines rechteckigen ein dreieckiges Profil anwenden. In diesem Fall verschiebt sich der Kerndurchmesser bei einem Indexunterschied von $15 \cdot 10^{-3}$ auf $6,6 \mu\text{m}$ mit einer Toleranz von $\pm 0,2 \mu\text{m}$, also zweimal größer als beim rechteckigen Profil (Fig. 5). Die Toleranz für den maximalen Wert des Indexes wird hingegen von $\pm 2 \cdot 10^{-3}$ auf $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ herabgesetzt, was nicht kritisch ist, da beim MCVD-Herstellungsprozess die Germaniumdotierung gut kontrollierbar ist. Zudem weiss man, dass allzu ausgeprägte Indexsprünge beim Übergang Kern—Mantel Spannungen verursachen, die beim Ziehen der Vorform zu Mikrobiegungen mit entsprechend starker Dämpfung führen. Deshalb versucht man, diese Phänomene mit Profilverfeinerungen (abgeschwächtem Stufenindex) etwas zu mildern. Die ersten Herstellungs-

Tableau I. Résumé des caractéristiques optiques d'une pré-production d'environ 300 km de fibres à profil triangulaire simple
Tabelle I. Übersicht der optischen Eigenschaften einer Vor-Fabrikation von etwa 300 km Glasfasern mit einfachem dreieckigem Index

	min	moy	max
Zéro de dispersion chromatique [nm] — Nullwert der chromatischen Dispersion [nm]	1515	1533	1560
Diamètre de champ modal [μm] — Durchmesser des Modenfeldes [μm]	6,7	6,94	7,3
Longueur d'onde de coupure [nm] — Trennwellenlänge [nm]	980	1020	1080
Affaiblissement à 1300 nm [dB/km] — Dämpfung bei 1300 nm [dB/km]	0,41	0,434	0,45
Affaiblissement à 1550 nm [dB/km] — Dämpfung bei 1550 nm [dB/km]	0,22	0,239	0,27

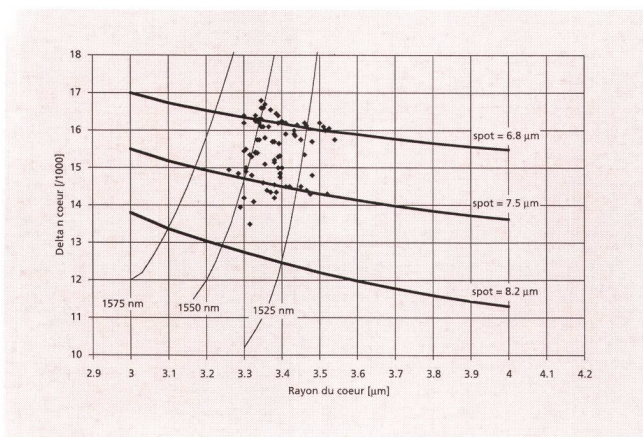


Fig. 7 Présentation synthétique des résultats de mesure de l'ensemble de la pré-production de 300 km de fibres à profil triangulaire simple – Synthétique Darstellung der Messergebnisse der gesamten Vorfabrikation von 300 km Faser mit einfachem dreieckigem Profil

une faible valeur de diamètre de champ modal ($\approx 7 \mu\text{m}$) avec les inconvénients inhérents:

- affaiblissement à 1550 nm légèrement plus élevé que pour une fibre à dispersion normale (*diffusion Rayleigh*)
- pertes aux soudures plus sensibles à l'éventuelle excentricité du cœur.

33 Amélioration des performances de la fibre à dispersion décalée

Une solution pour résoudre les problèmes cités plus haut consiste à augmenter le diamètre de champ modal,

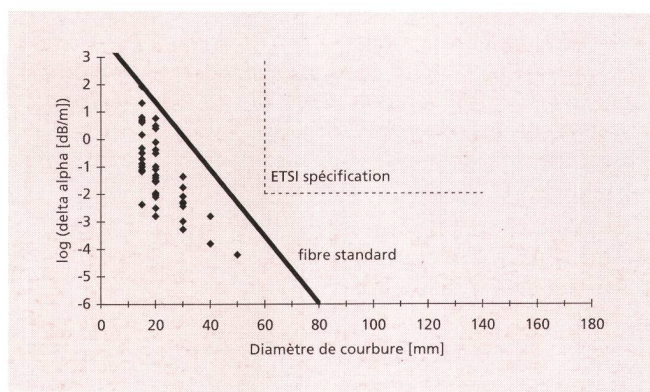


Fig. 8 Présentation synthétique des tests de pertes radiatives en courbures effectués à 1550 nm sur l'ensemble de la préproduction de fibres à profil triangulaire simple. Le résultat pour une fibre standard typique sert à la comparaison – Synthétique Darstellung der Tests über die Strahlungsverluste bei den Krümmungen bei 1550 nm, die auf die Gesamtheit der Vorfabrikation von Fasern mit einfachem dreieckigem Profil durchgeführt wurden. Das Ergebnis für eine typische Standardfaser dient als Vergleich

versuche wurden denn auch mit Dreieckprofilen durchgeführt.

32 Ergebnisse aus der Vorfabrikation mit Fasern mit dreieckigem Indexprofil

Ein typisches Indexprofil dieser Faserart wird in *Figur 6* gezeigt. Die verschiedenen Wellenlängen mit Nulldispersion und die gemessenen Modenfelddurchmesser sind in *Figur 7* eingetragen. Ebenfalls sind Kurven aufgeführt, welche die Nulldispersion und das Modenfeld in Funktion des dreieckigen Indexprofils, ausgedrückt durch den Wert des Basisradius in Mikrometer und durch den maximalen Indexunterschied, bestimmen. Da der Kernradius mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1 \mu\text{m}$ kontrolliert werden kann, ist die Streuung der gemessenen Punkte klein; dieses gute Ergebnis ist auf das sogenannte «Rod-in-tube-MCVD»-Verfahren (Manchonnage) zurückzuführen, bei dem mit der richtigen Wahl des Glasrohrquerschnitts allfällige Abweichungen des Kerndurchmessers und der daraus entstehenden Vorform korrigiert werden können. Die Restdispersion entsteht aus den Längsschwankungen folgender Parameter: Querschnittsdurchmesser der bereits kollabierten und beschichteten Rohre («tube de depot») und «Manchonnage»-Rohre, Überwachung der Gasflussmenge und der Temperatur bei Ausscheidung des Mantels und des Kerns der Vorform. Die Messresultate einer Vorproduktion von 300 km Faser sind in *Tabelle 1* zusammengefasst. Auch wenn die Grenzwellenlänge unterhalb von 1100 nm liegt, bleiben die durch Biegung induzierten Strahlungsverluste kleiner als für normale Monomodefaser (*Fig. 8*) und sind innerhalb der ETSI-Spezifikation (Dämpfung kleiner als 0,2 dB bei 1550 nm für 100 Windungen eines Durchmessers von 60 mm). Dies erklärt sich durch die dreieckige Form des Indexprofils, die den Grundmode sehr gut einschliesst, jedoch nicht den zweiten Mode, LP_{11} . Dieser zweite Mode ist auf die leichte Herabsetzung des Indexes auf einen Durchmesser von etwa $30 \mu\text{m}$ (*Fig. 6*) sehr empfindlich. Die Strahlungsverluste werden sehr gross, bevor der effektive Index die Höhe des Mantels erreicht [5]. Dies ist der Grund, weshalb die effektive Grenzwellenlänge tiefer ist als bei Fasern, wo der Index des optischen Mantels nicht herabgesetzt ist. Da jedoch der maximale Indexwert hoch ist, weist der Grundmode einen hohen effektiven Indexwert auf und ist deshalb auf die leichte Herabsetzung unempfindlich [4]. Dadurch ergibt sich ein kleinerer Modenfelddurchmesser ($\approx 7 \mu\text{m}$) mit den damit verbundenen Nachteilen:

- leicht höhere Dämpfung bei 1550 nm als bei einer Faser mit normaler Dispersion (*Raleigh-Streuung*)
- Die Verluste bei den Spleissungen sind bei eventuellen Exzentrizitäten des Kerns höher.

33 Leistungsverbesserung mit dispersionsverschobenen Fasern

Eine Möglichkeit, die erwähnten Probleme zu lösen, besteht in der Erhöhung des Modenfelddurchmessers, ohne die chromatische Dispersion zu verändern und ohne die Biegeempfindlichkeiten der Faser zu verschlechtern. Man möchte somit die radiale Verteilung

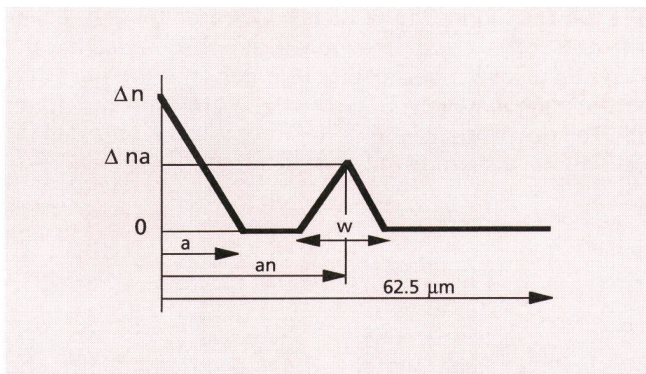


Fig. 9 Définition des paramètres du profil triangulaire avec anneau de confinement – Bestimmung der Parameter des dreieckigen Profils mit Begrenzungsring

sans pour autant modifier la dispersion chromatique ni diminuer la résistance aux courbures. Il s'agit donc d'élargir la distribution radiale du champ près du cœur, sans baisser l'indice effectif afin de garantir le confinement du champ. Cette opération peut être réalisée par l'adjonction autour du cœur triangulaire d'un anneau de faible différence d'indice [6]. Les caractéristiques du guide d'onde ainsi obtenu ont été simulées tant en ce qui concerne la dispersion chromatique que les propriétés de confinement du champ. Ce confinement peut être défini par la part de puissance de mode se propageant à l'intérieur d'un disque de rayon supérieur à r :

$$P(r) = \frac{\int_r^\infty \psi^2(r) r dr}{\int_0^\infty \psi^2(r) r dr}$$

où $\psi(r)$ représente la distribution radiale du champ électromagnétique. Le confinement est d'autant meilleur que P est petit. Dans les exemples qui suivent, r a été fixé à $16 \mu\text{m}$, ce qui correspond à la limite actuelle du manteau optique déposé par MCVD. Si on étudie des familles de profils d'indice qui présentent les mêmes valeurs de λ_0 et de confinement, on constate qu'il existe une relation entre les différences d'indice Δn et Δn_a , définie à la figure 9. Pour un anneau collé au cœur, Δn augmente avec Δn_a (fig. 10a).

Par contre, à mesure que l'anneau est éloigné du cœur, Δn diminue avec Δn_a . Ce phénomène s'accompagne d'une augmentation du diamètre de champ modal et doit théoriquement générer une diminution de l'affaiblissement Rayleigh (par diminution de Δn et par étalement du champ vers l'extérieur du guide). Inversement si ce sont λ_0 et le diamètre de champ modal que l'on maintient constant, c'est le confinement qui augmente avec Δn_a , d'où le qualificatif «d'anneau de confinement». La figure 10c montre qu'il n'est guère nécessaire que la hauteur de l'anneau dépasse $3 \cdot 10^{-3}$, le gain en confinement devenant négligeable au-delà. Par ailleurs, l'augmentation du diamètre de champ modal avec Δn_a est moins sensible quand a_n dépasse $6 \mu\text{m}$, qui représente un optimum. Pour ces raisons, on a choisi un cœur avec profil d'index triangulaire de Δn entre $13 \cdot 10^{-3}$ et $14 \cdot 10^{-3}$ entouré d'un anneau à profil d'indice triangulaire de rayon $6 \mu\text{m}$, de largeur $4 \mu\text{m}$ et de hauteur com-

des Feldes in der Nähe des Kerns ausdehnen, ohne den effektiven Index herabzusetzen, und dabei die Einschränkung des Feldes immer noch gewährleisten. Dies kann mit der Hinzufügung eines Rings mit kleinem Indexunterschied um den dreieckigen Kern erreicht wer-

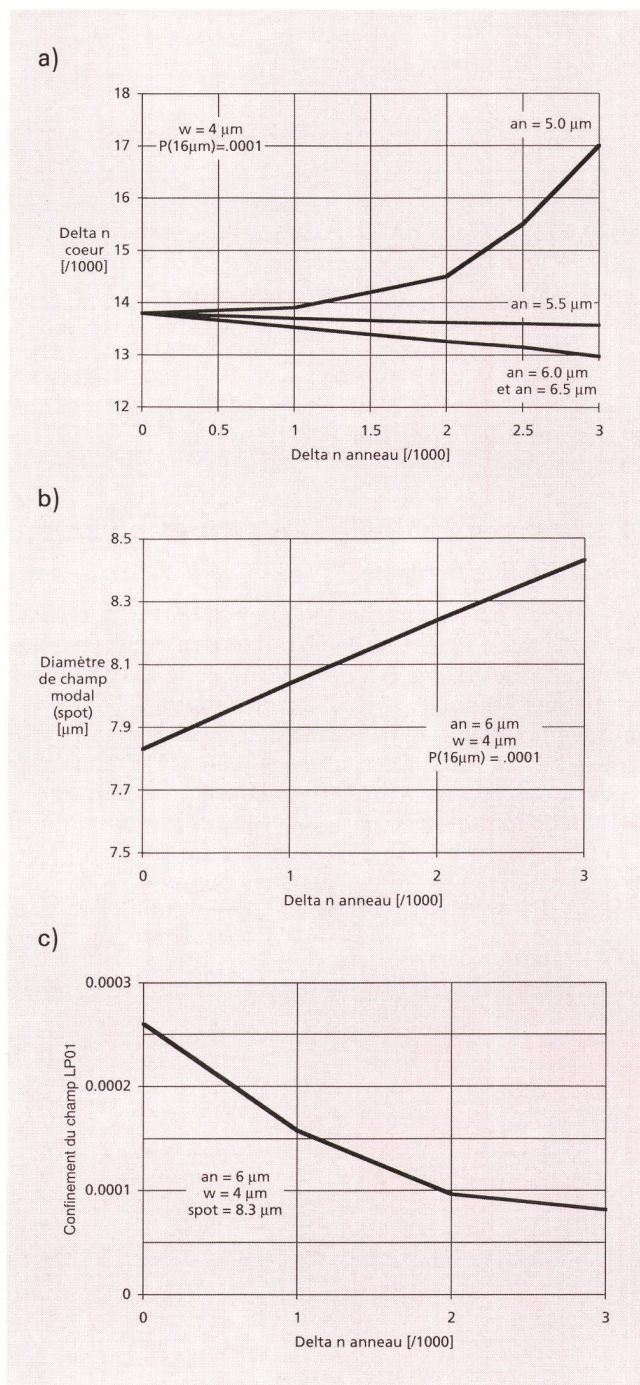


Fig. 10 Simulation par calcul numérique (Numerov) de l'influence de l'anneau de confinement – Simulation durch numerisches Berechnen (nach Numerov) des Einflusses vom Begrenzungsring

- sur la réduction de l'indice maximum du cœur – auf die Herabsetzung des maximalen Indexes des Kerns
- sur le diamètre de champ modal, à confinement constant – auf den Durchmesser des Modusfeldes, bei konstanter Begrenzung
- sur le confinement du champ, à diamètre de champ modal constant – auf die Begrenzung des Feldes, bei konstantem Durchmesser des Modusfeldes

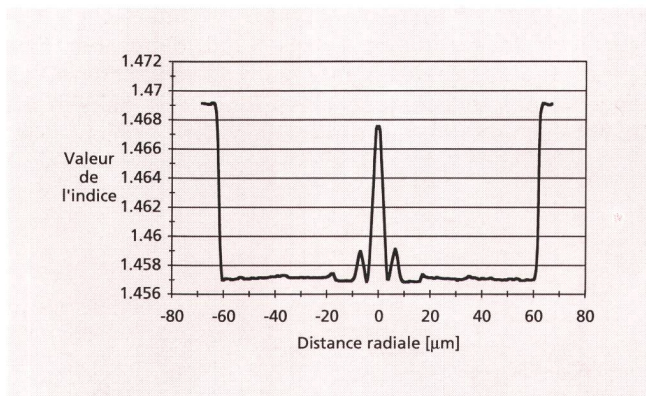


Fig. 11 Profil d'indice triangulaire avec anneau typique d'une fibre de préproduction – Dreieckiges Indexprofil mit typischem Ring einer Faser der Vorfabrikation

prise entre $2 \cdot 10^{-3}$ et $3 \cdot 10^{-3}$. Un profil d'indice typique est montré à la figure 11.

34 Résultats en préproduction des fibres à profil triangulaire avec anneau

Les différentes valeurs de longueur d'onde de dispersion nulle et de diamètre de champ modal mesurées sur fibre sont reportées à la figure 12, où sont aussi portées les abaques semblables à celles de la figure 7. La dispersion des points de mesures est un peu plus grande que dans le cas du profil triangulaire simple car le manchonnage n'a pas été mis à profit pour corriger les petites dérives du diamètre du cœur observées sur préforme. Mais si l'on compare les abaques à celles du profil triangulaire, on constate que l'espace compris entre les courbes $\lambda_0 = 1525$ et $\lambda_0 = 1575$ est environ deux fois plus

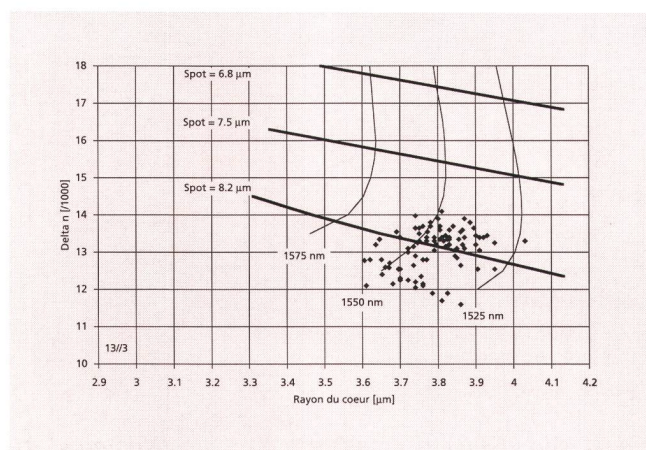


Fig. 12 Présentation synthétique des résultats de mesure de l'ensemble de la préproduction de 300 km de fibres pour le profil triangulaire avec anneau – Synthetische Darstellung der Messergebnisse für ein dreieckiges Profil mit Begrenzungsring, gemessen auf die gesamte Vorfabrikation von 300 km Fasern

Les échelles x et y sont les mêmes qu'à la figure 7 – Die Skalen x und y sind die gleichen wie in Figur 7

den [6]. Die Eigenschaften des somit erhaltenen Wellenleiters wurden sowohl bezüglich der chromatischen Dispersion als auch bezüglich der Eigenschaften der Feldbegrenzung simuliert. Diese Feldbegrenzung kann durch den Teil der Modenleistung definiert werden, der sich innerhalb eines Radius grösser als r fortpflanzt:

$$P(r) = \frac{\int_r^\infty \psi^2(r) r dr}{\int_0^\infty \psi^2(r) r dr}$$

wo $\psi(r)$ die radiale Verteilung des elektromagnetischen Feldes darstellt. Die Begrenzung ist um so besser, je kleiner P ist. In den folgenden Beispielen wurde r auf $16 \mu\text{m}$ festgelegt, was der heutigen Limite des durch MCVD hergestellten optischen Mantels entspricht. Wenn man die Familien der Indexprofile untersucht, die die gleichen Werte von λ_0 und der Begrenzung aufweisen, so stellt man fest, dass es eine Beziehung zwischen den Indexunterschieden Δn und Δn_a (definiert in Fig. 9) gibt. Für einen nahe am Kern anliegenden Ring nimmt Δn mit Δn_a zu (Fig. 10a).

Hingegen verkleinert sich Δn mit Δn_a , je mehr der Ring vom Kern entfernt wird. Dieses Phänomen ist von einer Erhöhung des Modenfelddurchmessers begleitet und verursacht theoretisch eine Herabsetzung der Rayleigh-Dämpfung (durch Herabsetzung von Δn und Spreizung des Feldes gegen das Äussere des Lichtleiters). Umgekehrt, wenn λ_0 und der Modenfelddurchmesser konstant gehalten werden, nimmt die Begrenzung mit Δn_a zu: deshalb die Bezeichnung «Begrenzungsring». Figur 10c zeigt, dass es nicht unbedingt nötig ist, dass die Ringhöhe $3 \cdot 10^{-3}$ übersteigt, weil darüber der Begrenzungsgewinn vernachlässigbar wird. Zudem ist die Erhöhung des Modenfelddurchmessers mit Δn_a weniger empfindlich, wenn a_n $6 \mu\text{m}$ übersteigt, was ein Optimum darstellt. Aus diesen Gründen hat man einen Kern mit dreieckigem Indexprofil gewählt mit einem Δn zwischen $13 \cdot 10^{-3}$ und $14 \cdot 10^{-3}$, umgeben von einem Ring mit dreieckigem Indexprofil, $6 \mu\text{m}$ Radius, $4 \mu\text{m}$ Breite und einer Indexhöhe zwischen $2 \cdot 10^{-3}$ und $3 \cdot 10^{-3}$. Ein typisches Indexprofil ist in Figur 11 dargestellt.

34 Ergebnisse einer Vorfabrikation von Fasern mit dreieckigem Indexprofil und Ring

Die verschiedenen Werte der Wellenlänge mit Nulldispersion und des auf der Faser gemessenen Modenfelddurchmessers sind Gegenstand der Figur 12, in der ähnliche Hilfsgraphen wie in Figur 7 aufgetragen sind. Die Streuung der Messpunkte ist etwas grösser als im Falle eines einfachen Dreieckprofils, da der «Manchonnage» nicht gebraucht wurde, um die kleinen Abweichungen des Kerndurchmessers, in der Vorform betrachtet, zu korrigieren. Wenn man aber die Graphen mit jenen des dreieckigen Profils vergleicht, stellt man fest, dass der Raum zwischen den Kurven $\lambda_0 = 1525$ und $\lambda_0 = 1575$ etwa zweimal breiter ist als im Falle des Profils ohne Ring: Der Ring weist also auch den Effekt auf, den Toleranzbereich bezüglich der geometrischen Abmessungen des Faserkerns zu erhöhen.

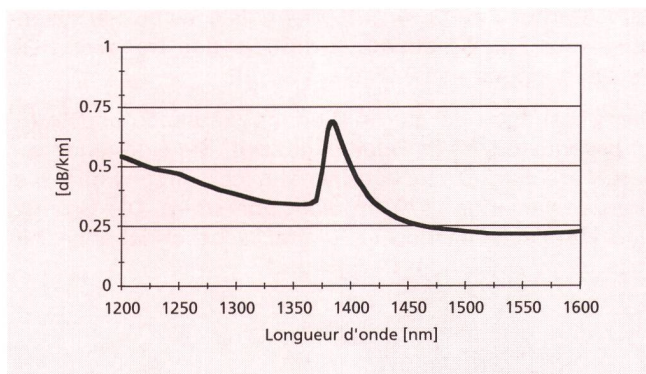


Fig. 13 Courbe d'atténuation spectrale typique pour une fibre à profil d'indice triangulaire avec anneau – Typische Kurve der spektralen Dämpfung für eine Faser mit dreieckigem Indexprofil mit Ring

large dans le cas du profil sans anneau: cet anneau a donc aussi pour effet d'augmenter la plage de tolérance sur les dimensions géométriques du cœur de la fibre.

L'ensemble des résultats obtenus sur une préproduction d'environ 300 km est résumé au *tableau II*, et une courbe d'atténuation spectrale typique est donnée à la *figure 13*. L'atténuation à 1550 nm est de 0,02 dB/km inférieure à celle du profil triangulaire simple et pourrait certainement être encore améliorée si ce type de profil devait être mis en production. Cette diminution de l'atténuation peut s'expliquer par une moindre valeur de la différence maximale de l'indice du cœur, ainsi que par une diminution de la part du mode se propageant au centre du cœur, là où le dopage au germanium est maximum. Le diamètre de champ modal passe de 7 à 8,1 μm , ce qui, pour fixer les idées, correspond dans le cas d'une excentricité du cœur par rapport au manteau de 1 μm à une diminution des pertes aux jonctions due au décalage transversal de 0,35 à 0,26 dB.

Les pertes radiatives en courbure, mesurées sur l'ensemble des échantillons, sont montrées à la *figure 14* et sont similaires à celles du profil triangulaire simple, malgré le fait que la longueur d'onde de coupure ne dépasse pas 1170 nm, pour les mêmes raisons que celles déjà mentionnées au paragraphe 32 concernant les fibres à profil triangulaire simple.

4 Conclusions

Il a donc été montré qu'il est possible de produire par MCVD des fibres à dispersion décalée, en utilisant la technique du manchonnage qui porte, pour l'instant, la longueur étirable par préforme à 40 km. Deux profils d'indice triangulaires ont été essayés. Le premier, le triangle simple, conduit à des valeurs d'affaiblissement environ 20 % plus élevées que celles des fibres monomodales à dispersion standard, avec un diamètre de champ modal à la limite inférieure (7 μm) de ce que propose le cahier des charges européen (ETSI). Le deuxième profil essayé, auquel on a adjoint un anneau de confinement, présente un diamètre de champ modal plus élevé (8,1 μm) et conduit à des valeurs d'affaiblissement de 10 % meilleures, mais pas encore tout-à-fait au niveau des fibres à dispersion normale. Les rendements

Tableau II. Résumé des caractéristiques optiques d'une pré-production d'environ 300 km de fibres à profil triangulaire avec anneau
Tabelle II. Übersicht der optischen Eigenschaften einer Vor-Fabrikation von etwa 300 km Glasfasern mit einfachem dreieckigem Index mit Einschränkungsrings

	min	moy	max
Zéro de dispersion chromatique [nm] — Nullwert der chromatischen Dispersion [nm]	1505	1535	1560
Diamètre de champ modal [μm] — Durchmesser des Modenfeldes [μm]	7,9	8,13	8,5
Longueur d'onde de coupure [nm] — Trennwellenlänge [nm]	1010	1060	1170
Affaiblissement à 1300 nm [dB/km] — Dämpfung bei 1300 nm [dB/km]	0,38	0,388	0,40
Affaiblissement à 1550 nm [dB/km] — Dämpfung bei 1550 nm [dB/km]	0,21	0,217	0,24

Die Messresultate einer Vorfabrikation von etwa 300 km Fasern sind in *Tabelle II* zusammengefasst. Eine typische Kurve der spektralen Dämpfung ist in *Figur 13* gegeben. Die Dämpfung bei 1550 nm ist um 0,02 dB/km kleiner als jene des einfachen dreieckigen Profils und könnte sicher noch verbessert werden, wenn dieser Profiltyp in die Produktion gebracht werden müsste. Die Herabsetzung der Dämpfung kann durch einen kleineren Wert des maximalen Unterschieds des Kernindex sowie durch eine Herabsetzung des Modenteils, der sich im Kernzentrum fortpflanzt, wo die Germaniumdotierung maximal ist, erklärt werden. Der Modenfelddurchmesser steigt von 7 auf 8,1 μm . Bei einer Exzentrizität des Kerns gegenüber

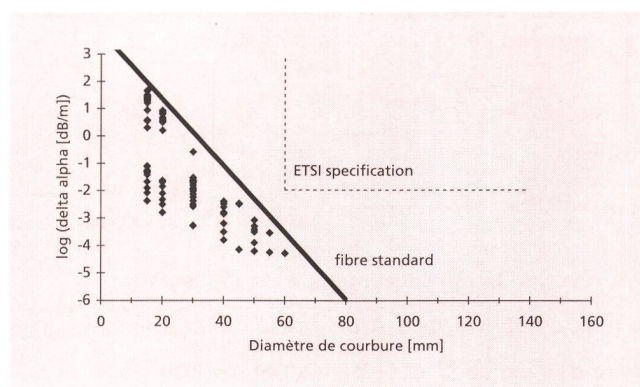


Fig. 14 Présentation synthétique des tests de pertes radiatives en courbures effectués à 1550 nm sur l'ensemble de la préproduction pour le profil triangulaire avec anneau – Synthetische Darstellung der Tests über die Strahlungsverluste bei den Krümmungen bei 1550 nm, die auf die Gesamtheit der Vorfabrikation von Fasern mit dreieckigem Profil mit Ring durchgeführt wurden

observés lors de la préproduction de ces deux types de profils étaient similaires à ceux des fibres standard.

Par ailleurs, il a été observé que la longueur d'onde de coupure pouvait être beaucoup plus petite que celle des fibres standard, sans pour autant que la résistance aux courbures n'en soit affectée, du fait de la forme particulière du profil d'indice. En effet, ce profil triangulaire garantit au seul mode fondamental un confinement optimal; il est en ce sens plus monomode que le profil standard à saut d'indice.

Annexe: Relation entre absorption et dispersion chromatique dans une fibre optique

On décrit l'interaction entre un milieu diélectrique et un champ électromagnétique incident $\varepsilon_0 E$ par la relation $\varepsilon_0 \varepsilon(\omega) E = \varepsilon_0 E + P$, où le premier terme de l'égalité représente le champ électrique résultant, et où P représente le champ de polarisation issu de l'ensemble des oscillateurs mis en mouvement par le champ incident.

Le principe de causalité exprime le fait que ces oscillateurs ne peuvent pas rayonner de champ électrique avant d'avoir été excités par le champ incident; on peut le traduire en termes mathématiques par le fait que la réponse du milieu à une impulsion électrique au temps $t=0$ est nulle pour les temps négatifs. La première égalité décrit la réponse fréquentielle du milieu à un champ incident à une fréquence ω ; on peut l'écrire sous la forme $\varepsilon(\omega) - 1 = P/\varepsilon_0 E$, où P est la réponse du milieu à l'excitation $\varepsilon_0 E$. $\varepsilon(\omega)$ est la constante diélectrique du milieu. On exprime habituellement la variation du champ à l'aide de la notation exponentielle complexe, très utile pour les calculs, la partie réelle seule ayant une signification physique. $\varepsilon(\omega)$ est donc complexe: $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$, et l'indice du milieu est défini par $n^2(\omega) = \varepsilon(\omega)$, avec $n = n' - i\kappa$.

Le principe de causalité entre P et E a une conséquence sur les parties réelles et imaginaires de $\varepsilon(\omega)$: Elles sont transformées de Hilbert l'une de l'autre:

$$\varepsilon_1(\omega) - 1 = \frac{1}{\pi} \text{P.P.} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon_2(\omega') d\omega'}{\omega - \omega'} = \frac{2}{\pi} \text{P.P.} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_2(\omega') \omega' d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2}$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{P.P.} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\varepsilon_1(\omega') - 1) d\omega'}{\omega - \omega'} = \frac{2\omega}{\pi} \text{P.P.} \int_0^{\infty} \frac{(\varepsilon_1(\omega') - 1) d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2}$$

(P.P. désigne la partie principale de l'intégrale.)

La relation de *Kramers-Krönig* relie directement la partie réelle de l'indice n' et l'atténuation $\alpha = \kappa k = \frac{\omega}{c} \kappa$.³

³ On définit l'échelle des dB optique par:

$$\alpha_{dB} = -10 \log [\exp(-\alpha)]^2$$

$$\text{d'où } \exp(-2\alpha) = 10^{-\alpha_{dB}/10} = \exp\left(-\frac{\ln 10}{10} \alpha_{dB}\right)$$

(on a utilisé la relation $a^x = e^{x \ln a}$)

soit enfin $\alpha_{dB} = 8,69 \alpha$

dem Mantel um 1 μm entspricht dies einer Herabsetzung der Spleissverluste aufgrund der transversalen Verschiebungen von 0,35 bis 0,26 dB.

Die Messungen der durch Biegung verursachten Strahlungsverluste sind in *Figur 14* gezeigt. Sie sind jenen eines einfachen Dreieckprofils ähnlich, auch wenn die Grenzwellenlänge 1570 nm nicht übersteigt. Die Gründe sind identisch mit den in Kapitel 32 beschriebenen für Fasern mit einfachem Dreieckprofil.

4 Schlussfolgerungen

Es wurde gezeigt, dass es möglich ist, mit der MCVD-Methode Fasern mit verschobener Dispersion herzustellen, wenn man die Technik des «Manchonnage» einsetzt. Dies erlaubt zurzeit eine Faserlänge von 40 km mit einer Vorform zu ziehen. Es wurden zwei dreieckige Indexprofile ausprobiert. Das erste Profil, ein einfaches Dreieck, führt zu Dämpfungswerten, die etwa 20 % über jenen von Monomodefasern mit Standarddispersion liegen. Dabei liegt der Modenfelddurchmesser an der unteren Grenze (7 μm) des im europäischen Pflichtenheft (ETSI) vorgeschlagenen Wertes. Das zweite untersuchte Profil, dem ein Begrenzungsring zugefügt wurde, weist einen höheren Modenfelddurchmesser (8,1 μm) auf und führt zu um 10 % besseren Dämpfungswerten, was jedoch noch nicht jenen von Fasern mit normaler Dispersion entspricht. Die anlässlich der Vorfabrikation festgestellten Ausbeuten dieser beiden Profiltypen waren mit denen der Standardfasern vergleichbar.

Zudem wurde beobachtet, dass die Grenzwellenlänge viel kleiner sein konnte als jene der Standardfasern, ohne dass die Biegeempfindlichkeit beeinträchtigt wurde. Dies ist auf die besondere Form des Indexprofils zurückzuführen, das dem einzigen Grundmode eine optimale Einschränkung garantiert. In diesem Sinne ist er besser monomode als das Standardprofil mit Stufenindex.

Anhang: Beziehung zwischen Absorption und chromatischer Dispersion in einer optischen Faser

Man beschreibt die Wechselwirkung zwischen einem dielektrischen Medium und einem einfallenden elektromagnetischen Feld $\varepsilon_0 E$ durch die Gleichung $\varepsilon_0 \varepsilon(\omega) E = \varepsilon_0 E + P$. Der erste Term der Gleichung stellt das resultierende elektrische Feld und P das Polarisationsfeld dar, das aus der Gesamtheit der durch das einfallende Feld in Bewegung gebrachten Oszillatoren entsteht.

Nach dem Kausalitätsprinzip können die Oszillatoren kein elektrisches Feld ausstrahlen, wenn sie nicht durch das einfallende Feld erregt wurden; dies kann man mathematisch so ausdrücken, indem die Antwort des Mediums auf einen elektrischen Impuls zur Zeit $t=0$ für die negativen Zeiten null ist. Mit der ersten Gleichung wird die frequenzbezogene Antwort des Mediums auf ein einfallendes Feld mit der Frequenz ω beschrieben; man kann diese in der Form $\varepsilon(\omega) - 1 = P/\varepsilon_0 E$, bei der P die Antwort des Mediums auf die Anregung $\varepsilon_0 E$ ist, schreiben.

$$n'(\omega) - 1 = \frac{2c}{\pi} \text{P.P.} \int_0^\infty \frac{\alpha(\omega') d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2}$$

Connaissant l'atténuation $\alpha(\omega)$, on peut en déduire la valeur de l'indice. La relation existe dans l'autre sens, mais n'a pas beaucoup d'intérêt expérimental puisqu'il est beaucoup plus difficile de mesurer des indices que des atténuations.

Ces relations de Kramers-Krönig ont plusieurs implications (voir par exemple à ce sujet *S. G. Lipson and H. Lipson, Optical Physics, Cambridge University Press*): si $n'(\omega)$ est constant entre deux valeurs ω et ω_2 , alors α est nul entre ω_1 et ω_2 ; si $\alpha(\omega)$ présente un minimum autour de ω_0 , alors la dérivée seconde de $n'(\omega)$ est nulle autour de ω_0 . Cela signifie que la courbe $\beta(\omega)$ présente un point d'inflexion en ω_0 , ou encore que la dispersion est nulle en ω_0 .

Dans le cas de la fibre optique, les fenêtres de transmission se trouvent entre le pic d'absorption IR (liaison Si-O à quelques micromètres de longueur d'onde) et le pic d'absorption UV (≈ 100 nm). Le minimum d'affaiblissement ne se trouve pas exactement au zéro de dispersion vers 1300 nm, car un autre mécanisme de perte vient s'ajouter, la diffusion de Rayleigh, et qui diminue avec ω^4 (ou $1/\lambda^4$). Ceci a pour effet de décaler le minimum d'affaiblissement à 1550 nm.

Adresse des auteurs:

Cabloptic SA
CH-2016 Cortaillod

Bibliographie

- [1] *Flemming J. W. and Wood D. L.* «Refractive index dispersion and related properties in fluorine-doped silica», *Appl. Opt.*, 22, N° 19, p. 3102 (1983).
- [2] *Kobayaschi S., Shibata S., Shibata N. and Izawa T.* «Refractive index dispersion of doped fused silica», *IIOC '77 proceedings*, B8.3, p. 309 (1977).
- [3] *Davies R. W., Davidson D. and Singh M. P.* «Single-mode optical fiber with arbitrary refractive-index profile: propagation solution by the Numerov method», *J. of Light Techn.*, LT-3, N° 3, p. 619 (1985).
- [4] *Cochet F. et Leuenberger B.* «Recherche d'un profil d'indice optimal pour des fibres optiques monomodes», *Bull. Tech. PTT* 6/1990, pp. 254–265.
- [5] *Sandoz F., Cochet F. and Leuenberger B.* «Upgraded Rod-in-Tube Process for MCVD Preforms», *8th EFOC/LAN proceedings*, pp. 74–76 (1990).
- [6] *Croft T. D., Ritter J. E. and Bhagavatula V. A.* «Low-loss dispersion shifted single-mode fiber manufactured by the OVD Process», *J. of Light Techn.*, LT-3, N° 5, pp. 931–934 (1985).

$\varepsilon(\omega)$ stellt die Dielektrizitätskonstante des Mediums dar. Üblicherweise wird die Variation des Feldes mit der komplexen, exponentiellen Schreibweise ausgedrückt, die für die Berechnungen sehr nützlich ist. Dabei hat nur der reelle Teil eine physikalische Bedeutung. $\varepsilon(\omega)$ ist also komplex: $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$, und der Index des Mediums wird durch $n^2(\omega) = \varepsilon(\omega)$ definiert, mit $n = n' - ik$.

Das Kausalitätsprinzip zwischen P und E wirkt sich auf die reellen und imaginären Teile von $\varepsilon(\omega)$ aus. Sie sind gegenseitige *Hilbert-Transformierte*:

$$\varepsilon_1(\omega) - 1 = \frac{1}{\pi} \text{P.P.} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon_2(\omega') d\omega'}{\omega - \omega'} = \frac{2}{\pi} \text{P.P.} \int_0^\infty \frac{\varepsilon_2(\omega') \omega' d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2}$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{P.P.} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\varepsilon_1[\omega'] - 1) d\omega'}{\omega - \omega'} = \frac{2\omega}{\pi} \text{P.P.} \int_0^\infty \frac{(\varepsilon_1[\omega'] - 1) d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2}$$

(P.P. entspricht dem Hauptteil des Integrals.)

Die Gleichung von *Kramers-Krönig* verbindet den reellen Teil des Indexes n' mit der Dämpfung $\alpha = k\kappa = \frac{\omega}{c} \kappa$.³

$$n'(\omega) - 1 = \frac{2c}{\pi} \text{P.P.} \int_0^\infty \frac{\alpha(\omega') d\omega'}{\omega^2 - \omega'^2}$$

Wenn man die Dämpfung $\alpha(\omega)$ kennt, kann man den Indexwert davon ableiten. Die entgegengesetzte Gleichung existiert auch, ist aber für Untersuchungen nicht sehr interessant, weil es viel schwieriger ist, Brechungsprofile zu messen als Dämpfungen.

Die Kramers-Krönig-Gleichungen haben mehrere Folgen (vergleiche z. B. *S. G. Lipson and H. Lipson, Optical Physics, Cambridge University Press*): Wenn $n'(\omega)$ zwischen zwei Werten ω und ω_2 konstant ist, dann ist α gleich null zwischen ω_1 und ω_2 ; wenn $\alpha(\omega)$ ein Minimum um ω_0 aufweist, dann ist die zweite Ableitung von $n'(\omega)$ um ω_0 gleich null. Dies bedeutet, dass die Kurve $\beta(\omega)$ bei ω_0 einen Wendepunkt aufweist oder dass die Dämpfung bei ω_0 null ist.

Bei einer optischen Faser befinden sich die Übertragungsfenster zwischen der Absorptionsspitze IR (Verbindung Si-O bei einigen Mikrometern Wellenlänge) und der Absorptionsspitze UV (≈ 100 nm). Das Dämpfungsminimum befindet sich nicht genau beim Nullwert der Dispersion um 1300 nm, weil ein anderer zusätzlicher Effekt dazukommt, die Rayleigh-Streuung, die jedoch mit ω^4 (oder $1/\lambda^4$) abnimmt. Dies hat die Verschiebung des Dämpfungsminimums auf 1550 nm zur Folge.

Adresse der Autoren:

Cabloptic SA
CH-2016 Cortaillod

³ Man definiert den Massstab der optischen dB wie folgt:

$$\alpha_{dB} = -10 \log [\exp(-\alpha)]^2$$

$$\text{wobei } \exp(-2\alpha) = 10^{-\alpha_{dB}/10} = \exp\left(-\frac{\ln 10}{10} \alpha_{dB}\right)$$

(bei Anwendung der Formel $\alpha^x = e^{x \ln \alpha}$)

was $\alpha_{dB} = 8,69 \alpha$ ergibt

Zusammenfassung *Résumé*

Dispersionsverschobene Fasern – Herstellung mit dem MCVD-Verfahren

Die dispersionsverschobenen optischen Monomodefasern können in Datenübertragungssystemen für weite Entfernungen Anwendung finden, bei denen die schwache Faserdämpfung bei 1550 nm gestattet, die Anzahl Verstärker gegenüber Systemen mit Standardfasern auf die Hälfte zu reduzieren. Dies gilt auch für Verteilnetze, die Verstärker mit erbiumdotierten Fasern (1550 nm) benötigen. Dies ist der Grund, weshalb Cabloptic sich entschlossen hat, die Anwendbarkeit der MCVD-Technologie zur Herstellung von Fasern mit Dispersionsverschiebung zu untersuchen. Nach einer kurzen Erläuterung der chromatischen Dispersion werden die Eigenschaften der Indexprofile, die mit den Forderungen der eigentlichen MCVD-Herstellung kompatibel sind, dargestellt. Es wird gezeigt, dass zwei Indexprofile erfolgversprechende Ergebnisse bringen, sowohl was die optischen Eigenschaften als auch den Herstellungswirkungsgrad betrifft. Das erste Profil entspricht einem einfachen Dreieck, das zweite weist zudem noch einen Begrenzungsring auf, der zur Erhöhung des Modenfelddurchmessers bei einer Herabsetzung der Dämpfung bei 1550 nm führt.

Fibres à dispersion décalée – Fabrication par MCVD

Les fibres optiques monomodales à dispersion décalée peuvent trouver des applications dans les systèmes de transmission de données à longue distance, où, grâce à leur faible atténuation à 1550 nm, le nombre de répéteurs peut être divisé par deux par rapport aux systèmes à fibres standard, et dans les réseaux de distribution utilisant des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium (1550 nm). C'est pourquoi Cabloptic a décidé d'évaluer les aptitudes de la technologie MCVD à la production de fibres à dispersion décalée. Après un rappel sur la dispersion chromatique, les caractéristiques des profils d'indice compatibles avec les contraintes de fabrication propres à la MCVD sont exposées, et il est montré que deux profils donnent des résultats prometteurs tant en ce qui concerne les caractéristiques optiques que le rendement de production. Le premier est en forme de triangle simple, le second présente en plus un anneau de confinement dont l'intérêt est d'augmenter le diamètre de champ modal tout en réduisant l'atténuation à 1550 nm.

Riassunto

Fibre a dispersione differita – Fabbricazione mediante MCVD

Le fibre ottiche monomodali a dispersione differita possono essere applicate nei sistemi di trasmissione di dati a lunga distanza nei quali, grazie alla debole attenuazione a 1550 nm, il numero di ripetitori può essere ridotto alla metà rispetto ai sistemi a fibre standard. Ciò vale anche per le reti di distribuzione che utilizzano amplificatori di fibre dotate di erbio (1550 nm). È per questo motivo che Cabloptic ha deciso di valutare l'applicabilità della tecnologia MCVD alla produzione di fibre a dispersione differita. Dopo una breve spiegazione della dispersione cromatica vengono presentate le caratteristiche dei profili d'indice compatibili con le regole di fabbricazione proprie della tecnologia MCVD. È provato che due profili d'indice danno risultati promettenti sia per ciò che concerne le caratteristiche ottiche sia per quanto riguarda il rendimento di produzione. Il primo profilo corrisponde a un triangolo semplice, il secondo presenta in più un anello di limitazione che porta a un aumento del diametro del campo modale riducendo l'attenuazione a 1550 nm.

Summary

Dispersion-Shifted Fibres – Manufacture by MCVD

The dispersion-shifted optical monomode fibres can find application in long haul data transmission systems where, due to their weak attenuation at 1550 nm, the number of amplifiers can be reduced by half compared to systems with standard fibres. This also applies to distribution systems which use erbium-doped fibre amplifiers (1550 nm). This is the reason why Cabloptic has decided to examine the applicability of the MCDV technology for the production of dispersion-shifted fibres. After a short explanation of the chromatic dispersion, the characteristics of the index profile, which are compatible with the demands of the MCVD fabrication, are described. It is shown that two index profiles give promising results as far as the optical properties and the production efficiency are concerned. The first refractive index profile is a simple triangle, the second presents in addition a confining ring which leads to the increase of the mode-field diameter and at the same time reduces the attenuation at 1550 nm.