

Podstawowe parametry światłowodów wielomodowych

- Średnica pola modu – pole efektywne
- Robocze definicje długości fali odcięcia
- Wpływ profilu na straty mikrozgięciowe
- Straty włókna ze względu na tłumienie
- Źródła dyspersji chromatycznej
- Dyspersja polaryzacyjna modów
- Nieliniowość włókien optycznych

Średnica pola modu – pole efektywne

Blisko długości fali odcięcia pole radialne dla modu LP₀₁ włókna skokowego jest prawie gaussowskie. Średnica pola modu (*MFD* – mode field diameter) oraz pole efektywne (*A_{eff}* – effective area) są zdefiniowane jako:

$$MFD^2 = 2 \frac{\int_0^{\infty} |E(r)|^2 r dr}{\int_0^{\infty} \left| \frac{dE}{dr}(r) \right|^2 r dr} \quad A_{eff} = 2\pi \frac{\left[\int_0^{\infty} |E(r)|^2 r dr \right]^2}{\int_0^{\infty} |E(r)|^4 r dr},$$

MFD i *A_{eff}* ze swej natury są związane z długością fali i rosną dla dłuższych fal.

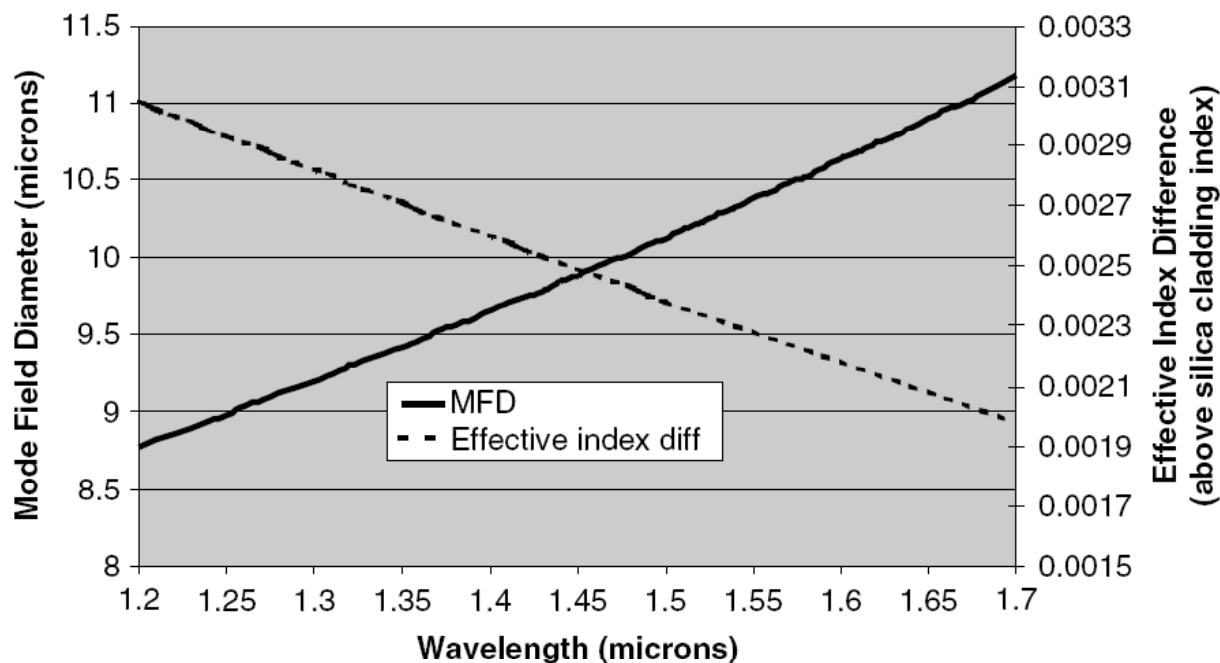


FIG. 3 Zaburzenia w *MFD* oraz ($n_{eff} - n_2$) w funkcji długości fali dla struktury skokowej z $\Delta=0.366\%$ i promieniem rdzenia $a=4.8$ um.

Długość fali odcięcia

Jak wykazano wcześniej struktura cylindrycznego światłowodu podtrzymuje propagację tylko podstawowego modu LP_{01} gdy V jest poniżej 2.405, stąd *teoretyczna długość fali odcięcia* dla struktury step-index:

$$\lambda_c^{th} = \frac{2\pi n_1 a}{2.405} \sqrt{2 \cdot \Delta},$$

Dla fal dłuższych poprzeczna stała propagacji β_{12} kolejnego modu LP_{11} w płaszczu staje się liczbą rzeczywistą. Zmienia to rozwiązanie dla pola elektrycznego w płaszczu z pola zanikającego w pole oscylujące, które prowadzi energię.

W praktyce istnienie w strukturze jedynie modu podstawowego LP_{01} zachodzi powyżej λ_c^{th} gdyż ze względu na straty mikrozgięciowe mod LP_{11} jest efektywnie odcięty. Stąd tzw. *efektywna długość fali odcięcia* definiowana jest jako długość fali dla której $P_{out}(\lambda)$ jest o 0.1 dB powyżej mocy P_{01} (odpowiada to tłumieniu dla LP_{11} dla λ_c^{eff} 19.2 dB):

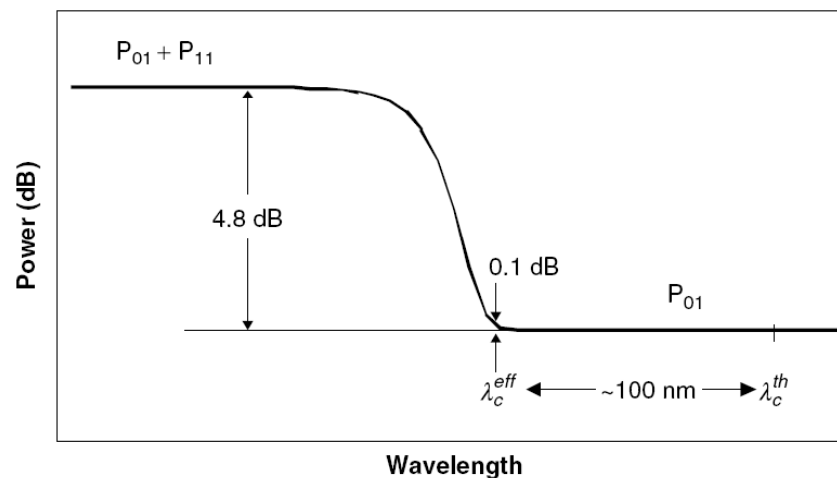


FIG. 4 Moc w krótkim odcinku włókna jednomodowego dla efektywnej fali odcięcia

Wpływ profilu na straty mikrozgięciowe

Istnieją dwa rodzaje włókien jednomodowych – tzw. *Matched* (włókna z dopasowanym płaszczem) oraz *depressed* (z obniżonym obszarem płaszczem) z MFD=8.8 μm .

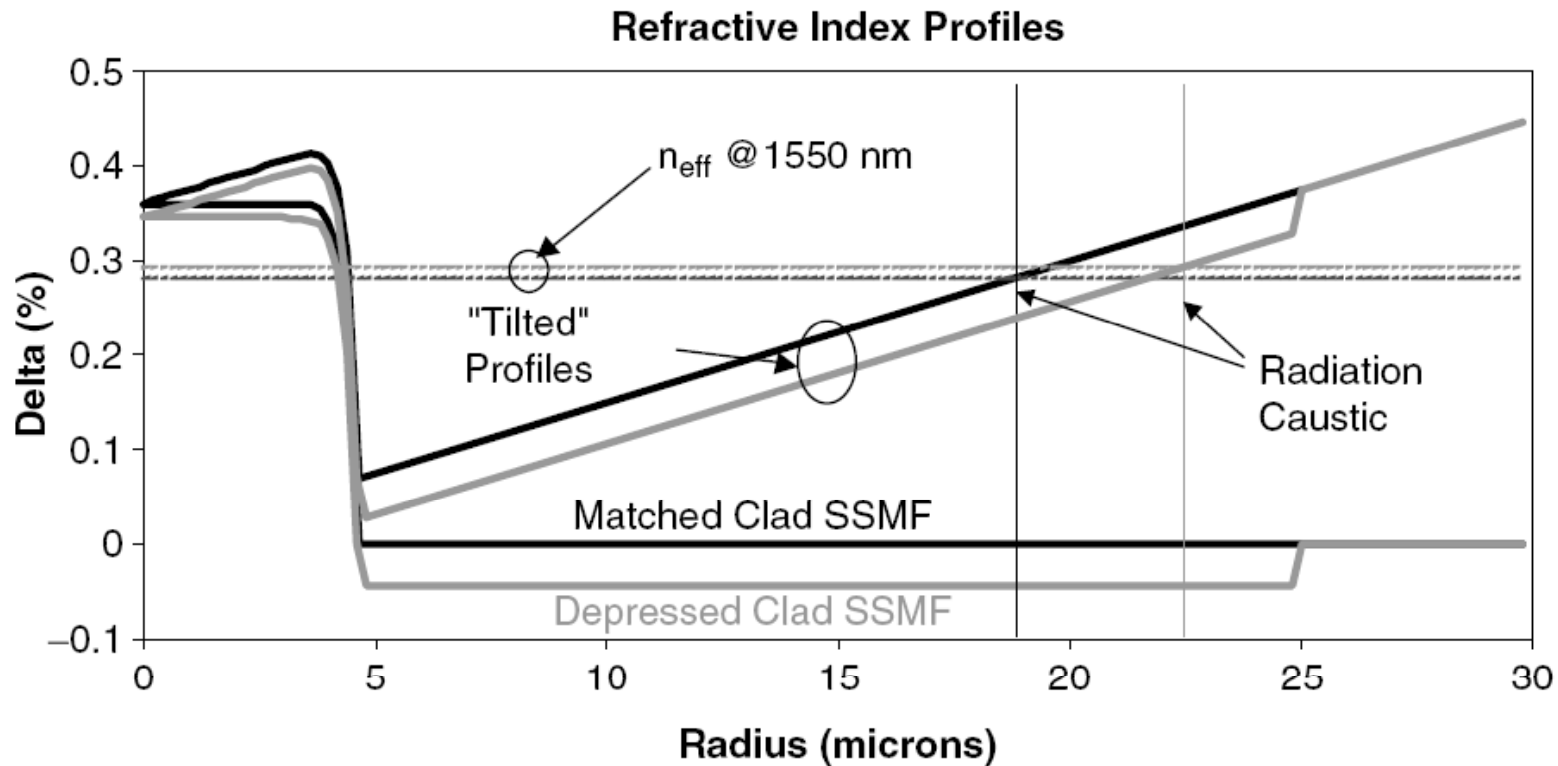


FIG. 5 Rozkład profilu w strukturze zgiętej dla dwu typów włókna. Efektywny indeks modu (linia przerywana) dla obu włókien jest poniżej współczynnika załamania płaszczem dla pewnej wartości promienia zgięcia zwanego *kaustyką wypromieniowania*. (Mody w zgiętym włóknie jest rzeczywistym modem leaki ze sprzężeniem do modów wypromieniujących powyżej kaustyki)

Straty włókna ze względu na tłumienie

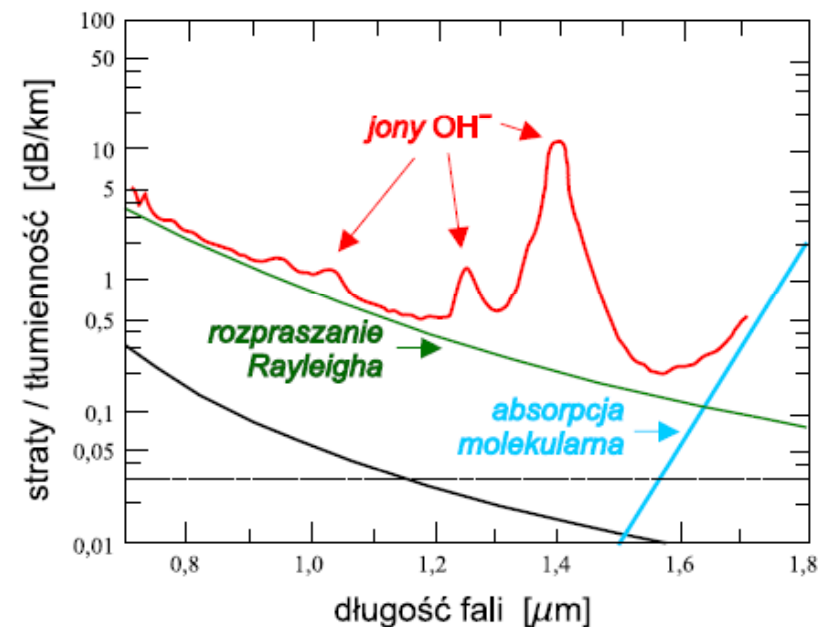
Straty zwane też *tłumiennościami* są zazwyczaj małe jednakże ze względu na duże odległości transmisji mają ogromne znaczenie. Z definicji :

$$\alpha = \frac{10}{l} \log \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right)$$

Jeśli moc wyjściowa stanowi 0.001 mocy wejściowej to osłabienie sygnału jest 30 dB.

Start dzieli się na *absorpcyjne* (foton ulega anihilacji, a jego energia zostaje przekazana atomom lub elektronom materiału) oraz związane z *rozproszeniem promieniowania* (foton zmienia tor ruchu i dlatego nie bierze udziału w transporcie sygnału):

- **Absorpcja** – głównie zanieczyszczenia materiału, zwłaszcza jony OH^- , z maksimum dla długości 0.95 μm , 1.23 μm , 1.37 μm (okna: 850 nm, 1300 nm, 1550 nm),
- **Rozproszenie Rayleigha** – niejednorodność szkła powoduje różną wartość n w strukturze, stąd rozproszenie Rayleigha które jest proporcjonalne do λ^{-4} . Jest także rozproszenie Mie oraz nieliniowe: Ramana, Brillouina.
- **Sprzężenie modów**
- **Zgięcia światłowodów**
- **Straty na złączach**



Źródła dyspersji chromatycznej

Dyspersja chromatyczna jest stosowana do zmian w kształcie impulsu związanym z zależnością prędkości transmisji mocy w funkcji częstotliwości optycznej lub długości fali. Wiąże się ona z szerokością widmową sygnału.

We włóknie jednomodowym dyspersja chromatyczna modu podstawowego wynika z dyspersyjnych właściwości materiału – stąd nazwa *dyspersja materiałowa*, jak i dyspersyjnych właściwości falowodu, określanych jak *dyspersja falowodowa*.

Dyspersja materiałowa

Propagacja fali świetlnej we włóknie odbywa się z szybkością c/n , stąd przyjmując oddziaływanie światła z elektronami walencyjnymi jako model oscylatora harmonicznego można zastosować równanie Sellmeier'a:

$$n^2 - 1 = \sum_{j=1}^M \frac{\lambda^2 B_j}{\lambda^2 - \lambda_j^2}$$

M – liczba elektronów, λ_j - długość fali, B_j – stała dopasowania (dla rezonansu)

Sellmeier coefficients for silica, germanium-doped silica, and fluorine-doped silica

Sellmeier coefficient	Undoped silica	Germanium-doped silica (4 mole %)	Fluorine-doped silica (1 mole %)
B_1	0.6968	0.6867	0.6911
λ_1	0.06907	0.07268	0.06840
B_2	0.4082	0.4348	0.4079
λ_2	0.1157	0.1151	0.1162
B_3	0.8908	0.8966	0.8975
λ_3	9.901	10.00	9.896

Opóźnienie grupowe na jednostkę długości włókna oraz dyspersja materiałowa:

$$\tau = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk_0}, \quad \tau = \frac{1}{c} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad \frac{d\tau}{d\lambda} = - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2}.$$

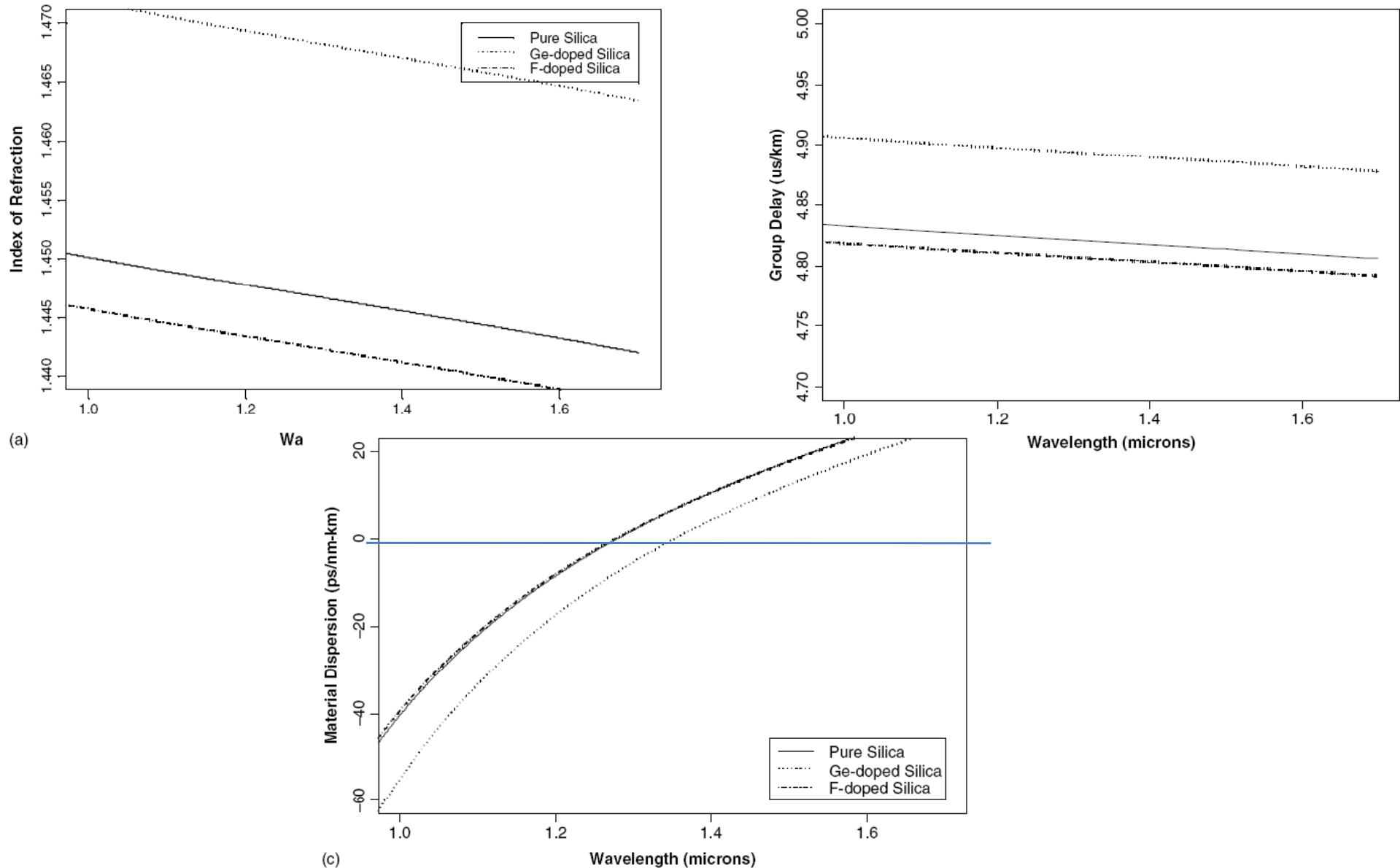


FIG. 6 Współczynnik załamania, opóźnienie grupowe oraz dyspersja materiałowa

Źródła dyspersji chromatycznej

Dyspersja falowodowa

Rozwiązanie rów. Helmholtza dla \mathbf{E} w strukturze cylindrycznej jak i związane z nim wartości własne są zależne od długości fali. Z zależności $\beta_{t1} = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$ wynika, iż nawet jeśli n_1 jest stałe (nie ma materiałowej dyspersji), zależność falowa $k_0 = 2\pi/\lambda$ powoduje dyspersyjną zależność tak β jak i β_{t1} . Stąd wyrażenie na opóźnieni grupowe:

$$\tau = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\beta}{d\lambda},$$

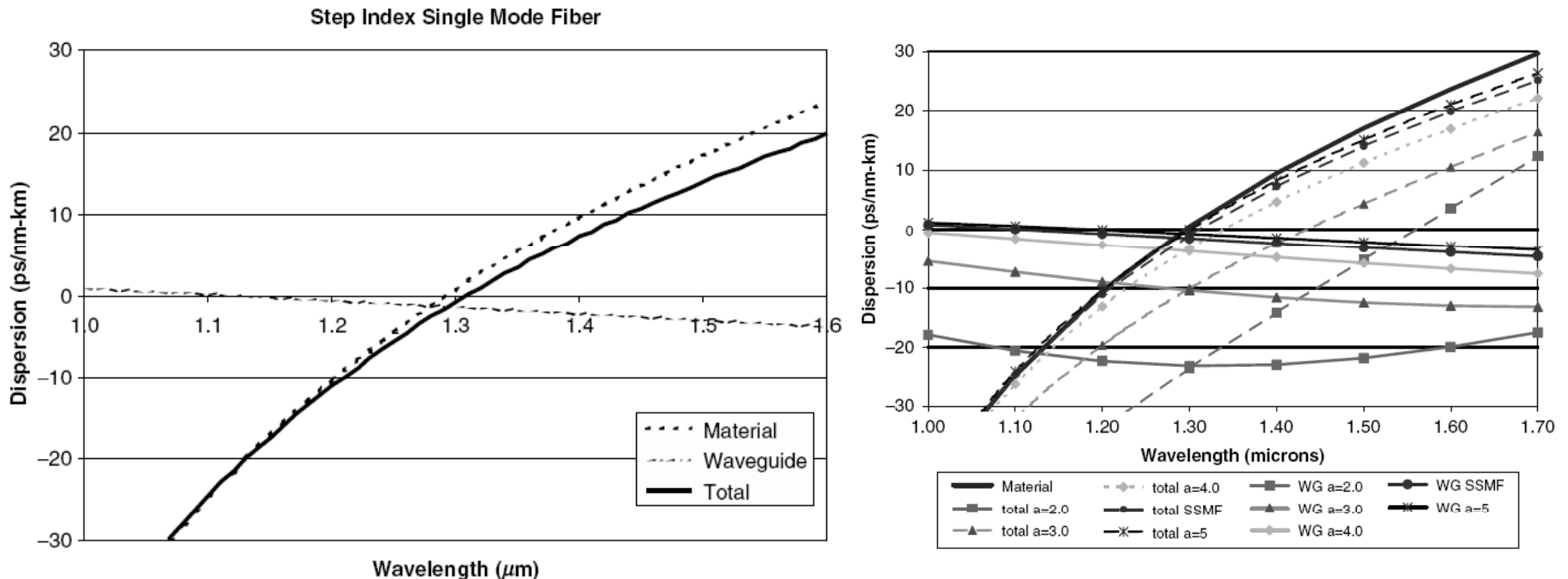


FIG. 7 Wpływ falowodowej i materiałowej dyspersji dla włókna jednomodowego

Dyspersja polaryzacyjna modów

W 90-tych latach zauważono efekt związany z *dyspersją polaryzacyjną modów (PMD)* podczas transmisji sygnału analogowego w sieci HFC. Dla transmisji <50 km, sygnał analogowy był bardzo czuły na bardzo mały poziom niezerównoważenia, który był generowany przez niepożądaną dyspersję, związaną z własnościami polaryzacyjnymi struktury. Można pokazać, iż dla danej (L, λ) występują dwa *główne stany polaryzacji (PSP – principle states of polarization)*, które mają minimalny i maksymalny czas przejścia. Różnica w czasie przejścia przez daną L tych stanów jest zwana *różnicowym opóźnieniem grupowym (DGD – differential group delay)*. Dla jednorodnej dwójłomności są dwie stałe osie (szybka i wolna) odpowiadające kierunkom PSP – w takiej strukturze światło doznaje periodycznym zmianom SOP z okresem równym *drodze zdunień (beat length)* zależnym od (B, λ) .

W rzeczywistych strukturach brak jest stałej symetrii generującej stałość PSP, które są zmienne wzdłuż włókna i zależne od λ . Dla dowolnego ustalonego układu przejść przez strukturę (zespołu wejść i wyjść) istnieje jednoznaczny zbiór PSP, stąd DGD (dla danej długości fali) tworzony jest w skomplikowany sposób – patrz FIG. 7..

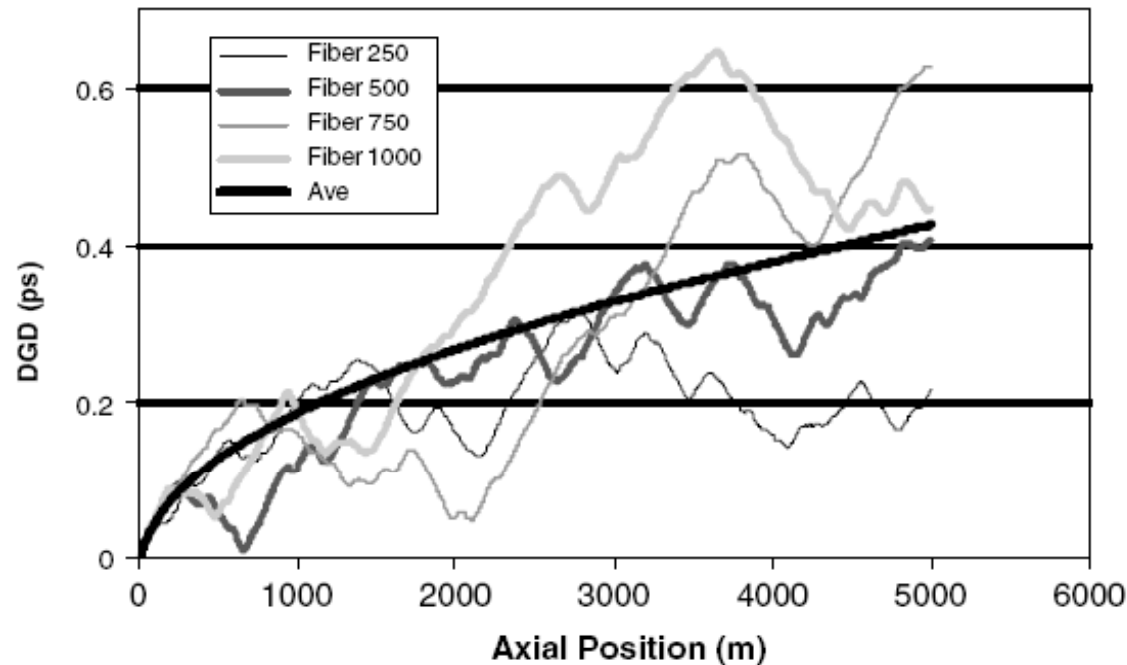


FIG. 7 Symulacja MC tworzenia DGD dla 5 km włókna z losowymi zaburzeniami B

Można wykazać na bazie modelu macierzowego wykorzystującego do opisu tzw. wektor Stokesa w przestrzeni Poincare, iż PMD dla danej długości włókna w przypadku nie występowania *PDL (polarization dependent loss)* opisuje wyrażenia analityczne postaci:

$$PMD = \sqrt{2}h \frac{\partial \Delta}{\partial \omega} \sqrt{e^{-z/h} + z/h - 1},$$

gdzie: h – jest długością korelacji we włóknie PSP, Δ - spodziewana wartość amplitudy dwójłomności. Równanie to pokazuje spodziewany liniowy wzrost PMD dla krótkiego odcinka włókna, który to prowadzi dla długiego włókna do wzrostu PMD zależnego jak pierwiastek kwadratowy z długości włókna (gdzie DGD właściwe dla krótkich odcinków włókna dodają się statystycznie do poprzednich odcinków).

Nieliniowość włókien optycznych

Optyczne nieliniowości w czasie transmisji przez włókno są wynikiem oddziaływania fali świetlnej z domieszkowanym szkłem będącym ośrodkiem dielektrycznym. Dla tego przypadku równanie falowe ma postać:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \text{ where } \mathbf{P} \cong \varepsilon_0 \left\{ \chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \vdots \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} \right\}.$$

W tym wypadku nieliniowość została uwzględniona w postaci tensora przenikalności dielektrycznej jako tensora trzeciego rzędu, gdyż efekty drugiego rzędu są pomijalne ze względu na molekularną symetrię krzemu. W tym wypadku współczynnik załamania ośrodka należy zapisać jako:

$$n = n_0 + n_2 |\mathbf{E}|^2,$$

$$n_0 = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}\{\chi^{(1)}\} \text{ and } n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re}\{\chi_{xxxx}^{(3)}\}.$$

Na tej podstawie uzyskuje się, iż efektywna długość L_{eff} włókna dla której nieliniowość ma istotne znaczenie, zależy zarówno od długości włókna L jak i jego tłumienności α :

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-\alpha L}].$$

Co przy niskiej tłumienności daje $L_{eff} \sim L$.

Formalizm związany z nieliniowością współczynnika załamania, pozwala na opis natężeniowo zależnych zmian fazy właściwych dla: *samomodulacji (SPM – self-phase modulation)*, *modulacji krzyżowej (XPM cross-phase modulation)* oraz *modulacji częstotliwościowej (FWM – frequency wave modulation)*. Modyfikacje te konieczne są także dla opisu zjawisk rozproszeniowych takich jak: *stymulowane rozproszenie Brillouina (SBS – stimulated Brillouin scattering)* oraz *stymulowane rozproszenie Ramana (SRS – stimulated Raman scattering)*.

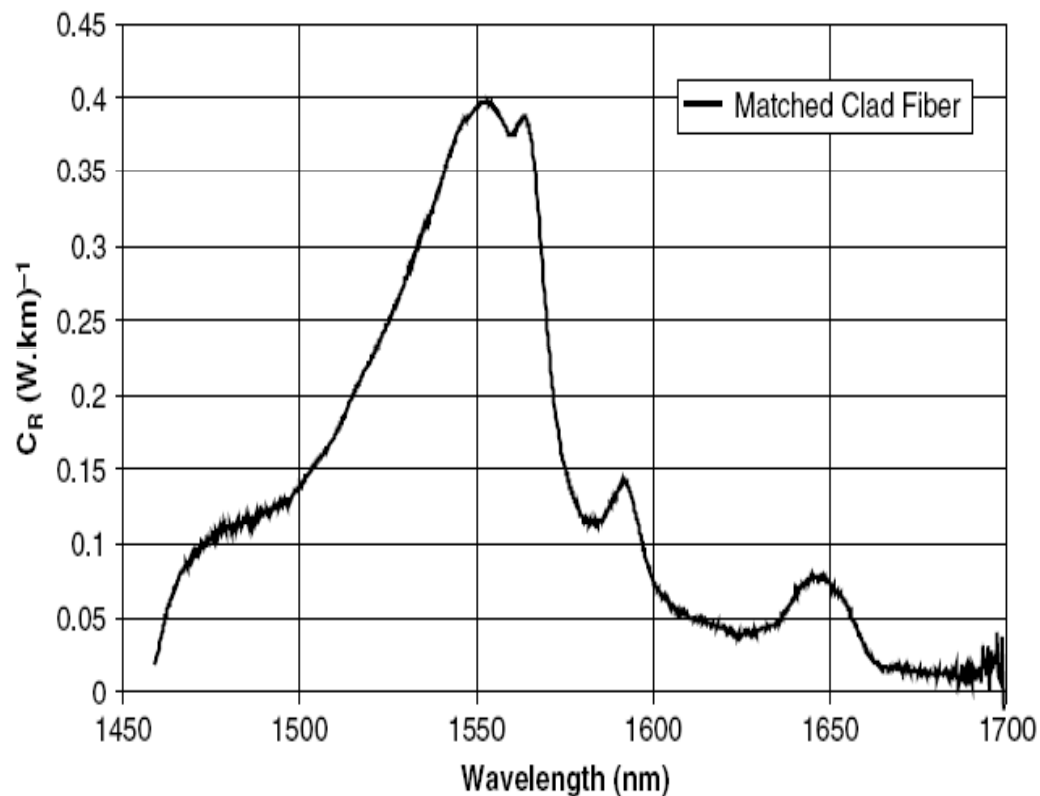
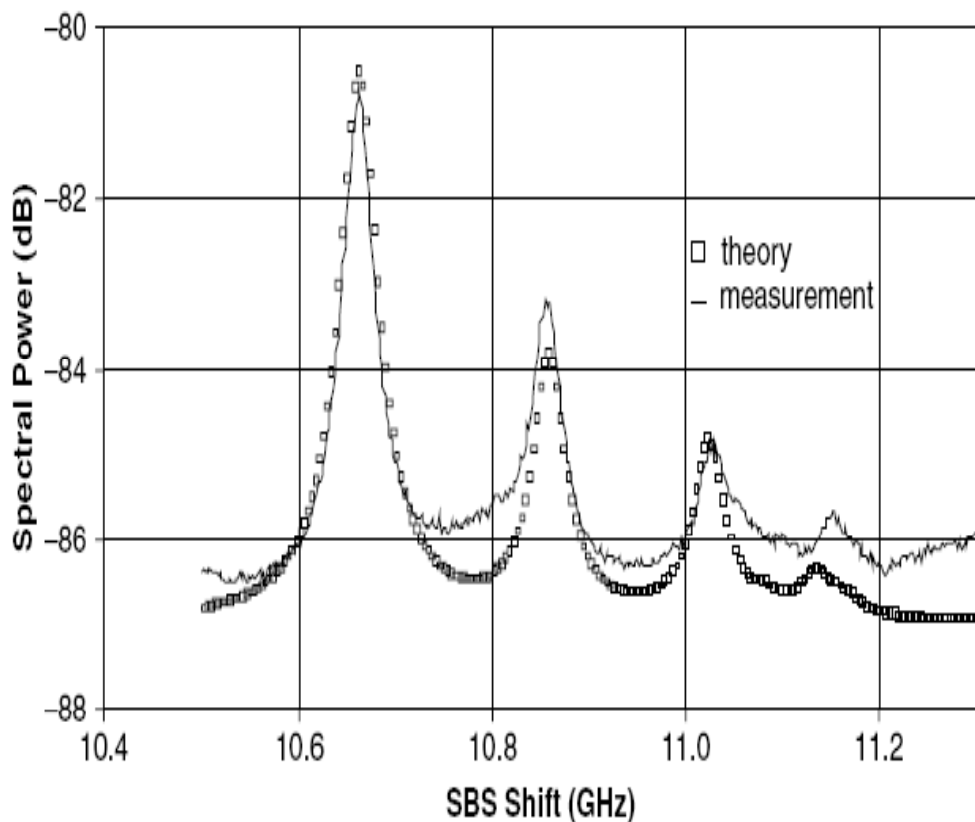


FIG. 8 Widmo SBS włókna wielomodowego oraz krzywa wzmocnienia Raman dla włókna jednomodowego