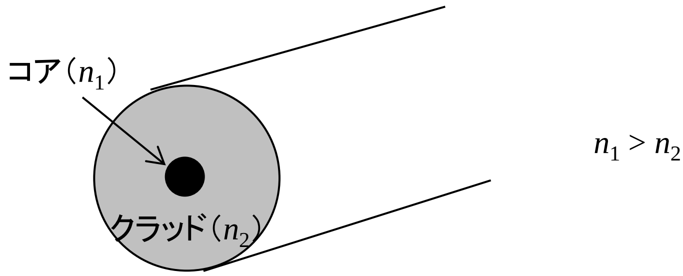
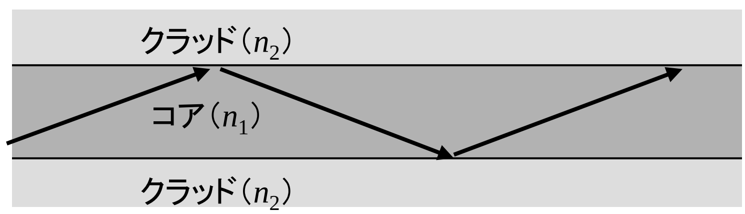
Ⅱ. 光ファイバと光通信

伝搬モード

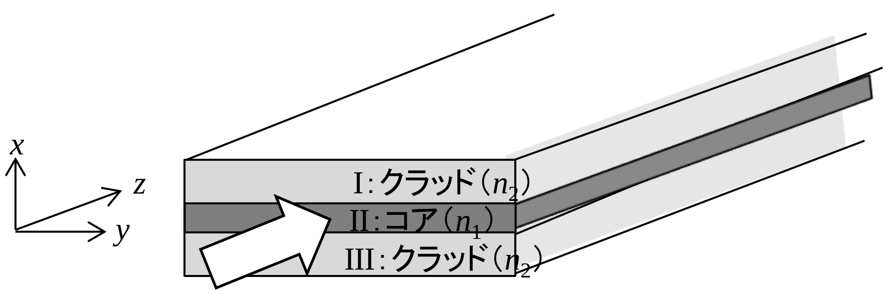
光ファイバ：屈折率の高いコアとその周りを取り囲むクラッドからなる、糸状のガラス媒質



（直観的には）光は、コアとクラッドの境界面で全反射しながら、コア内を伝搬。



但し、全反射の臨界角以下であれば常に閉じ込め伝搬されるわけではなく、
ある条件を満たした場合のみ伝搬可能。これを伝搬モードという。
以下では、伝搬モードを理解するために、平面状（スラブ）導波路について考えていく。



基本は波動方程式：

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

z 方向へ伝搬する角周波数 ω の光を想定し、これを次のように表記：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x,y)e^{i(k_z z - \omega t)}$$

波動方程式に代入：

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\mathbf{E}(x,y) + [n^2 k_0^2 - k_z^2]\mathbf{E}(x,y) = 0 \qquad \left(\frac{c^2}{n^2} = \frac{1}{\mu\varepsilon} \qquad k_0 = \frac{\omega}{c}\right)$$

コアは y 方向へは無限 → y方向の光電場は 一様と考えてよい(y 依存性無し)。

また、簡単のため、横直線偏波を想定する。すると、波動方程式はスカラー表記となる:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}E(x)+[n^2k_0^2-k_z^2]E(x)=0$$

この微分方程式の解は、$[n^2k_0{}^2-k_z{}^2]$ の符号に依存して、次のように表される:

① $[n^2k_0{}^2-k_z{}^2]>0$ の場合: $E(x)\propto\cos[\sqrt{n^2k_0^2-k_z^2}\,x],\ \sin[\sqrt{n^2k_0^2-k_z^2}\,x]$

② $[n^2k_0{}^2-k_z{}^2]<0$ の場合: $E(x)\propto\exp[\pm\sqrt{k_z^2-n^2k_0^2}\,x]$

①は x 方向に振動する解、②は x 方向に減衰または増大する解。

物理的に考えて、光がコアに閉じ込められるためには以下の表式となる。

領域 I では、$[n_2{}^2k_0{}^2-k_z{}^2]<0$ であり、$E_1(x)=A_1\exp[-\sqrt{k_z^2-n_2^2k_0^2}\,x]$

領域 II では、$[n_1{}^2k_0{}^2-k_z{}^2]>0$ であり、$E_2(x)=A_{2c}\cos[\sqrt{n_1^2k_0^2-k_z^2}\,x]+A_{2s}\sin[\sqrt{n_1^2k_0^2-k_z^2}\,x]$

領域 III では、$[n_2{}^2k_0{}^2-k_z{}^2]<0$ であり、$E_3(x)=A_3\exp[\sqrt{k_z^2-n_2^2k_0^2}\,x]$

上記閉じ込め条件より、

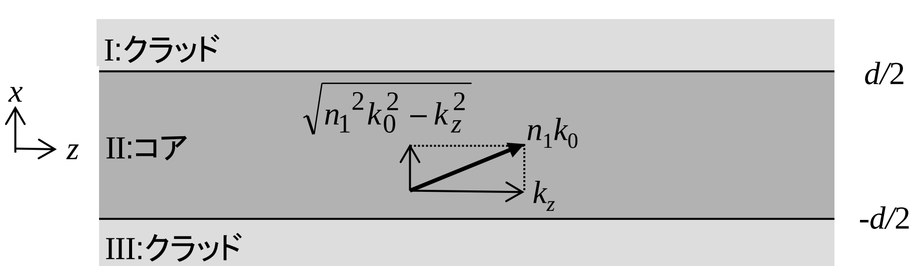
$n_1{}^2k_0{}^2>k_z{}^2>n_2{}^2k_0{}^2 \longrightarrow n_1>n_2$ (全反射が起こるための前提条件)

直観的には、

$\sqrt{k_z^2-n_2{}^2k_0^2}\equiv\alpha_x$:クラッドでの x 方向への(振幅の)減衰係数

$\sqrt{n_1^2k_0^2-k_z^2}\equiv k_x$:コアでの x 方向への空間的振動の伝搬定数

とみなせる。



上記閉じ込め条件に加えて、境界条件を満たす必要があり、これより伝搬モード条件が導かれる。

解析のため、領域 I と II の境界を $x=d/2$、領域 II と III の境界を $x=-d/2$ 、と座標付けする。

コア/クラッドの境界では電場は連続的なはず。

$$E_1(d/2)=E_2(d/2) \qquad E_2(-d/2)=E_3(-d/2)$$

さらに、磁場も連続的なはず。マックスウエル方程式より、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \longrightarrow \quad H_x = \frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x}$$

なので、

$$\frac{\partial E_1}{\partial x}(d/2) = \frac{\partial E_2}{\partial x}(d/2) \qquad \frac{\partial E_2}{\partial x}(-d/2) = \frac{\partial E_3}{\partial x}(-d/2)$$

以上の境界条件に前出の表式を代入する:

$$\begin{cases} A_1 \exp[-\alpha_x (d/2)] = A_{2\mathrm{c}} \cos[k_x (d/2)] + A_{2\mathrm{s}} \sin[k_x (d/2)] & ① \\ A_{2\mathrm{c}} \cos[k_x (d/2)] - A_{2\mathrm{s}} \sin[k_x (d/2)] = A_3 \exp[-\alpha_x (d/2)] & ② \\ -\alpha_x A_1 \exp[-\alpha_x (d/2)] = -k_x A_{2\mathrm{c}} \sin[k_x (d/2)] + k_x A_{2\mathrm{s}} \cos[k_x (d/2)] & ③ \\ k_x A_{2\mathrm{c}} \sin[k_x (d/2)] + k_x A_{2\mathrm{s}} \cos[k_x (d/2)] = \alpha_x A_3 \exp[-\alpha_x (d/2)] & ④ \end{cases}$$

上式を満たすk_xのみが存在し得る。 導波モード

簡単に言うと、境界条件からx方向の振幅の周期が決まる。

k_x と k_z は次式で関係付けられる:

$$\sqrt{n_1^2 k_0^2 - k_z^2} = k_x \quad \longrightarrow \quad k_z = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - k_x^2}$$

すなわち、z 方向の伝搬定数は導波モードによって決まる離散値となる。

ところで一般に、伝搬定数は $k = n(2\pi/\lambda)$ と表される(n: 屈折率、λ: 波長)。

そこで、

$$n_{\mathrm{eff}} \equiv \frac{k_z}{2\pi/\lambda} = \frac{\sqrt{n_1^2 k_0^2 - k_x^2}}{2\pi/\lambda}$$

を導波路の実効屈折率という。c/n_{eff} が z 方向への実効的伝搬速度。

従って、実効的伝搬速度は導波モードによって異なることになる。 モード分散

導波路モードは、導波路構造(d, n_1, n_2)および $k_0 = 2\pi/\lambda$ に依存。

具体的な k_x の形を導くのは結構面倒。

ここでは、境界条件の式を遣り繰りして、大まかな様子をみてみる。

$$\begin{cases} A_{2c}\cos[k_x(d/2)] + A_{2s}\sin[k_x(d/2)] = A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] & ① \\ A_{2c}\cos[k_x(d/2)] - A_{2s}\sin[k_x(d/2)] = A_3\exp[-\alpha_x(d/2)] & ② \\ -k_x A_{2c}\sin[k_x(d/2)] + k_x A_{2s}\cos[k_x(d/2)] = -\alpha_x A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] & ③ \\ k_x A_{2c}\sin[k_x(d/2)] + k_x A_{2s}\cos[k_x(d/2)] = \alpha_x A_3\exp[-\alpha_x(d/2)] & ④ \end{cases}$$

①×④

$$\{A_{2c}\cos[k_x(d/2)] + A_{2s}\sin[k_x(d/2)]\}\{k_x A_{2c}\sin[k_x(d/2)] + k_x A_{2s}\cos[k_x(d/2)]\}$$
$$= \alpha_x A_1 A_3 \exp[-\alpha_x d]$$

②×③

$$\{A_{2c}\cos[k_x(d/2)] - A_{2s}\sin[k_x(d/2)]\}\{k_x A_{2s}\cos[k_x(d/2)] - k_x A_{2c}\sin[k_x(d/2)]\}$$
$$= -\alpha_x A_1 A_3 \exp[-\alpha_x d]$$

⇩

$$A_{2s}A_{2c}\cos^2[k_x(d/2)] + A_{2c}A_{2s}\sin^2[k_x(d/2)] + (A_{2c}^2 + A_{2s}^2)\sin[k_x(d/2)]\cos[k_x(d/2)]$$
$$= -A_{2s}A_{2c}\cos^2[k_x(d/2)] - A_{2c}A_{2s}\sin^2[k_x(d/2)] + (A_{2c}^2 + A_{2s}^2)\sin[k_x(d/2)]\cos[k_x(d/2)]$$

⇩

$$A_{2s}A_{2c}\cos^2[k_x(d/2)] + A_{2c}A_{2s}\sin^2[k_x(d/2)] = 0$$

⇩

$A_{2c} = 0$ または $A_{2s} = 0$

$A_{2c} = 0$ の場合

$$\left.\begin{array}{l} ①\rightarrow\ A_{2s}\sin[k_x(d/2)] = A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] \\ ②\rightarrow -A_{2s}\sin[k_x(d/2)] = A_3\exp[-\alpha_x(d/2)] \end{array}\right\} \rightarrow\ A_1 = -A_3$$

（奇モード）

$$\left.\begin{array}{l} ③\rightarrow\ k_x A_{2s}\cos[k_x(d/2)] = -\alpha_x A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] \\ ④\rightarrow\ k_x A_{2s}\cos[k_x(d/2)] = \alpha_x A_3\exp[-\alpha_x(d/2)] \end{array}\right\} \rightarrow\ A_1 = -A_3$$

$$\left.\begin{array}{l} ①\ A_{2s}\sin[k_x(d/2)] = A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] \\ ③\ k_x A_{2s}\cos[k_x(d/2)] = -\alpha_x A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] \end{array}\right\} \rightarrow -\frac{\alpha_x}{k_x} = \frac{\cos[k_x(d/2)]}{\sin[k_x(d/2)]}$$
$$= -\frac{\sin[k_x(d/2)+\pi/2]}{\cos[k_x(d/2)+\pi/2]}$$
$$= -\tan[k_x(d/2)+\pi/2]$$

$A_{2s}=0$ の場合

$$\left.\begin{aligned} ①\rightarrow\ & A_{2c}\cos[k_x(d/2)] = A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] \\ ②\rightarrow\ & A_{2c}\cos[k_x(d/2)] = A_3\exp[-\alpha_x(d/2)] \end{aligned}\right\} \rightarrow\ A_1 = A_3$$

（偶モード）

$$\left.\begin{aligned} ③\rightarrow\ & k_x A_{2c}\sin[k_x(d/2)] = \alpha_x A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] \\ ④\rightarrow\ & k_x A_{2c}\sin[k_x(d/2)] = \alpha_x A_3\exp[-\alpha_x(d/2)] \end{aligned}\right\} \rightarrow\ A_1 = A_3$$

$$\left.\begin{aligned} A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] &= A_{2c}\cos[k_x(d/2)] \\ -\alpha_x A_1\exp[-\alpha_x(d/2)] &= -k_x A_{2c}\sin[k_x(d/2)] \end{aligned}\right\} \longrightarrow\ \frac{\alpha_x}{k_x} = \tan[k_x(d/2)]$$

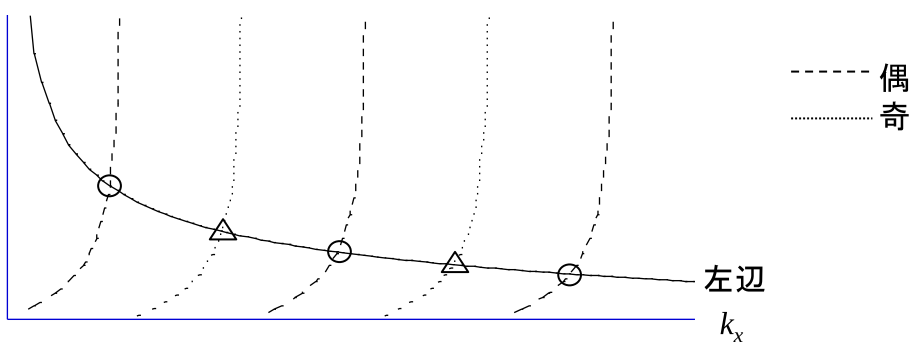
元の定義式より、 $\alpha_x = \sqrt{k_z^2 - n_2^2 k_0^2} = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - k_x^2 - n_2^2 k_0^2} = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)k_0^2 - k_x^2}$

これを代入

$$\frac{\sqrt{(n_1^2-n_2^2)k_0^2-k_x^2}}{k_x} = \tan[k_x(d/2)+\pi/2] \ \longrightarrow\ \sqrt{\frac{(n_1^2-n_2^2)k_0^2}{k_x^2}-1} = \tan[k_x(d/2)+\pi/2]$$

$$\frac{\sqrt{(n_1^2-n_2^2)k_0^2-k_x^2}}{k_x} = \tan[k_x(d/2)] \ \longrightarrow\ \sqrt{\frac{(n_1^2-n_2^2)k_0^2}{k_x^2}-1} = \tan[k_x(d/2)]$$

この等式を満たす k_x が導波モード。図的には、左辺の関数と右辺の関数の交点。



但し、$n_1{}^2 k_0{}^2 > k_z{}^2 > n_2{}^2 k_0{}^2$ という制約がある。

$$n_1^2 k_0^2 > n_1^2 k_0^2 - k_x^2 > n_2^2 k_0^2 \ \longrightarrow\ 0 < k_x^2 < (n_1^2 - n_2^2)k_0^2 \ \longrightarrow\ 0 < k_x < \sqrt{n_1^2 - n_2^2}\,k_0$$

⇩

伝搬モードの数には制限あり。極端な場合は伝搬モード数＝１。

伝搬モードがひとつである導波路をシングルモード導波路を呼ぶ。

伝搬モードが複数である導波路はマルチモード導波路。

伝搬モード数がひとつか複数かは信号伝送にとってとても重要（その理由は後程）。

では、伝搬モード数を決める要件を上図を使って考察する。

（1）右辺の周期間隔が大きいと交点は右側にシフト　→　モード数：少

周期間隔はコア幅 d に依存；　d：小　→　モード数:少

（2）左辺は無限大から0に向かって減少

減少率が大きいと、すぐに0になる　→　モード数：少

減少率は $(n_1 - n_2)$ に依存；　$(n_1 - n_2)$ ：小　→　減少率：大　→　モード数：少

減少率は k_0 にも依存；　k_0 ：小　→　減少率：大　→　モード数：少

k_0 は波長によって決まる；　長波長　→　k_0 ：小　→　モード数：少

まとめると、

コア厚 d：小
屈折率差 $(n_1 - n_2)$：小
波長：大

⇨ 伝搬モード数：小
極端な場合は、シングルモード導波路。

以上は平面状導波路の話。ファイバでも基本的には同じ。

但し、コア形状が円形なため、具体的な光電場の分布形は平面導波路とは異なる。

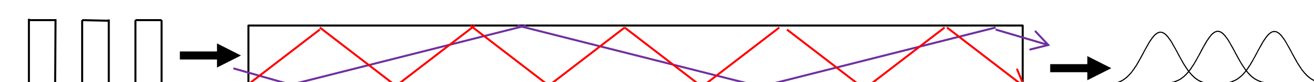
伝搬モード分散（mode dispersion）

媒質伝搬の際、光が感じる屈折率が属性によって異なる特性のことを分散 と呼ぶ。

異なる伝搬モードは、伝搬方向 z の伝搬定数 k_z が異なる　→　屈折率が異なるのと等価

伝搬モード分散

モード分散は、パルス拡がり（あるいは波形歪み）を引き起こす。



低次モードは速く/高次モードは遅く伝搬　→　パルス拡がり

⇩

高速通信系はシングルモードファイバ、小規模LANはマルチモードファイバ、

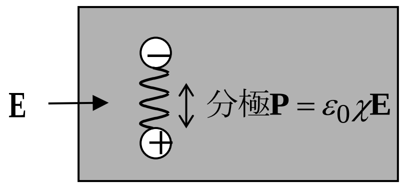
とするのが一般的。

ただし近年は、マルチモードファイバの各モードを使って異なる信号チャンネルを伝送する伝送方式の研究が進められている（モード多重伝送）。実用化はまだ。

損失

一般に、媒質には吸収が存在する。その源は媒質と光との相互作用。

代表的なのは双極子相互作用（dipole interaction）。



電子振動と分極との関係は、$\mathbf{P} = -Ne\mathbf{r}$

- N: 電子数（単位体積当たり）
- e: 電荷
- $\mathbf{r}$：電子の束縛点からのずれを表す座標

本項では、双極子モデルに基づいて、損失について考察する。

まず、光電場入射時の電子の振動より、分極の表式を導く。
電子振動の運動方程式は次式。

- m: 電子の質量
- K: 束縛定数
- γ: 減衰係数「ガンマ」

$$m\frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} = -K\mathbf{r} - e\mathbf{E} - m\gamma\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t}$$

（質量）×（加速度）　復元力　光電場による駆動力　減衰力（摩擦力に相当）

入射光電場の角振動数を ω とすると、電子も ω で振動するであろう。

$$\mathbf{r} \propto e^{-i\omega t} \longrightarrow \quad \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = -i\omega\mathbf{r} \qquad \frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} = -\omega^2\mathbf{r}$$

これを運動方程式に代入。

$$(-m\omega^2 - i\omega m\gamma + K)\mathbf{r} = -e\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{r} = -\frac{e}{-m\omega^2 - i\omega m\gamma + K}\mathbf{E}$$

$$= -\frac{e/m}{\omega_0{}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}\mathbf{E} = -\frac{e}{m}\cdot\frac{(\omega_0{}^2 - \omega^2) + i\omega\gamma}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)^2 + (\omega\gamma)^2}\mathbf{E}$$

ここで、$\omega_0 \equiv \sqrt{K/m}$ は固有振動数（自由振動時 $m(\partial^2\mathbf{r}/\partial t^2) = -K\mathbf{r}$ の振動数）

上の $\mathbf{r}$ を分極の表式に代入。

$$\mathbf{P} = -Ne\mathbf{r} = \underbrace{\frac{Ne^2}{m}\cdot\frac{(\omega_0{}^2 - \omega^2) + i\omega\gamma}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)^2 + (\omega\gamma)^2}}_{\text{感受率 } \varepsilon_0\chi}\mathbf{E}$$

χ は複素数。

実数部: $\chi_\mathrm{r} = \dfrac{Ne^2}{\varepsilon_0 m}\cdot\dfrac{(\omega_0{}^2 - \omega^2)}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)^2 + (\omega\gamma)^2}$　　虚数部: $\chi_\mathrm{i} = \dfrac{Ne^2}{\varepsilon_0 m}\cdot\dfrac{\omega\gamma}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)^2 + (\omega\gamma)^2}$

$|\omega - \omega_0| >> 0$ だと $\chi \rightarrow$ 実数

複素数であることの物理的意味を考える。

まず、$\chi = \chi_\mathrm{r} + \mathrm{i}\chi_\mathrm{i}$ として伝搬方程式に代入。

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu\varepsilon_0 (1+\chi)\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1+\chi_\mathrm{r} + i\chi_\mathrm{i}}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

z 方向へ伝播する角周波数 ω の単一偏波平面波を想定し、

$$E(z) = A(z)\exp[i(kz-\omega t)]$$

と表記して伝搬方程式に代入。

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} A(z) e^{i(kz-\omega t)} = \frac{1+\chi_\mathrm{r} + i\chi_\mathrm{i}}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(z) e^{i(kz-\omega t)}$$

$$\left\{ \frac{d^2 A}{dz^2} + 2ik\frac{dA}{dz} - k^2 A \right\} e^{i(kz-\omega t)} = -\frac{\omega^2 (1+\chi_\mathrm{r} + i\chi_\mathrm{i})}{c^2} A e^{i(kz-\omega t)}$$

$$\frac{d^2 A}{dz^2} + 2ik\frac{dA}{dz} - k^2 A = -\frac{\omega^2 (1+\chi_\mathrm{r} + i\chi_\mathrm{i})}{c^2} A$$

ここで、左辺の第１項と第２項の大きさを比較する。

$$\frac{d^2 A}{dz^2} \quad \text{vs} \quad 2ik\frac{dA}{dz}$$

$$\frac{dA}{dz} \quad \text{vs} \quad 2ikA$$

$$\frac{1}{k}\frac{dA}{dz} \quad \text{vs} \quad 2iA$$

$$\frac{\lambda}{2\pi n}\frac{dA}{dz} \quad \text{vs} \quad 2iA \qquad \left(k = n\frac{2\pi}{\lambda} \right) \qquad \left(\begin{array}{l} n: \text{屈折率} \\ \lambda: \text{波長} \end{array} \right)$$

左側は波長分だけ進んだときの振幅 A の変化量。右側は振幅 A。

通常、波長程度の距離（~ 10^{-6} m）では振幅はほとんど変わらない。 $\left(dY = \frac{dY}{dx} dx \right)$

⇩

$$\frac{d^2 A}{dz^2} << 2ik\frac{dA}{dz}$$

なので、伝搬方程式の左辺第１項は無視。 slowly varying 近似

$$2ik\frac{dA}{dz} - k^2 A = -\frac{\omega^2 (1+\chi_\mathrm{r} + i\chi_\mathrm{i})}{c^2} A \qquad \left(k = \frac{n\omega}{c} \right)$$

実数部: $k^2 A = \frac{\omega^2 (1+\chi_\mathrm{r})}{c^2} A \longrightarrow k^2 = \frac{\omega^2 (1+\chi_\mathrm{r})}{c^2} \longrightarrow n = \sqrt{1+\chi_\mathrm{r}}$

虚数部: $2k\frac{dA}{dz} = -\frac{\omega^2 \chi_\mathrm{i}}{c^2} A \longrightarrow 2\frac{n\omega}{c}\frac{dA}{dz} = -\frac{\omega^2 \chi_\mathrm{i}}{c^2} A \longrightarrow \frac{dA}{dz} = -\frac{\omega\chi_\mathrm{i}}{2nc} A$

虚数部の微分方程式は、$A(z) = A_0\exp[-(\alpha/2)z]$ とおいて解き出せる。

$$\left.\begin{array}{l} 左辺: \dfrac{dA}{dz} A_0 e^{-(\alpha/2)z} = -\dfrac{\alpha}{2} A_0 e^{-(\alpha/2)z} \\[2ex] 右辺: -\dfrac{\omega\chi_{\mathrm{i}}}{2nc} A_0 e^{-(\alpha/2)z} \end{array}\right\} \longrightarrow \alpha = \frac{\omega\chi_{\mathrm{i}}}{nc} = \frac{Ne^2}{nc\varepsilon_0 m}\cdot\frac{\gamma\omega^2}{(\omega_0{}^2-\omega^2)^2+(\gamma\omega)^2}$$

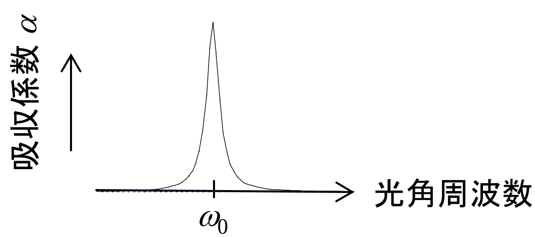
ここで、α の物理的意味について考える。
元の伝播光の表式に戻すと、

$$E(z) = A(z)e^{i(kz-\omega t)} = A_0 e^{-(\alpha/2)z} e^{i(kz-\omega t)}$$

これの光強度は、

$$I(z) \propto |E(z)|^2 = |A_0|^2 e^{-\alpha z} \quad \longleftarrow \quad \alpha \text{ は減衰係数（吸収係数）に相当}$$

吸収係数 α は入射光周波数に依存。媒質の固有振動数で鋭いピーク。



実際の媒質は様々な固有振動数を有しており、
それに応じた吸収スペクトルを示す。

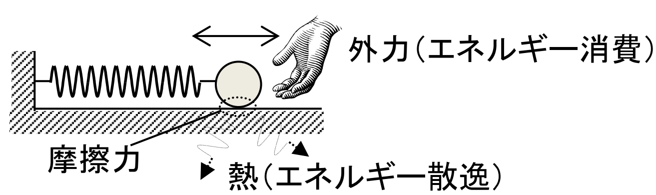
↓

ファイバ伝搬損失の波長依存性

（ついでながら）

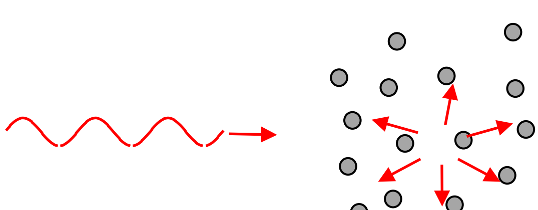
$\left.\begin{array}{l}\text{吸収の源は感受率の虚数部 } \chi_{\mathrm{i}} \\ \chi_{\mathrm{i}} \text{ の源は媒質運動方程式内の減衰力}\end{array}\right\} \longrightarrow$ 双極子運動を抑えようとする効果が光の吸収現象の源。

（ばね振動に置き換えたイメージ）



レーリ散乱

実は、ファイバ伝搬損失の大きな要因はレーリ散乱。
これは、微小粒子により光が散乱される現象、のこと。



レーリ散乱には波長依存性あり；　波長：短　→　レーリ散乱：大

光ファイバはガラス(非晶体:個体と液体の中間)を引き延ばして製造

↓

密度や屈折率の不均一性(空間的揺らぎ)が不可避

↓

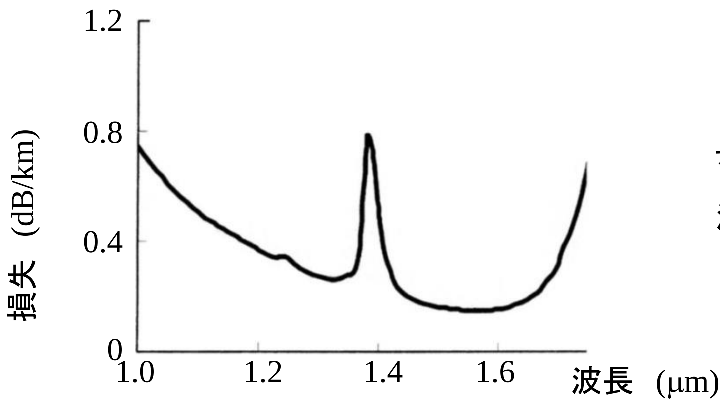
媒質の不均一性が微小粒子として作用し、レーリ散乱が発生

レーリ散乱は、ファイバ伝搬損になると伴に、反射伝搬光の発生源となる。

なお、空が青い、夕陽が赤い、などはレーリ散乱によって起こる現象。

ファイバ伝搬損失

レーリ散乱、媒質吸収、その他の要因により伝搬損失特性が決まる。



典型的には、0.2 dB/km@1.55μm

ちなみに、同軸ケーブルを伝わる高周波信号の損失は、10 dB/km at 10 MHz

圧倒的に低損失!

通信波長帯では、損失の要因割合はおおよそ

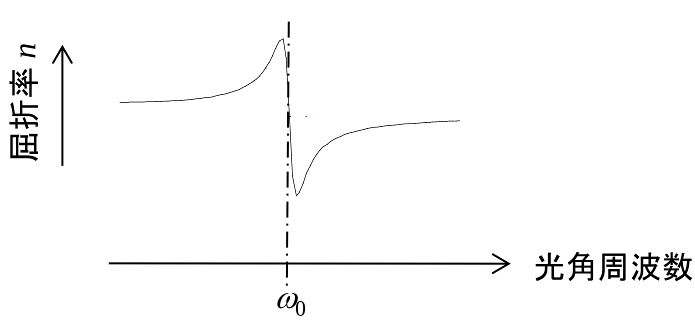
レーリ散乱	+	媒質吸収	+	導波構造揺らぎ
80%		13%		7%

色分散(chromatic dispersion)

「損失」の項の式展開より、屈折率にも波長依存性がある。

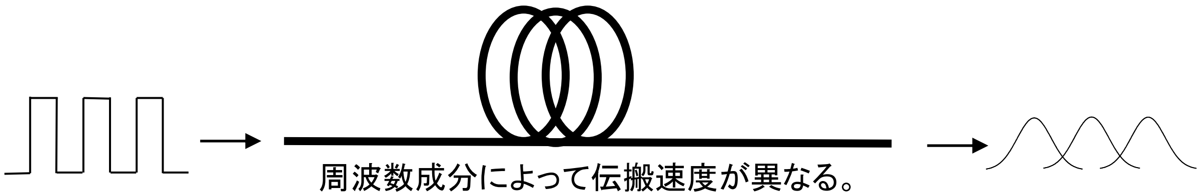
色分散

$$n = \sqrt{1 + \chi_r} \qquad \text{where} \qquad \chi_r = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{(\omega_0{}^2 - \omega^2)}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)^2 + (\omega\gamma)^2}$$



上記は材料によって決まる分散。
これに加えて、導波路構造で決まる分散がある。←実効屈折率はk_0依存

色分散は、パルス拡がり（あるいは波形歪み）の原因となる。



なお、雨上がりの空に虹が見えるのは色分散によって起こる現象。

<u>偏波モード分散（polarization-mode dispersion: PMD)</u>

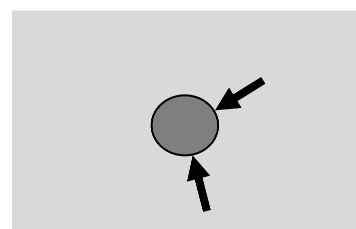
ファイバの屈折率（or 伝搬速度）は、伝搬光の偏波状態によって異なる。
これを偏波モード分散と呼ぶ。

ファイバのコア形状は原理的には真円だが、製造工程上、実際にはいくらか非対称。
また、ケーブル化や敷設に際して、非対称な外圧が加わる。
なので、完全には等方的ではない。

↓

実効的な屈折率が完全には等方的ではない。

$\boxed{\text{複屈折性}}$



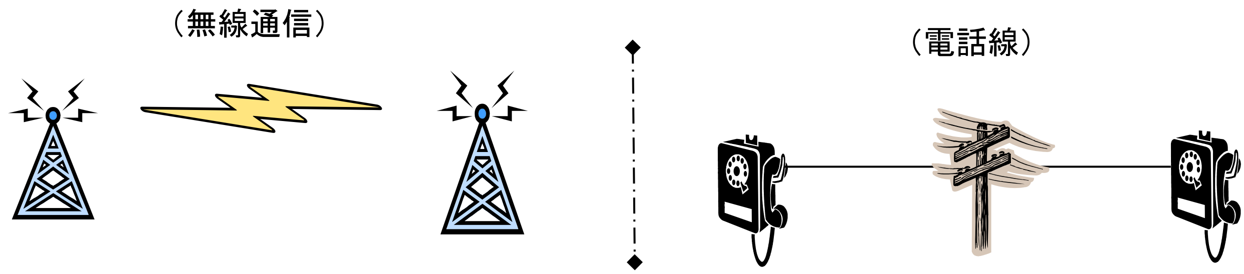
実際のファイバの偏波による屈折率差は、$10^{-6} \sim 10^{-7}$ 程度。

光が複屈折媒質内を伝播すると、偏波状態が変化する。
したがって、光ファイバ伝播光は伝播につれて偏波状態が変化。
ここでやっかいなのは、光ファイバでは複屈折の主軸方向が定まらないこと。
このため、偏波変化は予測不可能。かつ、時間的にも変動。
よって、光ファイバ伝送システムでは、動作が偏波状態に依存しない光デバイスを用いるのが基本。

また、偏波モード分散は、パルス拡がり（あるいは波形歪み）の原因となる。

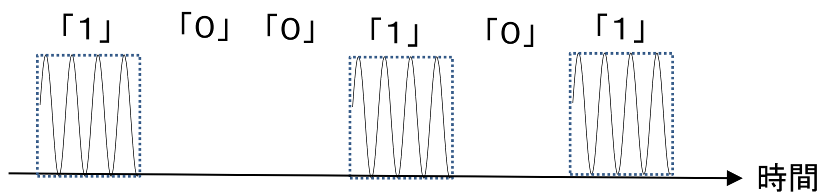
光ファイバ通信の研究開発史

近代通信システムは電気通信から

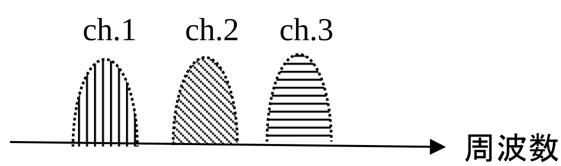


一般に、搬送波の周波数が高いほど大容量伝送に有利。

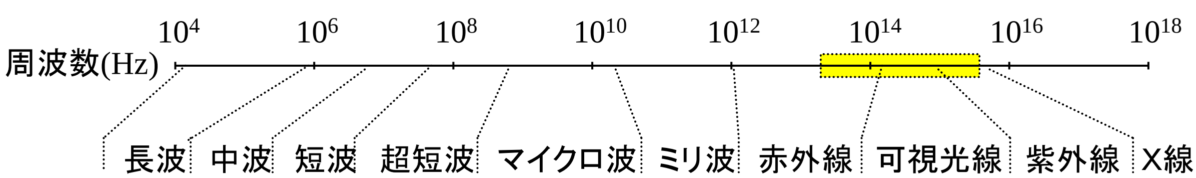
搬送波に信号を載せるので、搬送波が定義できる程度のサイクルが必要
周波数：高　→　1ビットに要する時間：短　→　伝送容量：大



高周波数帯だと周波数多重チャンネル数：多　→　大容量



光は周波数が高い電磁波

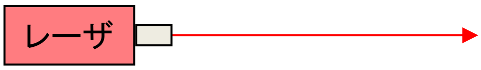


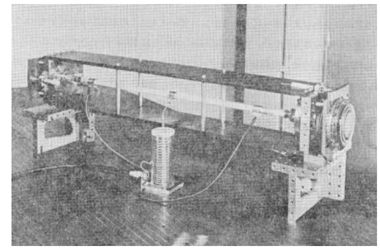
なので、光を通信に使おうという発想は古くからあった。

がしかし、発振器は？、伝送路は？、受信器は？、その他いろいろ？？？

レーザの発明（1960年）

- おおむね単一な周波数光を出力（単色性） → 通信に有利
- 高い指向性 → エネルギーの有効利用





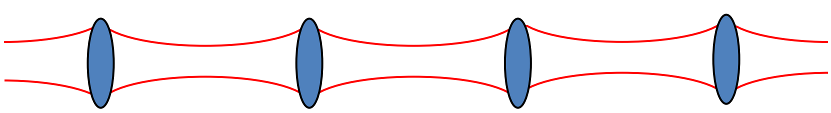
ルビーレーザー

これで光通信をやろう

He-Neレーザーを使った空間光通信実験＠霞ヶ関ビル

が、当時のレーザは大型で通信システムには不向き。
また、通信には伝送路が必要。空間伝送路は光の直進性のためNG。で、こんな研究もあった。

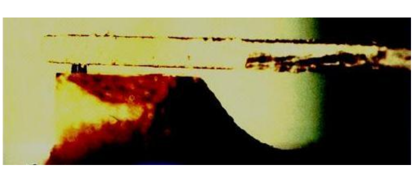
（レンズ導波管）



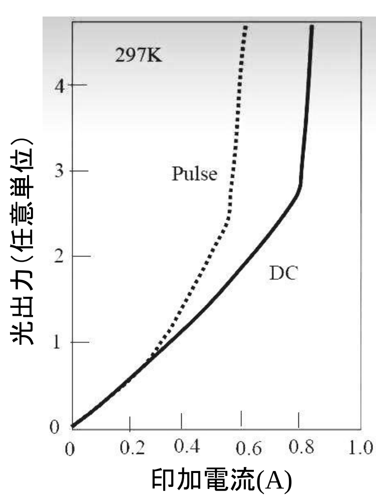
当然、無理筋

2つのブレークスルー（1970年）

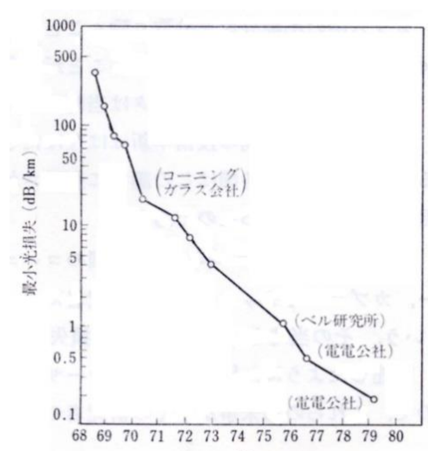
半導体レーザの室温発振



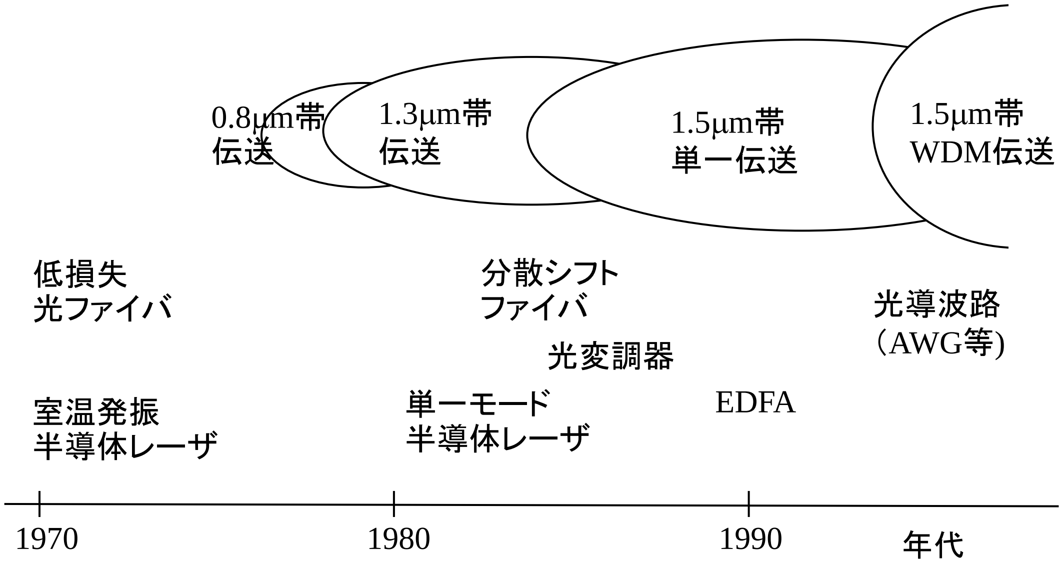
Hayashi et al.
Appl. Phys. Lett.



低損失な光ファイバの実現



ファイバの特性を活かすべく研究が進展



<u>最初は0.8μm帯</u>

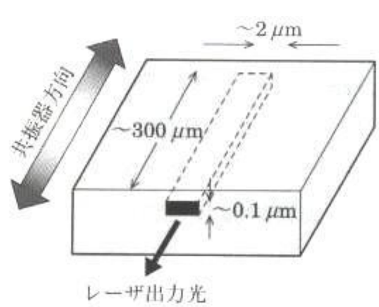
- 当初は、長波長帯が低損失であることが分かっていなかった。
- 最初の室温発振半導体レーザが0.8μm帯だった。

<u>次に1.3μm帯</u>

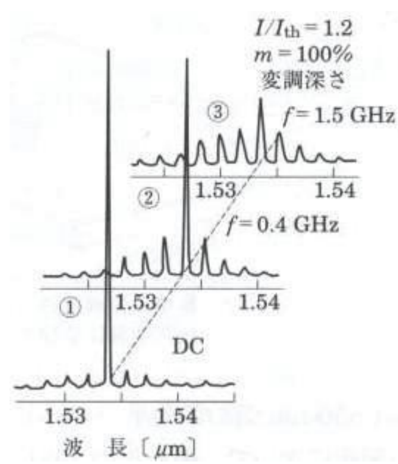
第2の低損失帯。

通常シングルモードファイバの分散＝0。

半導体レーザは、普通は多波長発振（特に直接変調時）。



ファブリペロー型半導体レーザ

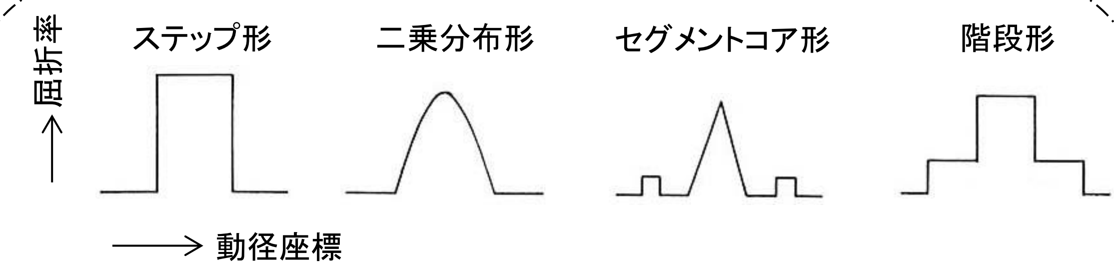


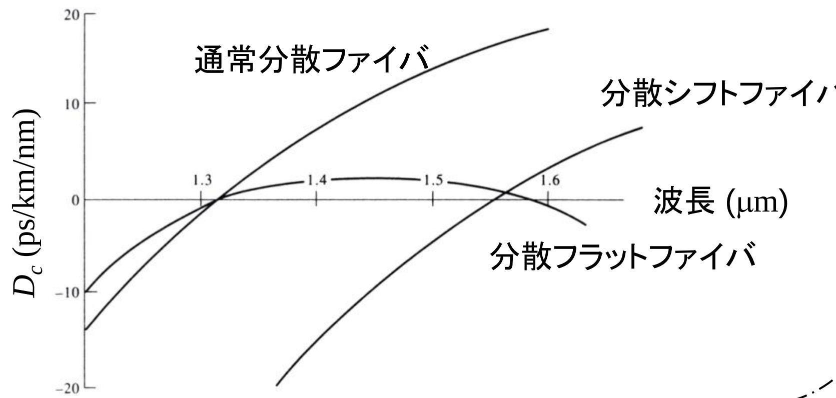
なので、分散による波形歪みを避けるために1.3μm帯を使用。

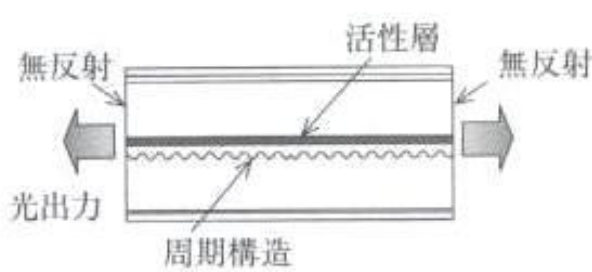
そして1.5μm帯へ

やはり最低損失帯は1.5μm。

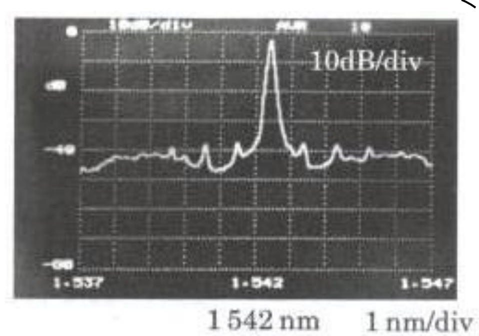
そこで、分散シフトファイバ、単一モード発振半導体レーザ、外部変調器、等の研究開発へ。



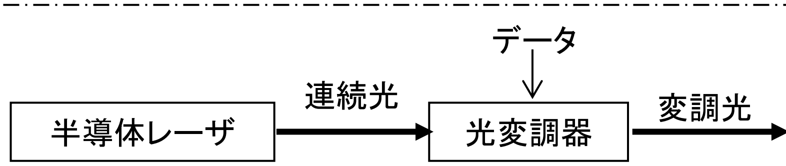




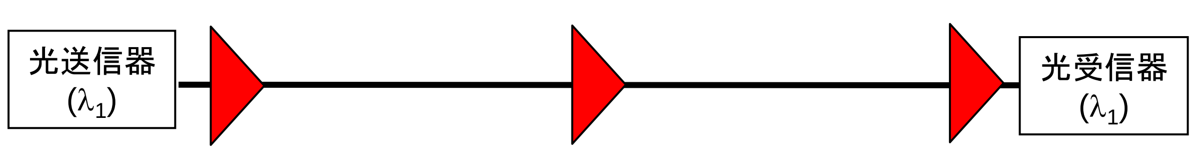
DFB型半導体レーザ



DFBレーザの出力スペクトル

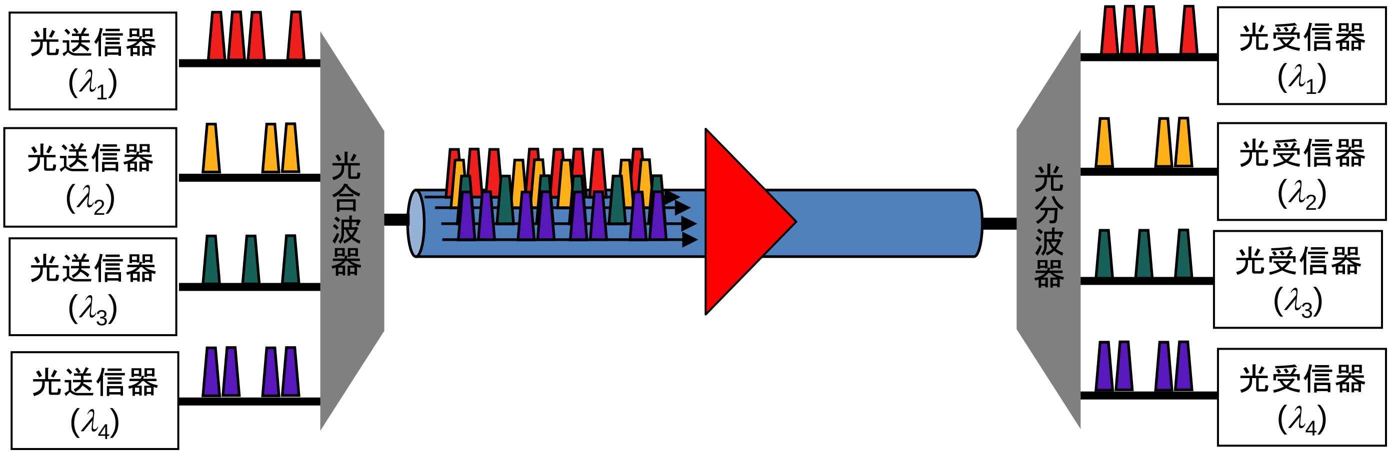


それでも損失は存在する → 光増幅器の開発



光増幅器により伝送距離拡大

光増幅器は波長多重伝送システムを促進



低損失波長帯をフル活用して大容量伝送

次なる障害現わる：ファイバ非線形

波長多重光増幅伝送システムでは、高パワーの信号光が長距離にわたって伝搬

↓

ファイバの非線形性による信号劣化が発現

特に分散シフトファイバでは、波長多重信号光間の混合現象（四光波混合）が起こり易い。

↓

分散ファイバは波長多重光増幅伝送に不向き

しかし一方、分散があると長距離伝送は困難

↓

ノンゼロ分散ファイバ、分散マネージメント、分散補償技術、等の研究開発（2000年頃）

デジタルコヒーレント技術の登場 (2005頃)

受信段のデジタル信号処理により、分散による波形歪みが補償可能

↓

通常分散ファイバによる長距離伝送が可能。四光波混合を回避。

デジタル信号処理による非線形波形歪み（自己位相変調）を補償する技術が研究・開発中

マルチコア・マルチモード伝送技術の登場 (2010頃)

ファイバ当りの伝送容量拡大。

実用化はまだ。

演習問題

[2.1] 平面導波路がシングルモードとなるコア厚の必要条件を、コアとクラッドの屈折率$\{n_1, n_2\}$及び伝搬光の波長 λ を用いて表せ。
（註：求めているのは必要充分条件ではない。）
（註：定在波条件に基づく解答は不可。漏れ出し現象のため、$E = 0$@境界面ではないので。）
（註：天下りの知識（e.g.,規格化周波数）に依る解答は不可。あるいは、本章に書かれていない条件式を使う場合は、その条件式の根拠を述べること。）

[2.2] 光ファイバなどの光導波路では、わずかながら光がクラッド領域に漏れ出している。前問のシングルモード平面導波路において、漏れ出し光の強度が、コアとクラッドの境界面での強度の1/eとなる境界面から距離を求めよ。ただし、光の波長1.5μm、コアとクラッドの屈折率差1%（e.g., n_1/n_2 = 1.01）、また簡単のため$k_z \fallingdotseq n_1 k_0$、とする（$k_0$：真空中伝搬定数、$k_z$：伝搬方向の伝搬定数）。

[2.3] 光ファイバの伝播損失は、波長1.55μmにおいて、約0.2dB/kmである。伝播光パワーがファイバ入力時の2%となる距離はいくらか。導出過程も記すこと。

[2.4] 本章で述べた現象により、夕陽は赤く見える。その原理を説明せよ。

[2.5] 本章で述べた現象により、雨上がりの空に虹が見える。その原理を説明せよ。
（註：「プリズム効果により」という解答は不可。原理の説明になっていない。）

[2.6] 光通信が通信ネットワークの基盤となった主要因を述べよ。

[2.7] よく、「光回線により高速（あるいは広帯域）通信サービスを提供」という言い方がされる。その理由を説明せよ。