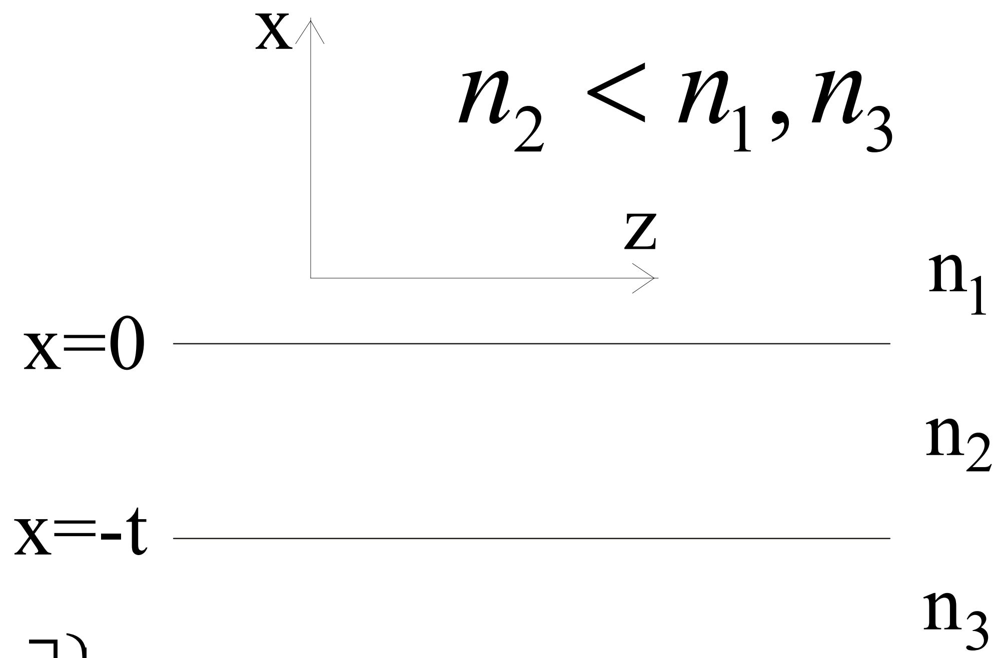
Полые волноводы

$$h_i^2 = n_i^2 k_0^2 - \beta^2$$

$$n_2 < n_1, n_3$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$



Волновое уравнение

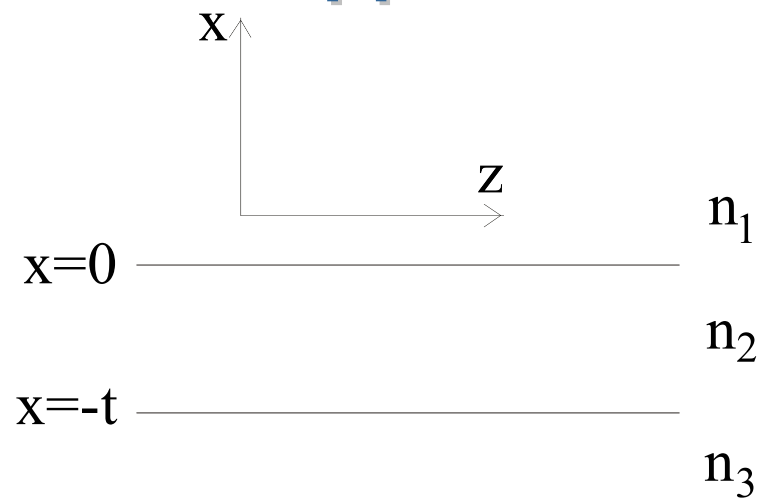
$$\left\{ \nabla_\perp^2 + \left[\frac{\omega^2}{c^2} n^2(x,y) - \beta^2 \right] \right\} \vec{E} = 0$$

Вид решения

$$\vec{E}(x,y,z,t) = \vec{E}(x,y) \exp\left[-i(\omega t - \beta z) \right]$$

Поле в полом волноводе

ТЕ-моды



$$E_y = \begin{cases} A\exp\left(-ih_1 x\right), x \ge 0, \\ B\cos h_2 t + C\sin h_2 t, -t \le x \le 0, \\ D\exp\left[ih_3\left(x+t\right)\right], x \le -t. \end{cases}$$

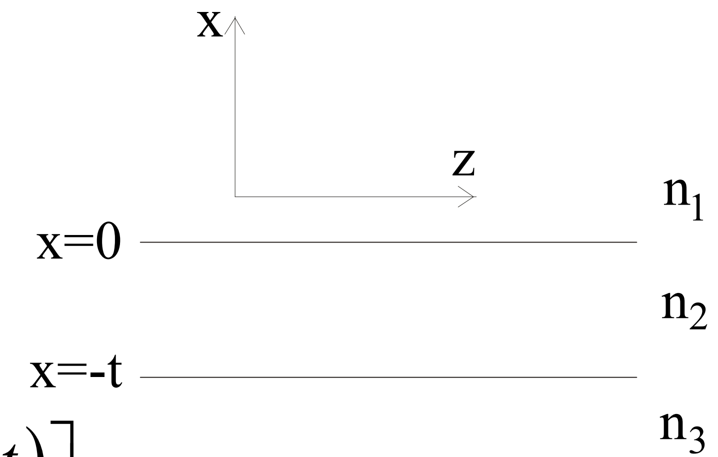
Граничные условия $\left.E_y^I\right|_{x=0} = \left.E_y^{II}\right|_{x=0} \longrightarrow A = B$

$$\left.\frac{\partial E_y^I}{\partial x}\right|_{x=0} = \left.\frac{\partial E_y^{II}}{\partial x}\right|_{x=0} \longrightarrow \quad -ih_1 A = h_2 C \qquad C = -i\frac{h_1}{h_2}A$$

$$E_y^{II} = A\left[\cos h_2 x - i\frac{h_1}{h_2}\sin h_2 x\right]$$

Дисперсионное соотношение

Граничные условия на границе 2 - 3



$$D = A\left[\cos h_2 t + i\frac{h_1}{h_2}\sin h_2 t\right]$$

$$E_y^{III} = A\left[\cos h_2 t + i\frac{h_1}{h_2}\sin h_2 t\right]\exp\left[ih_3\left(x+t\right)\right]$$

Равенство производных на границе 2 – 3 дает

$$-\cancel{A}h_2 \sin h_2\left(-t\right) - i\cancel{A}\frac{h_1}{\cancel{h_2}}\cancel{h_2}\cos h_2 t = \cancel{A}\left[\cos h_2 t + i\frac{h_1}{h_2}\sin h_2 t\right]ih_3$$

Дисперсионное соотношение

$$\sin h_2 t\left[h_2 + \frac{h_1}{h_2}h_3\right] = \cos h_2 t\left[ih_3 + ih_1\right]$$

Дисперсия и постоянные распространения

Дисперсионное соотношение

$$\operatorname{tg} h_2 t = i h_2 \frac{h_1 + h_3}{h_2^2 + h_1 h_3}$$

Постоянные распространения - комплексные

$$\beta = \beta_0 - \frac{i}{2}\alpha$$

Случай сильно локализованных мод

$$h_2 \ll h_1, h_3$$

$$\operatorname{tg} h_2 t \approx i h_2 \left(\frac{1}{h_1} + \frac{1}{h_3} \right)$$

$$h_2^{(1)} = \frac{\pi s}{t}$$

Последовательные приближения

$$h_2 = h_2^{(1)} + h_2^{(2)} + \ldots$$

$$\operatorname{tg} h_2^{(1)} t = 0 \qquad h_2^{(1)} t = \pi s$$

$$s = 1, 2, 3, \ldots$$

Постоянные распространения полых волноводов

В первом приближении

$$\beta = n_2 k_0 \qquad h_1^2 = n_1^2 k_0^2 - n_2^2 k_0^2 \qquad h_3^2 = n_3^2 k_0^2 - n_2^2 k_0^2$$

Второе приближение

$$\operatorname{tg} h_2^{(2)} t = i\frac{\pi s}{t}\left(\frac{1}{k_0\left(n_1^2 - n_2^2\right)^{1/2}} + \frac{1}{k_0\left(n_3^2 - n_2^2\right)^{1/2}}\right)$$

$$h_2 \simeq \frac{\pi s}{t} + i\frac{\pi s}{k_0 t^2}\left(\frac{1}{\left(n_1^2 - n_2^2\right)^{1/2}} + \frac{1}{\left(n_3^2 - n_2^2\right)^{1/2}}\right)$$

Постоянные распространения

$$\beta = \left(n_2^2 k_0^2 - h_2^2\right)^{1/2} \approx n_2 k_0 \left(1 - \frac{1}{2}\frac{h_2^2}{n_2^2 k_0^2}\right)$$

$$\beta = \left[\left(a+b\right)^2 \simeq a^2 + 2ab, b \ll a\right] =$$

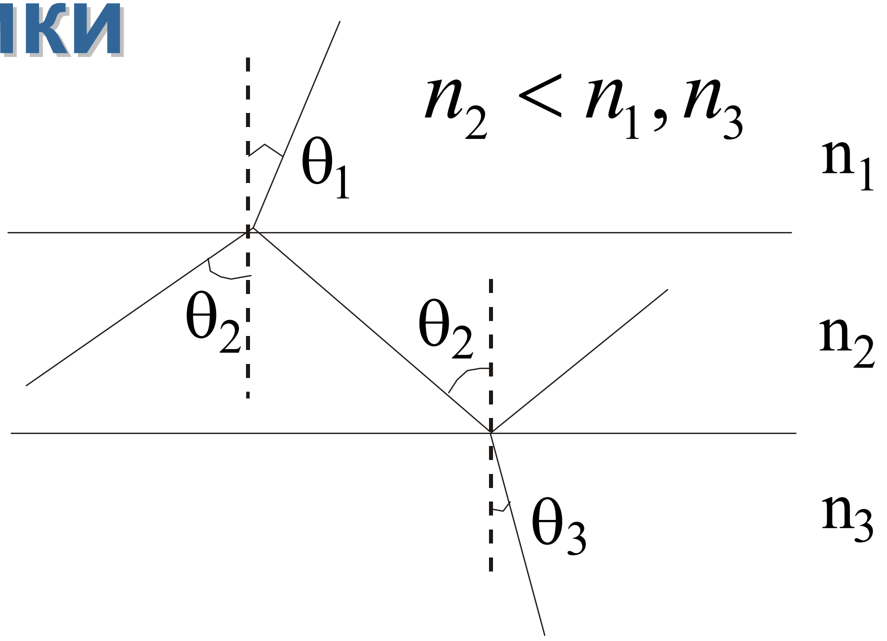
$$= n_2 k_0 \left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\pi s}{t}\right)^2 \frac{1}{n_2^2 k_0^2}\right] - \cancel{n_2}\,\cancel{k_0}\,\frac{\pi s}{t}\, i \frac{\pi s}{\cancel{k_0}\, t^2}\left[\frac{1}{\left(n_1^2 - n_2^2\right)^{1/2}} + \frac{1}{\left(n_3^2 - n_2^2\right)^{1/2}}\right]\frac{1}{n_2^{\cancel{2}} k_0^2}$$

$$\beta = \underbrace{\overbrace{n_2 k_0}^{\text{материальная дисперсия}}\left[1 - \overbrace{\frac{1}{2}\left(\frac{\pi s}{n_2 k_0 t}\right)^2}^{\text{дисперсия волноводных мод}}\right]}_{\beta_0} \underbrace{- i\left(\frac{\pi s}{k_0}\right)^2 \frac{1}{n_2}\frac{1}{t^3}\left[\frac{1}{\left(n_1^2 - n_2^2\right)^{1/2}} + \frac{1}{\left(n_3^2 - n_2^2\right)^{1/2}}\right]}_{\alpha}$$

затухание $\alpha \sim t^{-3}$

Приближение геометрической оптики

$$n_2 < n_1, n_3$$



Условие существования моды

скачок фазы = π

$$h_2 t = \pi s$$

$$h_2 t = k_0 n_2 \cos\theta_2 t = \pi s$$

Потери при отражении от стенок $\longrightarrow$ $e^{-\alpha L}$

Число пар отражений на длине *L*

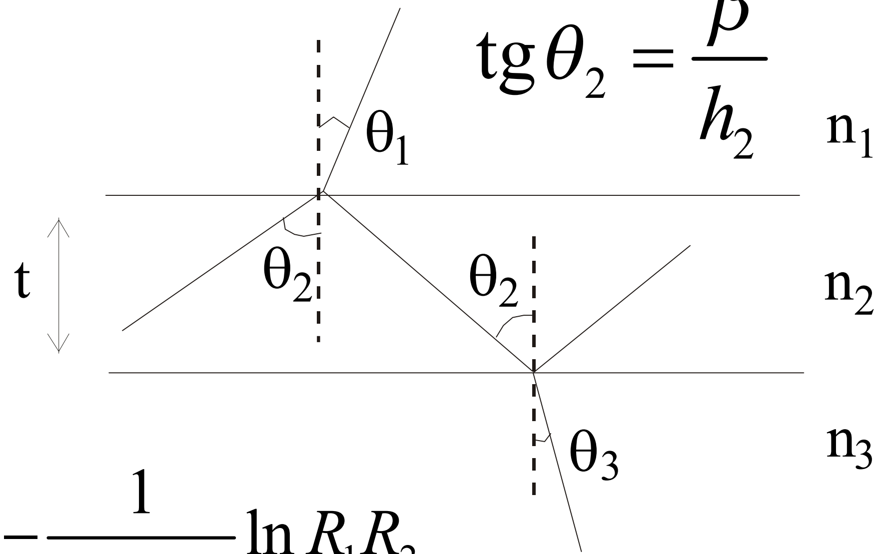
$$2t\,\mathrm{tg}\,\theta_2 = \Delta L$$

$$N = \frac{L}{2t\,\mathrm{tg}\,\theta_2}$$

Потери в полом волноводе

$$\left(R_1R_2\right)^N = e^{-\alpha L}$$

$$\mathrm{tg}\,\theta_2 = \frac{\beta}{h_2}$$



$R_{1,2}$ – коэффициенты отражения

$$N \ln R_1R_2 = -\alpha L$$

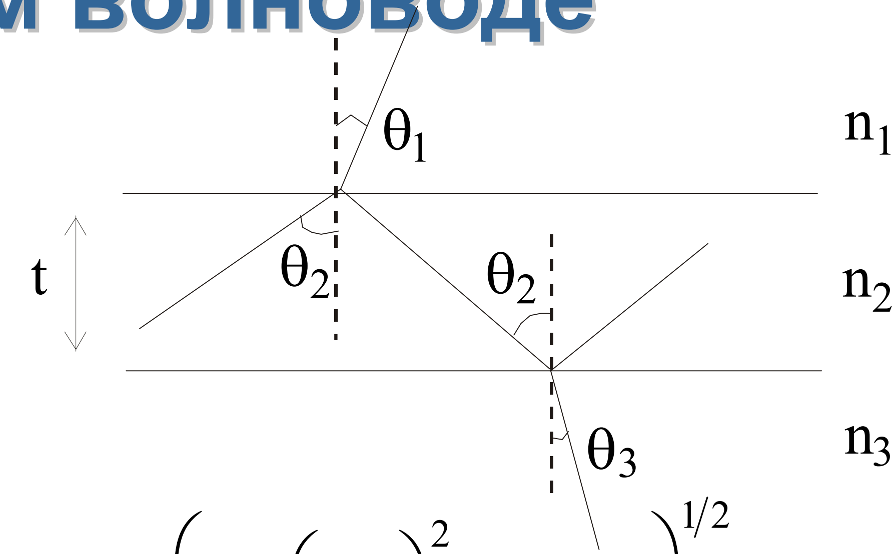
$$\frac{\cancel{L}}{2t\,\mathrm{tg}\,\theta_2}\ln R_1R_2 = -\alpha\,\cancel{L} \;\longrightarrow\; \alpha = -\frac{1}{2t\,\mathrm{tg}\,\theta_2}\ln R_1R_2$$

$$\alpha = -\frac{h_2}{2\beta t}\ln\left(R_{21}R_{23}\right)$$

Формулы Френеля

$$R_{21} = 1 - 4\frac{n_2\cos\theta_2}{n_1\cos\theta_1} \qquad R_{23} = 1 - 4\frac{n_2\cos\theta_2}{n_3\cos\theta_3}$$

Потери в полом волноводе



$$h_2 = \frac{\pi s}{t} \qquad \beta = k_0 n_2$$

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$$

$$\cos\theta_1 = \left(1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \sin^2\theta_2\right)^{1/2} \qquad \cos\theta_3 = \left(1 - \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^2 \sin^2\theta_2\right)^{1/2}$$

В режиме сильной локализации

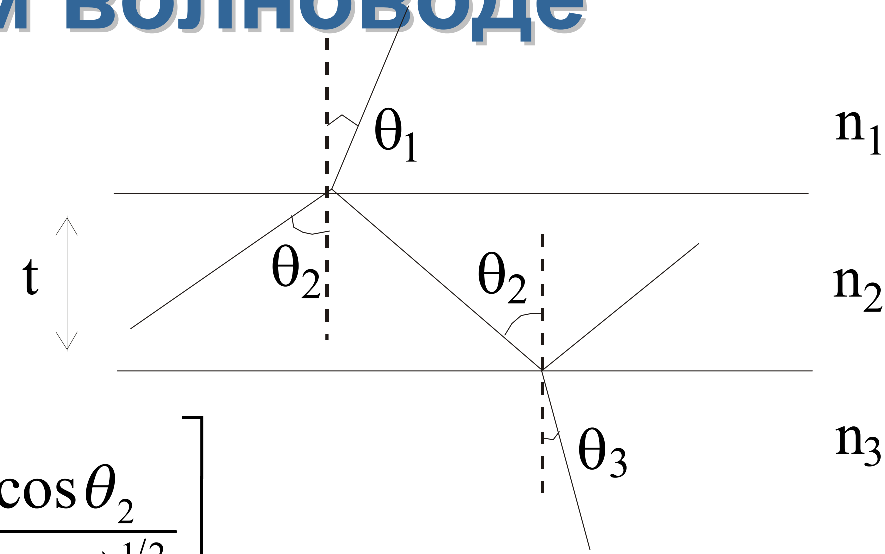
$$\theta_2 \to \frac{\pi}{2}\left(\approx \frac{\pi}{2}\right) \longrightarrow \cos\theta_1 \approx \left(1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right)^{1/2}$$

$$\cos\theta_3 \approx \left(1 - \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^2\right)^{1/2}$$

Потери в полом волноводе

$$\ln(1+x)\approx x$$

$$n_2\cos\theta_2=\frac{\pi s}{k_0 t}$$



$$\alpha=-\frac{1}{2}\frac{\pi s}{t}\frac{1}{k_0 n_2}\frac{1}{t}\left[-4\frac{n_2\cos\theta_2}{\left(n_1^2-n_2^2\right)^{1/2}}-4\frac{n_2\cos\theta_2}{\left(n_3^2-n_2^2\right)^{1/2}}\right]$$

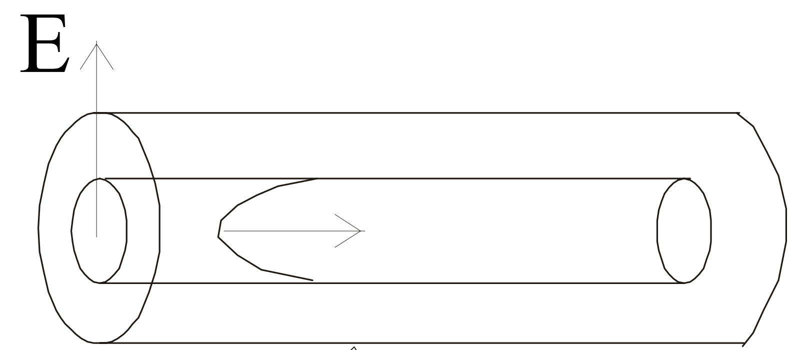
$$\alpha=2\left(\frac{\pi s}{k_0}\right)^2\frac{1}{n_2}\frac{1}{t^3}\left[\frac{1}{\left(n_1^2-n_2^2\right)^{1/2}}+\frac{1}{\left(n_3^2-n_2^2\right)^{1/2}}\right]$$

Симметричный волновод:
$n_1 = n_3 = n$; $n_2 = 1$

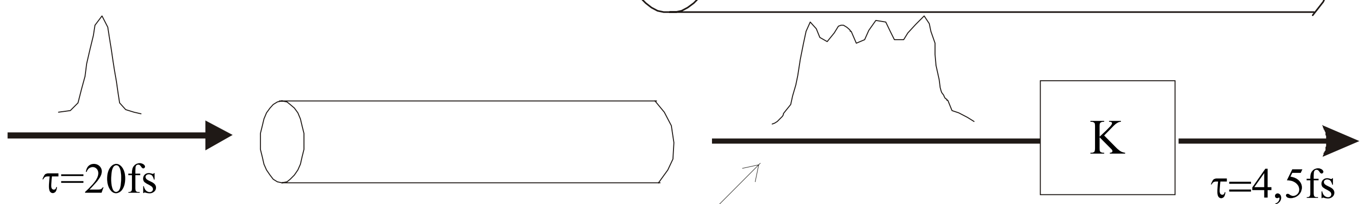
$$\alpha=\frac{4}{t^3}\left(\frac{\pi s}{k_0}\right)^2\frac{1}{\left(n^2-1\right)^{1/2}}$$

Приложения полых волноводов

Газовые лазеры

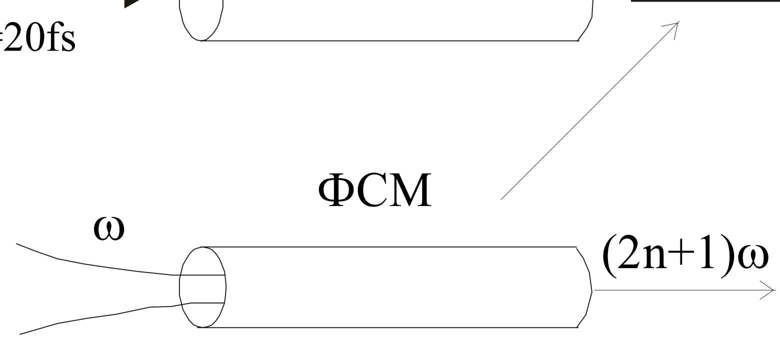


Каналирование холодных атомов

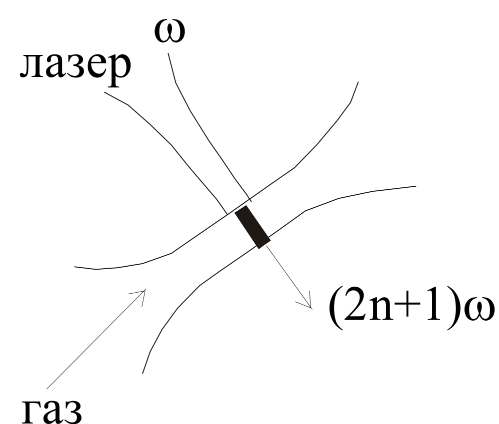


Генерация коротких импульсов

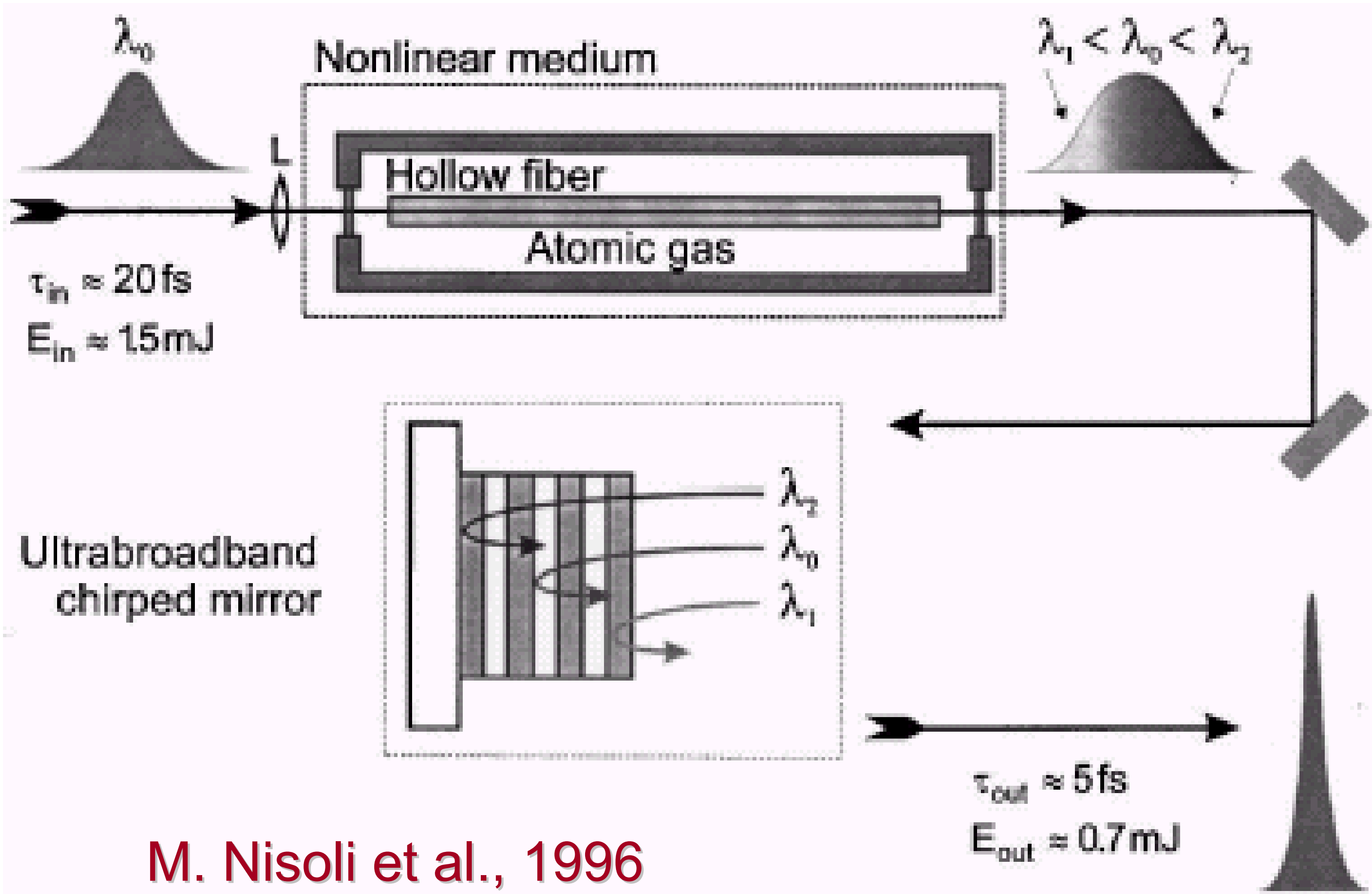
ФСМ, ВКР



Генерация оптических гармоник

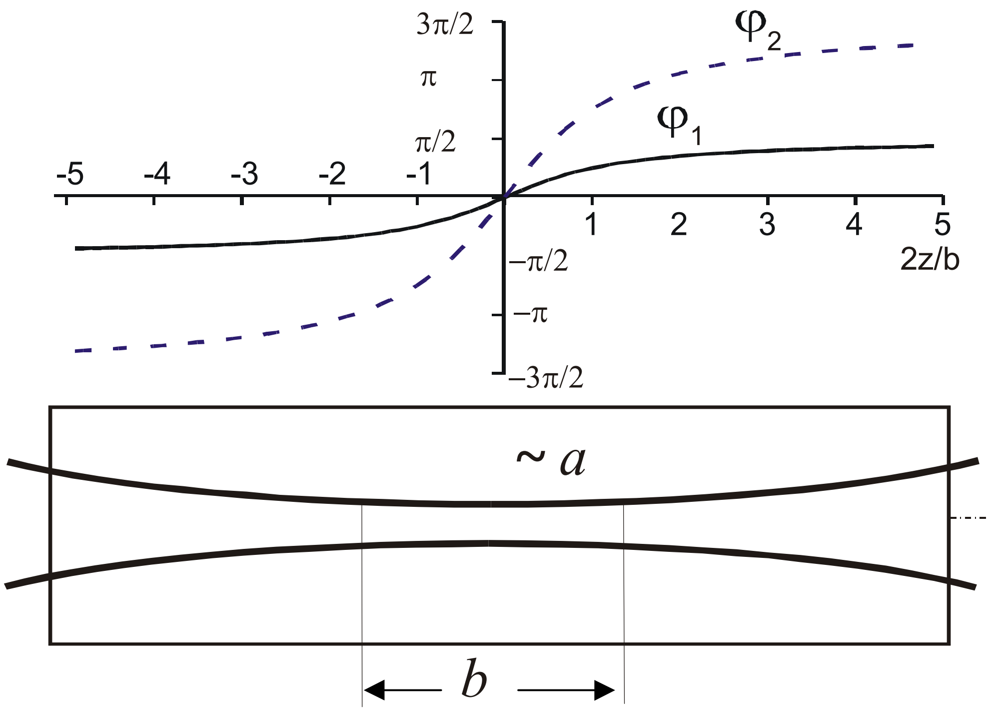


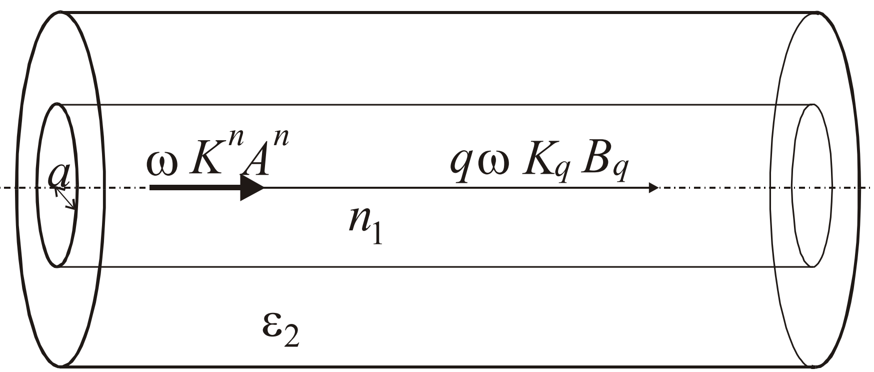
Генерация сверхкоротких импульсов в полых волноводах



M. Nisoli et al., 1996

Four-wave mixing: tight focusing versus guided waves





No sum-frequency generation in the tight-focusing regime (*b* << *L*) because of the phase shift

No prohibition on sum-frequency generation

Теория связанных мод

$$n = n(x, y, z) \qquad \varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_0(x, y) + \Delta\varepsilon(x, y, z)$$

$\Delta\varepsilon$ - добавка к диэлектрической проницаемости (возмущение)

Уравнение для мод невозмущенного волновода

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0(x, y) - \beta_m^2\right]\vec{E}_m = 0$$

Невозмущенные моды $\qquad A_m \vec{E}_m \exp\left[i\left(\omega t - \beta_m z\right)\right]$

Поле в возмущенном волноводе - разложение по собственным модам невозмущенного волновода

$$\vec{E} = \sum_m A_m \vec{E}_m \exp\left[i\left(\omega t - \beta_m z\right)\right]$$

Возмущение диэлектрической проницаемости и связь мод

Добавка к поляризации

$$\Delta\vec{P}(x,y,z) = \Delta\varepsilon(x,y,z)\vec{E}_1 A_1 \exp\left[i\left(\omega t - \beta_1 z\right)\right]$$

Возникает связь мод, обмен энергией между модами; аналог в квантовой механике - нестационарное возмущение

Решение ищем в виде

$$\vec{E} = \sum_m A_m(z)\vec{E}_m \exp\left[i\left(\omega t - \beta_m z\right)\right]$$

Возмущенное уравнение

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\left[\varepsilon_0(x,y) + \Delta\varepsilon(x,y,z)\right] + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]\vec{E}_m = 0$$

Периодическое возмущение

Периодическая добавка к диэлектрической проницаемости представляется в виде ряда Фурье

Λ - период модуляции

$$\Delta\varepsilon(x,y,z) = \sum_l \Delta\varepsilon_l \exp\left[-i\frac{2\pi l}{\Lambda}z\right]$$

$$\Delta\varepsilon(x,y,z)$$

Медленно меняющиеся амплитуды

$$\left|\frac{d^2 A_m}{dz^2}\right| \ll \left|\beta_m \frac{dA_m}{dz}\right|$$

Уравнение для амплитуд

$$\frac{dA_m}{dz} = -i\frac{\beta_m}{|\beta_m|}\sum_l \sum_k C_{mk}^{(l)} A_k \exp\left[i\left(\beta_m - \beta_k - \frac{2\pi l}{\Lambda}\right)z\right]$$

$$C_{mk}^{(l)} = \frac{\omega}{4}\underbrace{\int E_m^* \Delta\varepsilon_l E_k \, dxdy}_{\text{интеграл перекрытия}}$$

Фазовый синхронизм и закон сохранения импульса

Эффективно взаимодействуют моды, для которых

$$\beta_m - \beta_l - \frac{2\pi l}{\Lambda} = 0 \qquad l = 0,\, 1,\, 2,\, 3,\, \ldots$$

Закон сохранения импульса, резонанс Брэгга, фазовый синхронизм

Взаимодействие двух мод *m* и *k*

$$dA_m = -i\frac{\beta_m}{|\beta_m|} C_{mk}^{(l)} A_k \exp\left[i\left(\beta_m - \beta_k - \frac{2\pi l}{\Lambda} \right) z \right] dz$$

$$\Delta A_m = -i\frac{\beta_m}{|\beta_m|} C_{mk}^{(l)} \int\limits_{L \gg \Lambda} A_k \exp\left[i\left(\beta_m - \beta_k - \frac{2\pi l}{\Lambda} \right) z \right] dz$$

Взаимодействие пары мод

Две моды, распространяющиеся в одном направлении

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa A_2 e^{i\Delta\beta z} \qquad \kappa = C_{12}^{(l)} \qquad \Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 - \frac{2\pi l}{\Lambda}$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\kappa^* A_1 e^{-i\Delta\beta z} \qquad \frac{d}{dz}\left\{\left|A_1\right|^2 + \left|A_2\right|^2\right\} = 0$$

Закон сохранения энергии

Две встречные моды

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa A_2 e^{i\Delta\beta z}$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\kappa^* A_1 e^{-i\Delta\beta z}$$

$$\frac{d}{dz}\left\{\left|A_1\right|^2 - \left|A_2\right|^2\right\} = 0$$

Закон сохранения энергии

Связь между попутными модами

Решение уравнения для связанных мод

$$A_1(z) = \exp\left(i\frac{\Delta\beta z}{2}\right)\left\{\left[\cos(sz) - i\frac{\Delta\beta}{2s}\sin(sz)\right]A_1(0) - i\frac{\kappa}{s}A_2(0)\sin(sz)\right\}$$

$$A_2(z) = \exp\left(-i\frac{\Delta\beta z}{2}\right)\left\{-i\frac{\kappa^*}{2s}A_1(0)\sin(sz) + \left[\cos(sz) + i\frac{\Delta\beta}{2s}\sin(sz)\right]A_2(0)\right\}$$

Максимальная доля энергии, перекачиваемой из моды в моду

$$F = \frac{|\kappa|^2}{|\kappa|^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}$$

$$s^2 = \kappa^*\kappa + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2$$

$\Delta\beta = 0$ – ??????? ? ??????? ??????????

Связь между встречными модами

Решение уравнения для связанных мод

$$A_1(z) = \exp\left(i\frac{\Delta\beta z}{2}\right)\left\{\frac{\operatorname{sch}\left[s(L-z)\right] + i\frac{\Delta\beta}{2}\operatorname{sh}\left[s(L-z)\right]}{\operatorname{sch}(sL) + i\frac{\Delta\beta}{2}\operatorname{sh}(sL)}A_1(0) + \right.$$

$$\left. + \frac{-\kappa\exp\left(i\frac{\Delta\beta L}{2}\right)\operatorname{sh}(sz)}{\operatorname{sch}(sL) + i\frac{\Delta\beta}{2}\operatorname{sh}(sL)}A_2(L)\right\}$$

$$A_2(z) = \exp\left(-i\frac{\Delta\beta z}{2}\right)\left\{\frac{i\kappa^*\operatorname{sh}\left[s(L-z)\right]}{\operatorname{sch}(sL) + i\frac{\Delta\beta}{2}\operatorname{sh}(sL)}A_1(0) + \right.$$

$$\left. + \exp\left(i\frac{\Delta\beta L}{2}\right)\frac{\operatorname{sch}(sz) + i\frac{\Delta\beta}{2}\operatorname{sh}(sz)}{\operatorname{sch}(sL) + i\frac{\Delta\beta}{2}\operatorname{sh}(sL)}A_2(L)\right\}$$

Обмен энергией между встречными модами

$$s^2 = \kappa^* \kappa - \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2$$

Максимальная доля энергии, перекачиваемой из моды в моду

$$G = \frac{|\kappa|^2 \operatorname{sh}^2(sL)}{s^2 \operatorname{ch}^2(sL) + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \operatorname{sh}^2(sL)}$$

$\Delta\beta = 0$ – ??????? ? ??????? ?????????? ?

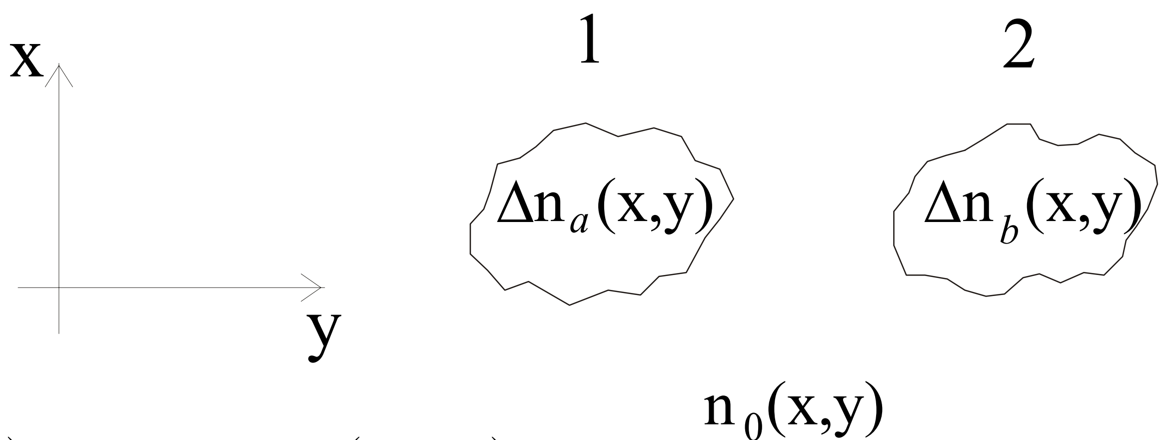
Связь между волноводами

В изолированных волноводах

$$E_1 = E_a e^{i(\omega t - \beta_a z)}$$

$$E_2 = E_b e^{i(\omega t - \beta_b z)}$$

Направленная связь



Полное поле

$$\vec{E} = \vec{A}(z) E_a e^{i(\omega t - \beta_a z)} + \vec{B}(z) E_b e^{i(\omega t - \beta_b z)}$$

? ??? ?? ???? Δn ??????????
???? ?? ???? ??????????

В отсутствие связи

$$\vec{A}(z) = A_0$$

$$\vec{B}(z) = B_0$$

Метод решения аналогичен методу теории возмущений в атомной физике

Волновые уравнения и упрощения

Волновое уравнение

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{\omega^2}{c^2}\left[n_0^2(x,y)+\Delta n_a^2(x,y)+\Delta n_b^2(x,y)\right]\right\}\vec{E}=0$$

Для каждого из полей имеем

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{\omega^2}{c^2}\left[n_0^2(x,y)+\Delta n_\alpha^2(x,y)\right]\right\}E_\alpha=\beta_\alpha^2 E_\alpha$$

Упрощения

$$\left|\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\right| \ll \left|\beta_a \frac{\partial A}{\partial z}\right| \qquad \left|\frac{\partial^2 B}{\partial z^2}\right| \ll \left|\beta_b \frac{\partial B}{\partial z}\right|$$

Решения и обменные интегралы

$$\frac{dA}{dz} = -i\kappa_{ab} B e^{i(\beta_a - \beta_b)z} - i\kappa_{aa} A$$

$$\int E_a^* E_b \, dxdy \ll \int E_a^* E_a \, dxdy$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\kappa_{ba} A e^{-i(\beta_a - \beta_b)z} - i\kappa_{bb} B$$

$$\kappa_{ab} = \frac{\omega}{4} \int E_a^* \Delta n_a (x, y) E_b \, dxdy \qquad \kappa_{ba} = \frac{\omega}{4} \int E_b^* \Delta n_b (x, y) E_a \, dxdy$$

$$\kappa_{aa} = \frac{\omega}{4} \int E_a^* \Delta n_b (x, y) E_a \, dxdy \qquad \kappa_{bb} = \frac{\omega}{4} \int E_b^* \Delta n_a (x, y) E_b \, dxdy$$

Собственные моды

Перейдем к новому базису собственных мод

$$\vec{E} \rightarrow \vec{E} = \vec{A}(z) E_a e^{i(\omega t - (\beta_a + \kappa_{aa})z)} + \vec{B}(z) E_b e^{i(\omega t - (\beta_b + \kappa_{bb})z)}$$

Уравнения для амплитуд

$$\frac{dA}{dz} = -i\kappa_{ab} B e^{i2\delta z}$$

$$2\delta = (\beta_a + \kappa_{aa}) - (\beta_b + \kappa_{bb})$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\kappa_{ba} A e^{-i2\delta z}$$

Граничные условия $A(0) = A_0$ $B(0) = 0$

Обмен мощностью излучения в связанных волноводах

$$P_a = A^* A \qquad P_b = B^* B \qquad P_0 = \left| A(0) \right|^2$$

$$P_b(z) = P_0 \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \delta^2} \sin^2\left[\left(\kappa^2 + \delta^2 \right)^{1/2} z \right]$$

$$P_a(z) = P_0 - P_b(z) \qquad \kappa_{ab} = \kappa_{ba} = \kappa$$

Длина перекачки мощности $L = \dfrac{\pi}{2\kappa}$

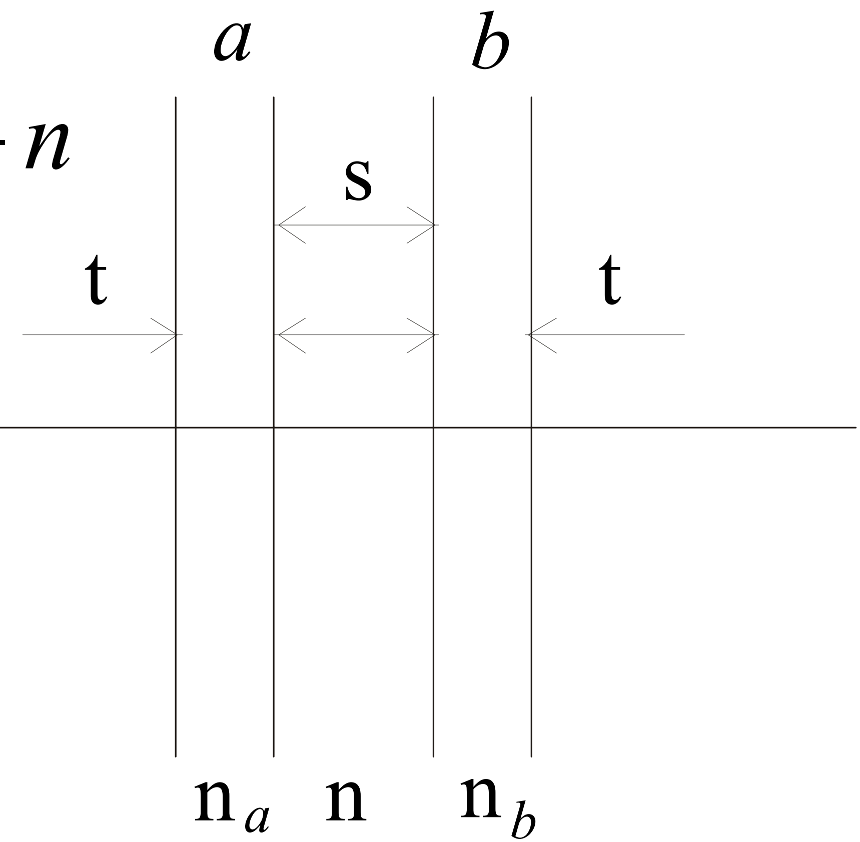
Максимальная передаваемая мощность

$$\Delta P_{\max} = P_0 \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \delta^2}$$

При $\delta = 0$ имеем $\Delta P_{\max} = P_0$

Направленная связь планарных волноводов

$$\Delta n_a = n_a - n \qquad \Delta n_b = n_b - n$$



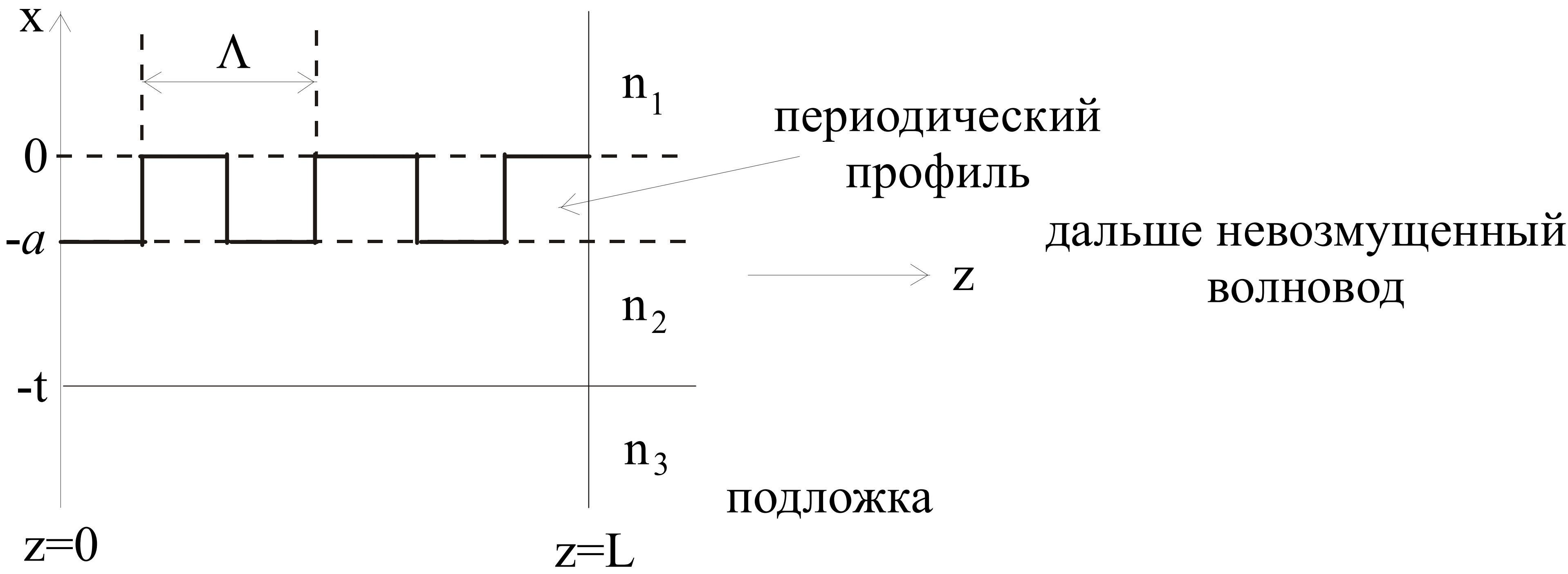
$$\kappa = \frac{2h^2 p \exp(-ps)}{\beta\left(t + 2/p\right)\left(h^2 + p^2\right)}$$

$$\Delta n = 5 \cdot 10^{-3} \qquad \lambda = 1\ \mu\text{m}$$

$$\kappa^{-1} = 2\ \text{мм}$$

$$t = s = 3\ \mu\text{m} \qquad \kappa = 5\ \text{см}^{-1}$$

Планарный гофрированный волновод



$$\Delta\varepsilon(x,z)=\sum_l \varepsilon_l(x)\exp\left(-i\frac{2\pi l}{\Lambda}z\right)$$

Взаимодействие встречных волн

$$\frac{dA}{dz} = -i\kappa B e^{i\Delta\beta z}$$

$$\Delta\beta = \underbrace{\beta_k}_{\text{прямая волна}} - (-\beta_k) - \frac{2\pi l}{\underbrace{\Lambda}_{\text{вектор обратной решетки}}}$$

$$\frac{dB}{dz} = i\kappa^* A e^{-i\Delta\beta z}$$

Встречная волна возникает при отражении на скачке показателя преломления

$\Delta\beta = 0$ - фазовый синхронизм (условие Брэгга)

$$\kappa = \frac{\omega}{4}\int \varepsilon_l(x)\left|A(x)\right|^2 dx$$

Амплитуды прямой и обратной волны

Граничные условия $A(0) = A_0$ $B(L) = 0$

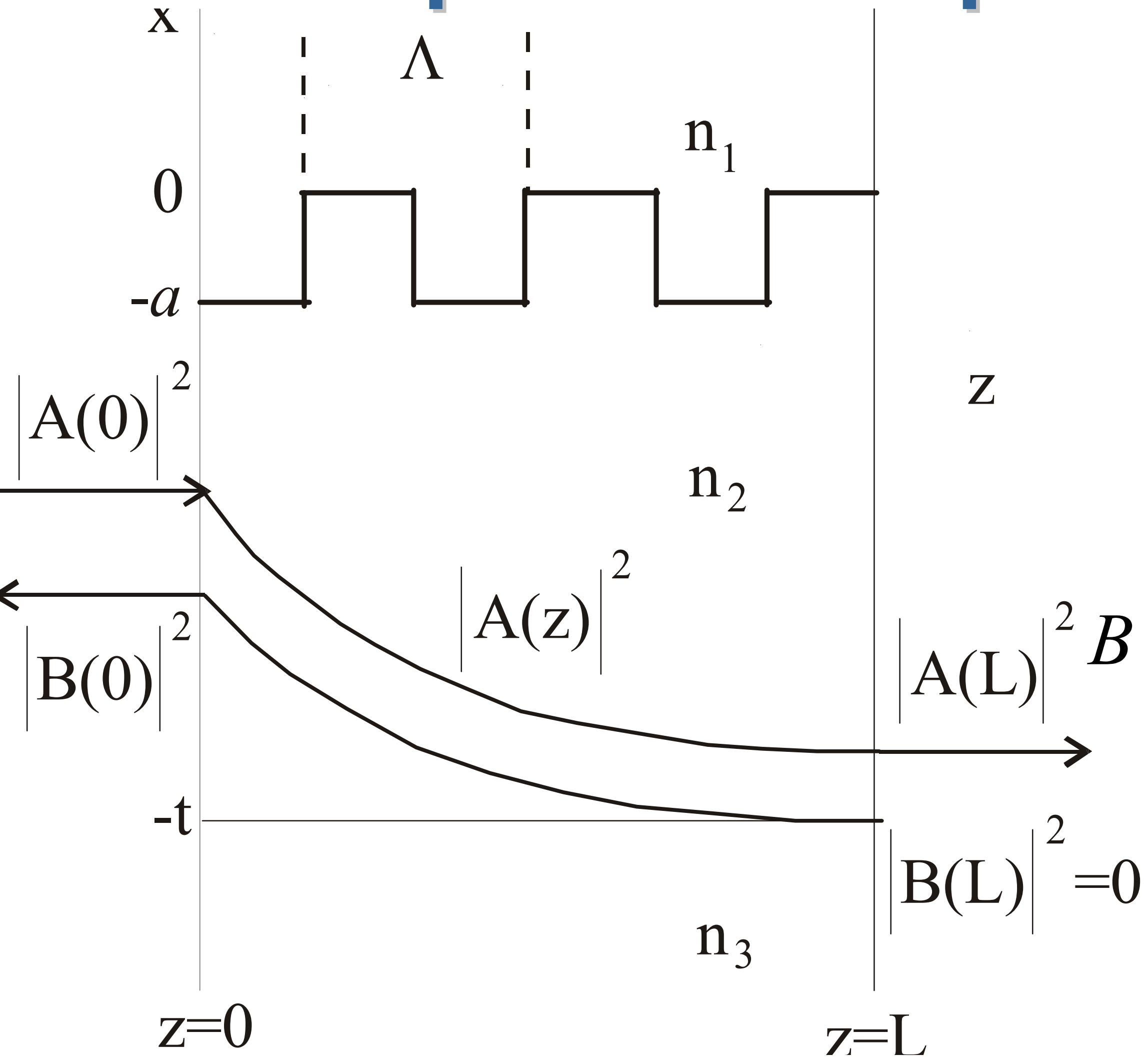
$$A(z) = A_0 e^{\frac{i\Delta\beta z}{2}} \frac{s \operatorname{ch} s(L-z) + \frac{i\Delta\beta}{2} s \operatorname{ch} s(L-z)}{s \operatorname{ch} sL + \frac{i\Delta\beta}{2} \operatorname{sh} sL}$$

$$s = \sqrt{|\kappa|^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}$$

$$B(z) = A_0 e^{-\frac{i\Delta\beta z}{2}} \frac{-i\kappa^* \operatorname{sh} s(L-z)}{s \operatorname{ch} sL + \frac{i\Delta\beta}{2} \operatorname{sh} sL}$$

$$R = \left|\frac{B(0)}{A(0)}\right|^2$$

Синхронное взаимодействие прямой и обратной волн



Условие синхронизма

$$\Delta\beta = 0 \quad 2\beta_k = \frac{2\pi l}{\Lambda}$$

$$A(z) = A_0 \frac{\operatorname{ch}|\kappa|(L-z)}{\operatorname{ch}|\kappa| L}$$

$$B(z) = A_0 \frac{-i\kappa^* \operatorname{sh}|\kappa|(L-z)}{|\kappa| \operatorname{ch}|\kappa| L}$$

$$R = \operatorname{th}^2 |\kappa| L$$

Эффекты фотонной запрещенной зоны

В области $-2|\kappa| < |\Delta\beta| < 2|\kappa|$

постоянные распространения имеют мнимую часть

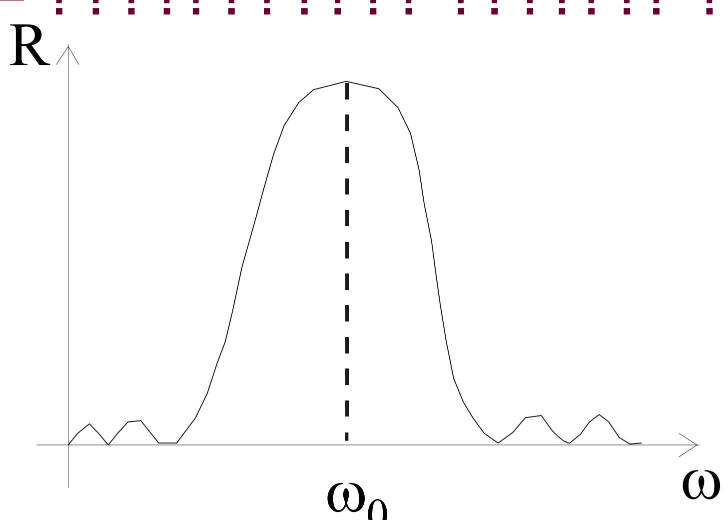
$$\beta' = \frac{\pi l}{\Lambda} \pm i\sqrt{|\kappa|^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \qquad \operatorname{Im}\beta \neq 0$$

Ширина фотонной запрещенной зоны $\Delta\beta_f = 4|\kappa|$

$$\Delta\beta = \frac{2n}{c}(\omega - \omega_0)$$

ω_0 – ??????????? ??????? ? ??

$$\beta_k = \frac{\omega}{c} n$$

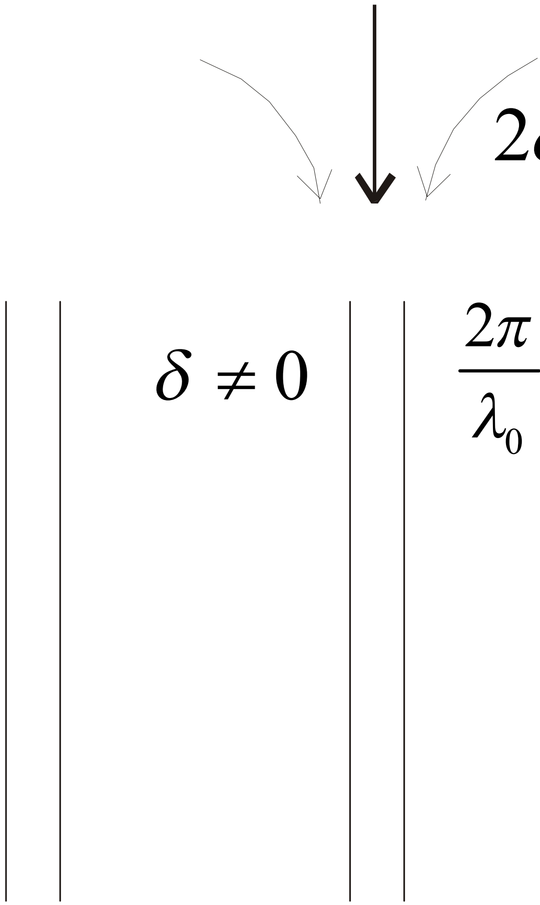


$$\Delta\omega_f = \frac{2|\kappa|}{n} c$$

$$\frac{2\omega_0}{c} n = \frac{2\pi l}{\Lambda}$$

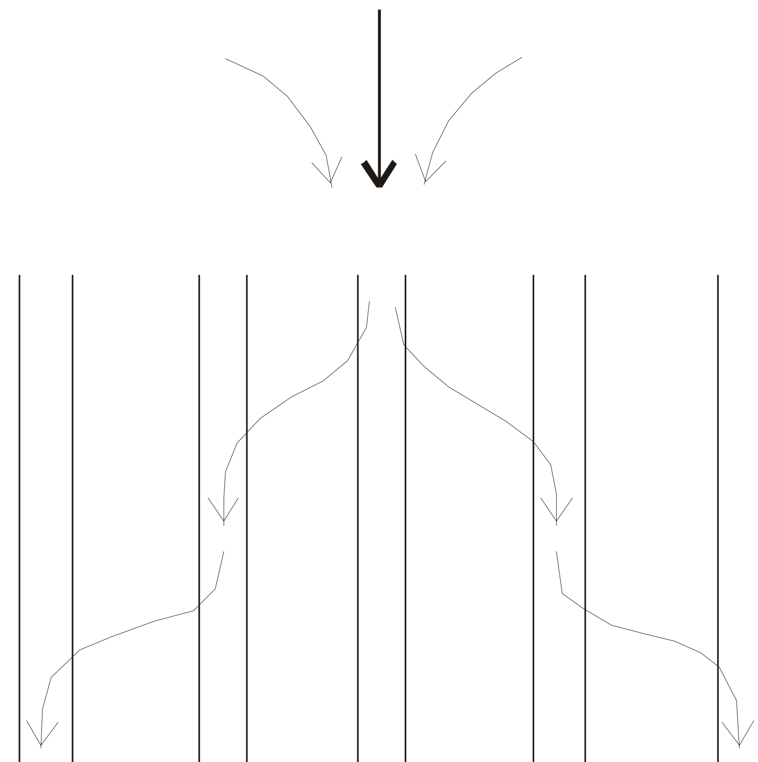
Ответвители

$$2\delta = \left(\beta_a + \kappa_{aa}\right) - \left(\beta_b + \kappa_{bb}\right)$$



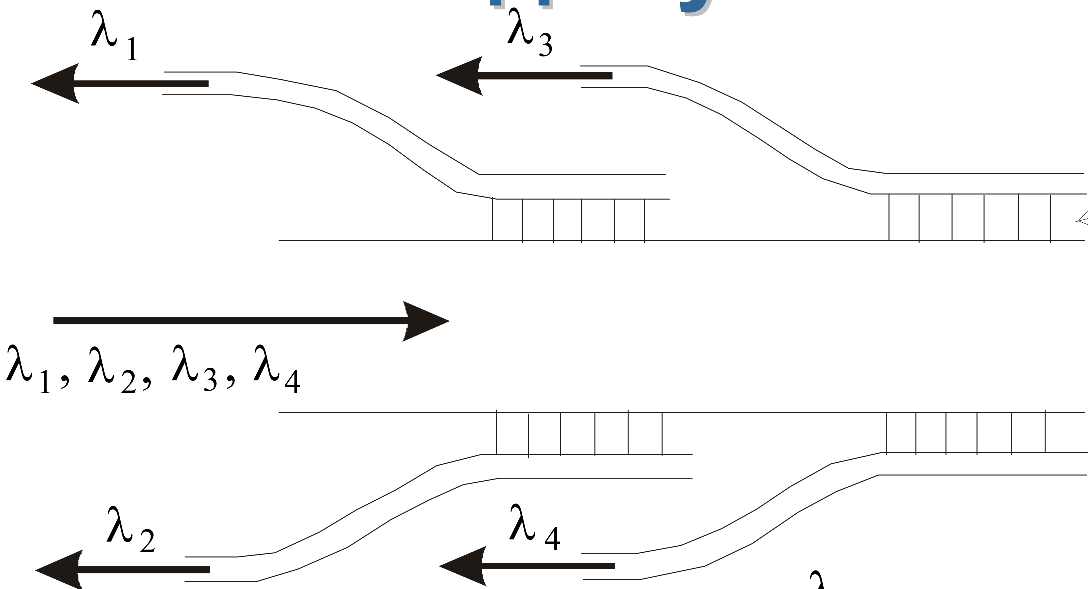
$$\delta \neq 0$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0}\left|n_a \pm n_b\right| = \frac{2\pi}{\Lambda}$$



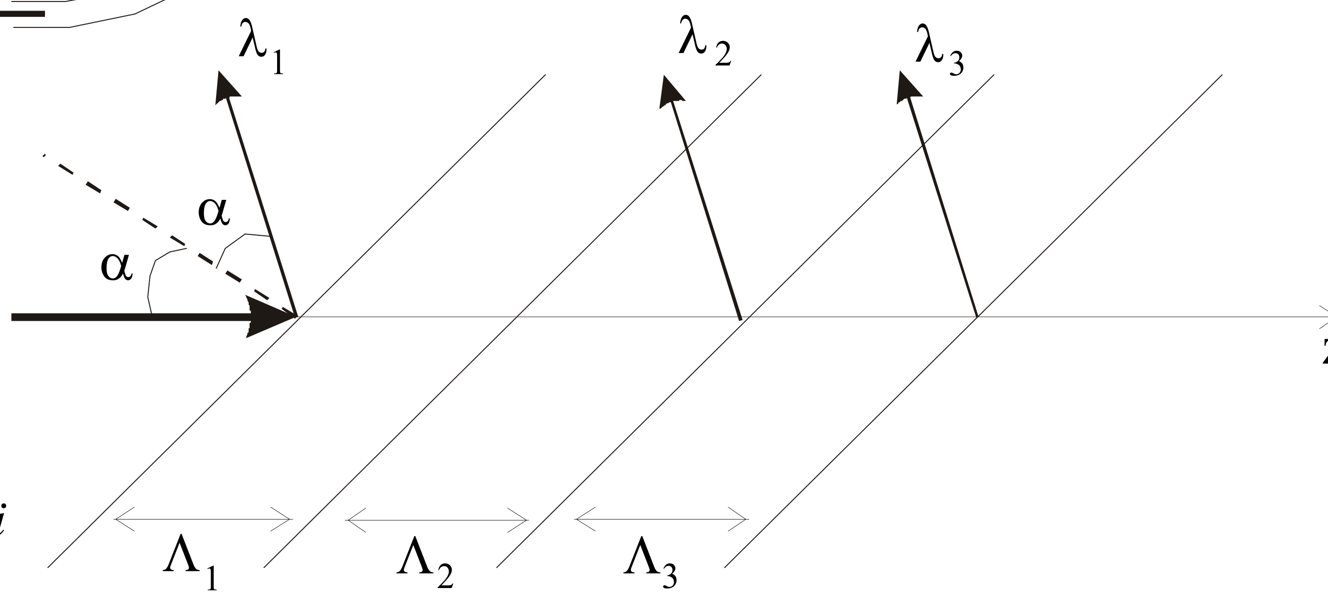
Многоканальный ответвитель

Мультиплексоры и демультиплексоры



$$\frac{2\pi}{\lambda_i}\left|n_a \pm n_b\right| = \frac{2\pi}{\Lambda_i}$$

$$i = 1,\ 2,\ 3,\ 4$$



$$2n\Lambda_i \cos\alpha = \lambda_i$$