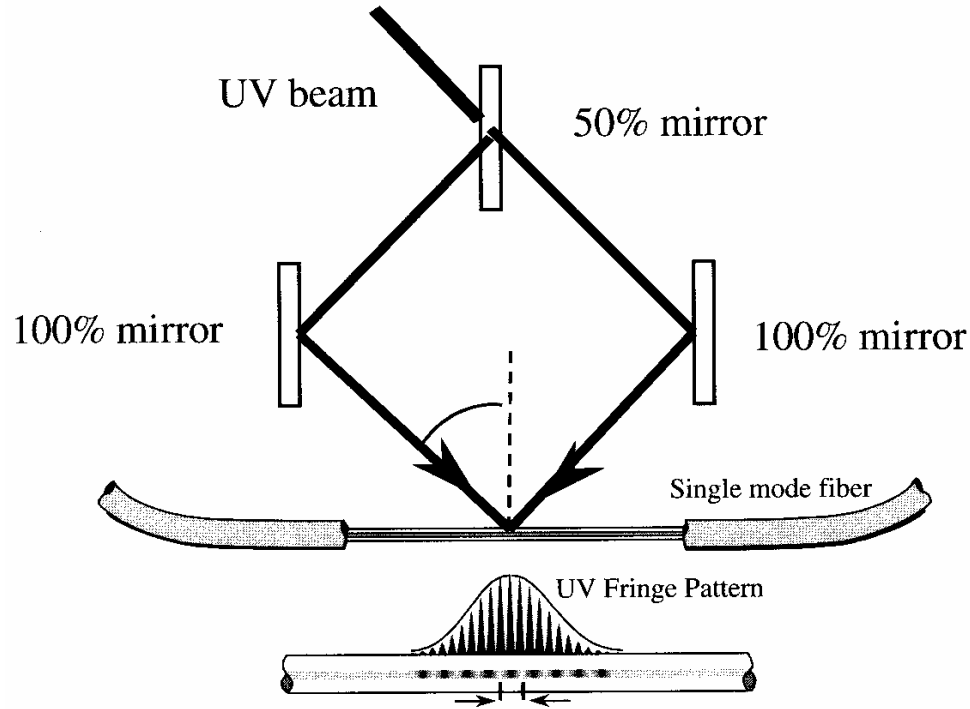


Нелинейно-оптические эффекты в брэгговских волноводах

1. Понятие о брэгговских волноводах
2. Линейное распространение света в брэгговских волноводах. Закон дисперсии
3. Нелинейное распространение света в брэгговских волноводах
4. Солитоны в брэгговских волноводах

Понятие о брэгговских волноводах



Особенности:

- одномерные фотонные кристаллы на основе оптического волокна
- большое число периодов
- малая модуляция показателя преломления
- аномально большая дисперсия на краю ФЗЗ ($\approx 10^6$ больше обычного волокна)

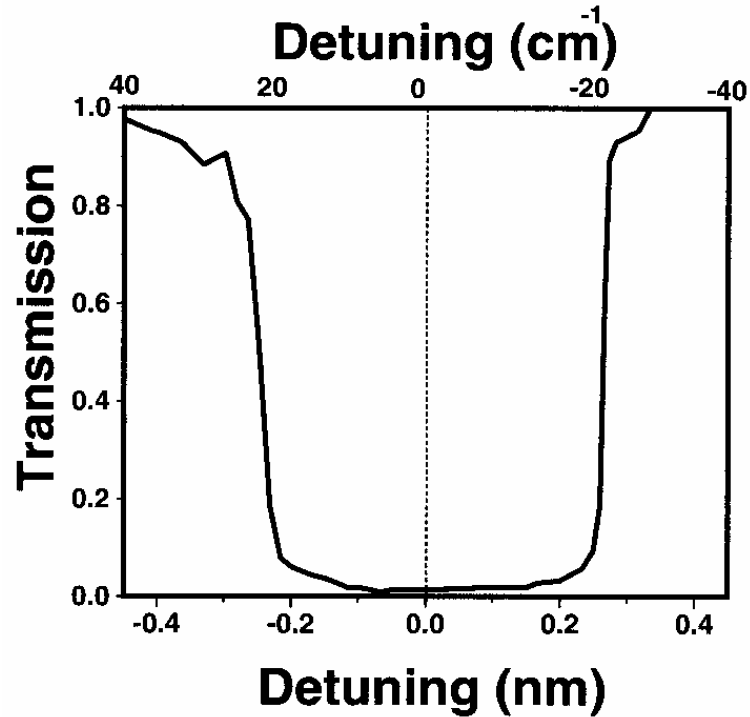
положение фотонной запрещенной зоны
(брэгговская длина волны):

$$\lambda_B = 2n_0\Lambda$$

n_0 - средний показатель преломления сердцевины (core) волокна

Λ - пространственный период модуляции n_0

Спектр пропускания брэгговских волноводов



$$n(z) = n_0 + \Delta n(z) \cos(2\pi z\Lambda + \Phi(z))$$

спектральная ширина фотонной запрещенной зоны:

$$\Delta\lambda = \lambda_B \Delta n / n_0$$

Нелинейно-оптические эффекты:

- брэгговские солитоны
- би- и мультстабильность
- поляризационная мультстабильность
- нелинейная компрессия лазерных импульсов

Линейное распространение света в брэгговских волноводах

Будем рассматривать волновой пакет в виде:

$$E(z, t) = (E_+(z, t)e^{ik_B z} + E_-(z, t)e^{-ik_B z}) e^{i\omega_B t} + c.c.$$

где $k_B = \pi/\Lambda$, $\omega_B = \pi c/(n_0\Lambda)$ - волновое число и частота волны, отвечающая брэгговскому условию

E_+ , E_- - медленно меняющиеся амплитуды вперед и назад бегущих волн

Запишем систему укороченных уравнений без нелинейности:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial E_+}{\partial z} + i\frac{1}{V}\frac{\partial E_+}{\partial t} + \xi(z)E_- &= 0 \\ i\frac{\partial E_-}{\partial z} + i\frac{1}{V}\frac{\partial E_-}{\partial t} + \xi(z)E_+ &= 0 \end{aligned}$$

$V = c/n_0$ - скорость света, а коэффициент взаимодействия $\xi(z) = \frac{\pi\Delta n(z)\eta}{\lambda_B}$

$\eta \approx 0.8$ - доля энергии импульса в сердцевине волокна

Введем понятия параметра расстройки и константы распространения:

$$\delta = \frac{1}{V}(\omega - \omega_B), \quad \beta = k - k_B$$

Закон дисперсии света в брэгговских волноводах

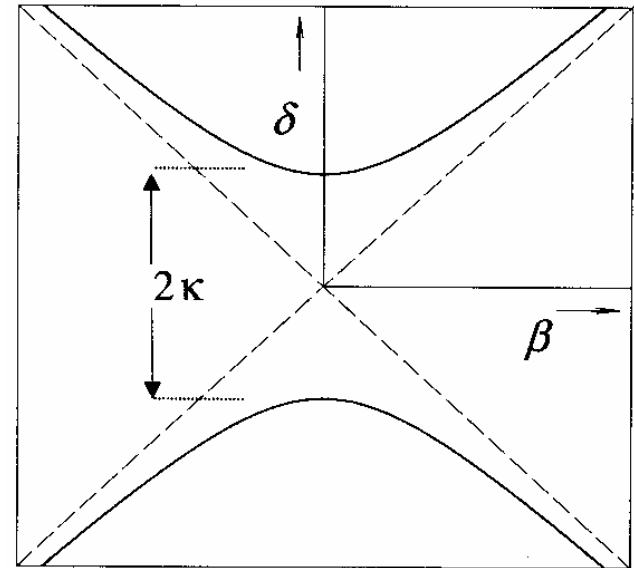
тогда закон дисперсии $\omega(k)$ эквивалентен зависимости $\delta(\beta)$.

ищем решение укороченных уравнений в виде плоских волн:

$$E_{\pm} = C_{\pm} \exp(i(\beta z - V\delta t))$$

получим закон дисперсии в виде

$$\delta(\beta) = \pm (\xi^2 + \beta^2)^{1/2}$$



введем групповую скорость пакета

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{V d\delta}{d\beta} = \pm V \left(1 - \left(\frac{\xi}{\delta} \right)^2 \right)^{1/2} = \frac{V(f^2 - 1)^{1/2}}{f}$$

f - частотная расстройка от края ФЗЗ в единицах полуширины ФЗЗ

Дисперсия групповой скорости в брэгговских волноводах

дисперсия групповой скорости (GVD) характеризуется величиной $\frac{d^2\delta}{d^2\beta^2}$

на длинноволновом краю $\delta < -\xi$, GVD положительна и компенсирует отрицательную дисперсию в волокне

на коротковолновом краю $\delta > \xi$, GVD отрицательна и поддерживает солитонное решение

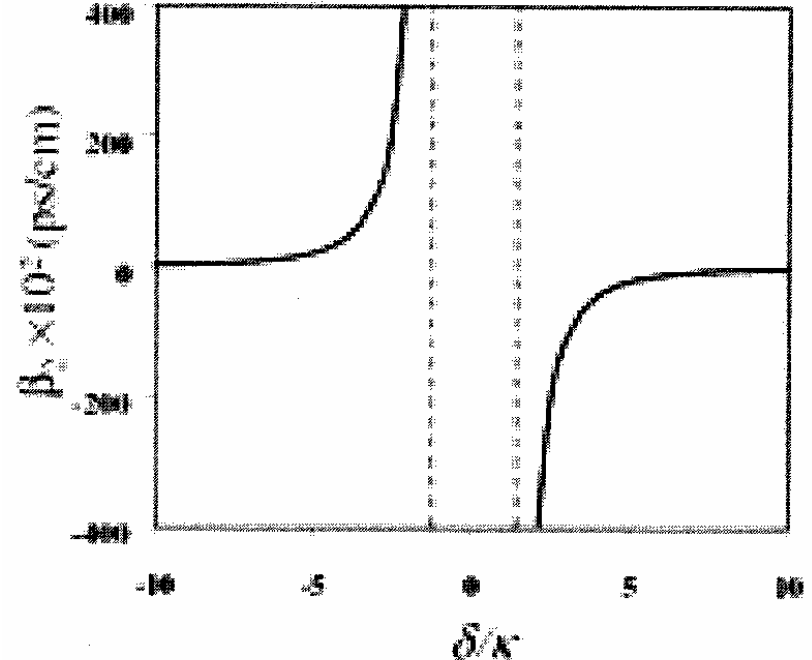
для характеристики дисперсии групповой скорости разложим $\beta(\omega)$ в ряд:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots$$

тогда GVD управляется величиной

$$\beta_2 = - \left(\frac{1}{V} \right)^2 \frac{1}{\delta} \frac{(\xi/\delta)^2}{(1 - (\xi/\delta)^2)^{3/2}}$$

и резонансно возрастает на краях ФЗЗ



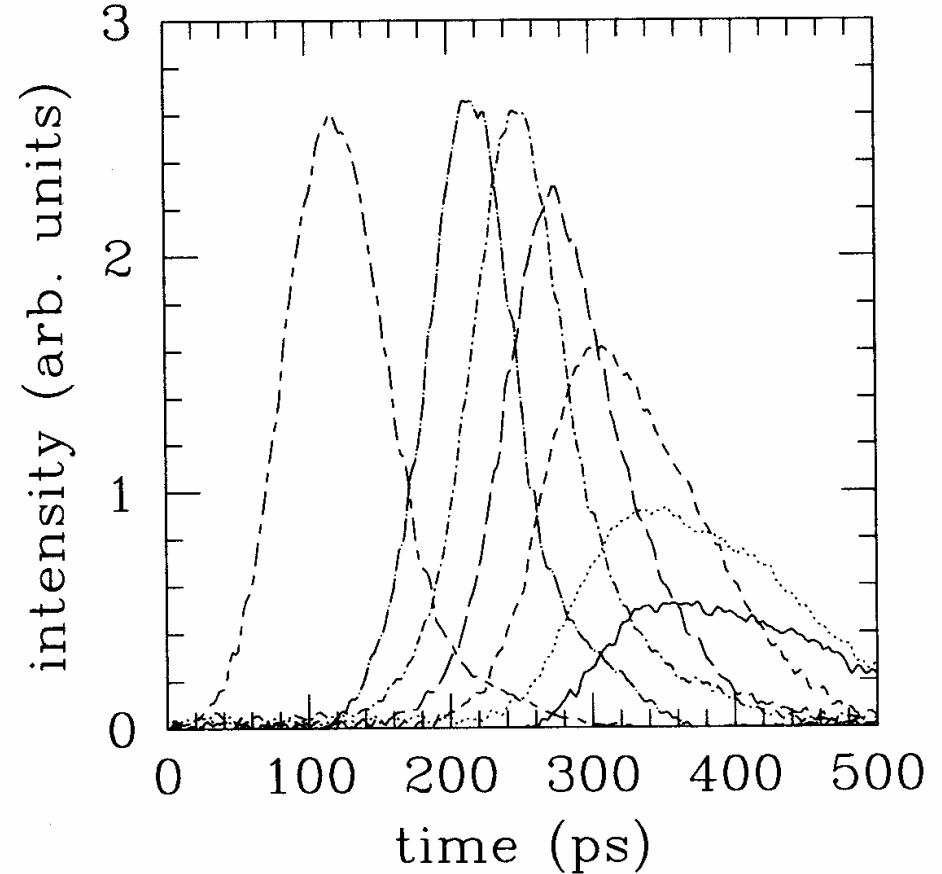
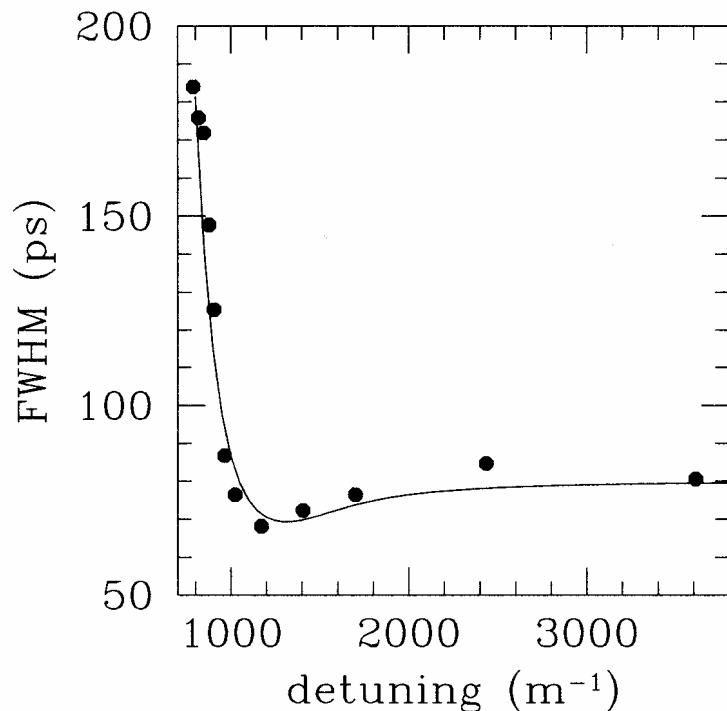
Дисперсионное расплывание импульса в брэгговском волноводе

резонансное возрастание GVD на краях ФЗЗ

следствие – сильное расплывание оптических импульсов на краю ФЗЗ, характеризуемое дисперсионной длиной

$$L_D = \frac{\tau_0^2}{s^2 \beta_2},$$

τ_0 , s – FWHM и фактор формы импульса



расплывание 80-пс импульса в 75-мм волноводе при различных спектральных расстройках относительно коротковолнового края ФЗЗ

Нелинейное распространение света в брэгговских волноводах

Запишем систему укороченных уравнений с учетом нелинейности:

$$i \frac{\partial E_+}{\partial z} + i \frac{1}{V} \frac{\partial E_+}{\partial t} + \xi(z) E_- + \Gamma_S |E_+|^2 E_+ + 2\Gamma_X |E_-|^2 E_+ = 0$$

$$i \frac{\partial E_-}{\partial z} + i \frac{1}{V} \frac{\partial E_-}{\partial t} + \xi(z) E_+ + \Gamma_S |E_-|^2 E_- + 2\Gamma_X |E_+|^2 E_- = 0$$

Γ_S - константа самовоздействия $\Gamma_S = \frac{\Gamma_X}{2} = \frac{2\pi n_2}{\lambda}$

Γ_X - константа взаимного воздействия

n_2 - добавка от кубичной восприимчивости,

$$n = n_0 + n_2 I$$

приближенное условие возникновения солитона

$$\Delta\lambda_B \approx \Delta\lambda_{pulse}$$

где нелинейный сдвиг ФЗЗ

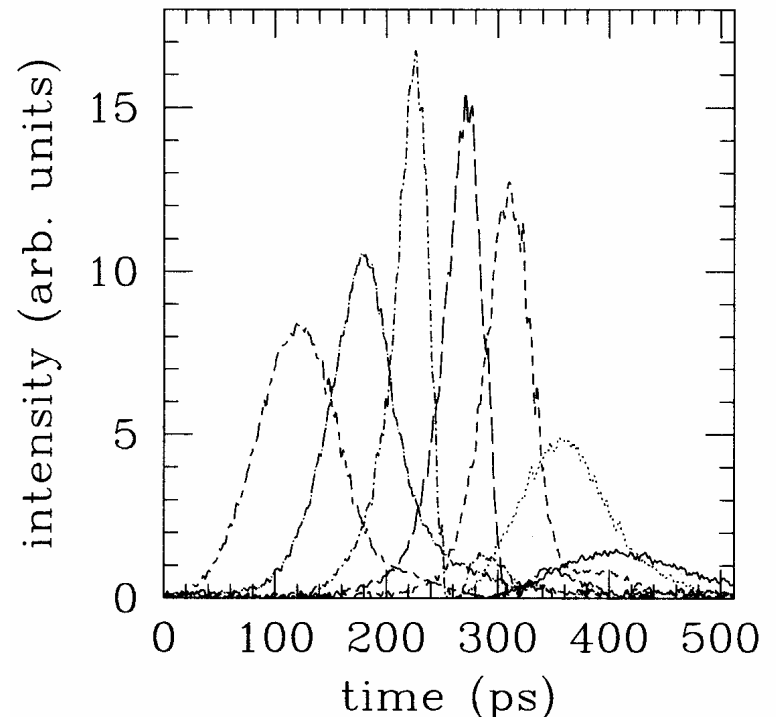
$$\Delta\lambda_B = 2n_2 I \Lambda$$

компрессия 80-пс импульса в 75-мм волноводе при различных спектральных расстройках относительно коротковолнового края ФЗЗ

$$I = 11 \text{ GW/cm}^2$$

!! Приближение малой модуляции показателя преломления и небольших спектральных расстройок,

$$\Delta n \ll n_0, \quad f < 5$$



Возникновение солитонов в брэгговских волокнах

при определенных условиях укороченные уравнения могут быть записаны в виде нелинейного уравнения Шредингера

$$i \frac{\partial E}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \Gamma |E|^2 E = 0$$

$$\Gamma = \frac{3 - v^2}{2v} \Gamma_S \quad \text{- эффективная константа самовоздействия}$$

$$\beta_2 = - \frac{1}{V^2} \frac{1}{\xi \gamma^3 v^3} \quad \text{- эффективная константа дисперсии групповой скорости}$$

!! приближение постоянной квадратичной дисперсии и малых интенсивностей

$$\beta_2 = \text{Const}, \quad (c\xi\tau \gg 1), \quad n_2 I \ll \Delta n$$

основное солитонное решение

$$E_s(t) = \left| \frac{\beta_2}{\Gamma} \right|^{1/2} \frac{1}{\tau_0} \text{sech} \left(\frac{t}{\tau_0} \right)$$

пороговая интенсивность для возникновения солитона

$$I = \frac{C_0}{V^2} \frac{\lambda}{\pi \tau_0^2 (3 - v^2) \xi \gamma^3 v n_2}, \quad C_0 \approx 3$$

