

## ЛЕКЦИЯ 5.

Необходимость в изучении НЛ эффектов:

1. Повышение оптической мощности в сетях оптоволоконных ТС,
2. Развитие систем типа «свет управляет светом», где на базе НД эффектов строятся системы управления.

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}, \text{ или } \vec{D} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}$$

если  $\varepsilon$  не является тензорной величиной.

$\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,

В наиболее простом случае  $m \cdot \ddot{x} + m \cdot \gamma \cdot \dot{x} + m \cdot \omega_0^2 \cdot x = e \cdot E$ ,

**Упругая сила**, действующая на электрон, пропорциональна **первой степени смещения  $x$** .

Если **напряжённость** электромагнитного **поля значительна**, то **упругая сила** уже нелинейно зависит от смещения [39]:  $F_y = -kx - qx^3$ , и зависимость  $E(x)$  также становится нелинейной функцией, т.к. в соответствии с законом равенства сил действия и противодействия справедливо:

$$eE = kx + qx^3. \quad (1)$$

Здесь  $k$  и  $q$  – коэффициенты пропорциональности.

Учитывая, что **макроскопическая поляризация равна  $P = N \cdot e \cdot x$** , выразим отсюда  $x$  и подставим в (1). После преобразований оказывается справедливым следующее:

$$\frac{e^2 N}{k} \cdot E = P + \frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P^3. \quad (2)$$

Уравнение (2) можно решить относительно  $P$ , представив поляризацию в виде двух слагаемых:  **$P = P_0 + P_1$** , соответствующих двум порядкам малости:

$$\begin{cases} P_0 = \frac{e^2 N}{k} \cdot E \\ P_1 = -\frac{q}{ke^2 N^2} \cdot P_0^3 \end{cases}. \quad (3)$$

В этом случае:  $P = P_0 + P_1 = \left( \frac{e^2 N}{k} - \frac{q \cdot e^4 N}{k^4} \cdot E^2 \right) \cdot E. \quad (4)$

Сравнивая выражение (4) с  $P = N \cdot p = \frac{N \cdot e^2}{m} \cdot \frac{E(t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} = \varepsilon_0 \cdot \aleph^{(0)} \cdot E(t)$ , получаем:

$$\aleph(E) = \frac{e^2 N}{k \cdot \varepsilon_0} - \frac{q \cdot e^4 N}{k^4 \cdot \varepsilon_0} \cdot E^2. \quad (5)$$

Следовательно, восприимчивость становится нелинейной функцией от напряженности поля при появлении нелинейности силы, удерживающей электрон в атоме. В этом случае уравнение для гармонического осциллятора в будет иметь вид:

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = eE - kx - qx^3 - m\gamma \cdot \frac{dx}{dt}. \quad (6)$$

С учётом зависимости  $P(x)$  и принимая  $\omega_0 = k/m$  справедливо:

$$\frac{d^2 P}{d^2 t} + \omega_0^2 \cdot P + \gamma \cdot \frac{dP}{dt} + \frac{q}{e^2 N^2 m} \cdot P^3 = \frac{e^2 N}{m} \cdot E. \quad (7)$$

При действии ряда предположений, а именно:

1. поле  $E(t)$  меняется по гармоническому закону,
2. рассматривается нерезонансный случай:  $|\omega - \omega_0| \gg \gamma$ ,
3. поляризация представима в виде:  $P = P_0 + P_1$ ,

по аналогии с (3) получаем уравнения для **членов нулевого и первого** порядков малости:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P_0}{d^2 t} + \omega_0^2 \cdot P_0 &= \frac{e^2 N}{m} \cdot E \text{ и} \\ \frac{d^2 P_1}{d^2 t} + \omega_0^2 \cdot P_1 + \frac{q}{e^2 N^2 m} \cdot P_1^3 &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

С учётом  $E^3(t) = \frac{E_0^3}{4} \cdot (3 \cos \omega t + \cos 3\omega t)$  общее решение (8) будет иметь вид:

$$P = P_0 + P_1 = \aleph^{(1)}(\omega, E_0) \cdot E_0 \cdot \cos \omega t + \aleph^{(3)}(3\omega, E_0) \cdot E_0 \cdot \cos 3\omega t \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \aleph^{(1)}(\omega, E_0) &= \aleph^{(0)} - \frac{3}{4} \cdot \frac{qx^3 E_0^2}{me^2 N^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad \aleph^{(3)}(3\omega, E_0) = -\frac{1}{4} \cdot \frac{qx^3 E_0^2}{me^2 N^2 (\omega_0^2 - 9\omega^2)}, \\ \aleph^{(0)} &= \frac{e^2}{m \cdot \varepsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^I \frac{N_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma}. \end{aligned}$$

**Поляризация в сильном световом поле является функцией не только частоты падающего излучения  $\omega$ , но и его третьей гармоники  $3\omega$ .** Известно, что заряд, совершающий гармоническое колебание с некоторой частотой, излучает квазимонохроматическую электромагнитную волну той же частоты. В соответствии с (8) **появляются две волны: одна с частотой  $\omega$ , другая - с частотой  $3\omega$ .**

При дальнейшем увеличении интенсивности светового поля зависимость  $\vec{P}(\vec{E})$  будет иметь вид степенного ряда:

$$P = \varepsilon_0 \cdot \aleph^{(0)} \cdot E(t) + \sum_{i=1}^{\infty} \aleph^{(i)} \cdot E^i(t) \quad (10)$$

где  $\aleph^{(i)}$ , – коэффициенты нелинейной макроскопической восприимчивости вещества в общем случае.

Особенностью **оптоволоконной техники** является то, что появление такого **нелинейного режима для  $\vec{P}(\vec{E})$  реализуется даже при использовании относительно маломощных** источников излучения за счет большой интенсивности, имеющей место в силу малого поперечного сечения одномодового световода (если диаметр сердцевинны равен 9 мкм, то **площадь ее поперечного сечения имеет порядок  $s \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$** ).

Принимая во внимание зависимость **напряжённости поля** от его **мощности**, отметим, что при мощностях излучения **порядка 10 Вт** возникающая напряженность электрического поля в одномодовой направляющей структуре приблизительно равна  $E \sim 7 \cdot 10^5 \text{ В/м}$ .

Здесь следует привести сравнение с характерной величиной – напряженностью электрического поля, связывающего электрон с атомным ядром  $E_e$  в диэлектриках, составляющей величину порядка  $E_e \sim 10^7 \dots 10^9$  В/м. В такой ситуации напряженность электрического поля проходящей световой волны уже не может считаться слабой по сравнению с  $E_e$  и оптический электрон уже нельзя рассматривать как линейный гармонический осциллятор – форма отклика, очевидно, не будет повторять форму внешнего воздействия. А значит и связь между поляризацией среды и электрическим полем, приводящим к появлению данной поляризации, становится нелинейной. В этих условиях нарушается принцип суперпозиции световых волн. Также очевидно, что все основные аспекты взаимодействия света с веществом будут проявляться в иной по отношению к линейному случаю форме.

При моделировании процесса работы оптоволоконных телекоммуникаций представляет интерес выявление ряда основных аспектов влияния нелинейного взаимодействия света с веществом на проходящий в этой среде оптический цифровой сигнал. Несложно предположить, что типов такого влияния в силу бесконечности слагаемых в (10), вообще говоря, также бесконечно много. Тем не менее, эффективное искажение проходящего в нелинейной среде информационного сигнала связано с пятью наиболее значимых нелинейных эффектов. Это:

1. *вынужденное рассеяние излучения на акустических волнах (в зависимости от вида колебаний - Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) или Рамана),*
2. *нелинейное преломление, и как результат его действия – фазовая само- и кросс-модуляция,*
3. *модуляционная неустойчивость,*
4. *нелинейное поглощение, с одной стороны характеризующееся многофотонным затуханием на резонансах, с другой стороны – просветлением среды в интенсивном световом поле, и*
5. *параметрические процессы, связанные с возможной генерацией кратных гармоник по отношению к частоте входного излучения.*

Каждый из этих перечисленных физических эффектов связан с определённым видом движения частиц вещества. Совместно их негативное проявление в приложении к телекоммуникационным задачам можно представить в виде:

- **откачка энергии от частоты входного излучения, что приводит к уменьшению динамического диапазона сигнала. В следствие этого происходит снижение отношения «сигнал/шум» в цифровой системе передачи в данном канале.**
- **Засорение соседних каналов, уплотнённых по длине волны, гармониками на близких частотах к частоте излучения, в результате которого появляется тот или иной нелинейный эффект. Имеет место снижение отношения «сигнал/шум» в смежных каналах.**
- **Искажение формы информационного сигнала, передаваемого на частоте входного излучения (вызывающего нелинейный эффект) или в соседних WDM-каналах. Появляющиеся искажения ведут к нарушению работы устройства принятия решения в приёмнике из-за неправильного считывания цифрового импульса, соответственно, увеличивают вероятность битовой ошибки.**

**1. ВРМБ.** В среде с температурой, **отличной от 0 °К**, постоянно происходят **случайные изменения плотности вещества** (тепловые акустические волны) и внутримолекулярные колебания. Если через такую оптически прозрачную среду распространяется световая волна (пусть даже небольшой интенсивности), то **всегда существующие акустические волны модулируют световую волну** аналогично тому, как в радиотехнике низкочастотный сигнал модулирует высокочастотную несущую. В результате такой модуляции у спектральной линии частоты света  $\omega$  возникают боковые сателлитные компоненты с частотами  $\omega_{sat} = \omega \pm \Omega$  (сателлитные световые волны), где  $\Omega$  – частота акустической волны. Соответственно, энергия электромагнитной волны на частоте  $\omega$  убывает, а на частотах  $\omega \pm \Omega$  прибавляется.

Происходит рассеяние входного светового поля. В зависимости от того, **на каких колебаниях** частиц среды происходит рассеяние –

1. коллективного в виде акустической волны или
2. частного, характерного для отдельной молекулы,

говорят о **рассеянии Мандельштама-Бриллюэна** или **Рамана**.

В линейной среде отношение интенсивности боковых гармоник к интенсивности падающего излучения остается меньше, чем  $10^{-6}$ .

Если интенсивность проходящего через вещество светового поля оказывается значительной и достаточной для возбуждения акустических волн, то в зависимости от амплитуды последних проходящая световая волна может значительно рассеиваться в среде. Имеет место *нелинейное вынужденное рассеяние* - световая волна рассеивается на колебаниях частиц вещества, созданных ею. Как правило, в такой ситуации речь идёт о ВРМБ – так как коллективное движение частиц вещества приводит к значительно большему рассеянию, чем отдельные молекулярные колебания. *Акустическая волна(ы) появляется вследствие действия эффекта электрострикции, что в немалой мере присуще кварцевым материалам, используемым для производства световодной техники.* Очевидно, что ВРМБ носит пороговый характер. После достижения порога возникновения акустической волны её интенсивность определяется:

$$I_{AK} = \frac{(E_{pump})^2}{8\pi} \cdot \xi$$

$E_{pump}$  – электрическая напряжённость поля световой волны, приводящей к ВРМБ, далее - волны накачки;  $\xi$  – коэффициент электрострикции, для кварца  $\xi \sim 10^{-11}$ .

Следовательно, при **вынужденном рассеянии оптическая волна накачки передает часть своей энергии нелинейной среде в результате взаимодействия с молекулами.** Отметим, что в объёмной среде с характерными размерами много превышающими длину волны света, направлений распространения акустических волн может быть достаточно много.

В приложении к **задачам телекоммуникаций** представляет интерес рассмотрение **одномодовых направляющих структур**, в которых акустическая волна реально может распространяться только **по направлению падающей световой волны**, например, только

вдоль световода, [82]. В этом случае акустическая частота  $\Omega$  определится:

$$\Omega = 2n_0\omega_{pump} \cdot \frac{V}{c},$$

где  $n_0$  – «средний» показатель преломления, для одномодового световода типа SF можно принять  $n_0 = 1.48$ .  $V$  – скорость звука в прозрачной среде, для кварца  $V \cong 1.2$  км/с.

При значительном увеличении интенсивности падающей световой волны интенсивность и число сателлитных гармоник резко возрастает, появляются компоненты вида  $\omega \pm 2\Omega$ ,  $\omega \pm 3\Omega$ ,  $\omega \pm 4\Omega$  и т.п. Ширина спектральных линий рассеянного излучения определяется затуханием акустической волны: каждая компонента тем шире, чем больше затухание акустической волны (пропорциональное вязкости среды).

При незначительном превышении порога возникновения акустической волны действие ВРМБ в цифровом оптическом канале сведётся к появлению отражённого излучения на смещённой вниз частоте. При этом сигнал накачки, распространяющийся вдоль направляющей системы по направлению  $R$ , будет терять свою интенсивность на возбуждение акустической и отражённой оптической волн. В общем виде это можно представить:

$$\begin{aligned} E_{pump}(t, R) &= E_{pump}^0 \cdot e^{j(\omega_{pump}t/2\pi - k_{pump}R)}, \\ E_{sat}(t, R) &= E_{sat}^0 \cdot e^{j(\omega_{sat}t/2\pi - k_{sat}R)}, \\ u(t, R) &= u^0 \cdot e^{j(\Omega t/2\pi - K_V R)}. \end{aligned}$$

Здесь  $k_{pump}$  и  $k_{sat}$  – волновые вектора волн накачки и сателлитной, их модули соответственно равны:  $|k_{pump}| = 2\pi n_0/\lambda_{pump}$ ,  $|k_{sat}| = 2\pi n_0/\lambda_{sat}$ ;  $K_V$  – волновой вектор акустической волны,  $|K_V| = 2\pi/\Lambda$ ;  $u$  – амплитуда акустической волны.

Уравнения, характеризующие нарастание (затухание) акустических и электромагнитных волн вдоль направления  $R$  имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{pump}}{dR} &= -\frac{\omega_{pump}^2 \cdot \xi \cdot \mu_0 \cdot V}{4k_{pump}} \cdot E_{sat} \cdot u - \frac{\alpha \cdot E_{pump}}{2}, \\ \frac{dE_{sat}}{dR} &= \frac{\omega_{sat}^2 \cdot \xi \cdot \mu_0 \cdot V}{4k_{sat}} \cdot V_{pump} \cdot u - \frac{\alpha \cdot E_{sat}}{2}. \end{aligned}$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м;  $\alpha$  – коэффициент линейного затухания излучения в волокне на частотах  $\omega \pm \Omega$ , для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов можно принять:  $\alpha \cong 0.1 \dots 2.5$  дБ/км.

Решением для сателлитной волны является:  $E_{sat} = E_{sat}^0 \cdot e^{A_R \cdot L}$ . Здесь  $L$  – длина, на которой имеет место распространение рассматриваемых волн,

$$A_R = \frac{1}{4} \sqrt{(\alpha_{ph} + \alpha)^2 + 4 \left( \alpha_{ph} \alpha - \frac{k_{sat} \cdot K_V \cdot \xi^2 |E_{pump}|^2}{8\eta_0 \cdot \varepsilon \cdot V^2} \right)} - \frac{1}{4} (\alpha_{ph} + \alpha), \quad \text{где } \alpha_{ph} = -\frac{\beta}{\eta_0 \cdot V}$$

– затухание акустической волны,  $\beta$  – вязкость среды, для кварца  $\beta = 1.32 \cdot 10^{10}$  кг/(м<sup>3</sup>·с);  $\eta_0$  – среднее значение плотности среды, в данном случае  $\eta_0 = 2.65 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $\varepsilon$  – среднее значение относительной диэлектрической проницаемости сердцевинки световода,  $n = \sqrt{\varepsilon}$ .

В соответствии с представленными выражениями получаем: что для напряженности поля волны накачки  $E_{pump} = 7 \cdot 10^5$  В/м,  $A_R = 3.805 \cdot 10^{-3}$  м<sup>-1</sup>. Пусть  $E_{sat}^0 \approx 1$  В/м – на уровне флуктуационной величины, тогда если волной накачки просвечивается длина  $L$ , равная 2...3 км, то амплитуда сателлитной волны окажется равной:  $E_{sat} \cong 6.32 \cdot 10^3$  В/м, а её мощность  $\cong 1.03 \cdot 10^{-3}$  Вт.

**2. Нелинейное преломление** – явление, при котором показатель преломления оптически прозрачной среды (сердцевины волокна) зависит от напряженности электрического поля падающей световой волны:

$$n(\omega, r, |E|^2) = n_0(\omega, r) + \hat{n}(\omega) \cdot |E|^2.$$

где  $n_0(\omega, r)$  – линейная часть показателя преломления, зависящая в общем случае от радиуса направляющей структуры  $r$  и описываемая уравнением Селмейера в случае, когда линии поглощения считаются узкими (вдали от резонансов), которая может быть представлена:

$$n_0^2(\omega, r) = \left[ 1 + \frac{e^2}{m \cdot \epsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^I \frac{N_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \right] \cdot \hat{\phi}(r), \quad \hat{\phi}(r) - \text{функция, характеризующая изменение по-}$$

казателя преломления сердцевины световода по радиусу  $r$  в зависимости от типа;  $r$  – меняется от 0 до наибольшего значения  $a$ .

Величина  $\hat{n}(\omega)$  – **нелинейная составляющая показателя преломления, в зависимости от свойств среды может быть как положительной, так и отрицательной величиной; для кварцевых стекол положительна и приблизительно равна  $10^{-15}$  м<sup>2</sup>/В<sup>2</sup> и имеет слабую зависимость от частоты света  $\omega$  в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне.** Безусловно, выражение для  $n(\omega, r)$  имеет бесконечное число слагаемых вида  $|E|^i$ , но при мощностях излучения, имеющих место в телекоммуникациях, высшими слагаемыми допустимо пренебречь.

Нелинейное преломление приводит к тому, что в поле ограниченного светового пучка первоначально **оптически однородная среда** в силу выражения становится **оптически неоднородной – показатель преломления определяется распределением интенсивности распространяющейся волны**. Внутри области, занимаемой пучком света, среда становится оптически более плотной в случае  $\hat{n}(\omega) > 0$ , что приводит **к сжатию пучка**. Причем лучи, падающие на границу пучка изнутри, совершают переход из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную. Следовательно, при определенных условиях для них возможен **эффект полного внутреннего отражения**. В свою очередь это приводит к еще большему нагреванию среды в центре пучка света и далее – **к самофокусировке**, т.е. отклонению периферийных лучей в область максимальной напряженности поля. Явление самофокусировки представляет собой фактическое «схлопывание» светового пучка.

Особенностью явления самофокусировки является его **«лавиновый» характер**. Даже небольшое увеличение интенсивности светового пучка приводит к концентрации лучей в этой области, а следовательно, и к дополнительному возрастанию интенсивности; последнее усиливает эффект нелинейной рефракции, и т.д. Существует некоторая критическая мощность излучения  $P_{мц}^{th}$ , при которой пучок света не подвергается дифракционной расходимости, т.е. «схлопывается»:

$$P_{\text{мц}}^{\text{th}} = \left( \frac{1.22 \cdot \lambda_{\text{pump}}}{16 \cdot a} \right)^2 \cdot \frac{\pi \cdot c \cdot s}{\hat{n}},$$

где  $s$  – эффективная площадь поперечного сечения волокна,  $a$  – эффективный радиус первоначального светового пучка (например, радиус волокна). При мощности, превышающей критическую величину  $P_{\text{мц}}^{\text{th}}$ , лучи отклоняются к оси пучка – происходит самофокусировка.



$$R_g = \frac{a}{2} \cdot \sqrt{\frac{n_0}{\hat{n} \cdot E^2}}$$

## ЛЕКЦИЯ 6.

Кроме этого, зависимость  $n$  от  $E$  приводит к изменению фазовой скорости распространяющейся световой волны, и как следствие – к появлению фазовой самомодуляции и кросс-модуляции. Фазовая самомодуляция происходит в случае, когда дополнительный набег фазы имеет место для волны, вызывающей нелинейный эффект. Фазовая кросс-модуляция – это дополнительный набег фазы некоторой световой волны, распространяющейся совместно с волной накачки. В обоих случаях дополнительный набег фазы пропорционален длине распространения  $L$ .

Если представить напряжённость электромагнитного поля световой волны в виде  $E = E_0 \cdot \exp(j \cdot \phi)$ , где  $\phi$  – фаза колебаний, в линейном случае равная  $\phi = \omega \cdot t - n_0 \cdot k \cdot R$ , то с учётом нелинейной составляющей  $\Delta\phi = \hat{n} \cdot |E|^2 \cdot k \cdot R = \Delta n \cdot k \cdot R$  можно записать:

$$E = E_0 \cdot \exp(j \cdot \phi - j \cdot \Delta\phi).$$

Переписав выражение (4.22) в виде:

$E = E_0 \cdot [\cos(\phi - \Delta\phi) + j \cdot \sin(\phi - \Delta\phi)]$  и разложив тригонометрические функции на составляющие слагаемые в предположении о малом  $\Delta\phi$  по отношению к  $\phi$ , получаем

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cdot [\cos(\phi) \cdot \cos(\Delta\phi) + j \cdot \sin(\phi) \cdot \cos(\Delta\phi)] = \\ &= E_0 \cdot \cos(\Delta\phi) \cdot \exp(j \cdot \phi). \end{aligned}$$

Сигнал, представленный последним выражением, является модулированным колебанием с бесконечно большим коэффициентом глубины модуляции.

Спектральная характеристика  $S(\omega)$  (плотность мощности или интенсивности) функции вида  $E = E_0 \cdot \cos(\Delta\phi) \cdot \cos(\phi)$  содержит две составляющие, расположенные в обе стороны от частоты входного сигнала – или сигнал с «потерянной» несущей. Если представить  $\phi = W_0 \cdot t$ ,  $\Delta\phi = \tilde{\Omega} \cdot R = (\Delta n \cdot \omega / c) \cdot R = \Delta n / (n_0 + \Delta n) \times \omega t$  и рассмотреть колебание относительно координаты  $t$ , то  $S(\omega)$  для разных значений напряжённости входного поля будет иметь две составляющие на частотах  $W_{1,2} = W_0 \pm \tilde{\Omega}$ , в то время как на центральной частоте  $W_0$  состав-

ляющая сигнала будет отсутствовать, см. рисунок, если не учитывать реальную ширину линии излучения  $\Delta\omega$ . При получении выражения для  $\Delta\phi$  учтено, что  $R = ct/n$ .

Ширина линии излучения измеряется по уровню 0.1 от амплитудного значения интенсивности  $I_{\max}$  (при изменении значения  $I$  от 0 до  $I_{\max}$  на протяжении периода колебаний), что и представлено на рисунке.

Когда сигнал значительной оптической интенсивности поступает на вход световодной направляющей системы, создавая там нелинейный режим преломления, то на выходе наблюдается либо уширенный по спектру сигнал с меньшей пиковой интенсивностью, либо отдельные спектральные составляющие с пиковой интенсивностью, равной половине от входной – эффект фазовой самомодуляции.

Если описанное выше преобразование спектра происходит в слабой волне, проходящей через нелинейную среду, созданную другим полем, то говорят об **эффекте фазовой кросс-модуляции**. В случае преобразования спектра входного сигнала до вида рис. 4.2, б, нелинейное преломление приводит к уширению спектра излучения, что одновременно снижает его когерентность и увеличивает дисперсию в импульсном сигнале. Длина  $X$ , на которой происходит преобразование спектра, определяется достаточно малой величиной (порядка нескольких микрометров [43, 44]), зависящей от интенсивности входного сигнала и плотности прозрачного вещества. Как отмечалось выше, нелинейный режим безотносительно к виду его проявления связан с поляризацией среды и возникает после переизлучения фотона электроном. Расстояние  $X$  от входного торца направляющей структуры определяется следующим условием: далее всё распространяющееся излучение получено уже от «вторичных» по Гюйгенсу [39] источников и не содержит ни одного фотона, изначально вошедшего в среду. Для кварцевых стёкол и реальных интенсивностей излучения, используемых в телекоммуникациях и информационно-измерительных системах, величина  $X$  незначительна и при решении технических задач следует рассматривать нелинейный режим во всей оптоволоконной системе, пренебрегая  $X$ .

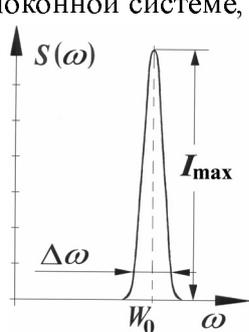


Рис. 4.2 а).

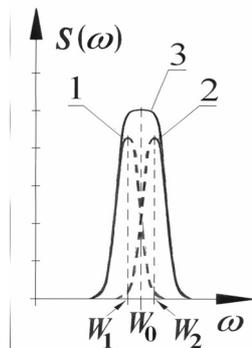


Рис. 4.2 б).

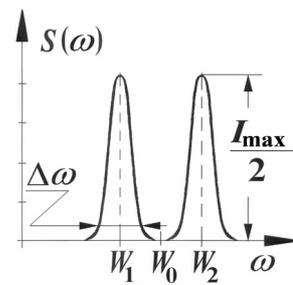


Рис. 4.2 в).

Рис. 4.2. Спектр функции (4.23) с учётом  $\Delta\omega$  для различных значений нелинейной поправки к показателю преломления: а – линейный случай; б – малая величина нелинейной поправки; в – значительная величина нелинейной поправки.

Кривые 1, 2 – реальные спектральные составляющие, 3 – наблюдаемая суммарная величина.

Представленный эффект приводит к уширению спектра излучения, что увеличивает оптическую дисперсию в информационном цифровом сигнале, соответственно, снижает вероятность правильного приёма.

### 3. Модуляционная неустойчивость

– явление модуляции стационарного волнового состояния под действием нелинейных и дисперсионных эффектов.

Это явление проявляется как **во временной области** (распад непрерывной или квазинепрерывной периодической волны **на последовательность коротких импульсов**), так и в **частотной области** (появление **двух симметричных модуляционных спектральных составляющих, отстоящей от вызывающей нелинейный эффект частоты  $\omega$  на  $\Omega^m$** , т.е. появление составляющих  $\omega_{1,2} = \omega \pm \Omega^m$ ). Во временной области стационарная гармоническая волна преобразуется в периодическую последовательность импульсов с периодом  $T^m = 2\pi/\Omega^m$ .

$$\Omega^m \cong \pi \sqrt{\frac{n_0(\omega) \cdot c \cdot C_1}{\lambda^2 \cdot \gamma \cdot \left| \frac{P_{mц}}{P_{mц}^{th}} - 1 \right|}}$$

Выражение справедливо в приближении  $P_{mц} < P_{mц}^{th}$  и утрачивает силу для входных оптических мощностей, близких к порогу самофокусировки. В приведённом соотношении  $P_{mц}^{th}$  определяется в соответствии с пороговой мощностью самофокусировки;  $\gamma$  – относительная ширина линии входного излучения;  $c$  – скорость света в вакууме;  $C_1$  – феноменологическая постоянная, имеющая размерность скорости, зависящая от свойств и геометрических параметров среды, для кварцевого одномодового световода в температурном диапазоне от  $-100 \dots +100$  °С приблизительно равна  $0.74 \cdot 10^{-10}$  м/с. Так для длин волн в диапазоне  $840 \dots 1560$  нм и  $P_{mц} \cong 0.4 \dots 0,5$  Вт имеет место:  $\Omega^m = (201.43 \dots 202.37) \cdot 10^9$  рад/с, и соответственно:  $T^m = (0.31 \dots 0.32) \cdot 10^{-10}$  с.

В результате данного нелинейного эффекта излучение, вызывающее эффект или совместно с ним распространяющееся, претерпевает уширение на величину  $2\Omega^m$ , т.е. на  $64 \dots 65$  ГГц. Это, в свою очередь, может приводить к повышенному действию дисперсии и искажению цифрового сигнала.

Результатом модуляционной неустойчивости во временной области, согласно [44], являются **короткоживущие (время жизни  $10^{-9} \dots 10^{-10}$  с) узкие (поперечный размер  $\sim \lambda$ ) области весьма сильного светового поля, в которых напряженность электрического поля достигает величин порядка  $10^9$  В/м – так называемые световые нити.**

При этом **световой пучок разбивается на множество нитей**, вообще говоря, случайно появляющихся в световом поле, **время следования которых составляет** порядок  $T^m = 2\pi/\Omega^m = (0.31 \dots 0.32) \cdot 10^{-10}$  с. Для высокоскоростной передачи цифровой информации время жизни этих нитей оказывается сравнимым с длительностью сигнального импульса. Волна информационного сигнала распадается, появляется **время отсутствия волны** – отсутствие сигнала, что в первом приближении является аналогичным эффектом замирания в радио-канале передачи. За счет разбиения сигнала нитями появляется разбиение импульса, т.е. если на один какой-то импульс случайно накладывается нить, а другой – нет, появляется эффект случайного фазового дрожания, **близкий к джиттеру** по своему действию. Амплитуда джиттера в первом приближении равна длительности разбиения, а частота джиттера соответствует времени жизни нити.

**4. Нелинейное поглощение** представляет собой дополнительные составляющие потерь энергии излучения в среде в сравнении с линейным.

Последнее определяется: кабельными потерями, потерями на линейное рассеяние в световодах (с изменением направлений волнового вектора световой волны из-за неоднородностей, дефектов и т.д.), а также поглощением на резонансах. Потери на линейное рассеяние определяются чистотой волокна, кабельные потери – возможной деформацией волокна, связанной со способом изготовления кабеля. **Эти виды потерь не зависят от интенсивности излучения, следовательно, проявляются одинаково как в линейном, так и в нелинейном режимах.** Поглощение на резонансах в линейном режиме определяется однофотонным механизмом. Частоты максимального резонансного поглощения для телекоммуникационного спектрального диапазона соответствуют резонансам затухания на длинах волн  $\approx 1390$  нм,  $\approx 1240$  нм,  $\approx 970$  нм и  $\approx 670$  нм. В связи с представленным характером затухания, на таких длинах волн передача сигналов в ВОСП не осуществляется.

Одним из механизмов **нелинейного затухания** представляется явление, связанное с многофотонным резонансным поглощением, в первую очередь – **с двухфотонным**. Иными словами, значительно деградирует по мере распространения вдоль направляющей структуры **не только сигнал с частотой резонанса, но также и сигнал, передаваемый на вдвое меньшей частоте (двухфотонный механизм), втрое меньшей частоте (трёхфотонный механизм)**, и т.д. Это приводит к тому, что в световом пучке при увеличении вероятности одновременного поглощения нескольких фотонов одним электроном, меняется прозрачность среды (эффект известен как затемнение среды в сильном световом поле). Следовательно, интенсивное излучение в прозрачной среде может поглощаться заметнее, чем слабое. Появляется нелинейная положительная поправка к коэффициенту поглощения.

Другим *нелинейным механизмом, уменьшающим действие затухания, является эффект насыщения*, который приводит к тому, что среда, непрозрачная для слабого светового поля, становится прозрачной для сильного. Данный эффект связан **с увеличением частоты захватов фотонов электроном и, как следствие, к превалирующе возбуждённому состоянию оптических электронов среды на протяжении времени.** Т.е. к увеличению числа таких электронов, которые не в состоянии поглотить фотон и тем самым уменьшить интенсивность проходящего света. В этом случае излучение в среде поглощается меньше, и среда просветляется. Данный эффект проявляется заметно начиная с плотности потока энергии, равной:

$$W_s = \frac{c}{2\tau_B \cdot B \cdot n}.$$

Здесь  $c$  – скорость света в вакууме,  $\tau_B$  – среднестатистическое время жизни электрона в возбуждённом состоянии,  $B$  – коэффициент Эйнштейна для вынужденного перехода,  $n$  – коэффициент преломления среды. Для значений, характерных для кварцевого стекла по отношению к первому возбуждённому состоянию  $\tau_B \approx 10^{-8}$  с и  $B \approx 6 \cdot 10^9$  м<sup>4</sup>/Дж·с<sup>2</sup> получаем:

$$W_s \approx 1.6 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^2.$$

С учетом площади поперечного сечения, характерной для одномодовой направляющей

структуры  $\sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$  и длительности информационного импульса порядка  $7 \cdot 10^{-9} \text{ с}$  (уровень STM-1) мощность оптического излучения должна превышать **2 кВт**, что в телекоммуникационных задачах *не реализуется*.

## 5. Параметрические процессы – явления, вызванные взаимодействием оптической волны большой интенсивности с электронами внешних оболочек вещества; проявляются в виде генерации и параметрического усиления гармоник оптического излучения.

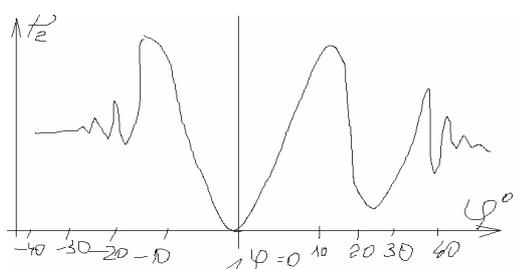
Эффективность параметрической генерации сильно зависит от степени синхронности взаимодействия волны накачки, возбуждающей данный эффект, и появляющейся волны (волн) на кратной частоте, к которой происходит перекачка энергии. Такой синхронизм волн достигается в анизотропных кристаллах – до уровня 40...50 %. В изотропных направляющих кварцевых структурах синхронизм, как правило, не превышает 3...4 %. Последнее главным образом связано с зависимостью  $n(\omega)$ .

Условие фазового синхронизма волн для волновых векторов:

$$k_{\text{pump}} = 2\hat{k} \quad \text{или} \quad k_{\text{pump}} = k_1 + \hat{k}_1.$$

Очевидно, что приведённые соотношения могут быть записаны и для частот входного и генерируемого излучений:  $\omega_{\text{pump}} = 2\hat{\omega}$ ,  $\omega_{\text{pump}} = \omega_1 + \hat{\omega}_1$ . Следовательно, **волна накачки может возбуждать либо гармонику вдвое меньшей частоты, либо две гармоники, частоты которых при сложении дают частоту волны накачки.**

Или:  $v_{\phi}(\omega) = v_{\phi}(2\omega)$



$P_2$  – мощность второй гармоники,  $\phi$  - разность фаз волны накачки и генерируемой волны.

Считается, что условие фазового синхронизма выполняется, если  $l < l_{\text{ког}}$ ,

$$l_{\text{ког}} = \frac{\lambda_1}{4(n_2 - n_1)}$$

Без специальных мероприятий  $l_{\text{ког}}$  порядка 10 мкм для кварца.

Эмпирическая формула Терхьюна: 
$$P_2 = P_1 \cdot k_1^2 l_{\text{ког}}^2 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{k_2 - 2k_1}{2} \cdot x\right)}{(k_2 - 2k_1)^2 x^2}$$

Максимальная плотность мощности, допустимая для ввода в кристалл: 300...400 мВт/см<sup>2</sup>

С увеличением – наступает пробой (подобно пробой в воздухе).

КПД =  $P_2/P_1 = 0,01 \dots 0,001$  %. **Единств. возмож. – рост  $I_{\text{ког}}!$**

Использование анизотропных кристаллов.

Использование излучений 2-х поляризаций:  **$\mathbf{v}_\Phi \equiv \mathbf{v}_\Phi(\omega, \text{направл. поляризации})$**

Подбирают для ОБЫКНОВЕННОГО и НЕОБЫКНОВЕННОГО лучей:  $\mathbf{n}^e_2 = \mathbf{n}^o_1$

Тогда  $I_{\text{ког}} = \frac{\lambda_1}{4(n^e_2 - n^o_1)}$

Характер изменения напряжённости поля световых волн по мере их распространения вдоль координаты  $R$  будет иметь вид:

$$\hat{E} = \hat{E}_0 \cdot \exp\left[\left(\frac{\hat{k} \cdot \hat{m}}{4} - \hat{\alpha}\right) \cdot R\right], \quad \hat{E}_1 = \hat{E}_{01} \cdot \exp\left[\left(\frac{\hat{k}_1 \cdot \hat{m}_1}{4} - \hat{\alpha}_1\right) \cdot R\right].$$

Здесь  $\hat{E}_0$  и  $\hat{E}_{01}$  – начальные амплитуды соответствующих волн;  $\hat{\alpha}$  и  $\hat{\alpha}_1$  – коэффициенты линейного затухания в диапазоне этих волн. Приведённое выражение справедливо, если превышен некоторый порог. Здесь  $\hat{m}$  – пороговый параметр, от величины которого зависит возможность возбуждения соответствующей волны. Так генерация световых волн половинной частоты от частоты входного излучения  $\hat{k} = k_{\text{pump}}/2$  произойдет, если  $\hat{m} \geq 4\hat{\alpha}/\hat{k}$ . Параметр  $\hat{m}$  связан с напряженностью входного поля:  $\hat{m} = \aleph^{(E)} \cdot \hat{E}_{\text{pump}}/n_0^2$ ,  $\hat{E}_{\text{pump}}$  – пороговое значение электрической напряженности входного светового поля, когда возможна генерация волны половинной частоты; коэффициент  $\aleph^{(E)}$  характеризует зависимость нелинейной диэлектрической проницаемости прозрачной среды от напряжённости мощного светового поля:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{lin}} + \aleph^{(E)} \cdot E_{\text{pump}} \cdot \sin(\omega_{\text{pump}} t - |k_{\text{pump}}| R),$$

где  $\varepsilon_{\text{lin}}$  – линейный, усредненный по объему среды, член диэлектрической проницаемости, равный квадрату среднего показателя преломления, для ступенчатого одномодового SF-волокна можно принять  $\varepsilon_{\text{lin}} \cong 2.19$ . Зависимость  $\varepsilon_{\text{lin}}$  от частоты  $\omega$  аналогична зависимости  $n_0$  от  $\omega$ . Приравнявая два выражения для  $\hat{m}$ , для напряжённости волны накачки получаем:

$$\hat{E}_{\text{pump}} = \frac{2\hat{\alpha}\hat{\lambda} \cdot n_0^2}{\pi \aleph^{(E)}}.$$

Если имеет место возбуждение двух волн и справедливо:  $\frac{1}{\lambda_{\text{pump}}} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\hat{\lambda}_1}$ , и порого-

вый параметр имеет вид:  $\hat{m}_1 \geq 4 \sqrt{\frac{\alpha_1 \hat{\alpha}_1}{k_1 \hat{k}_1}}$ . С учётом  $\hat{\lambda}_1 = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_{\text{pump}}}{\lambda_1 - \lambda_{\text{pump}}}$  и  $\hat{m}_1 = \aleph^{(E)} \cdot \hat{E}_{\text{pump}}/n_0^2$  полу-

чаем:

$$\hat{E}_{\text{pump}}^{(1)} = \frac{2 n_0^2 \sqrt{\alpha_1 \hat{\alpha}_1}}{\pi \aleph} \cdot \lambda_1 \cdot \sqrt{\frac{\lambda_{\text{pump}}}{|\lambda_1 - \lambda_{\text{pump}}|}}.$$