

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

С.А. Булгакова, А.Л. Дмитриев

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие

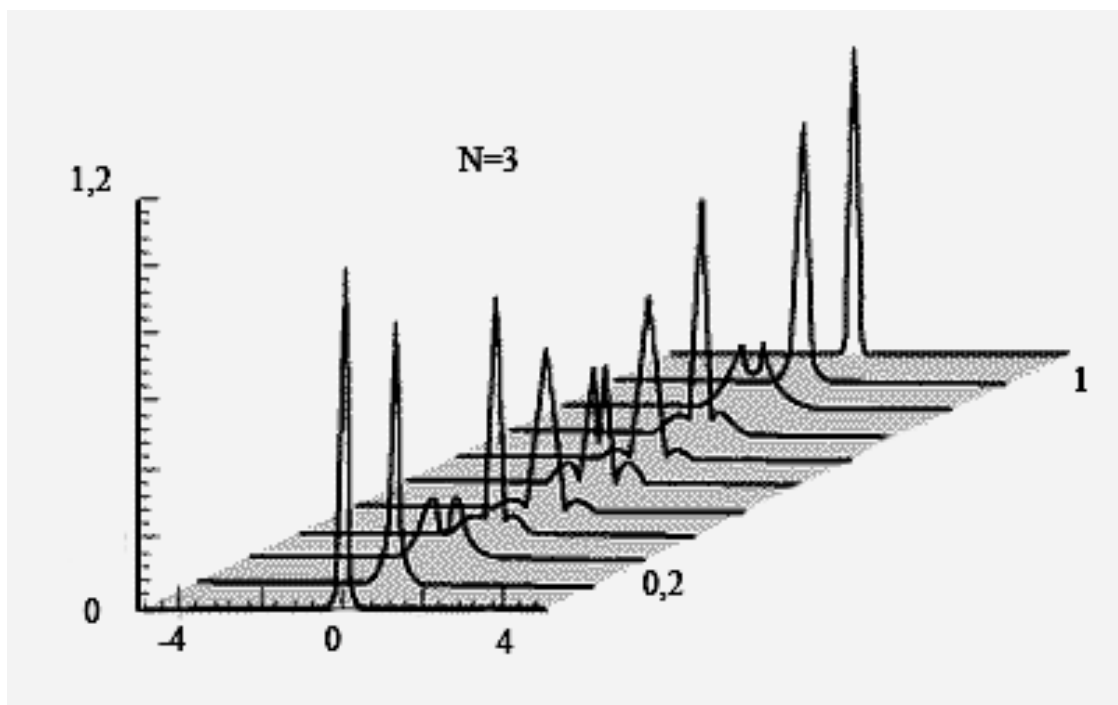


Санкт-Петербург

2009

С. А. Булгакова, А. Л. Дмитриев

Нелинейно-оптические устройства обработки информации



Санкт-Петербург

2009

УДК 621. 382

С. А. Булгакова, А. Л. Дмитриев. Нелинейно-оптические устройства обработки информации / Учебное пособие. – СПб: СПбГУИТМО, 2009. – 56с.

В учебном пособии описаны наиболее важные нелинейно-оптические явления и их применение в современных оптоволоконных устройствах. Приведены теоретические основы распространения света в нелинейной среде. Описаны нелинейные эффекты в оптоволокне: нелинейное преломление, фазовая самомодуляция и фазовая кросс-модуляция, эффекты, связанные с нелинейным двулучепреломлением, ВКР и ВРМБ, а также их использование в современных волоконно-оптических линиях связи, усилителях и лазерах. Рассмотрены принципы формирования оптических солитонов и перспективы их практического применения.

Учебное пособие предназначено для студентов старших курсов ИФФ, специализирующихся по дисциплинам «Лазерная техника и лазерные технологии» (072300), «Интегральная и волоконная оптика» (071700), а также будет полезным для обучающихся по специальности «Оптико-электронные приборы и системы» (190700) и по другим дисциплинам.

Одобрено Решением ученого Совета ИФФ СПбГУИТМО
(протокол № 10 от 9.06.2009 г.)



СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы и успешно реализовал инновационную образовательную программу «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», что позволило выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворять возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях науки. Реализация этой программы создала основу формирования программы дальнейшего развития вуза до 2015 года, включая внедрение современной модели образования.

©Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009 г.

© С. А. Булгакова, А. Л. Дмитриев. 2009 г.

1. Основы нелинейной оптики

Нелинейно-оптические явления наблюдаются при сравнительно больших уровнях мощности излучения, распространяющегося в оптической среде, когда физические свойства среды заметно изменяются под действием этого излучения. Такие явления могут быть объяснены на основе как классической, так и квантово-механической моделей вещества и излучения. В наиболее простом и наглядном – «классическом» - приближении свойства оптической среды описываются непрерывными функциями координат и времени. Основными уравнениями, описывающими оптическое излучение в линейной либо нелинейной среде, являются уравнения Максвелла.

1.1. Уравнения электромагнитного поля. Поляризация среды.

В немагнитных диэлектриках в системе единиц СИ электромагнитное поле представляется следующими уравнениями Максвелла:

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times H = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sigma E, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot D = 4\pi\rho, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot H = 0, \quad (4)$$

где E, H - векторы напряженности электрического и магнитного полей, c - скорость света в вакууме (электродинамическая постоянная), t - время, σ - проводимость среды, ρ - объемная плотность зарядов, D - вектор электрической индукции.

Вектор электрической индукции равен

$$D = E + 4\pi P, \quad (5)$$

где P - вектор поляризации среды, равный полному дипольному моменту единицы объема среды; напомним, что дипольный момент элементарного диполя равен произведению величины заряда электрического диполя (пары разноименных электрических зарядов) на расстояние между ними.

В изотропной среде вектора D и E однонаправлены (коллинеарны),

$$D = \varepsilon E, \quad (6)$$

где ε - скалярная диэлектрическая проницаемость среды. В анизотропных средах направления векторов D и E могут различаться, и выполняется

$$D = \varepsilon E, \quad (7)$$

где ε - тензор, представляемый таблицей компонентов тензора, содержащей девять коэффициентов ε_{ik} . При этом проекции D_i вектора электрической индукции на направления декартовых осей координат (x, y, z) , которым присваиваются номера, соответственно, $(1, 2, 3)$, равны

$$D_i = \sum_{k=1}^3 \varepsilon_{ik} E_k, \quad (8)$$

здесь $i = 1, 2, 3$.

В оптике вводится характеристика восприимчивости (поляризуемости) α оптической среды, характеризующая отклик (поляризацию) среды на внешнее электрическое поле.

Известно три типа поляризуемости среды:

- электронная, обусловленная деформацией (вытягиванием) орбиты электрона в атоме под действием кулоновской силы; при этом характерное время отклика среды на изменение внешнего электрического поля около $10^{-15} - 10^{-14}$ с;

- ионная, обусловленная смещением тяжелых ионов в молекуле; время отклика $10^{-13} - 10^{-11}$ с;

- ориентационная, вызванная изменением ориентации (поворотом) диполей молекул во внешнем электрическом поле; время отклика среды порядка 10^{-10} с.

В изотропных линейных средах вектор поляризации прямо пропорционален напряженности внешнего электрического поля,

$$P = \alpha E, \quad (9)$$

а в анизотропной среде поляризуемость представляется тензором α - таблицей из девяти компонент α_{ik} , при этом символически

$$P = \alpha E, \quad (10)$$

а декартовы компоненты P_i вектора поляризации равны

$$P_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k, \quad (11)$$

где $i = 1, 2, 3$.

Подходящим выбором направления осей координат таблицу компонентов α_{ik} тензора диэлектрической восприимчивости можно привести к удобному диагональному виду,

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix} . \quad (12)$$

В изотропной среде $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{33} = \alpha$. У одноосных кристаллов $\alpha_{11} = \alpha_{22} \neq \alpha_{33}$, а у двухосных все три компонента тензора различаются по величине.

В изотропной среде скалярные диэлектрическая проницаемость ε и поляризуемость α среды связаны простой зависимостью

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\alpha, \quad (13)$$

а в анизотропном диэлектрике выполняется

$$D_i = E_i + 4\pi \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k, \quad (14)$$

при этом компоненты тензоров диэлектрической проницаемости и поляризуемости связаны соотношением

$$\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}, \quad (15)$$

где символ Кронекера $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$ и 1 при $i = k$.

1.2. Нелинейность диэлектрической восприимчивости среды

В линейной оптике, при малых значениях мощности оптического излучения в среде, коэффициенты диэлектрической проницаемости и поляризуемости среды постоянны.

При больших мощностях излучения эти коэффициенты уже зависят от напряженности E электрического поля электромагнитной волны, при этом, в общем случае анизотропной среды,

$$P_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik}(E) E_k. \quad (16)$$

Функцию $\alpha_{ik}(E)$ удобно представить в виде ряда по степеням E :

$$\alpha_{ik}(E) = \alpha_{ik} + \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj} E_j + \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{ijkm} E_j E_m + \dots \quad (17)$$

Первое слагаемое этого ряда (тензор 2-го ранга) описывает линейную восприимчивость среды, вторая сумма – квадратичную восприимчивость (тензор 3-го ранга) и третья, двойная сумма – кубичную восприимчивость (тензор 4-го ранга). В типичных оптических средах, например в кварцевых стеклах и нелинейных кристаллах, порядок величин тензоров следующий

$$\alpha_{ik} \approx 1, \chi_{ikj} \approx 10^{-12} - 10^{-11} \text{ м / В}, \theta_{ijkm} \approx 10^{-22} - 10^{-21} (\text{м / В})^2.$$

Выражение (16) для произвольной компоненты вектора электрической поляризации принимает вид

$$P_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \chi_{ikj} E_k E_j + \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{ijkm} E_k E_j E_m + \dots \quad (18)$$

Три группы слагаемых в приведенном выражении описывают, соответственно, линейную, квадратичную и кубичную поляризации среды.

Нелинейные оптические среды подразделяются на квадратично-нелинейные и кубично-нелинейные.

В кубично-нелинейных средах - в изотропных газах и жидкостях, а также в кристаллах, обладающих центром симметрии, тензор нелинейной восприимчивости третьего ранга равен нулю, $\chi_{ikj} = 0$. При этом нелинейная поляризуемость среды пропорциональна третьей степени напряженности электрического поля электромагнитной волны в среде – рис. 1(а).

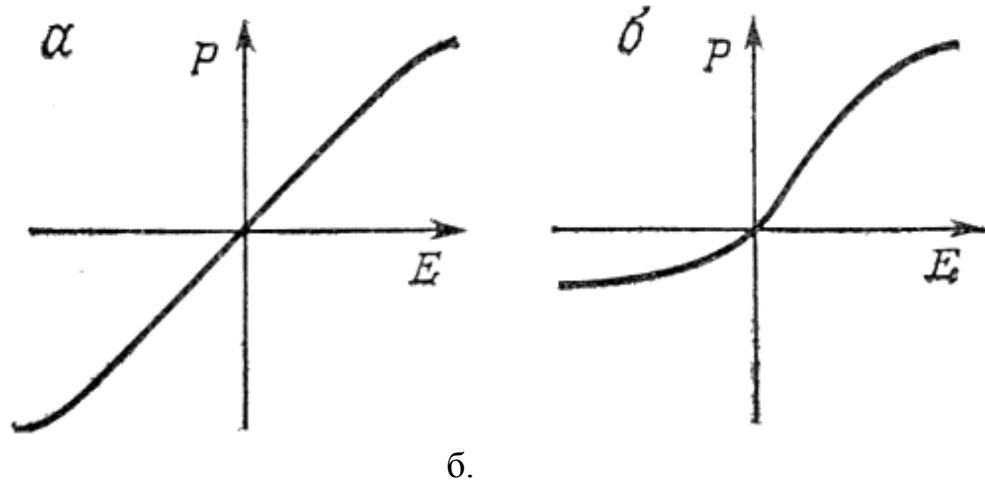


Рис. 1. Зависимость величины P поляризации от напряженности E электрического поля. а. — в кубично-нелинейной среде; б. — в квадратично-нелинейной среде.

Для таких сред характерен квадратичный, по влиянию электрического поля на показатель преломления среды, электрооптический эффект Керра.

В квадратично-нелинейных средах компоненты тензора $\chi_{ikj} \neq 0$ и наибольший вклад в оптическую нелинейность вносит именно квадратичная поляризуемость — рис. 1. б. В таких кристаллах, насчитывающих 20 классов из 32 (по Шенфлису) центр симметрии кристалла отсутствует, и в этих средах всегда имеет место пьезоэлектрический эффект. В квадратично-нелинейных средах наблюдается линейный, по влиянию электрического поля на показатель преломления среды, электрооптический эффект Погкельса. Примерами кристаллов с квадратичной поляризуемостью являются широко распространенные на практике электрооптические кристаллы $KDP(KH_2PO_4)$, $ADP(NH_4H_2PO_4)$, $LiNbO_3$.

1.3. Волновое уравнение электромагнитного поля в нелинейной среде

В нелинейной среде выражение 5 для вектора электрической индукции среды можно представить в виде

$$D = E + 4\pi(P_{\text{лин}} + P_{\text{нелин}}), \quad (19)$$

где $P_{\text{лин}}$ - линейная часть вектора P поляризации среды (ее компоненты представлены первой суммой в выражении 18) и $P_{\text{нелин}}$ - нелинейная составляющая P (ее компоненты описываются второй и третьей суммами в правой части 18).

Подстановкой 19 в систему уравнений Максвелла 1-7, после ряда преобразований следует волновое уравнение, описывающее временную и пространственную зависимости электрического поля E в нелинейной среде:

$$(\nabla^2 E)_i + \frac{1}{c^2} \sum_{k=1}^3 \varepsilon_{ik} \frac{\partial^2 E_k}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 (P_{\text{нел}})_i}{\partial t^2}; \quad (20)$$

$i = 1, 2, 3$.

В изотропной среде уравнение 20 принимает вид

$$\nabla^2 E + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{\text{нел}}}{\partial t^2}. \quad (21)$$

Уравнения 20, 21 относятся к волновым уравнениям, описывающим бегущие электромагнитные волны, распространяющиеся с фазовой скоростью величиной порядка $c / \sqrt{\varepsilon}$, при этом правая часть 21 является аналогом вынуждающей силы, действующей на нелинейный осциллятор (его уравнение движения выглядит аналогично 21). Именно нелинейная составляющая поляризации $P_{\text{нел}}$ среды обуславливает нелинейно-оптические явления, происходящие при распространении в среде мощного излучения.

Бегущая электромагнитная волна, распространяясь в нелинейной среде, возбуждает в этой среде также бегущую волну поляризации среды, которая, в соответствии с электронной моделью Лоренца, обуславливает генерацию вторичных бегущих волн. При этом в каждой точке среды внешнее переменное электрическое поле индуцирует (наводит, создает) локальные диполи - диполи Герца, колебания которых в линейной среде гармонические, с частотой ω внешнего поля. В нелинейной среде наведенные диполи Герца ангармонические (несинусоидальные) и их спектр Фурье содержит уже не одну, а несколько гармоник с частотами, кратными ω . В зависимости от характера изменения поляризации среды под действием переменного поля первичной волны, частоты вторичных волн, в общем случае, могут быть как равны, так и кратны частоте первичной (возбуждающей) волны.

1.4. Генерация второй гармоники

Амплитуду первичной (возбуждающей) световой волны в квадратично-нелинейной среде, в одномерном приближении, можно представить бегущей волной с частотой ω вида

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t - k_1 z), \quad (22)$$

а вторичную, генерируемую вследствие нелинейности поляризации среды, – с частотой 2ω ,

$$E_2 = A_2 \cos(2\omega t - k_2 z). \quad (23)$$

Если показатели преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ среды на частотах ω и 2ω различаются, фазовые скорости распространения этих волн также различны, при этом волновые числа первой и второй волн равны, соответственно,

$$k_1 = \omega \frac{n(\omega)}{c}, \quad (24)$$

$$k_2 = 2\omega \frac{n(2\omega)}{c}. \quad (25)$$

Можно показать, что амплитуда A_2 волны на частоте 2ω (волны первой гармоники), генерируемой в каждой точке среды, пропорциональна квадрату амплитуды первичной волны и величине χ квадратичной восприимчивости среды,

$$A_2 \propto A_1^2 \chi. \quad (26)$$

Амплитуда E_2 волны гармоники, генерируемой во всем объеме среды пространства, будет результатом когерентной суперпозиции (интерференции) волн, созданных в каждой точке среды. Фаза $\varphi(z')$ световой волны, переизлученной в точке z' среды, см. рис. 1(а), равна

$$\varphi(z') = 2\omega t - 2k_1 z' - k_2 (z - z'). \quad (27)$$

Можно показать, что амплитуда E_2 суммарного поля на частоте 2ω второй гармоники прямо пропорциональна интегралу

$$E_2 \propto \int_0^z \cos \varphi(z') dz' = \int_0^z \cos(2\omega t - k_2 z + \Delta k z') dz', \quad (28)$$

где z - длина взаимодействия (размеры среды), а волновая расстройка Δk определяется разностью

$$\Delta k = k_2 - 2k_1. \quad (29)$$

В результате интегрирования находим

$$E_2 \propto \frac{\sin\left(\frac{\Delta kz}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta kz}{2}\right)} z. \quad (30)$$

График квадрата этой функции, пропорционального мощности сигнала гармоники, при фиксированном значении координаты z приведен на рис. 2(б).

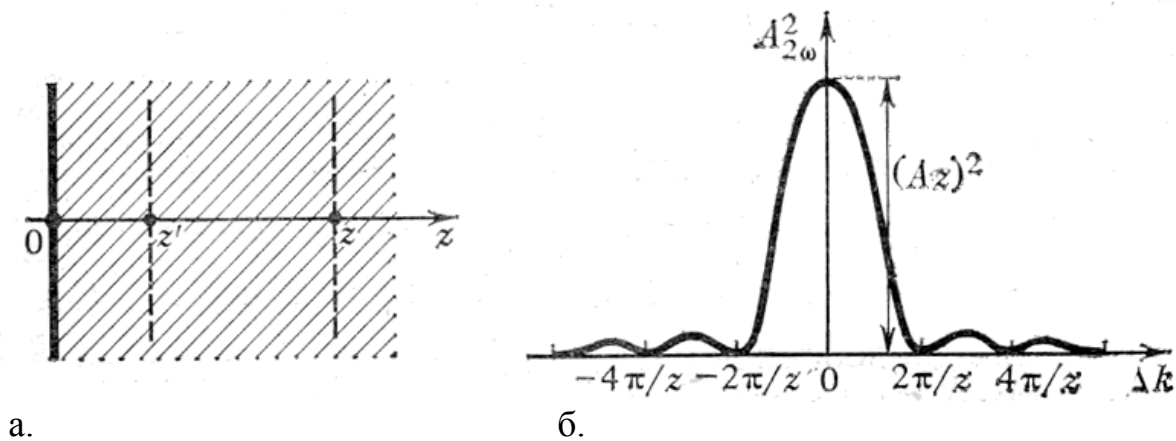


Рис. 2. Генерация второй гармоники. а. – геометрические соотношения; б. – зависимость мощности излучения гармоники от волновой расстройки.

Очевидно, максимальная мощность второй гармоники достигается при равенстве нулю волновой расстройки,

$$\Delta k = 0, \quad (31)$$

при этом мощность гармоники увеличивается прямо пропорционально квадрату длины z взаимодействия. Условие фазового синхронизма 31 в одномерной изотропной среде можно представить в виде

$$n(\omega) = n(2\omega). \quad (32)$$

Расстояние l_c , на протяжении которого мощность гармоники увеличивается от нуля до максимального значения (когда аргумент синуса в 30 равен $\pi/2$) называется длиной когерентности,

$$l_c = \pi / \Delta k. \quad (33)$$

Материалы с дисперсией показателя преломления вида 32 встречаются крайне редко (смеси некоторых газов и жидкостей в окрестностях спектральных линий поглощения), поэтому на практике в качестве нелинейных материалов в устройствах удвоения частоты обычно используются нелинейные кристаллы, в которых характеристики дисперсии различаются для обыкновенной и необыкновенной волн.

Например, в оптически одноосных кристаллах можно выбрать направление распространения света, для которого обыкновенный n_o и необыкновенный n_e показатели преломления на частоте ω возбуждающего излучения и на частоте 2ω второй гармоники равны,

$$n_o(\omega) = n_e(2\omega). \quad (34)$$

При генерации второй гармоники такой кристалл аналогичен объемной фазированной решетке дипольных излучателей на частоте 2ω , генерирующих максимальное излучение в направлении распространения. Эффективность преобразования излучения во вторую гармонику зависит от ряда факторов (стабильности температуры среды, дефектов структуры, расходимости излучения и др.) и в современных преобразователях приближается к 100%.

Удвоению частоты света в среде с квадратичной поляризуемостью можно дать наглядное истолкование, используя квантово-механические представления об энергии и импульсе фотона. Энергия фотона первичного излучения равна $h\omega$, его импульс p_1 в среде с показателем преломления n равен $p_1 = nh\omega/c$. При сложении двух однонаправлено движущихся фотонов образуется фотон с энергией $2h\omega$ и импульсом $p_2 = p_1 + p_1 = 2p_1$. Такой процесс «сложения» фотонов вероятен при достаточно большом их числе, то есть при большой мощности распространяющего излучения. Данная модель, при всей своей наглядности, неудобна для формулировки геометрических условий эффективного преобразования излучения во вторую гармонику и имеет ограниченное применение.

1.5. Параметрическая генерация света

Параметрические генераторы света - это устройства генерации оптического излучения в нелинейно-оптических средах, основанные на изменении параметров нелинейной среды при действии на нее оптического излучения и позволяющие осуществлять плавное изменение частоты генерируемого света. Параметрическая генерация возможна в средах с квадратичной поляризуемостью ($\chi_{ikj} \neq 0$) и является результатом взаимодействия (обмена энергией) трех бегущих волн в нелинейной среде.

В изотропной нелинейно-квадратичной среде нелинейная поляризация $P_{нел}$ среды пропорциональна квадрату напряженности E электрического поля,

$$P_{нел} \propto \beta E^2. \quad (35)$$

Рассмотрим три бегущие волны в такой среде, распространяющиеся вдоль одной координаты z с амплитудами

$$E_1(z, t) = E_1(z) e^{-j(\omega_1 t - k_1 z)}, \quad (36)$$

$$E_2(z, t) = E_2(z) e^{-j(\omega_2 t - k_2 z)}, \quad (37)$$

$$E_3(z, t) = E_3(z) e^{-j(\omega_3 t - k_3 z)}. \quad (38)$$

Подставив 36-38 в волновое уравнение 21, в приближении медленно изменяющихся амплитуд

$$k \frac{dE}{dz} \gg \frac{d^2 E}{dz^2}, \quad (39)$$

получим систему уравнений, описывающих связь амплитуд всех трех волн,

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = -j \frac{8\pi\omega_1^2}{k_1 c^2} \beta E_2^*(z) E_3(z) e^{j(k_3 - k_2 - k_1)z}, \quad (40)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = -j \frac{8\pi\omega_2^2}{k_2 c^2} \beta E_1^*(z) E_3(z) e^{j(k_3 - k_2 - k_1)z}, \quad (41)$$

$$\frac{dE_3(z)}{dz} = -j \frac{8\pi\omega_3^2}{k_3 c^2} \beta E_1(z) E_2(z) e^{j(k_1 + k_2 - k_3)z}. \quad (42)$$

Очевидно, взаимосвязь амплитуд указанных волн возможна лишь при $\beta \neq 0$.

Положим амплитуду «волны накачки» E_3 много большей амплитуд «сигнальных» волн E_1, E_2 . Тогда, проинтегрировав 41-42 в пределах z от нуля до L , находим, что при выполнении условия

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2, \quad (43)$$

амплитуда третьей волны равна

$$E_3 = -\frac{8\pi\omega_3^2}{k_3c^2\Delta k}\beta E_1E_2(e^{j\Delta kL} - 1), \quad (44)$$

где параметр расстройки Δk равен

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1. \quad (45)$$

Обозначая мощность W взаимодействующих волн, $W \propto |E|^2$, получим

$$W_3 = \frac{52.2\beta^2 L^2 W_1 W_2}{n_1 n_2 n_3 \lambda_3^2} \left(\frac{\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)} \right)^2. \quad (46)$$

В выражении 46 приняты размерности: длины - см, мощности – Вт/см², β - ед. СГСЭ.

При расстройке равной нулю, то есть при выполнении условия фазового синхронизма

$$\Delta k = 0, \quad (47)$$

обеспечивается максимальная «перекачка» энергии от третьей волны (волны накачки) к сигнальным первой и второй волнам; возможен и обратный процесс, при котором энергия первой и второй волн перекачивается к третьей волне. При этом, в общем случае, выполняются следующие соотношения Мэнли-Роу:

$$\frac{n_1 c}{\omega_1} \frac{d|E_1|^2}{dz} = \frac{n_2 c}{\omega_2} \frac{d|E_2|^2}{dz} = -\frac{n_3 c}{\omega_3} \frac{d|E_3|^2}{dz}. \quad (48)$$

Равенство 48 носит достаточно общий характер (в частности, выполняется при генерации второй гармоники, когда $\omega_3 = 2\omega_1 = 2\omega_2$) и показывает, что в нелинейной среде при выполнении условия фазового синхронизма 47 и соотношения частот 43 возможен эффективный обмен энергией между взаимодействующими световыми волнами.

При квантово-механическом описании параметрического взаимодействия соотношение 43 и условие 47 и отображают законы сохранения энергии и импульса фотонов в элементарных процессах,

$$h\omega_1 + h\omega_2 = h\omega_3, \quad (49)$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3, \quad (50)$$

где h - постоянная Планка и $\vec{k} = (2\pi/h)\vec{p}$; \vec{p} - импульс фотона.

Пример выполнения параметрического генератора света на основе нелинейного кристалла показан на рис. 3. Здесь для увеличения эффективности преобразования энергии от волны накачки с частотой ω_3 к волнам с частотами ω_1, ω_2 использованы два резонатора Фабри-Перо с коэффициентами отражения зеркал R .

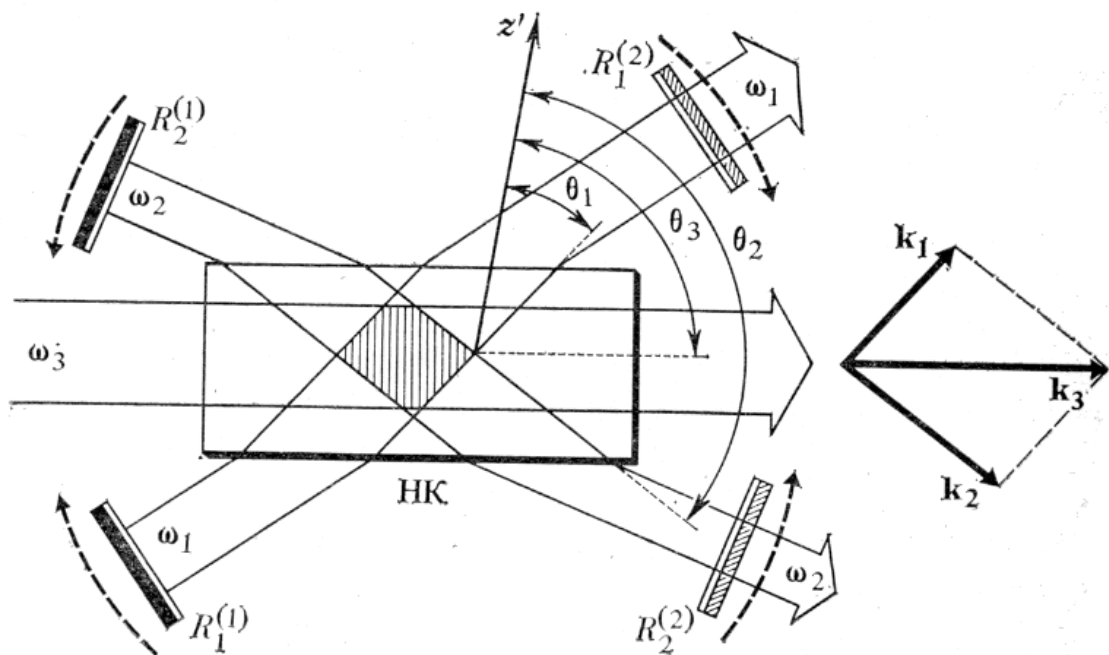


Рис. 3. Перестраиваемый по частоте двухрезонаторный параметрический генератор света. В нелинейный кристалл (НК) вводится излучение накачки, энергия которого переходит в энергию волн с частотами ω_1, ω_2 . Перестройка частот осуществляется поворотом кристалла.

Следует отметить, что действие параметрического генератора либо усилителя света возможно лишь при превышении мощности подводимого излучения накачки определенного порогового значения; существование подобного порога мощности величиной порядка $1\text{МВт}/\text{см}^2$ является отличительной особенностью практически всех нелинейно-оптических явлений.

1.6. Самофокусировка

Самофокусировка - это явление сжатия апертурно-ограниченного пучка света в кубичной нелинейной среде, которое сопровождается увеличением плотности мощности излучения в поперечном сечении распространяющегося излучения и образованием нитевидных волноводных каналов в такой среде. Для кубичной ($\chi = 0, \theta \neq 0$) нелинейной среды характерна следующая зависимость мгновенного показателя преломления $n(t)$ от напряженности $E(t)$ электрического поля распространяющейся волны:

$$n(t) = n_0 + n_2 |E(t)|^2. \quad (51)$$

В апертурно-ограниченных световых пучках распределение мощности излучения в поперечном сечении пучка приблизительно соответствует гауссовской функции, при этом максимум мощности находится в центре пучка. При превышении порогового значения мощности показатель преломления нелинейной среды в центре пучка возрастает, а к периферии пучка плавно уменьшается. В результате среда распространения становится подобной положительной градиентной линзе и преобразует изначальное плоский волновой фронт световой волны в сходящийся, рис. 4.

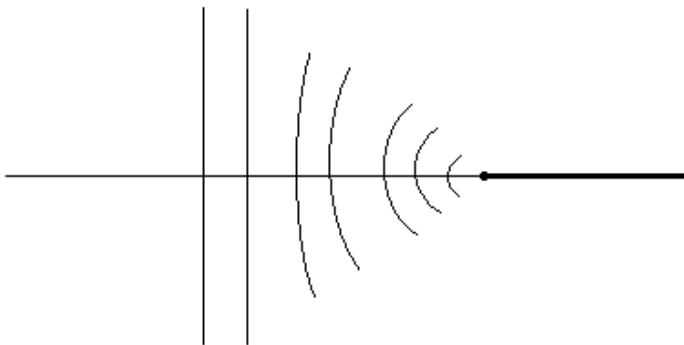


Рис. 4. Преобразование световой волны в сходящуюся при самофокусировке.

Явление самофокусировки, вследствие чрезвычайно высокой плотности мощности излучения в канале распространения, нередко сопровождается необратимыми явлениями – оптическим пробоем среды либо интенсивным поглощением или рассеянием света на дефектах структуры и инородных примесях.

2. Нелинейные эффекты в волоконных световодах

Отклик любого диэлектрика на световое воздействие в сильном электромагнитном поле становится нелинейным, и оптические волоконные световоды не составляют исключения. Возникновение нелинейного отклика связано с ангармоническим движением связанных электронов при воздействии приложенного поля E . В результате индуцированная поляризация P электрических диполей уже не является линейной, а удовлетворяет более общему соотношению

$$P = \varepsilon_0 (\chi^1 E + \chi^2 EE + \chi^3 EEE + \dots), \quad (52)$$

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, χ^j ($j = 1, 2, \dots$) - восприимчивость j -го порядка, χ^j - тензор ранга $j + 1$, вводимый для учета поляризационных эффектов.

Главный вклад в P вносит линейная восприимчивость χ^1 , она определяет показатель преломления n и постоянную затухания a . С восприимчивостью второго порядка χ^2 связаны такие эффекты, как генерация второй гармоники и генерация суммарной частоты. Однако эта восприимчивость ненулевая только для сред, в которых на молекулярном уровне отсутствует симметрия инверсии. Так как в кварцевых стеклах молекула SiO_2 обладает центром симметрии, $\chi^2 = 0$. Поэтому в оптических световодах не могут иметь место эффекты второго порядка. Тем не менее, слабые нелинейные эффекты второго порядка могут возникать из-за электрических квадрупольных и магнитных дипольных моментов. Примеси внутри сердцевины волокна могут также при определенных условиях приводить к генерации второй гармоники.

Серьезное внимание нелинейным явлениям в оптоволокне начали уделять с того времени, когда стали резко возрастать скорости передачи информации, протяженности волоконно-оптических линий связи (ВОЛС), число длин волн, передаваемых по одному волокну, и уровни оптической мощности передаваемых сигналов. Если на ранней стадии развития ВОЛС единственными проблемами являлись погонные оптические потери и волоконно-оптическая дисперсия, то сейчас на первое место стали выходить проблемы, связанные с нелинейными эффектами, особенно остро проявляющиеся в системах DWDM при передаче высокоскоростной цифровой информации.

Из-за нелинейных оптических эффектов возникают фундаментальные ограничения по объему информации, который может быть передан по отдельному световоду в единицу времени. Многие специалисты по ВОЛС сходятся во мнении, что с экономической точки зрения, даже с учетом развития новых типов оптоволокна, менее подверженных явлениям нелинейности, практическим пределом следует считать скорость в 10 Тбит/с. Для увеличения скоростей информационных потоков более рациональным является увеличение числа оптических жил в волоконном кабеле.

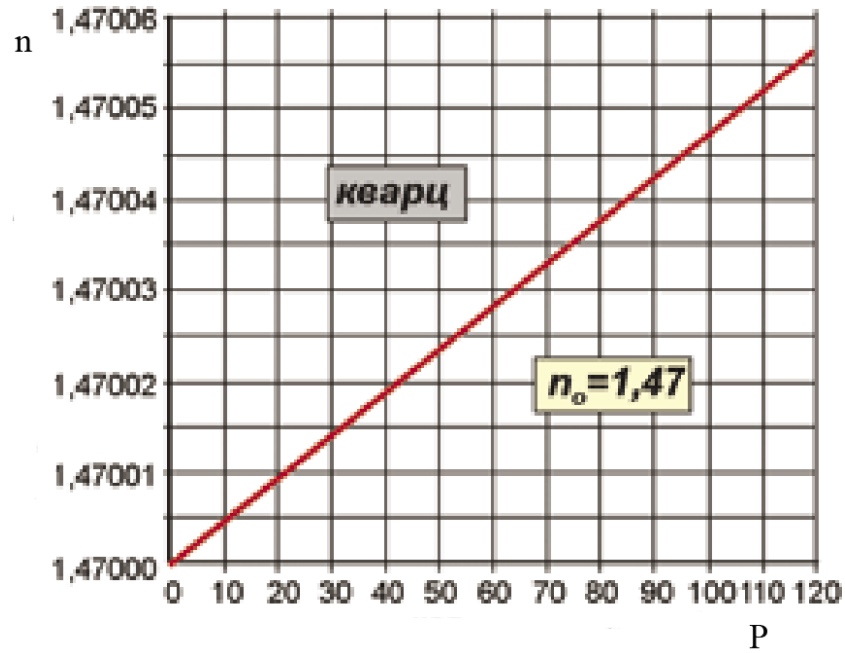


Рис. 5. Зависимость показателя преломления кварца от оптической мощности излучения.

В современной технике ВОЛС в настоящее время принято рассматривать пять механизмов нелинейности, возникающей в оптоволокне, связанных с изменениями рефракционного индекса n_2 и с нелинейным рассеянием. Наибольшую лепту в искажения вносит изменение рефракционного индекса преломления материала световода в зависимости от оптической мощности P_0 пропускаемого сигнала (см. рис. 5)

2.1 Нелинейное преломление

Нелинейные эффекты низшего порядка в оптических световодах возникают из-за восприимчивости третьего порядка, которая ответственна за такие явления, как генерация третьей гармоники, четырехфотонное смешение, нелинейное преломление. Однако, если не созданы специальные условия фазового синхронизма, нелинейные процессы, связанные с генерацией новых частот в световодах не эффективны. Большинство нелинейных эффектов в волоконных световодах возникают из-за нелинейного преломления (зависимости показателя преломления от интенсивности) как результат вклада χ^3 .

$$\bar{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (53)$$

где $|E|^2$ - интенсивность поля внутри волокна, n_2 - нелинейный показатель преломления, связанный с χ^3 следующим соотношением:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^3, \quad (54)$$

где χ_{xxxx}^3 - компонента тензора четвертого ранга, которая вносит вклад в показатель преломления (для простоты предполагается, что электрическое поле линейно поляризовано), и $n(\omega)$ - линейная часть, определяемая формулой Зельмейера:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (55)$$

где ω_j - резонансная частота и B_j - величина j -го резонанса.

Зависимость показателя преломления от интенсивности приводит к множеству интересных нелинейных эффектов. Два наиболее широко изученных нелинейных эффекта: фазовая самомодуляция (ФСМ) и фазовая кросс-модуляция (ФКМ).

Нелинейные эффекты, связанные с восприимчивостью третьего порядка χ^3 , можно назвать упругим рассеянием света в том смысле, что не происходит обмена энергией между электромагнитным полем и диэлектрической средой. Второй класс нелинейных эффектов вызван вынужденным неупругим рассеянием, при котором оптическое поле передает часть своей энергии нелинейной среде. В эту категорию попадают два важных нелинейных эффекта; оба они связаны с возникновением колебательных мод кварца. Это эффекты вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и рассеяния Манделъштама - Бриллюэна (ВРМБ). Основное различие между этими эффектами состоит в том, что в ВКР принимают участие оптические фононы, тогда как в ВРМБ-

акустические. В простой квантовомеханической модели, применимой и к ВКР, и к ВРМБ, фотон падающего поля (часто называемый накачкой) распадается на фотон меньшей (стоксовой) частоты и фонон, имеющий такие энергию и количество движения, которые соответствуют законам сохранения энергии и количества движения. Фотон с большей энергией (на так называемой антистоксовой частоте) может возникнуть, если может быть поглощен фонон с надлежащими энергией и количеством движения. Вместе с тем, хотя ВКР и ВРМБ по своей природе очень похожи, различие дисперсионных свойств акустических и оптических фононов приводит к некоторым принципиальным различиям между ними. Важная особенность ВКР и ВРМБ состоит в том, что эти эффекты пороговые, т.е. существенное преобразование энергии накачки в энергию стоксовой волны происходит, только когда интенсивность накачки превышает некоторый пороговый уровень.

2.2. Фазовая самомодуляция

Фазовая самомодуляция (ФСМ) – нелинейный эффект, возникающий вследствие зависимости показателя преломления от интенсивности. ФСМ обусловлена самонаведенным набегом фазы, который оптическое поле приобретает при распространении в волоконном световоде. Его величину можно получить, заметив, что фаза оптического поля изменяется как

$$\phi = (n + n_2 |E|^2) k_0 L, \quad (56)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ и L - длина световода. Зависящий от интенсивности набег фазы возникает вследствие ФСМ. ФСМ приводит также к спектральному уширению коротких импульсов и к существованию оптических солитонов в области аномальной дисперсии групповых скоростей световода.

Полное описание явления ФСМ в световодах требует численного решения общего уравнения распространения. Решение имеет вид:

$$U(z, T) = U(0, T) \exp[i\phi_{NL}(z, T)], \quad (57)$$

где $U(0, T)$ - амплитуда поля при $z = 0$ и

$$\phi_{NL}(z, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{z_{\text{эфф}}}{L_{NL}} \right), \quad (58)$$

где

$$z_{\text{эфф}} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)]. \quad (59)$$

Нелинейная длина L_{NL} имеет физический смысл как эффективная длина распространения, на которой величина $\phi_{\text{max}} = 1$. Таким образом, ФСМ вызывает набег фазы, зависящий от интенсивности, тогда как форма импульса остаётся неизменной.

Вследствие зависимости $\phi_{NL}(z, T)$ от времени из-за ФСМ возникает уширение спектра, так как изменение фазы импульса во времени означает сдвиг мгновенной оптической частоты от основной частоты ω_0 при перемещении вдоль импульса. Изменение частоты определяется уравнением

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\partial|U(0, T)|^2}{\partial T} \frac{z_{\text{эфф}}}{L_{NL}}. \quad (60)$$

Изменение ω_0 во времени можно рассматривать как частотную модуляцию импульса. Частотная модуляция наводится ФСМ и растет по величине с длиной распространения. Другими словами, генерация новых частотных компонент

происходит непрерывно по мере распространения по световоду, вызывая уширение спектра по отношению к его начальной ширине при $z = 0$.

Степень спектрального уширения зависит от формы импульса. В случае супергауссовского импульса, начальное поле $U(0, T)$ которого задается формулой

$$U(0, T) = \exp \left[-\frac{1 + iC}{2} \left[\frac{T}{T_0} \right]^{2m} \right], \quad (61)$$

где C - параметр модуляции, T_0 - начальная длительность импульса, частотная модуляция вследствие ФСМ равна

$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T_0} \frac{z_{\text{эфф}}}{L_{NL}} \left[\frac{T}{T_0} \right]^{2m-1} \exp \left[-\left(\frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right]. \quad (62)$$

Параметр m для гауссовского импульса равен 1. Для больших величин m начальный импульс приближается к прямоугольной форме, увеличивая крутизну своих переднего и заднего фронтов. На рис. 6 показаны изменения нелинейного набега фазы и частоты вдоль импульса при $z_{\text{эфф}} = L_{NL}$ в случаях гауссова ($m = 1$) и супергауссова ($m = 3$) импульсов. Так как ϕ_{NL} прямо пропорционален $U(0, T)^2$, то его изменение во времени точно совпадает с формой интенсивности импульса. Изменение во времени частотной модуляции отрицательно на переднем фронте (красное смещение) и становится положительным на заднем фронте (синее смещение). Частотная модуляция линейна и положительна в большой центральной части гауссовского импульса, а также частотная модуляция значительно больше для импульсов с более крутыми фронтами. Поведение супергауссовского импульса отличается от поведения гауссовского, так как частотная модуляция на нем появляется только на склонах импульса и не имеет линейного участка.

Оценить величину спектрального уширения, вызываемого ФСМ, можно на основе пиковых величин. Коэффициент уширения спектра примерно равен величине максимального набега фазы ϕ_{max} .

$$\delta\omega_{\text{max}} = 0,86\Delta\omega\phi_{\text{max}}. \quad (63)$$

Действительную форму спектра импульса можно получить, выполнив преобразование Фурье уравнения 57. В общем случае спектр зависит не только от формы импульса, но и от начальной частотной модуляции импульса.

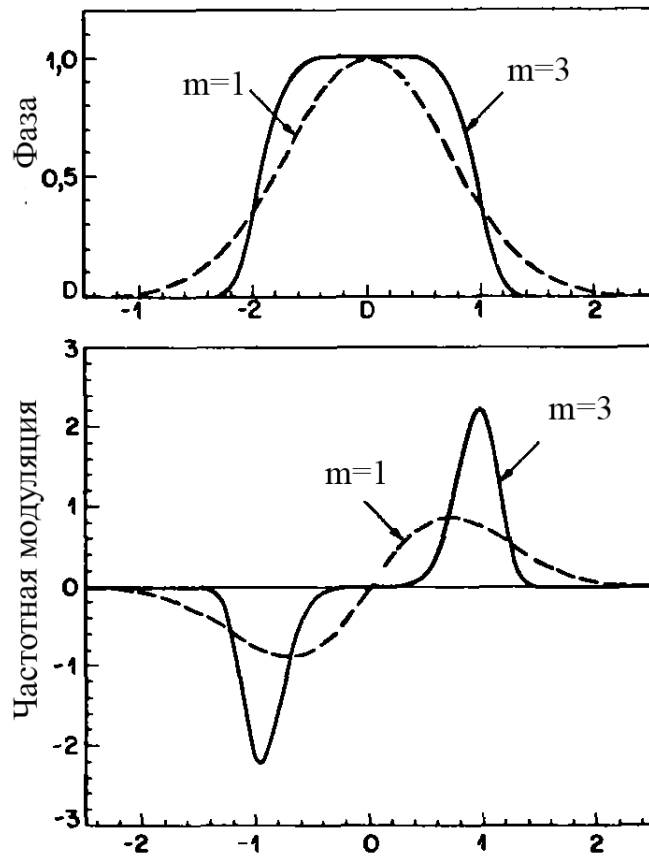


Рис. 6. Изменение во времени набега фазы ϕ_{NL} и частотной модуляции $\delta\omega$, наводимой ФСМ для гауссовского (штриховая линия) и супергауссовского (сплошная линия) импульсов.

На рис. 7 показаны спектры гауссовских импульсов без начальной частотной модуляции для нескольких величин максимального набега фазы ϕ_{\max} .

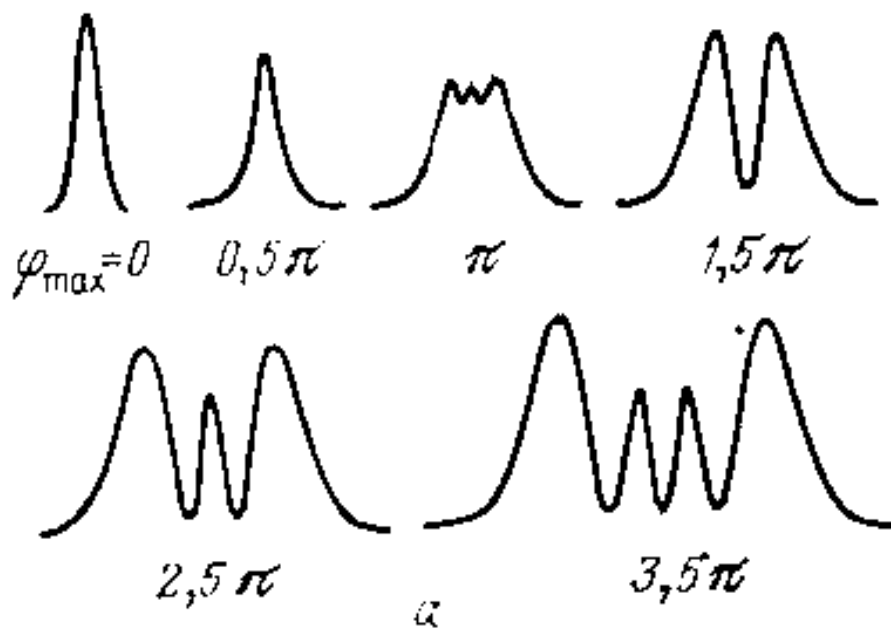


Рис. 7. ФСМ-уширение спектра гауссовского импульса без частотной модуляции.

Осциллирующая структура в центральной части спектра является характерной особенностью спектрального уширения, вызываемого ФСМ. Как правило, спектр состоит из многих пиков, крайние пики - наиболее интенсивные. Число пиков линейно зависит от ϕ_{\max} - Возникновение осцилляции можно объяснить на основе рис. 7, где показана зависимость частотной модуляции, наводимой ФСМ, от времени. Одна и та же частотная модуляция наблюдается при двух значениях T , т. е. импульс имеет одинаковую мгновенную частоту в двух разных точках импульса. На качественном уровне эти две точки можно представить как две волны на одной частоте, но с разными фазами, которые могут интерферировать конструктивно или деструктивно в зависимости от их относительной разности фаз. Многопиковая структура спектра импульса - результат такой интерференции. Число пиков M на ФСМ - уширенном спектре приближенно можно выразить как

$$\phi_{\max} \cong (M - \frac{1}{2})\pi. \quad (64)$$

2.3. Фазовая кросс-модуляция.

Когда две и более оптические волны вместе распространяются по световоду, из-за нелинейности среды распространения они могут взаимодействовать друг с другом. Фазовая кросс-модуляция обусловлена нелинейным набегом фазы оптического поля, который наведен другим полем на другой длине волны, распространяющимся совместно. В квазимонохроматическом приближении запишем быстроменяющуюся часть вектора электрического поля:

$$E(r, t) = \frac{1}{2} x [E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(i\omega_2 t)] + \text{компл. сопр.}, \quad (65)$$

где x - единичный вектор поляризации, ω_1 и ω_2 - несущие частоты двух импульсов; предполагается, что ширина спектра $\Delta\omega_j^{-1} \ll \omega_j$, $j=1$ или 2 .

Полную поляризацию можно записать в виде

$$P(\omega_j) = \varepsilon_o \varepsilon_j E_j, \quad (66)$$

где

$$\varepsilon_j = \varepsilon_j^L + \varepsilon_j^{NL} = (n_j + \Delta n_j)^2, \quad (67)$$

n_j - линейная часть показателя преломления и Δn_j - его изменение, вызванное нелинейными эффектами третьего порядка. При условии $\Delta n_j \ll n_j$ нелинейная часть показателя преломления определяется как

$$\Delta n_j \cong \varepsilon_j^{NL} / 2n_j \cong n_2 (|E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2), \quad (68)$$

где нелинейный коэффициент показателя преломления

$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^3. \quad (69)$$

Предполагается, что показатели преломления сердцевинки и оболочки световода практически совпадают и равны n .

Таким образом, показатель преломления зависит не только от интенсивности других волн, распространяющихся вместе с данной. Так как волна распространяется по световоду, она приобретает зависящую от интенсивности нелинейную фазу:

$$\phi_j^{NL} = \frac{w_j z}{c} \Delta n_j = \frac{w_j z n_2}{c} \left[|E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2 \right]. \quad (70)$$

Первое слагаемое правой части уравнения отвечает за фазовую самомодуляцию (ФСМ), второе возникает из-за фазовой модуляции одной волны второй волной и отвечает за фазовую кросс-модуляцию (ФКМ). Фазовая кросс-модуляция всегда сопровождается ФСМ. Для двух полей одинаковой интенсивности вклад ФКМ в 2 раза больше, чем вклад ФСМ.

Нелинейная связь между двумя ортогональными компонентами вектора поляризации оптической волны изменяют соответствующие компоненты показателя преломления на различные величины Δn_x и Δn_y . Это явление называется самоиндуцированным или нелинейным двулучепреломлением. Если мы рассмотрим эллиптически поляризованную волну, электрическое поле которое может быть записано в виде

$$E(r, t) = \frac{1}{2} (xE_x + E_y) \exp(i\omega_0 t) + \text{компл. сопр.}, \quad (71)$$

где E_x и E_y - комплексные амплитуды компонент вектора поляризации волны с несущей частотой ω_0 .

Нелинейный вклад для показателей преломления вдоль оси x и y:

$$\Delta n_x = n_2 \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right), \quad (72)$$

$$\Delta n_y = n_2 \left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right). \quad (73)$$

ФКМ между двумя поляризационными компонентами менее эффективна, чем между двумя волнами на различных частотах, так как включает коэффициент $2/3$, а не 2. Тем не менее, нелинейная связь между компонентами поля E_x и E_y , индуцированная ФКМ, создаёт нелинейное двулучепреломление, которое изменяет состояние поляризации, если входное излучение эллиптически поляризовано. Это явление называется вращением эллипса поляризации.

2.4. Эффекты, связанные с нелинейным двулучепреломлением.

2.4.1. Оптический эффект Керра

Оптический эффект Керра состоит в том, что двулучепреломление, индуцированное мощным излучением накачки изменяет состояние поляризации слабого сигнала при прохождении через изотропный нелинейный диэлектрик. Данный эффект применяется в оптических затворах с пикосекундными временами срабатывания (см. рис. 8) На входе в световод излучения накачки и сигнальное излучение поляризованы линейно; угол между направлениями их поляризаций равен 45° . Скрещенный поляризатор на выходе световода блокирует прохождение сигнала в отсутствие накачки. Когда накачка включается, разница показателей преломления для параллельных и перпендикулярных поляризационных компонент показателей преломления для параллельных и перпендикулярных поляризационных компонент сигнала (по отношению к направлению поляризации накачки) становится другой из-за двулучепреломления, вызванного излучением накачки. Дополнительная разность фаз для двух компонент на выходе из световода проявляется в виде изменения состояния поляризации сигнального излучения, и часть сигнала проходит через поляризатор. Коэффициент прохождения сигнала зависит от интенсивности излучения накачки, и им можно управлять, просто изменяя эту интенсивность. Поскольку сигнал на одной длине волны может быть промодулирован накачкой на другой длине волны, этот прибор называется также керровским модулятором, и его можно применять в системах оптической связи и в оптических переключателях.

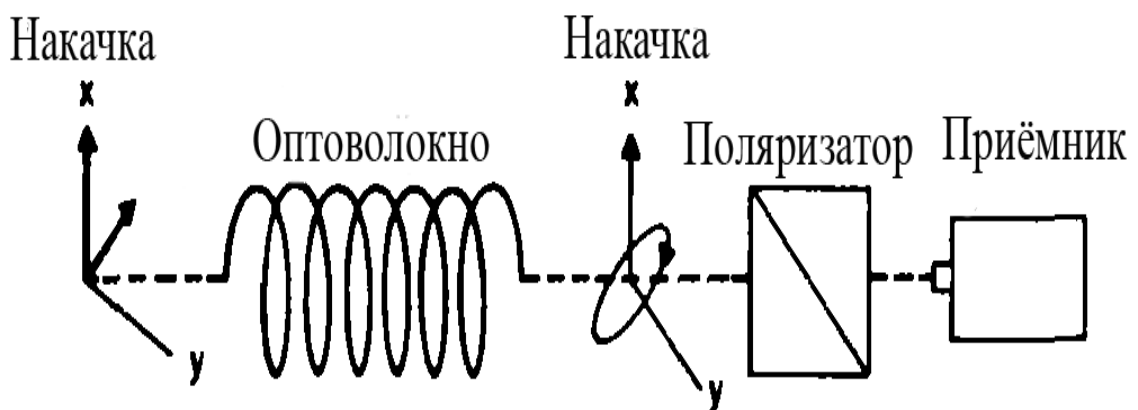


Рис. 8. Керровский затвор.

Коэффициент пропускания сигнала T_p связан с разностью фаз простым соотношением

$$T_p = \sin^2(\Delta\phi/2), \quad (74)$$

а разность фаз будет определяться соотношением

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L}{\lambda} (\Delta n_L + n_{2B} |E_P|^2) = \Delta\phi_L + \Delta\phi_{NL}, \quad (75)$$

где $\Delta n_L = n_x - n_y$ определяется линейным двулучепреломлением, а керровский коэффициент n_{2B} определяется выражением

$$n_{2B} = 2n_2(1 - b). \quad (76)$$

Пропускание керровского затвора становится равным 100%, когда $\Delta\phi = \pi$ или нечетному числу π . С другой стороны, сдвиг фазы на четное число π полностью блокирует сигнал.

В идеальных условиях постоянная времени керровского затвора ограничена временем отклика нелинейности $\sim 2-4$ фс. На практике тем не менее дисперсия в световоде ограничивает постоянную времени до величин от ~ 1 пс до ~ 1 нс в зависимости от значения рабочих параметров. минимальной дисперсии (вблизи 1,3 мкм). Линейное двулучепреломление световода накладывает другое ограничение на постоянную времени затвора. Из-за разницы Δn_L ортогональные поляризационные компоненты сигнала распространяются с различными скоростями. Относительная задержка между ними

$$\Delta t_p = \frac{L\Delta n_L}{c}. \quad (77)$$

Для 100 - метрового световода с $\Delta n_L = 5 \cdot 10^{-5}$, $\Delta t_p = 17$ пс. Ее можно уменьшить, используя световод с меньшим двулучепреломлением. Использование двух световодов, соединенных так, что их «быстрые» оси оказываются под прямым углом друг к другу, позволяет почти полностью устранить Δt_p . Фундаментальное ограничение на постоянную времени затвора накладывается дисперсией групповых скоростей, которая уширяет импульс накачки при распространении по световоду. Уширение импульса можно свести до 1 пс и менее, либо уменьшая длину световода, либо используя накачку с длиной волны, близкой к длине волны нулевой дисперсии.

2.4.2. Изменение формы импульсов

Нелинейное двулучепреломление, вызванное каким-либо импульсом, может быть использовано для изменения его же формы, поскольку пропускание через световод и поляризатор становится зависящим от интенсивности. В работе нелинейного дискриминатора используется по существу тот же принцип, что и для керровского затвора, показанного на рис. 8. Основное отличие заключается в том, что сигнал сам создает нелинейное двулучепреломление и изменяет собственное состояние поляризации.

Рассмотрим случай, когда входное излучение линейно поляризовано под углом Θ по отношению к одной из главных осей (оси x) световода. Его компоненты E_x и E_y изменяют показатели преломления n_x и n_y на величины Δn_x и Δn_y . Результирующий сдвиг фазы между двумя компонентами на выходе световода равен

$$\Delta\phi_{NL} = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{n_2}{3} \left(|E_x|^2 - |E_y|^2 \right). \quad (38)$$

Здесь предполагается, что постоянный сдвиг фазы $\Delta\phi_L$, возникающий из-за линейного двулучепреломления, скомпенсирован за счет использования четвертьволновой пластинки, и прохождение малого сигнала блокируется. Индуцированное нелинейное двулучепреломление позволяет излучению проходить через поляризатор; коэффициент пропускания при этом

$$T_p = \sin^2 \left(\frac{1}{6} \gamma P_0 L \cos(2\Theta) \right) \sin^2(2\Theta), \quad (79)$$

где P_0 - начальная мощность, а нелинейный параметр γ определяется формулой:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{эфф}}}, \quad (80)$$

В случае когда по световоду распространяются оптические импульсы, произведение $\gamma P_0 L$ связано с максимальным сдвигом фазы, вызванным ФСМ; его также можно связать с нелинейной длиной L_{NL} через соотношение

$$\phi_{\max} = \gamma P_0 L = \frac{L}{L_{NL}}. \quad (81)$$

Изменение формы импульса происходит из-за того, что при данном значении угла Θ пропускание T_p зависит от мощности. Если выбрать угол Θ так, чтобы максимизировать пропускание вершины импульса, его «крылья» блокируются из-за относительно меньшего уровня мощности; при этом выходной импульс оказывается короче начального. Оптимальное значение Θ зависит от пиковой мощности P_0 . На рис.9. представлен коэффициент пропускания T_p как функция Θ при трех значениях максимального сдвига фазы.

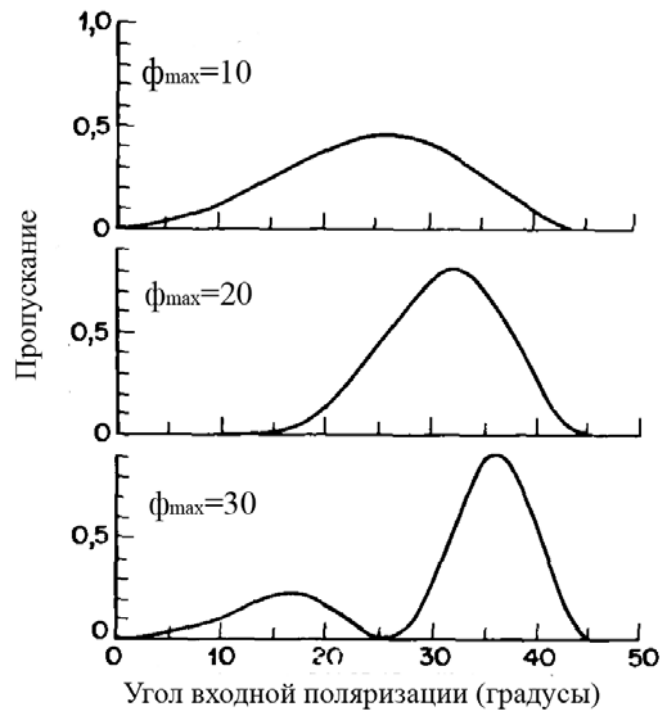


Рис. 9. Коэффициент пропускания T_p как функция угла входной поляризации при трех различных значениях пиковой мощности.

2.5. Дисперсия групповых скоростей

Рассмотрим уравнение распространения оптических импульсов в одномодовом волоконном световоде. Если длительность импульсов > 0.1 пс, можно записать

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (82)$$

где A - медленно изменяющаяся амплитуда огибающей импульса, T - время, измеряемое в системе отсчета, движущейся с импульсом с его групповой скоростью \mathfrak{V}_g . Три члена в правой части уравнения (82) описывают соответственно действие поглощения, дисперсии и нелинейности на распространение импульсов в световоде. В зависимости от начальной длительности T_0 и пиковой мощности P_0 начального импульса либо дисперсионные, либо нелинейные эффекты преобладают в эволюции импульса вдоль световода. Полезно ввести две характерные длины: дисперсионную длину L_D и нелинейную длину L_{NL} . В зависимости от соотношения между L_D , L_{NL} и длиной световода L можно различать четыре различных режима эволюции импульсов.

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (83)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (84)$$

Тогда уравнение распространения можно записать как

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U. \quad (85)$$

где $U(z, \tau)$ - нормированная амплитуда, а τ - нормированное на начальную длительность импульса время:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/\mathfrak{V}_g}{T_0}. \quad (86)$$

Дисперсионная длина L_D и нелинейная длина L_{NL} характеризуют длину, на которой дисперсионные или нелинейные эффекты становятся важными для эволюции импульса вдоль длины L световода. В зависимости от соотношения

величин L , L_D и L_{NL} характер распространения можно отнести к одной из следующих четырех категорий.

- Если $L < L_{NL}$ и $L < L_D$, то ни дисперсионные, ни нелинейные эффекты не играют существенной роли в процессе распространения импульсов. Правой частью уравнения 85 можно пренебречь в этом случае (предполагается, что импульс достаточно гладкий, так что $\frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \sim 1$), Этот режим пригоден для оптических систем связи. Длина L обычно ~ 50 км в таких системах, поэтому L_D и L_{NL} должны быть > 500 км для хорошей передачи импульсов.

- Если $L \ll L_{NL}$ и $L > L_D$, в уравнении 85 можно пренебречь последним членом по сравнению с двумя другими, тогда эволюция импульса определяется эффектом ДГС и нелинейные эффекты играют относительно малую роль. Режим, при котором дисперсия преобладает, имеет место всегда, когда параметры световода и импульса такие, что

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1. \quad (86)$$

- Если $L \ll L_D$, но $L > L_{NL}$, в уравнении 85 дисперсионный член пренебрежимо мал по сравнению с нелинейным членом (пока импульс имеет гладкую временную огибающую). В этом случае эффект ФСМ определяет эволюцию импульса в волокне, приводя к спектральному уширению импульса. Режим, при котором нелинейность доминирует, имеет место всегда, когда

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1. \quad (87)$$

- Если длина световода L больше или порядка L_D и L_{NL} , то дисперсия и нелинейность вместе действуют при распространении импульса вдоль световода. Совместное влияние эффектов ДГС и ФСМ может приводить к качественно другому поведению сравнении с тем, если только ДГС или ФСМ действуют. В области аномальной дисперсии групповых скоростей ($\beta_2 < 0$) в световоде могут существовать солитоны.

2.6. Оптические солитоны

Нелинейные свойства оптических световодов особенно ярко проявляются в области аномальной дисперсии. Здесь могут существовать солитоны, образования, обусловленные совместным действием дисперсионных и нелинейных эффектов. Термин «солитон» (от англ. solitary wave – уединённая волна) относится к специальному типу волновых пакетов, которые могут распространяться на значительные расстояния без искажения своей формы и сохраняются при столкновениях друг с другом, во многом они ведут себя подобно частице. Теория солитонов тесно связана с явлением модуляционной неустойчивости, которая в волоконной оптике наблюдается в области аномальной дисперсии. Во многих нелинейных системах стационарной волновое состояние оказывается неустойчивым: совместное действие дисперсионных и нелинейных эффектов приводит к его модуляции. Совместное действие ФСМ и дисперсии групповых скоростей в световоде в области отрицательных дисперсий является одной из основных причин, которая объясняет возникновение оптических солитонов. Изменение фазы при появлении ФСМ вызывает паразитную частотную модуляцию (ПЧМ) импульса, глубина которой растёт с ростом длины распространения, что и объясняет расширение спектра импульса. Этот спектр зависит от формы импульса и его начальной частотной модуляции, которая наблюдается у многих источников излучения.

Если на ФСМ накладывается дисперсия групповых скоростей, то для волокна с положительной дисперсией её влияние стандартное. Оно сводится к расширению спектра и расплыванию импульса со временем. Отрицательная же дисперсия среды оказывает нестандартное влияние – световой импульс (форма которого близка к гауссовскому) сначала несколько расширяется, затем стабилизируется, а сам спектр импульса сужается. Если импульс имеет форму гиперболического секанса (что соответствует решению уравнения Кортевега–де Фриза), то при отсутствии начальной ПЧМ импульс ведёт себя как солитон – при его распространении ни форма, ни спектр импульса существенно не изменяются.

Особый интерес к солитонам обусловлен тем, что это единственный случай стационарной волны, основная энергия которой заключена в конечной области пространства. При взаимодействии друг с другом они не разрушаются и не рассеиваются. Самые различные нестационарные возмущения в нелинейной дисперсионной среде распадаются на устойчивые солитоноподобные волны.

2.6.1. Модуляционная неустойчивость в волоконном световоде.

Пренебрегая потерями, рассмотрим упрощённое уравнение распространения, называемое также нелинейным уравнением Шредингера:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (88)$$

где $A(z, T)$ - амплитуда огибающей волнового пакета. β_2 - величина дисперсии групповых скоростей, γ - параметр нелинейности при ФСМ. В случае непрерывного излучения амплитуда A в начале световода ($z = 0$) не зависит от времени T . Предполагая, что функция $A(z, T)$ продолжает оставаться независимой от времени T при распространении по световоду, стационарное решение уравнения:

$$\bar{A} = \sqrt{P_0} \exp(i\phi_{NL}), \quad (89)$$

где P_0 - мощность излучения при $z = 0$, ϕ_{NL} - фазовый сдвиг, определяемый выражением

$$\phi_{NL} = \gamma P_0 z. \quad (90)$$

Выражение 89 показывает, что непрерывное излучение должно распространяться по световоду без изменения, за исключением дополнительного фазового сдвига, зависящего от интенсивности. При наличии потерь в световоде мощность излучения уменьшается. В случае малого возмущения стационарного состояния, устойчивость будет существенно зависеть от того, в области положительной (нормальной) или отрицательной дисперсии световода распространяется излучение.

Рассмотрим малое возмущение $a(z, T)$. Стационарное решение при малом возмущении будет выглядеть, как

$$\bar{A} = \sqrt{P_0 + a} \exp(i\phi_{NL}), \quad (91)$$

$$a(z, T) = a_1 \cos(Kz - \Omega T) + ia_2 \sin(Kz - \Omega T), \quad (92)$$

где K и Ω - волновое число и частота возмущения.

При подставлении 91 в уравнение 88, последнее имеет нетривиальное решение только в том случае, если K и Ω удовлетворяют дисперсионному соотношению. И в случае положительной дисперсии групповых скоростей ($\beta_2 > 0$) стационарное состояние устойчиво относительно малых возмущений. С другой стороны, в случае отрицательной дисперсии групповых скоростей ($\beta_2 < 0$) возмущение $a(z, T)$ экспоненциально нарастает по z . В результате непрерывное решение 88 является неустойчивым в случае $\beta_2 < 0$. Данный вид неустойчивости называется модуляционной неустойчивостью, так как при этом возникает спонтанная модуляция стационарного состояния. Такие неустойчивости часто называют неустойчивостями, вызванными самовоздействием. Коэффициент усиления для модуляционной неустойчивости

$$g(\Omega) = |\beta_2| \Omega (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (93)$$

где $g(\Omega)$ - значение коэффициента усиления (на частоте $\omega_0 + \Omega$) для возмущения, сдвинутого на частоту Ω относительно частоты падающего излучения ω_0 . Усиление отлично от нуля для случая $|\Omega| \leq \Omega_c$, и достигает максимума для частот Ω_{\max} .

$$\Omega_{\max} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}}. \quad (94)$$

На рис. 10 изображены кривые усиления при трёх различных уровнях мощности.

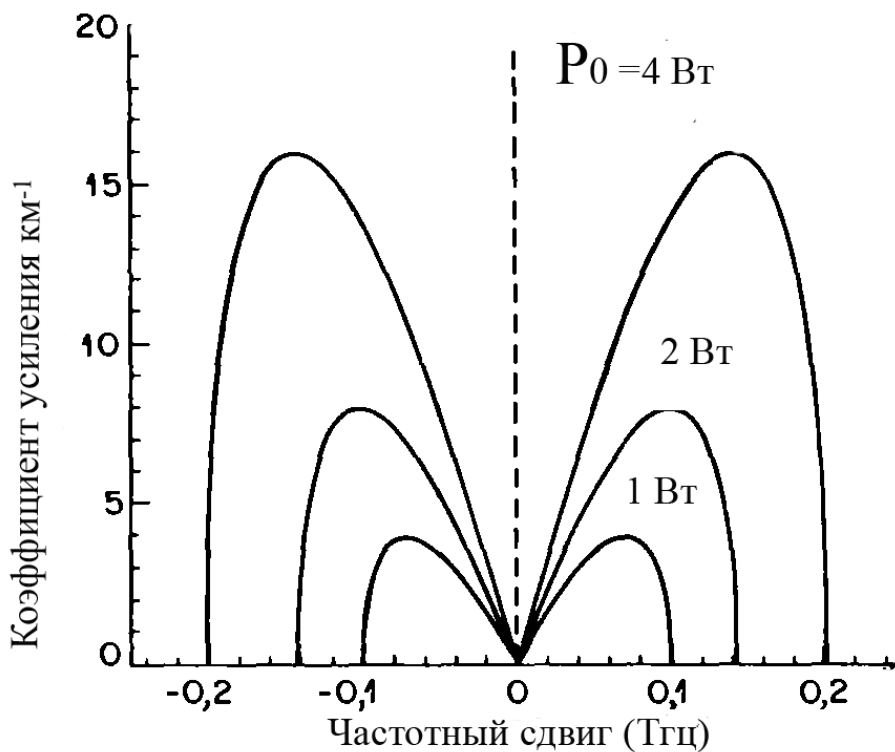


Рис. 10. Кривые усиления модуляционной неустойчивости при трёх уровнях мощности излучения для обычного кварцевого стекла на длине волны 1.55 мкм.

Действие потерь в световоде на модуляционную устойчивость в основном заключается в том, что коэффициент усиления модуляционной неустойчивости уменьшается по длине световода из-за уменьшения мощности излучения.

Даже когда в световоде распространяется лишь одно излучение накачки, модуляционная неустойчивость может привести к спонтанному распаду стационарной гармонической волны на периодическую последовательность импульсов. Спонтанно испущенные или тепловые фотоны действуют в этой ситуации в качестве сигнального излучения, усиливающегося за счет модуляци-

онной неустойчивости. Наибольшее значение коэффициента усиления наблюдается для частот $\omega_0 \pm \Omega_{\max}$ и эти частотные компоненты усиливаются больше всего. Из этого следует наличие двух дополнительных спектральных компонент, расположенных симметрично по обе стороны от центральной частоты ω_0 . Во временном представлении стационарная гармоническая волна преобразуется в периодическую последовательность импульсов с периодом T_m :

$$T_m = \frac{\Omega_{\max}}{2\pi}. \quad (100)$$

2.6.2 Оптические солитоны

Стандартная форма нелинейного уравнения Шредингера имеет вид:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0. \quad (101)$$

Решение для канонического фундаментального солитона, или солитона первого порядка:

$$u(\varepsilon, \tau) = \sec h(\tau) \exp(i\xi / 2). \quad (102)$$

В случае фундаментального солитона длительность T_0 и пиковая мощность P_0 выбраны так, что $N = 1$.

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (103)$$

Такой импульс в форме гиперболического секанса будет распространяться по идеальному световоду без искажения своей формы на произвольно большие расстояния. Пиковая мощность солитона будет определяться как:

$$P_1 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2}, \quad (104)$$

где T_0 - полукширина импульса по уровню интенсивности $1/e$ от максимальной. Для типичных кварцевых световодов пиковая мощность ~ 5 Вт при $T_0 = 1$ пс.

Существуют и солитоны высших порядков ($N > 1$). Солитон формируется, когда пиковая мощность, необходимая для его возбуждения, превышает некоторое пороговое значение, для солитонов N -го порядка эта мощность в N^2 раз больше мощности возбуждения фундаментального солитона. Мощности, необ-

ходимые для генерации солитонов N -го порядка, растут в последовательности 1: 4: 9: 16:

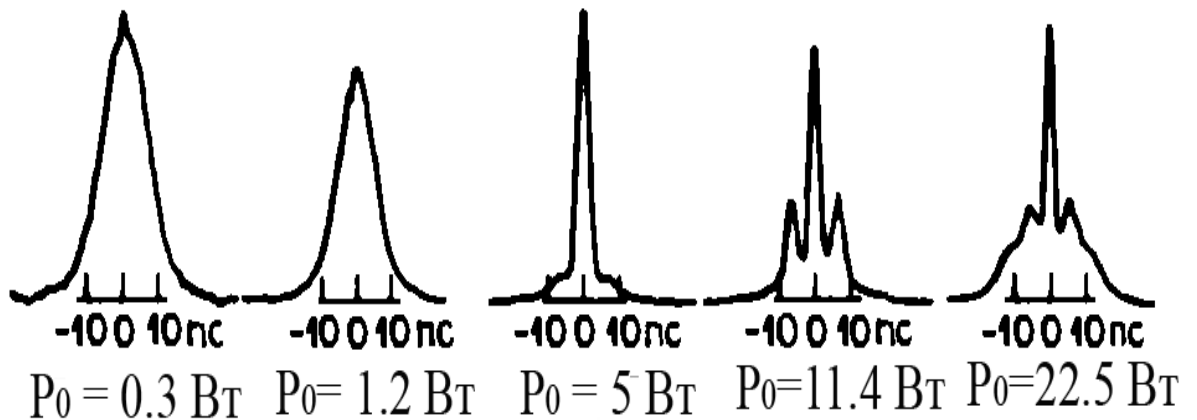


Рис. 11. Форма солитонов 1–4 порядков.

2.6.3. Применение оптических солитонов

Солитоны нашли применение по крайней мере в трех областях:

- создания солитонных лазеров;
- сжатия оптических импульсов;
- создания солитонных линий связи.
- В оптических устройствах цифровой обработки информации.

Солитонные лазеры

Основная идея солитонных лазеров – использование волоконного световода для осуществления синхронной подачи части энергии обратно в резонатор лазера, работающего в режиме синхронизации мод. Световод изменяет форму импульса, формируя солитон (фундаментальный, или высшего порядка в зависимости от пиковой мощности). После нескольких циклов формируется стационарное состояние, в котором импульсы являются солитонами данного световода. Длительностью импульса можно управлять, изменяя длину световода. При этом и длительность может быть гораздо меньше, чем в случае одного лазера без световода (~ 50 фс). В последнее время с использованием многосолитонных импульсов в световоде, получены очень короткие импульсы до 6 фс.

Солитонные линии связи

В последнее время эта область широко исследовалась, были созданы экспериментальные образцы солитонных линий связи.

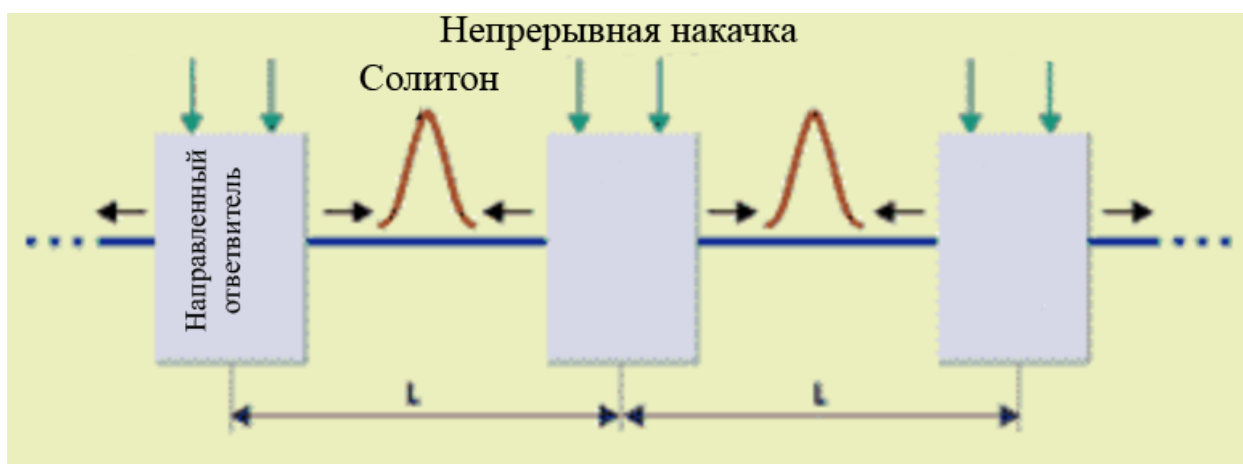


Рис. 12. Схема солитонной линии связи с ВКР усилителями.

Самая простая схема солитонной линии связи предложена в 1983 г. Хасегавой, она приведена на рис. 12. В ней реализована архитектура линейной последовательной цепи, состоящей из линейных сегментов световодов длиной L с ВКР-усилителями. Усиление организовано так, что на концах каждого сегмента установлены направленные ответвители, через которые в линию связи (световод) в обоих направлениях вводится непрерывное излучение накачки от лазера, работающего на длине волны 1460 нм. В схеме может быть использовано одномодовое волокно – как обычное, так и со сдвигом дисперсии с эффективной площадью сердцевины 25 мкм^2 , работающее на длине волны 1550 нм. Реализованные значения L составили 40–50 км, а общая длина линии – 600 км. Она ограничивается, в основном, случайным шумом когерентного усиления, вызывающего флуктуацию времени прихода импульса на детектор (эффект Гордона–Хауса). Серьезным стимулом к созданию новых экспериментальных солитонных линий связи стало появление в 1989 г. оптических усилителей с сосредоточенным (а не распределенным, как в усилителях на ВКР) усилением, с единой накачкой на основе легированного эрбием волокна (EDFA), работающего на длине волны 980 или 1480 нм. С помощью таких усилителей была достигнута скорость 160 Гбит/с. Преимущество солитонных систем перед обычными методами оптической передачи – возможность повышения скорости передачи и увеличения длины регенерационного участка. Основными препятствиями к внедрению солитонных линий являются шум когерентного усиления (эффект Гордона–Хауса), аккумуляция усиленного спонтанного излучения и солитон–солитонные взаимодействия.

Обработка информации

Последние исследования показывают возможность эффективного использования солитонов в оптических устройствах обработки цифровой информацию. Было показано, что волоконный интерферометр (Саньяка или Маха–Цендера) позволяет переключить солитонный сигнал, при этом контрастность достигала 93%. С помощью таких переключателей возможно реализовать логические функции OR, AND и NOR.

2.7. Нелинейное рассеяние света в световодах

В 1961—1963 в СССР и США были получены фундаментальные результаты в теории нелинейных оптических явлений, заложившие теоретические основы нелинейной оптики. В 1962—63 было открыто и объяснено явление вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света. Это послужило толчком к изучению вынужденного рассеяния других видов: вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ), вынужденного релеевского рассеяния и других. Явления ВРМБ и ВКР широко изучаются и в настоящее время в связи с широким применением в современных оптических технологиях, эти явления проявляются в том, что оптический сигнал рассеивается и смещается в область более длинных волн. Если при ВРМБ спектр стимулированного излучения узкий (десятки МГц) и смещен в длинноволновую сторону на ~ 10 ГГц, то при ВКР спектр стимулированного излучения широкий (~ 7 ТГц) смещен в длинноволновую сторону на величину порядка ~ 10 ТГц. При схожести ВРМБ и ВКР можно выделить несколько существенных отличий.

- ВРМБ проявляется в форме встречной волны (рассеяние происходит только назад, по направлению к источнику сигнала). ВКР же наблюдается как для встречных волн (стоксово излучение с уровнем порядка $-50\dots-60$ dB относительно интенсивности исходного излучения), так и для сонаправленных волн (антистоксово излучение с уровнем порядка $-70\dots-80$ dB относительно основной волны). Стоксовая и антистоксовая волны располагаются частотно симметрично относительно основной передаваемой частоты излучения.

- При ВКР спектр стимулированного излучения смещен относительно сильнее (разница примерно на три порядка), и ширина его намного больше (также примерно на три порядка), чем при ВРМБ.

- Пороговая мощность ВКР намного больше (примерно на три порядка), чем ВРМБ.

2.7.1 Вынужденное комбинационное рассеяние

При спонтанном комбинационном рассеянии происходит процесс, называемый также эффектом Рамана, в квантовой механике он описывается как рассеяние фотона на молекуле, в процессе которого молекула совершает переход между колебательными состояниями, а частота фотона уменьшается. Таким образом, небольшая часть мощности излучения накачки преобразуется в излучение с более низкой частотой, причём величина колебательного сдвига определяется колебательными модами среды. При этом генерируется так называемое стоксово излучение на смещённой частоте (см. рис. 13).

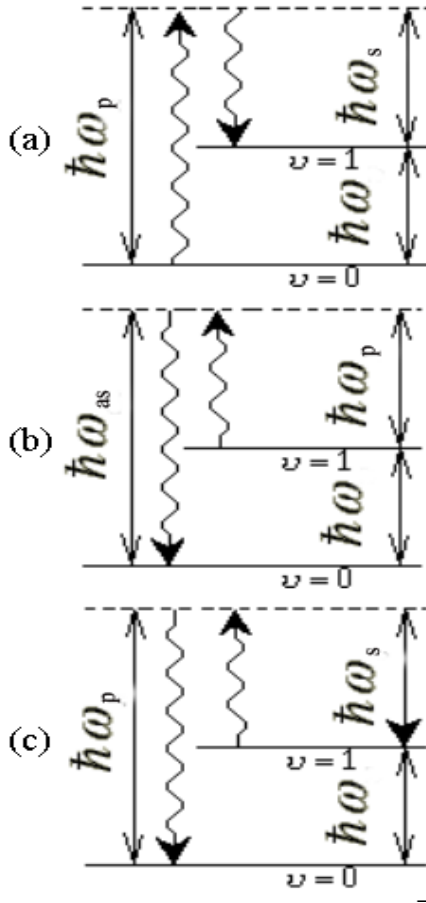


Рис. 13. Переходы при вынужденном комбинационном рассеянии. а) Стоксово рассеяние. Поглощается лазерный фотон и вместе со стоксовым фотоном возникает квант колебаний молекулы. б) Антистоксово излучение. Поглощается лазерный фотон и колебательный квант, испускается фотон на суммарной частоте. в) Процесс поглощения фотонов стоксовой частоты, стимулированный лазерным излучением.

В 1962 году было открыто явление вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). В спектре рассеянного излучения присутствуют также частоты, равные сумме частоты падающего излучения и колебательных частот вещества. Это так называемое антистоксово рассеяние, интенсивность которого на несколько порядков меньше интенсивности стоксовой компоненты. При достаточно интенсивной накачке интенсивность стоксовой волны возрастает внутри среды так быстро, что в эту волну переходит большая часть энергии накачки. В случае непрерывной накачки начальный рост интенсивности стоксовой волны описывается соотношением

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_R I_p I_s, \quad (105)$$

где I_s - интенсивность стоксовой волны, I_p - интенсивность волны накачки, а g_R - коэффициент комбинационного усиления (рамановский коэффициент). В общем случае, g_R зависит от состава сердцевины световода и может существенно меняться от использования различных добавок.

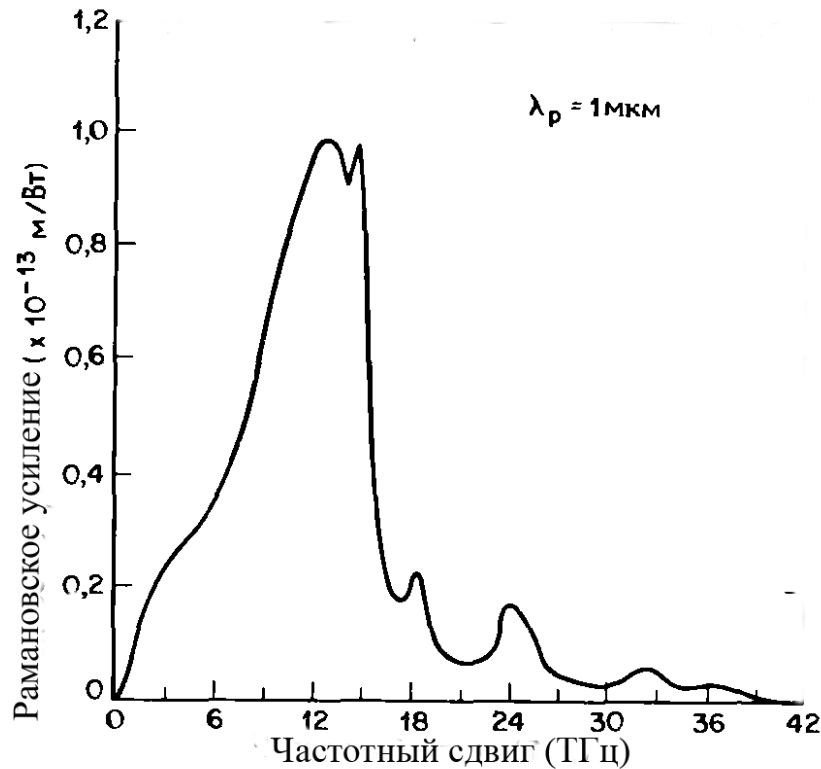


Рис. 14. спектр комбинационного усиления для плавленого кварца при накачке с длиной волны $\lambda_p = 1 \text{ мкм}$.

Рассмотрим непрерывное излучение накачки на частоте ω_p , распространяющееся в световоде. Если пробное излучение на частоте ω_s перекрывается с накачкой на входе световода, оно будет усиливаться за счет ВКР, пока разница частот $\omega_p - \omega_s$ лежит внутри комбинационной полосы усиления (см. рис. 13). Если в световод вводится только излучение накачки, спонтанное КР дает слабый сигнал, который действует как пробный и усиливается по мере распространения. Поскольку КР генерирует фотоны на всех частотах внутри полосы усиления, усиливаются все частотные компоненты. Однако частотная компонента, для которой коэффициент g_R максимален, возрастает быстрее всего. В случае чистого плавленого кварца g_R максимален для частоты, смещенной от частоты накачки приблизительно на 13.2 ТГц. Когда мощность накачки превышает пороговое значение, эта компонента усиливается почти экспоненциально. Таким образом, ВКР приводит к генерации стоксовой волны, частота которой определяется пиком комбинационного усиления. Соответствующее смещение частоты называют иногда стоксовым (или рамановским) частотным сдвигом.

В случае непрерывного излучения, взаимодействие между волной накачки и стоксовой волной описывается системой связанных уравнений:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha_s I_s, \quad (106)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{w_p}{w_s} g_R I_p I_s - \alpha_p I_p, \quad (107)$$

где коэффициенты α_s и α_p относятся к потерям в световоде на стоксовой частоте и на частоте накачки. В отсутствие потерь общее число фотонов при ВКР остаётся постоянным:

$$\frac{d}{dz} \left(I_s + \frac{\omega_s}{\omega_p} I_p \right) = 0. \quad (108)$$

Решением системы (106,107), если пренебречь истощением волны накачки (уменьшением её интенсивности за счёт оттока энергии в стоксову волну), является

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(G_R I_0 L_{\text{эфф}} - \alpha_s L), \quad (109)$$

где I_0 - исходная интенсивность накачки при $z=0$, $L_{\text{эфф}}$ - эффективная длина, входит в уравнения вместо длины световода из-за поглощения волны накачки,

$$L_{\text{эфф}} = \frac{1}{\alpha_p} [1 - \exp(-\alpha_p L)]. \quad (110)$$

Для использования уравнения 109 требуется значение $I_s(0)$ при $z=0$. На практике ВКР вытекает из спонтанного КР, таким образом, мощность стоксовой волны можно рассчитать, рассмотрев усиление каждой частотной компоненты с энергией $h\nu$ в соответствии с 109 и, затем, выполнить интегрирование по всему спектру комбинационного усиления.

Порог ВКР определяется как такая мощность накачки в начале световода, при которой на выходе световода мощность стоксовой волны становится равной мощности накачки, то есть должно выполняться условие

$$P_s(L) = P_p(L) = P_0 \exp(-\alpha_p L), \quad (111)$$

где $P_0 = I_0 A_{\text{эфф}}$, $A_{\text{эфф}}$ - эффективная площадь сердцевины оптоволокна. Формула для расчёта минимальной пороговой мощности ВКР записывается в виде:

$$P_{\text{ВКР}} \approx \frac{16K_{\text{ВКР}} A_{\text{эфф}}}{g_R L_{\text{эфф}}}, \quad (112)$$

где $K_{\text{ВКР}}$ - числовое значение, зависящее как от поляризационного состояния волны, так еще от ряда факторов. Минимальное значение составляет 1, типовое

для большинства практических приложений - 2. График зависимости порога ВКР от длины оптоволокна представлен на рис. 15.

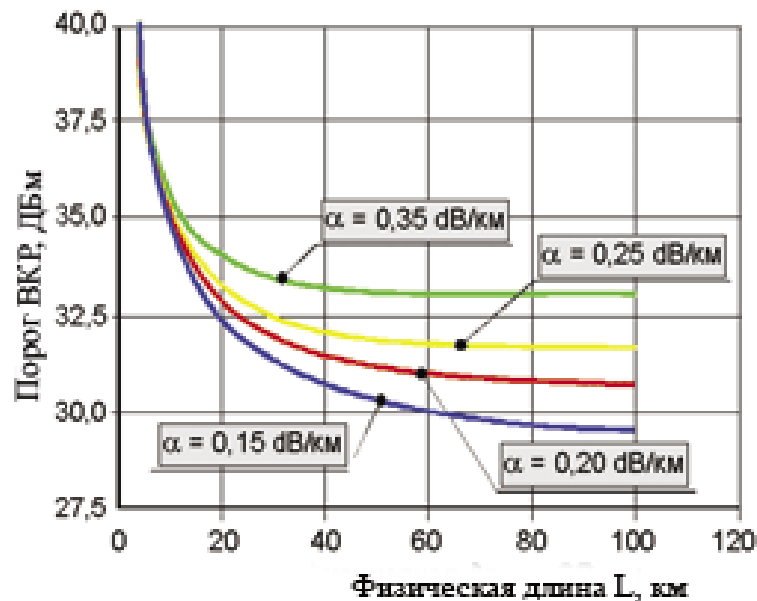


Рис. 15. Зависимость порога ВКР от длины оптоволокна.

2.7. 2 Применение ВКР

ВОЛС

ВКР представляет собой значительно меньшую проблему в сравнении с ВРМБ, поскольку не ограничивает величину оптической мощности, вводимой в волокно.

ВКР - лазеры

Важным применением явления ВКР в световодах стало развитие волоконных ВКР-лазеров. Такие лазеры не только имеют более низкий порог, чем однопроходное ВКР, но и могут перестраиваться в широком частотном диапазоне (~10ТГц). На рис. 16 схематически показан волоконный ВКР-лазер. Отрезок одномодового световода помещен внутрь резонатора Фабри-Перо, образованного частично отражающими зеркалами M_1 и M_2 . Резонатор обеспечивает резонансную частотно-избирательную обратную связь для стоксова излучения, возникающего в световоде благодаря ВКР. Внутррезонаторная призма позволяет перестраивать длину волны лазерного излучения путем поворота зеркала M_2 . Порог генерации лазера соответствует мощности накачки, при которой комбинационное усиление за обход резонатора компенсирует потери в резонаторе, состоящие из потерь на зеркалах и потерь при переводе отраженного от зеркал излучения обратно в световод. Если принять потери за обход резонатора равными обычному значению 10 дБ, то пороговым условием будет

$$G = \exp(2g_R P_0 L_{\text{эфф}} / A_{\text{эфф}}) = 10. \quad (113)$$

Если световод не поддерживает поляризацию, то g_R в 113 понижается вдвое из-за относительной деполяризации волны накачки и стоксовой волны вдоль световода. Сравнение условий 112 и 113 показывает, что пороговая мощность накачки в волоконном ВКР-лазере по крайней мере на порядок меньше, чем при однопроходном ВКР.

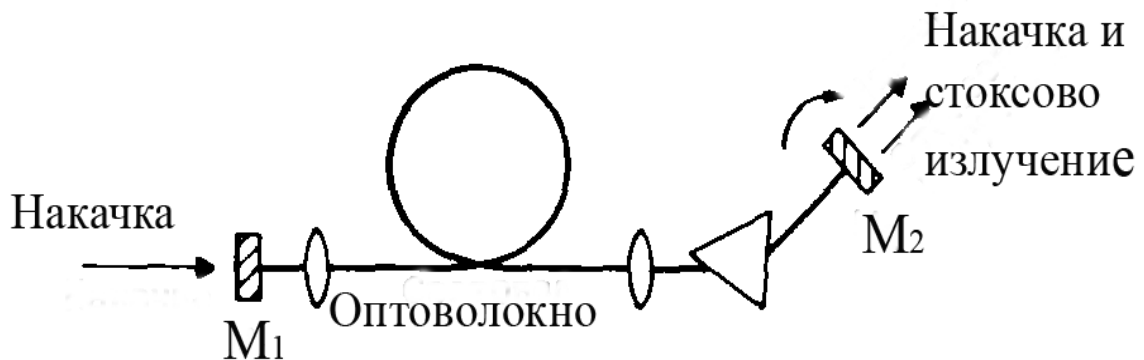


Рис. 16. Схема перестраиваемого ВКР-лазера.

ВКР-усилители

Явление ВКР можно использовать для усиления оптического сигнала, если он распространяется вместе с интенсивной волной накачки и его длина волны лежит в полосе комбинационного усиления. Эти усилители также называют комбинационными или рамановскими усилителями. Для случая, когда интенсивность сигнала меньше интенсивности накачки, усиление определяется следующим выражением:

$$G = \exp(g_R P_0 L_{\text{эфф}} / A_{\text{эфф}}). \quad (114)$$

Типичными параметрами являются мощность накачки 1 Вт, коэффициент усиления порядка 30 дБм (1000 раз). В качестве накачки используются лазеры с длиной волны 1060 нм (для усиления сигналов 1300 нм) и 1320 нм (для усиления сигналов с длиной волны 1550 нм). Этот тип усилителей достаточно широкополосен (5-10 ТГц) и годится для усиления сигналов в схемах с WDM и усиления коротких импульсов (пикосекундного диапазона). ВКР играет важную роль в оптических системах, так как обеспечивается возможность усиления сигналов в широкой полосе частот, смещенной в сторону низких частот относительно длины волны накачки на величину $\sim 12-15$ ТГц (~ 100 нм). Рамановские усилители обладают очень широкой полосой усиления (50...100 нм), что делает их привлекательными для систем WDM и DWDM. Привлекательным свойством Рамановских усилителей является и возможность получения усиления оптического сигнала в самом оптоволокне (примерно на длине в 20 км), входящего в состав оптического кабеля, образующего оптический тракт передачи информации. При этом усилитель является распределенным, то есть с минимальным коэффициентом шума, что позволяет реализовать лучшее отношение несущая/шум. Рамановский усилитель выглядит весьма просто (рис.17), и для

его создания необходим практически только источник накачки на соответствующей длине волны.

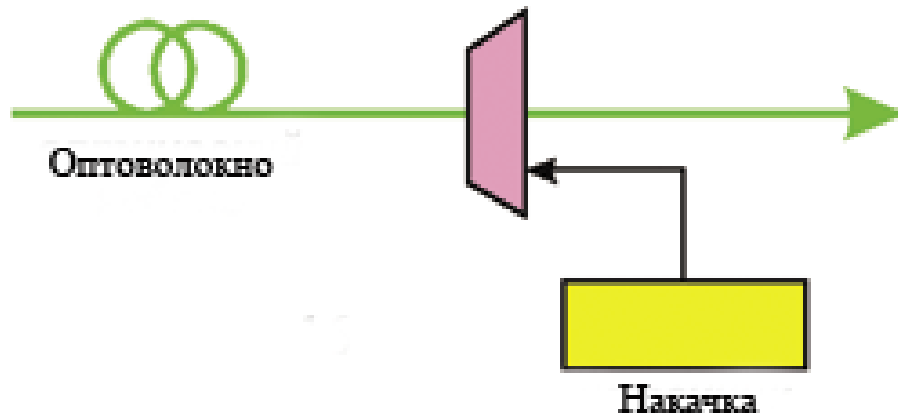


Рис. 17. Схема рамановского усилителя.

2.7.3 Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна

Спонтанное рассеяние света на тепловых акустических волнах было рассмотрено Бриллюэном еще в 1922 г. (Одновременно с Бриллюэном и независимо от него рассеяние света в твердых телах теоретически исследовал Л.И.Мандельштам). Вынужденное рассеяние, когда акустическая волна, рассеивающая свет, сама возбуждается этим светом, было открыто в 1964 г. При пропускании через кристалл (сапфира или кварца в первых экспериментах) мощного лазерного излучения частоты ω_p в кристалле возбуждалась акустическая волна с частотой ω_A и одновременно генерировалось оптическое излучение частоты $\omega_s = \omega_p - \omega_A$. И акустический, и рассеянный оптический лучи испускались в строго определенных направлениях и возникали только при условии, что мощность лазера превышала определенное пороговое значение.

Процесс ВРМБ можно описать классически как параметрическое взаимодействие между волнами накачки, стоксовой и акустической. Благодаря явлению электрострикции волна накачки генерирует акустическую волну, приводящую к возникновению решетки показателя преломления. Решётка движется в световоде со звуковой скоростью \mathfrak{V}_A , излучение накачки, таким образом, рассеивается в результате брэгговской дифракции и при этом испытывает доплеровский сдвиг в длинноволновую область. В квантовой механике такое рассеяние описывается как уничтожение фотона накачки и одновременное появление стоксова фотона и акустического фотона. Из законов сохранения энергии и импульса вытекают следующие соотношения:

$$\omega_A = \omega_p - \omega_s, \quad (115)$$

$$k_A = k_p - k_s, \quad (116)$$

где ω_p и ω_s - частоты и \vec{k}_p и \vec{k}_s - волновые векторы накачки и стоксовой волны соответственно. Частота ω_A и волновой вектор \vec{k}_A акустической волны удовлетворяют дисперсионному уравнению

$$\omega_A = |\vec{k}_A| \vartheta_A = 2\vartheta_A |\vec{k}_p| \sin(\theta/2), \quad (117)$$

где θ - угол между направлениями распространения волн накачки и стоксовой. Смещение частоты стоксовой волны зависит от угла рассеяния: оно максимально для обратного направления ($\theta = \pi$) и исчезает для прямого направления, совпадающего с вектором накачки ($\theta = 0$).

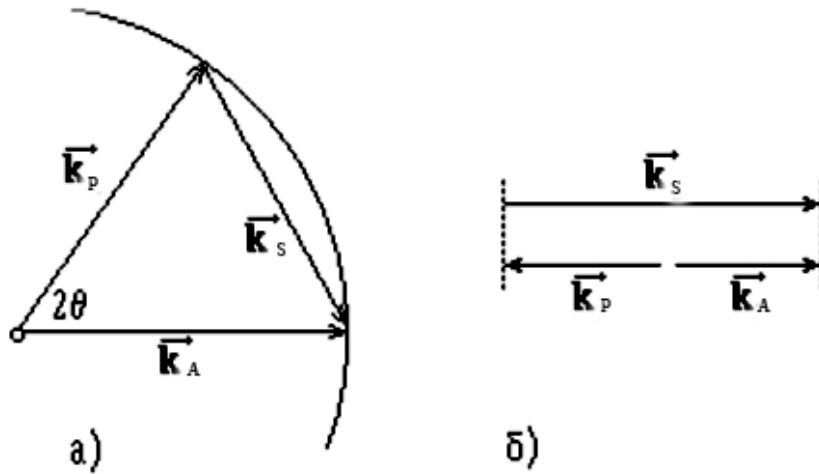


Рис. 18. Соотношения между векторами \vec{k}_p , \vec{k}_A и \vec{k}_s при ВРМБ в изотропной среде а) для произвольного угла θ . б) В случае обратного рассеяния ($\theta = \pi$).

В одномодовом световоде возможно только прямое и обратное направления распространения. В прямом направлении может возникать спонтанное тепловое рассеяние Мандельштама Бриллюэна, так называемое спонтанное РМБ на направляемых акустических волнах, в силу чего правило 117 может нарушаться. Для обратного направления смещение частоты даётся выражением

$$\upsilon_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2n\vartheta_A}{\lambda_p}, \quad (118)$$

где n - показатель преломления оптоволокна, λ_p - длина волны накачки.

Для $\lambda = 1550$ нм скорость акустической волны в кварцевом оптоволокне составляет $\vartheta_A = 5 \cdot 10^3$ м/с и $\vartheta_B = 10$ ГГц (~ 0.1 нм). Часто, для лучшего восприятия физики процесса частотное Бриллюэновское смещение сравнивают с модуляцией светового потока акустической гиперзвуковой волной или эффектом Доплера.

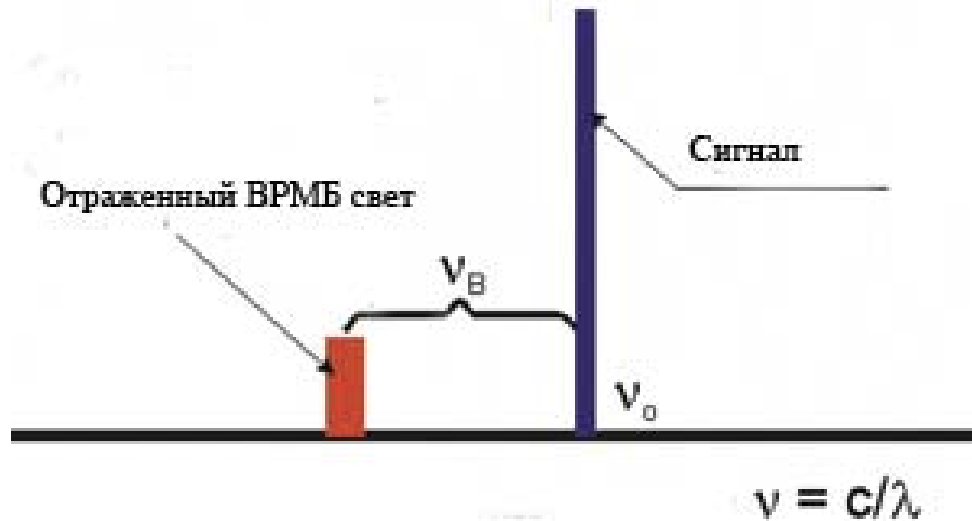


Рис. 19. Графическое представление частотного сдвига Бриллюэна ϑ_B .

Рост интенсивности стоксовой волны характеризуется коэффициентом усиления при ВРМБ $g_B(\vartheta)$, максимальным при $\vartheta = \vartheta_B$. В отличие от ВКР, спектральная ширина ВРМБ-усиления очень мала (~ 10 МГц против 5ТГц~). Спектр ВРМБ-усиления будет иметь лоренцеву форму. Максимальный коэффициент ВРМБ-усиления при $\vartheta = \vartheta_B$ даётся выражением

$$g_B(\nu_B) = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c\lambda_p^2 \rho_0 \vartheta_A \Delta\vartheta_B}, \quad (119)$$

где p_{12} - продольный акустооптический коэффициент, ρ_0 - плотность материала и λ_p - длина волны накачки. Взаимодействие между стоксовой волной и волной накачки подчиняется системе связанных уравнений, как и в случае ВКР. С учётом того, что стоксовая волна распространяется навстречу волне накачки, частотный сдвиг при ВРМБ мал и поэтому потери для волны накачки и стоксовой волны практически одинаковы:

$$\begin{aligned} \frac{dI_s}{dz} &= -g_B I_p I_s + \alpha I_s, \\ \frac{dI_p}{dz} &= -g_B I_p I_s - \alpha I_p, \end{aligned} \quad (120,121)$$

где α - потери в световоде.

Значение пороговой мощности ВРМБ можно записать в виде

$$P_{ВРМБ} = \frac{21bA_{эфф}}{g_B L_{эфф}} \left[1 + \frac{\Delta\nu}{\Delta\vartheta_B} \right], \quad (122)$$

где b - числовое значение между 1 и 2, зависящее от поляризационного состояния волны, $L_{эфф} = \alpha^{-1}[1 - \exp(-\alpha L)]$ - эффективная длина оптоволокну, $A_{эфф}$ - эффективная площадь сечения оптоволокну, $\Delta\nu$ - спектральная ширина полосы источника накачки, $\Delta\vartheta_B$ - полоса ВРМБ-взаимодействия (десятки МГц). График зависимости $L_{эфф}$ от физической длины ОВ при его разных значениях погонных потерь представлен на рис. 20.

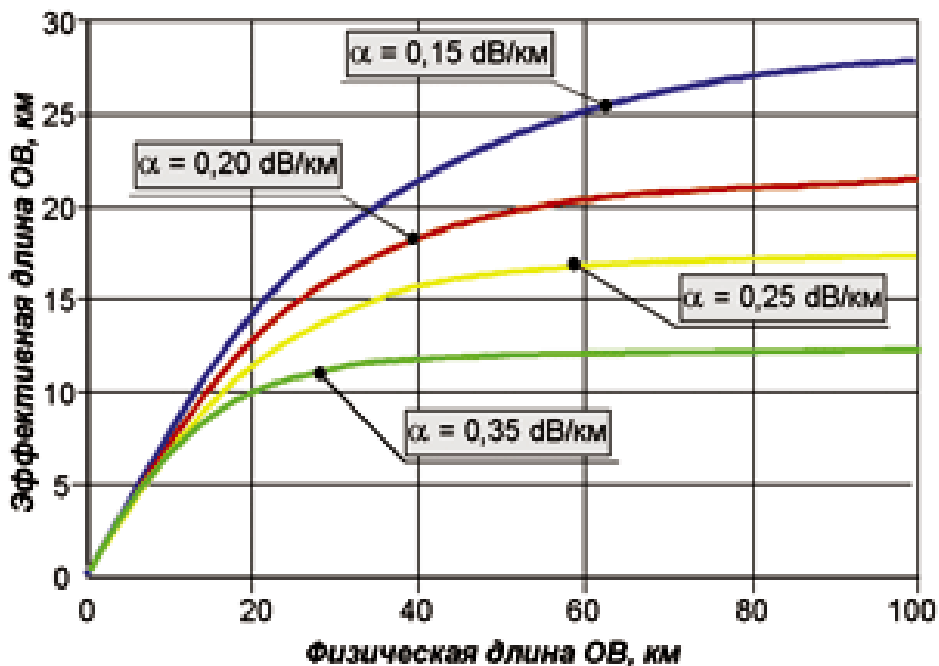


Рис. 20. График зависимости $L_{эфф}$ от физической длины ОВ. Зависимость порога ВРМБ аналогична таковой для ВКР.

Таким образом, значение пороговой мощности ВРМБ зависит от ряда факторов:

- ширины линии лазерного источника.
- эффективной площади поперечного сечения оптоволокну.
- длины оптоволокну.

2.7.4. Применение ВРМБ

ВОЛС

Вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна происходят на акустических колебаниях среды и имеет очень узкий спектр усиления (~20 МГц) При

достижении входной мощности равной порогу ВРМБ может начаться интенсивное рассеяние света в обратном направлении, приводящее к деградации качества связи. Поэтому уровень передаваемой мощности всегда должен быть меньше этого порога. Явление ВРМБ приводит к двум эффектам:

- установлению верхней границы оптической мощности, эффективно используемой системой.
- ухудшению качества основного сигнала за счет взаимодействия основной волны с волной обратного рассеяния, а также с волной двойного обратного рассеяния, возникающей за счет отражения волны обратного рассеяния.
- Помимо эффекта снижения полезной мощности возникают и шумы (повышается относительная интенсивность шума).

Для борьбы с ВРМБ в современных ВОЛС существуют три принципиальных подхода:

- Использование частотной или фазовой модуляции вместо традиционной амплитудной. При этом существенно снижается мощность оптической несущей. Однако такое решение не всегда является приемлемым при решении практических задач.

- Снижение подводимой канальной оптической мощности до уровня ниже порога ВРМБ. Это очень дорогой способ решения задачи, так как в этом случае на оптических магистралях потребуются частые включения оптических усилителей, что приведет также и к снижению отношения несущая/шум.

- Увеличение спектральной ширины лазерного источника. Причем, использование лазеров с непосредственной модуляцией (они обладают широкой спектральной линией) нежелательно в силу резкого ухудшения дисперсионных характеристик. Наибольшее распространение нашли две технологии: Использование лазеров с внешней модуляцией с "размытой" частотой излучения шириной в несколько сотен мегагерц и более (так называемая рандомизированная модуляция). Это увеличивает пороговую мощность ВРМБ, но без увеличения дисперсии, как это было бы при использовании лазера с непосредственной модуляцией. Такой вид сглаженной модуляции позволяет не только существенно повысить порог ВРМБ (на 10 dB и более), но и регулировать его в соответствии с конкретной длиной ВОЛС, что важно для практических целей. Более того, такой метод модуляции позволяет сохранить прежнее значение относительной интенсивности шумов. Такой тип лазеров именуется АСТЛ (Agilent Compact Tunable Laser) или SBS-control (SBS-C). Второй способ - использование источников питания лазеров с принудительной модуляцией. В этом случае, стабильный источник постоянного тока модулируется принудительным тональным переменным сигналом. Частота принудительной модуляции источника питания лазера должна быть, по крайней мере, выше в два раза самой высокой

частоты модулирующего сигнала. Действительно, если уровень оптической мощности передатчика в стандартном режиме может превышать порог ВРМБ, то в режиме дополнительной тоновой модуляции формируются два дополнительных спектра, каждый из которых по своему энергетическому уровню не превышает порог SBS. Теоретически такой метод позволяет повысить порог ВРМБ на величину до 5 dB. К недостаткам такого метода борьбы с ВРМБ следует отнести некоторое ухудшение дисперсионных характеристик. Однако использование специальной техники позволяет фактически свести дисперсионные эффекты к нулю.

ВРМБ –лазеры и усилители

Усиление ВРМБ в световодах можно использовать для усиления слабых сигналов, частота которых смещена от частоты накачки на ν_B . Однако из-за исключительно узкой полосы усиления ВРМБ полоса пропускания такого усилителя обычно меньше 100 МГц, в то время как в усилителях Рамана полоса составляет приблизительно 5 ТГц. По этой причине, несмотря на возможность заметного усиления при мощности накачки лишь в несколько милливольт, усилители ВРМБ до недавнего времени не привлекали большого внимания. Активность, заметная в этой области в последнее время, объясняется в основном возможностью применения таких усилителей в системах связи. Любой усилитель с шириной полосы, меньшей чем разнесение каналов, можно использовать в качестве оптического фильтра. Это делает его пригодным для выделения нужных каналов вещания на промежуточных станциях. Настройка достигается изменением длины волны, соответствующей пику усиления. ВРМБ можно использовать для выборочного усиления канала, так как полоса усиления относительно мала. Узкий диапазон частот этих усилителей может быть использован в когерентных системах передачи по оптическому волокну для усиления оптической несущей, при этом боковые полосы модуляции остаются неусиленными; усиленная несущая действует как местный генератор, фаза которого автоматически соответствует фазе передаваемой несущей. Усилители Бриллюэна идеально подходят для этой цели, поскольку имеют узкий диапазон частот.

В настоящее время изучаются возможные применения так называемых ВРМБ-зеркал, в частности, в оптических резонаторах. Возбуждение ВРМБ-зеркала приводит к увеличению добротности лазерного резонатора по ходу генерации и, следовательно, росту выходной энергии импульса.

Замедление света с помощью ВРМБ

Замедление света, связанное с эффектом ВРМБ (так же, как с в случае ВКР), основано на быстром изменении группового показателя преломления пропорционально коэффициенту резонансного усиления в районе частоты Бернулли. Вследствие эффекта ВРМБ при непрерывной накачке, появляется область резонансного узкополосного усиления, обусловленная появлением стоковой составляющей. Важное преимущество использования вынужденного рассеяния для изменения групповой скорости света (по сравнению с другими возможными механизмами ее изменения) в том, что положение и амплитуда резонанса полностью управляются длиной волны и мощностью сигнала накачки.

Изменение группового показателя преломления и приводит к замедлению распространения света пропорционально коэффициенту усиления.

Заключение

Нелинейные эффекты широко используются в самых различных областях современной оптической техники: в высокоточных оптических датчиках, биосенсорах, кремниевой фотонике, интерферометрии, ВОЛС и во многих других. Это направление науки и техники быстро развивается, и предъявляет серьезные требования к уровню подготовки специалистов, работающих в данных областях.

В связи с разработкой мощных оптических излучателей и высококачественных оптических сред области практического применения нелинейной оптики непрерывно расширяются, при этом величина пороговой мощности, при которой наблюдаются эффекты нелинейности имеет тенденцию к снижению. Нелинейная оптика, в том числе нелинейная волоконная оптика, лежит в основе действия как современных, так и перспективных устройств оптических систем передачи и обработки информации.

Литература

1. Г.П. Агравал Нелинейная волоконная оптика, изд. «Мир», М., 1996.
2. И.Р.Шен Принципы нелинейной оптики, изд. «Наука», М.,1988.
3. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал Оптические солитоны, изд. Физматлит, М.,2005
4. Р.Додд, Дж.Эйлбек, Дж.Гиббон, Х.Моррис Солитоны и нелинейные уравнения, изд. «Мир», М., 1988
5. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А Солитоны, изд. Физматлит, М., 2003
6. В.Ю.Голышев, Е.А. Жуков, И.Э.Самарцев, Д.Г.Слепов Влияние фазовой самомодуляции на вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна в волоконно оптических линиях связи, Журнал технической физики, т. 74, вып. 7, 2004
7. С.Н. Песков, А.И. Барг, И.А.Колпаков Нелинейные искажения в волоконно-оптических кабелях, Теле-Спутник, 10(120), 2005
8. М. Адамс Введение в теорию оптических волноводов, изд. «Мир», М., 1984.
9. Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер Прикладная нелинейная оптика, изд. «Мир», М., 1976.
10. В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов Прикладная нелинейная оптика, изд. «Радио и Связь», М., 1982.
11. А. Ярив Квантовая электроника и нелинейная оптика, изд. «Советское Радио», М., 1973.

Содержание

1. Основы нелинейной оптики.....	3
1.1 Уравнения электромагнитного поля. Поляризация среды.....	3
1.2 Нелинейность диэлектрической восприимчивости среды.....	5
1.3 Волновое уравнение электромагнитного поля в нелинейной среде..	7
1.4 Генерация второй гармоники.....	7
1.5 Параметрическая генерация света.....	10
1.6 Самофокусировка.....	13
2. Нелинейные эффекты в волоконных световодах.....	15
2.1 Нелинейное преломление.....	17
2.2 Фазовая самомодуляция.....	19
2.3 Фазовая кросс-модуляция.....	23
2.4 Эффекты, связанные с нелинейным двулучепреломлением.....	25
2.4.1 Эффект Керра.....	25
2.4.2 Сжатие оптических импульсов.....	26
2.5 Дисперсия групповых скоростей.....	29
2.6 Оптические солитоны.....	31
2.6.1 Модуляционная неустойчивость.....	31
2.6.2 Оптические солитоны.....	34
2.6.3 Применение оптических солитонов.....	35
2.7 Нелинейное рассеяние света.....	37
2.7.1 Вынужденное комбинационное рассеяние.....	37
2.7.2 Применение ВКР.....	41
2.7.3 Вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна.....	43
2.7.4 Применение ВРМБ.....	46
Литература.....	49



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

Кафедра Твердотельной оптоэлектроники (ТТОЭ) организована в 1988 году, в период активного развития оптоэлектроники как компонентной базы высокоскоростных систем передачи и обработки информации и ее выделения в самостоятельную область науки, техники и производства.

Специалисты кафедры обладают большим опытом научной, преподавательской и производственной деятельности, кафедра имеет оснащенные учебные и научные лаборатории.

Выпускники кафедры получают специальную подготовку по прикладной и физической оптике, физике твердого тела, полупроводниковой оптической технике, оптическим методам передачи и обработки информации, оптико-физическим измерениям, лазерной технике, волоконной и интегральной оптике, электронике, компьютерным технике и технологиям, оптико-электронным средствам массовой информации, экологии, иностранному языку, экономике, менеджменту и другим.

Софья Александровна Булгакова
Александр Леонидович Дмитриев

Нелинейно - оптические методы обработки информации

Учебное пособие

В авторской редакции

Дизайн обложки С. А. Булгакова

Зав. Редакционно-издательским отделом Н. Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Приписано к печати

Отпечатано на ризографе Тираж 100 экз.

Заказ №

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

