

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

**«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»**

Кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского
филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Генерация дисперсионной волны в одномодовом оптоволокне

АВТОРЕФЕРАТ

ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ МАГМИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

студента 2 курса 254 группы

направления 03.04.02 «Физика» физического факультета

Щуркина Евгения Валентиновича

Научный руководитель

доцент, к.ф.-м.н.

А.И. Конюхов

29.05.2019

Зав. кафедрой

профессор, д.ф.-м.н.

В.М. Аникин

29.05.2019

Саратов 2019

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность. Разработка микроструктурных волокон дала новый толчок изучению суперконтинуума. Удалось получить суперконтинуум с шириной спектра более двух октав — от фиолетовой до инфракрасной области за счет смещения длины волны нулевой дисперсии в видимую область в волокнах. При этом, стоит учитывать и такую особенность микроструктурных волокон, как возможность управления дисперсией и нелинейностью. Это позволяет использовать разнообразные механизмы спектрального уширения и получать суперконтинуум с различными характеристиками. Уникальность свойств излучения, а также возможность их изменения в соответствии с задаваемыми требованиями позволяет суперконтинууму добиться значительного прогресса в целом ряде областей науки. Так, например, кардинальным образом упростить процедуру измерения частот в оптической метрологии, существенно уменьшить размеры и упростить схемы оптических часов, за счет отказа от длинных и дорогостоящих цепочек синтеза, включающих большое количество лазеров. В области телекоммуникаций в качестве основы для мнговолновых оптоволоконных передатчиков со спектральным уплотнением каналов позволило отказаться от дорогостоящих «традиционных» схем, включающих большое количество лазеров и схем стабилизации их длин волн, исключая взаимное влияние информационных каналов, заменив их одним устройством — генератором суперконтинуума.

Цель и задачи дипломной работы:

1. Рассмотреть распространение оптических импульсов в оптоволокне.
2. Ознакомиться с моделью генерации суперконтинуума.
3. Рассчитать спектр импульса при наличии генерации дисперсионной волны
4. Исследовать особенность спектрального уширения в волокнах с переменным диаметром.

Структура и объём работы. Дипломная работа состоит из введения, семи глав, списка использованных источников и приложения. Общий объём работы составляет 56 страниц, 28 рисунков. Библиография включает 21 наименование.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Фазовая самомодуляция и теория спектрального уширения сверхкоротких лазерных импульсов

Ключевым физическим фактором для генерации суперконтинуума является наличие зависящей от интенсивности лазерного излучения добавки к показателю преломления в среде с нелинейностью керровского типа:

$$n = n_0 + n_2 I(t) \quad (1)$$

где n_0 - показатель преломления среды в отсутствие излучения, $n_2 = (2P/n_0)^2 X^{(3)}(\omega: \omega, -\omega, \omega)$ - нелинейный показатель преломления на частоте ω , $X^{(3)}(\omega: \omega, -\omega, \omega)$ - нелинейно-оптическая восприимчивость среды третьего порядка, $I(t)$ - интенсивность лазерного излучения.

Возникновение зависящей от интенсивности добавки к показателю преломления в случае коротких лазерных импульсов приводит к физически значимой модуляции фазы лазерного поля - фазовой самомодуляции (ФСМ). С учетом выражения (1) представим нелинейный набег фазы импульса, проходящего расстояние L в среде с керровской нелинейностью, в виде

$$\Phi(t) = \frac{\omega}{2} n_2 I(t) L \quad (2)$$

В соответствии с выражением (2) вследствие зависимости показателя преломления среды от интенсивности излучения временная зависимость интенсивности поля в световом импульсе приводит к зависимости нелинейного фазового сдвига от времени, что в свою очередь обуславливает возникновение зависящей от времени девиации частоты лазерного импульса:

$$\Delta\omega(t) = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{\partial I}{\partial t} \quad (3)$$

Максимальное спектральное уширение импульса, индуцируемое ФСМ, можно оценить следующим образом:

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{I_0}{\tau} \quad (4)$$

где I_0 - пиковая интенсивность светового импульса, τ - длительность импульса.

Для получения более точных выражений для временной огибающей и нелинейного фазового сдвига, индуцируемого явлением ФСМ, воспользуемся теорией ФСМ, основанной на приближении медленно меняющихся амплитуд и учитывающей дисперсию в первом порядке степенного разложения постоянной распространения $V(\omega)$ (волнового числа $k(\omega)$ для световых импульсов, распространяющихся в объеме нелинейного материала),

$$\beta(\omega) \approx \beta(\omega_0) + u^{-1}(\omega - \omega_0), \quad (5)$$

где ω_0 - центральная частота светового импульса, $u = \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)^{-1}$ - его групповая скорость. Уравнение для эволюции медленно меняющейся огибающей $A(t, z)$ в этих приближениях записывается в виде

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} = i\gamma |A|^2 A, \quad (6)$$

где γ - нелинейный коэффициент,

$$\gamma = \frac{3\pi\omega}{2n_0^2 c} X^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega).$$

В сопровождающей системе координат $z' = z, n = t - \frac{z}{u}$ уравнение (6) имеет решение

$$A(n, z) = A_0(n) \exp[i\gamma |A_0(n)|^2 z] \quad (7)$$

где $A_0(n)$ — начальная форма огибающей.

Поскольку эффекты дисперсии второго и высших порядков не были учтены в уравнении (5), то решение (7) описывает эволюцию светового импульса без изменения его огибающей. Эволюция нелинейного фазового сдвига выражается следующим образом:

$$\varphi_{nl}(n, z) = \gamma_{SPM} I_0(n)z, \quad (8)$$

где $\gamma_{SPM} = \frac{2\pi n_2}{\lambda}$, а $I_0(n)$ — огибающая интенсивности светового импульса.

Генерация суперконтинуума

Процесс спектрального расширения света, то есть нелинейный процесс, при котором свет от лазера преобразовывается в свет с очень широким спектром, называется генерацией суперконтинуума. И если временная когерентность при этом низкая, то пространственная когерентность по-прежнему остается высокой.

Во время распространения импульса через оптоволокно, которое является нелинейным устройством, достигается спектральное расширение. Наибольший эффект преобразования получается в фотоннокристаллических волокнах. Так как они отличаются необычной характерной хроматической дисперсией, способная вызвать сильное нелинейное взаимодействие на значительной длине волокна. Очень широкий спектр возможен даже с довольно небольшими входными мощностями. В результате это приводит к эффекту “лазерной радуги”. В ряде случаев возможно использование волокна с переменной толщиной.

Дисперсия в оптическом волокне

Дисперсия волн — зависимость фазовой скорости гармонических волн в среде от частоты их колебаний; наблюдается для волн любой природы. Дисперсия волн определяется физическими свойствами той среды, в которой распространяются волны.

Различают модовую дисперсию, которая обусловлена большим количеством мод в оптических волокнах, а также хроматическую дисперсию, связанную с некогерентностью источников излучения, реально работающих в определенном спектре длин волн.

Генерация дисперсионной волны в волокне с периодическим изменением диаметра

Для возбуждения дисперсионной волны на заданной частоте необходимо обеспечить выполнение условия фазового синхронизма между дисперсионной волной и солитоном. Чтобы проанализировать условия фазового синхронизма, разложим амплитуду $A(z; t)$ в ряд Фурье по координате z . Коэффициенты в модифицированном уравнении Шредингера являются периодическими функциями z . Принимая это во внимание, найдем решение в виде ряда Фурье

$$A(z, \omega) = \sum_{j=-N}^N F_j(\omega) \exp(i\beta_j z) \quad (9)$$

где

$$\beta_j = \beta(\omega) + j \frac{2\pi}{z_m} \quad (10)$$

Таким образом, для периодической среды условия фазового синхронизма модифицируются

$$\Delta k_{jl}(\omega_d) = 0, \text{ где } \Delta k_{jl}(\omega) = \frac{2\pi}{z_m}(j - l) + \beta(\omega) - \beta(\omega_0) - (\omega - \omega_0)\beta_1 - \gamma P_0 \quad (11)$$

В результате появляется несколько частот, удовлетворяющих условию синхронизма.

Оптические солитоны

Импульсы с определенным балансом нелинейных и дисперсионных эффектов называются оптическими солитонами.

Для распространения солитонного импульса в среде без потерь необходим ряд условий. Временная характеристика импульса должна быть такая же, как и

у нечирпированного sech^2 импульса. При этом предполагается, что дисперсия групповой задержки является постоянной, то есть, нет дисперсии высшего порядка. Для положительного значения нелинейного коэффициента преломления n_2 хроматическая дисперсия должна быть аномальной.

В указанных условиях импульс может распространяться как солитон с постоянными временными и спектральными характеристиками. Он только приобретает сдвиг фазы, являющийся половиной нелинейного сдвига фазы, который приобретет пик импульса, если только нелинейность будет на него действовать.

Уравнение Шредингера

На нелинейном уравнении Шредингера основывается моделирование динамики солитонов в микроструктурном волокне. При этом уравнение модифицируется с учетом вынужденного комбинационного рассеяния и дисперсии высших порядков. Для его решения нужно знать закон дисперсии для данного волокна.

Будем считать, что в волокне возбуждается только основная мода. Тогда поперечные компоненты вектора напряженности электрического поля изменяются по закону

$$(E_x, E_y) = A(z, t)(\varepsilon_x \varepsilon_y) \exp[i(\dots - i\omega_0 t)]$$

где $A(z, t)$ – амплитуда основной моды. Изменение $A(z; t)$ описывается модифицированным уравнением Шредингера

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A + \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3(z)}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i\gamma(z) |A|^2 A(z, t) \quad (12)$$

где D – дисперсионный оператор. В частотном представлении данный оператор имеет вид

$$D(\omega, s) = i\beta(\omega, s) - i\beta_1(s)(\omega - \omega_0) \quad (13)$$

где $\beta_2 = \left(\frac{\partial^2 \beta(\omega, z)}{\partial \omega^2} \right)_{|\omega=\omega_0}$. Как правило, оператор $D(\omega, s)$ записывается с использованием разложения постоянной распространения $\beta(\omega, s)$ в ряд

Тейлора в окрестности частоты ω_0 . Для широкополосного излучения аппроксимация, является более предпочтительной, так как позволяет достаточно точно описать спектральную зависимость β малым числом слагаемых.

Нелинейная поляризация среды P_{NL} задается уравнением

$$P_{NL} = (1 - f_R)\gamma(s)|A|^2A(z, t) + f_R\gamma(s)QA(z, t) \quad (14)$$

где $f_R = 0.18$; $Q(t)$ нелинейная восприимчивость, вызванная вынужденным комбинационным рассеянием, которая определяется из уравнения

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial Q}{\partial t} + \Omega^2 |A(z, t)|^2 \quad (15)$$

где $T_2 = 32$ фс, $\Omega = 13:1$ ТГц.

Начальный импульс задавался в виде $A(0, t) = A_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau_0}\right)$, где $\tau_0 = 200$ фс – длительность импульса. Динамика солитона, в основном, определяется его порядком

$$N = \tau_0 \sqrt{\frac{\gamma P_0}{|\beta_2|}}, \quad (16)$$

где $P_0 = |A_0|^2$ – пиковая мощность начального импульса, $\beta_2 = \left(\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}\right)_{|\omega=\omega_0}$.

Величины γ и β_2 в формуле (16) рассчитываются для $z = 0$. Во всех вычислениях использовалось $N = 4$.

Результаты расчетов

На рисунка 1 – 4 представлены результаты численного моделирования процесса генерации дисперсионной волны в волокне с переменным диаметром солитонными импульсами. Динамика импульсов моделировалась при помощи модифицированного уравнения Шредингера, дисперсия и коэффициент нелинейности в котором рассчитывались для данного волокна методом плоских волн. При периодической модуляции легче выполнить условия фазового синхронизма для генерации дисперсионной волны. Показано, что

периодическая модуляция диаметра волокна позволяет управлять спектром многосолитонных импульсов, приводя к спектральному уширению импульса и исчезновению провала между спектрами солитона и дисперсионной волны.

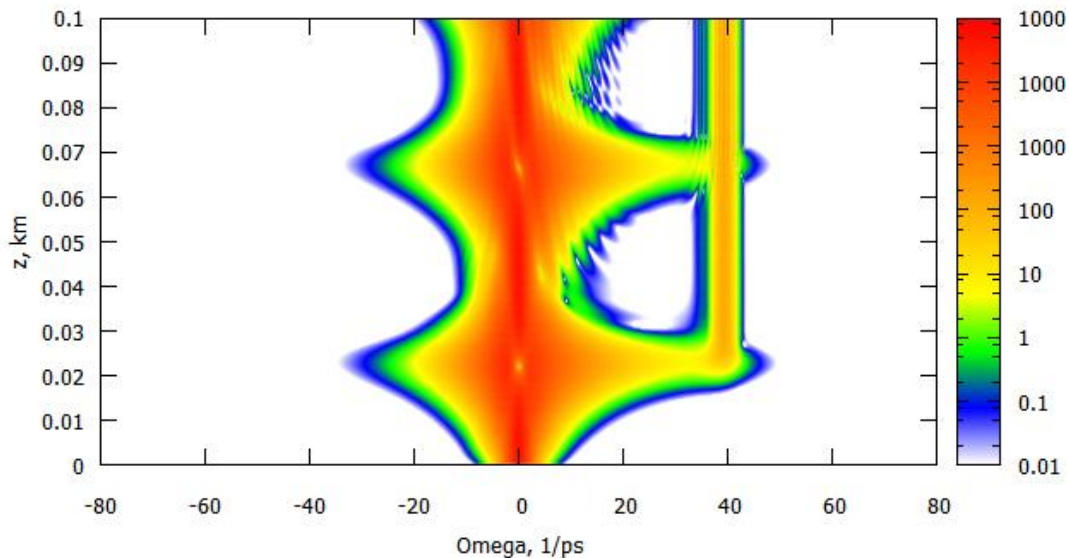


Рисунок 1 - Уширение спектра импульса, в волокне без модуляции. График построен в логарифмическом масштабе. На 0.02 km происходит генерация дисперсионной волны и уширение импульса, в результате часть энергии импульса перетекает в дисперсионную волну. На 0.04 km импульс сжимается. На 0.07 km снова происходит уширение импульса, поддерживающее дисперсионную волну

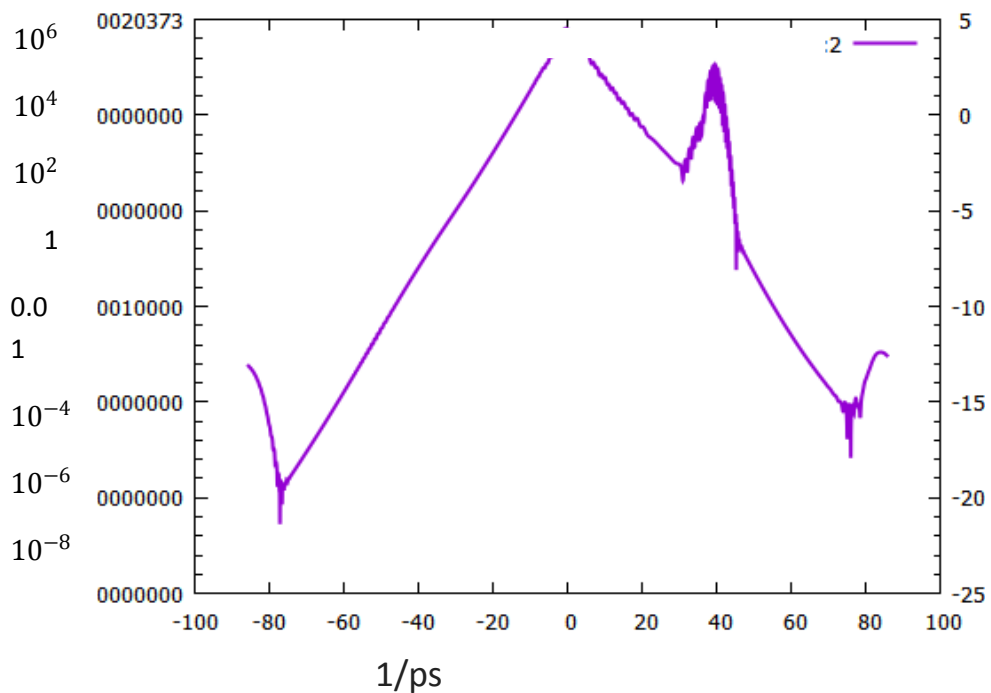


Рисунок 2 - Спектр импульса на выходе, в волокне без модуляции. На 40 ps видна дисперсионная волна.

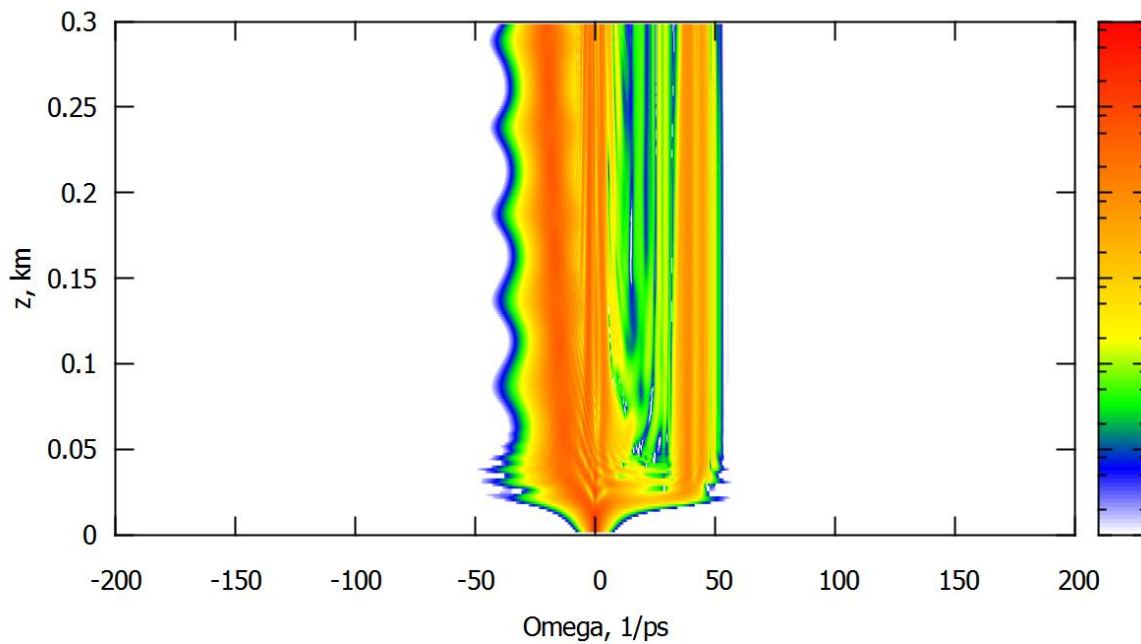


Рисунок 3 – Уширение спектра импульса, в волокне с периодом модуляции дисперсии равным 0.05 от периода солитона. График построен в логарифмическом масштабе. На 0.02 km происходит генерация дисперсионной волны и уширение импульса, в результате часть энергии импульса перетекает в дисперсионную волну. На 0.025 km импульс сжимается

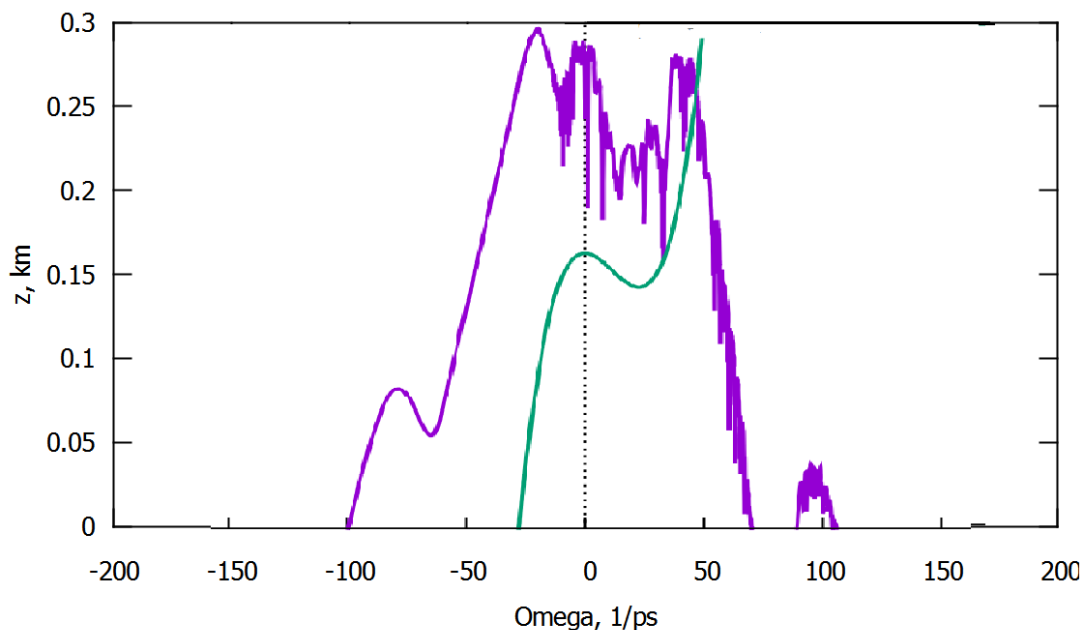


Рисунок 4 – Волокно с периодом модуляции дисперсии равным 0.05 от периода солитона. На 40 ps видна дисперсионная волна.

ВЫВОДЫ

Для исследования особенности спектрального уширения в волокнах с переменным диаметром было изучено распространение сверхкоротких световых импульсов в микроструктурном волокне с периодической модуляцией диаметра сердцевины. Рассмотрена модель генерации суперконтинуума, а также рассчитан спектр импульса при наличии генерации дисперсионной волны.

В работе рассмотрены результаты численного моделирования, демонстрирующие спектральное уширение солитонов в волокне с периодическим диаметром. Показано, что периодическая модуляция вследствие изменения условий фазового согласования приводит к дополнительному спектральному уширению импульса и исчезновению провала между спектрами солитона и дисперсионной волны.

На распад солитонов, распространяющихся в микроструктурных волокнах, доминирующее влияние оказывает вынужденное комбинационное рассеяние. За счет вынужденного комбинационного рассеяния многосолитонный импульс распадается на фундаментальные солитоны и дисперсионную волну на расстоянии много меньшем периода солитона.

Структура спектра на выходе волокна зависит от периода модуляции диаметра сердцевины. Волокна с такой модуляцией представляют большой практический интерес. Их применяют для сжатия солитонов, генерации стабильного континуума и эффективного управления динамикой распространения солитонов.

Список использованных источников

1. Дорохова, М.А. Конструктивная интерференция оптических солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии [Текст] / М.А. Дорохова, А.И. Конюхов, Л.А. Мельников, А.С. Пластун // Известия Саратовского университета, Новая серия, Серия Физика. - 2014 - Вып. 1. - Т. 14. - С. 32-35.
2. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. / И.Р. Шен // Перевод с английского И. Л. Шумая под редакцией С. А. Ахманова. — Москва: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1989. — 557 с. — ISBN 5-02-014043-0.
3. Голышев В. Ю. Влияние фазовой самомодуляции на вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна в волоконно-оптических линиях связи./ В.Ю Голышев // Журнал технической физики. — 2004. — Т. 74, № 7. — С. 66—69.
4. Генерация суперконтинуума. [Электронный ресурс] / [сайт] URL: http://laser-portal.ru/content_373 (дата обращения: 11.04.2017). Загл. с экрана. Яз. рус.
5. Дианов Е.М. Генерация суперконтинуума в волоконных структурах под действием непрерывных последовательностей УКИ. / Е. М. Дианов, П. Г. Крюков // Квантовая электроника. — 2001. — Т. 31, № 10. — С. 877-882.
6. "Белые" лазеры "суперконтинуум" – широкополосные лазеры для получения изображений биологических объектов [Электронный ресурс] / [сайт] URL: <http://www.photonics.su/journal/article/3803> (дата обращения: 18.04.2017). Загл. с экрана. Яз. Рус
7. Дисперсия в оптическом волокне [Электронный ресурс] / [сайт] URL: <https://evileg.com/ru/post/25/> (дата обращения: 17.03.2017). Загл. с экрана. Яз. рус.
8. Дисперсия оптоволокна. [Электронный ресурс] / [сайт] URL: http://laser-portal.ru/content_40 (дата обращения: 10.04.2017). Загл. с экрана. Яз. рус.

9. Оптическое волокно. [Электронный ресурс] / [сайт] URL: http://dssp.petrso.ru/~vgurt/moel2/Fiber_optics/Material_ru/2_3.htm (дата обращения: 20.03.2017). Загл. с экрана. Яз. Рус
10. Дисперсия волн. [Электронный ресурс] / [сайт] URL: <http://megabook.ru/article/Дисперсия%волн> (дата обращения: 16.04.2017). Загл. с экрана. Яз. рус.
11. Дисперсия волн [Электронный ресурс] / [сайт] URL: <http://knowledge.su/d/dispersiya-voln> (дата обращения: 17.04.2017). Загл. с экрана. Яз. рус.
12. Маймистов А.И. Солитоны в нелинейной оптике. / А. И. Маймистов // Квантовая электроника. — 2010. — Т. 40, № 9. — С. 756—781.
13. Губанков В.Н. Солитоны, новое в жизни, науке, технике. / В.Н. Губанков М.: Знание, 1983. (Физика; Вып. 12).
14. Оптические солитоны. [Электронный ресурс] / [сайт] URL: http://laser-portal.ru/content_620 (дата обращения: 16.03.2017). Загл. с экрана. Яз. рус.
15. Филиппов А.Т. Многоликий солитон. / А.Т. Филиппов М.: Наука, 1986. (“Квант”; Вып. 48).
16. Кудряшов Н.А. Нелинейные волны и солитоны. / Н.А. Кудряшов Соросовский образовательный журнал, №2, 1997
17. Дж. Уизем. Линейные и нелинейные волны. / Дж. Уизем. — Мир, 1977. — С. 574—578. — 622 с.
18. Захаров В.Е. Теория солитонов: метод обратной задачи. / В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский. — 1980. — 319 с.