

OPTICAL FIBERS FOR
COMMUNICATION.
Part II

M. P. PETROV

The examples of nonlinear phenomena arising in optical fibers with increasing propagating light power are considered.

Рассмотрены примеры нелинейных оптических явлений, возникающих в оптических волокнах при повышении мощности распространяющегося по волокну света.

СВЕТОВОЛОКНА ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ.

Часть II

М. П. ПЕТРОВ

Санкт-Петербургский технический университет

ВВЕДЕНИЕ

В статье [6] мы рассматривали возможности применения оптических волокон для систем связи. В этих системах носителем информации является свет, распространяющийся по оптическому волокну, а само волокно играет пассивную роль, обеспечивая лишь канал для прохождения света аналогично тому, как обычный телефонный провод обеспечивает канал для прохождения сигналов в виде электрического тока к определенному абоненту. Однако оказывается, что такое представление о световолокне как о пассивном элементе справедливо лишь тогда, когда по волокну распространяется свет, имеющий довольно низкую интенсивность. С повышением интенсивности возникают нелинейные эффекты, заключающиеся в том, что световой сигнал (волна или импульс) вызывает изменение характеристик волокна, по которому они распространяются, а это, в свою очередь, уже приводит к весьма существенному изменению условий распространения сигнала. Таким образом, возникает определенное воздействие светового сигнала на самого себя через изменение характеристик волокна. Очевидно, возможны и перекрестные взаимодействия одного сигнала на другой, если в волокне одновременно распространяются два или более сигналов.

Нелинейные эффекты в оптике вообще и в оптических волокнах в частности весьма разнообразны. Впервые нелинейные оптические явления были обнаружены выдающимся русским ученым С.И. Вавиловым и его сотрудниками в 20-х годах этого столетия. Он же ввел и термин (понятие) *нелинейная оптика*. В обычных (неволоконных) оптических средах нужны довольно большие мощности для того, чтобы наблюдать нелинейные эффекты – характеристическая мощность составляет 10^4 – 10^7 Вт. Однако в оптическом волокне легко наблюдаемые эффекты возникают уже при мощностях порядка 1–100 Вт. Связано это с двумя обстоятельствами. Дело в том, что поскольку свет распространяется в основном по внутренней жиле волокна, то, во-первых, интенсивность света оказывается очень большой из-за малой площади сечения жилы (а для нелинейных эффектов важна именно интенсивность!) и, во-вторых, свет распространяется без расфокусировки (без изменения площади сечения) на сколь угодно большие расстояния. Так, при умеренной мощности

порядка 10 Вт и характерной площади сечения внутренней жилы 50 мкм² интенсивность света составляет порядка 2 · 10⁷ Вт/см². Это уже достаточно большая величина, чтобы нелинейные эффекты, накапливаясь, стали играть важную роль при длине волокна в десятки или сотни метров.

Теоретический анализ нелинейных эффектов проводится в терминах нелинейной поляризации и нелинейных восприимчивостей. В оптическом волокне, поскольку стекло является изотропной средой, параметром, характеризующим нелинейные эффекты, является восприимчивость третьего порядка. В короткой статье не представляется возможным изложить основы теории нелинейных эффектов. Поэтому мы ограничимся лишь качественным описанием некоторых важнейших явлений. Несколько подробнее остановимся на эффекте Керра и вынужденного рассеяния Мандельштама и Бриллюэна (ВРМБ) и кратко коснемся вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и четырехфотонного взаимодействия. Читателям, интересующимся детальным и последовательным теоретическим анализом рассматриваемой проблемы, можно порекомендовать прекрасные книги американского [1] и российских авторов [2].

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА

При распространении в среде свет рассеивается на ее неоднородностях. Частным случаем таких неоднородностей является движущаяся волна распределения плотности вещества, которую называют фононом или звуком. Заметим, что в общем случае частоты колебаний фононов могут на много порядков превосходить обычные звуковые частоты. Одной из разновидностей фононов являются акустические. Наглядно такие фононы легко представить себе как цепочки положительно и отрицательно заряженных ионов. Если в этой цепочке смещения атомов подобны бегущей волне в длинной струне, то это и будут акустические фононы.

В обычных условиях акустические фононы существуют в твердых телах за счет тепловой энергии. Если же в этом материале распространяется свет – будем называть его падающим, – то возникают процессы рассеяния падающего света на акустических фононах, приводящие как к поглощению, так и испусканию фононов. Рассеяние с испусканием фононов более эффективно, чем рассеяние с поглощением фонона. Когда при рассеянии возникает новый фонон, то частота световой волны уменьшается. Такой процесс называется *стоксовым рассеянием*, а частота рассеянной световой волны – *стоксовой частотой* ω_s . Очевидно, что для соблюдения закона сохранения энергии должно выполняться условие

$$\omega_s = \omega_n - \omega_\phi, \quad (1)$$

где ω_n – частота падающего света, ω_ϕ – частота фона. Кроме закона сохранения энергии в процессе рассеяния должен выполняться закон сохранения импульса, который в данном случае можно выразить просто через соотношение волновых векторов

$$\vec{K}_n = \vec{K}_\phi + \vec{K}_s. \quad (2)$$

Здесь K_n , K_s и K_ϕ суть волновые векторы падающего света, рассеянного света и фона соответственно. Поскольку вероятность рассеяния пропорциональна числу соответствующих фононов, а их число зависит от температуры, то оказывается, что этот эффект при обычных условиях довольно слаб.

Однако если увеличивать интенсивность падающего света, то начиная с некоторого значения интенсивности (порога) ситуация резко меняется. Дело в том, что наличие в материале кроме падающей еще и рассеянной световой волны увеличивает вероятность новых актов рассеяния. Совместное воздействие падающей и рассеянной волны благодаря некоторым механизмам (например, явлению электрострикции в твердых телах) приводит к возникновению новых волн неоднородностей плотности вещества, то есть к появлению новых фононов, на которых, в свою очередь, рассеивается падающая волна. Как только рассеяние становится настолько эффективным, что начинает превосходить затухание света, так рассеяние начинает лавинообразно нарастать и интенсивность рассеянного света быстро становится сравнимой с интенсивностью падающего. Вот этот процесс с участием акустических фононов, когда активную роль играет рассеянный свет, называется *вынужденным рассеянием Мандельштама–Бриллюэна*.

При ВРМБ, так же как и при обычном рассеянии, должны выполняться два условия: закон сохранения энергии и закон сохранения импульса. Кроме того, в оптическом волокне нужно учесть, что эффективность взаимодействия волн в поперечном направлении мала из-за того, что мала длина взаимодействия (порядка диаметра внутренней жилы). Поэтому оказывается, что с учетом всех перечисленных обстоятельств наиболее эффективен такой процесс ВРМБ, при котором рассеянный свет направлен навстречу падающему (рис. 1). Для приблизительной оценки порогового значения мощности падающего света P_t , то есть мощности, при которой возникает ВРМБ, существует формула [1]

$$P_t = \frac{21S}{gL}, \quad (3)$$

где S – площадь поперечного сечения сердцевины волокна, L – длина волокна, g – коэффициент, характеризующий материал (для кварцевого стекла $g \approx 5 \cdot 10^{-11}$ м/Вт [1]).

Если подставить в формулу (2) разумные значения $S = 50$ мкм², $L = 1000$ м, то получится неожиданный результат $P_t = 0,02$ Вт! Это означает, что если

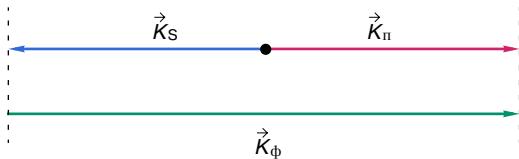


Рис. 1. Соотношение волновых векторов для вынужденного рассеяния Мандельштама и Бриллюэна в оптическом волокне

мощность падающей световой волны превосходит несколько десятков милливатт, то падающая волна через 1000 м почти полностью превратится в рассеянную волну и будет распространяться в обратную сторону. Таким образом, вместо световолоконного канала, по которому свет может распространяться на большие расстояния, мы имеем своеобразное световолоконное зеркало. Вообще говоря, подобный результат был бы катастрофой для длинных линий связи, если бы в них использовалось непрерывное излучение. Выход из положения здесь заключается в том, что в реальных линиях связи в подавляющем большинстве случаев используются не непрерывные световые волны, а импульсный свет. Тогда длина взаимодействия L будет приблизительно равна длине импульса. Для коротких импульсов (порядка 10^{-11} с) величина L оказывается порядка единиц миллиметров. Поэтому в импульсном режиме можно пользоваться импульсами мощностью в десятки и сотни ватт. Приведенный пример показывает, что ВРМБ в определенных ситуациях играет весьма негативную роль с точки зрения практических применений. В то же время для других случаев ВРМБ может представлять практический интерес, в частности для усиления узкополосных оптических сигналов или обращения волнового фронта с помощью многомодовых волокон [3].

ЭФФЕКТ КЕРРА

Эффект Керра заключается в том, что в среде, где распространяется свет, возникает изменение показателя преломления Δn , пропорциональное интенсивности I проходящего по волокну света (или, в более общей формулировке, пропорциональное квадратичному произведению электрических полей в среде).

В простейшем случае изменение показателя преломления

$$\Delta n = n_2 I, \quad (4)$$

где n_2 – параметр среды, $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ для кварцевого стекла [1].

В результате изменения показателя преломления распространяющийся световой сигнал приобретает дополнительный сдвиг фазы на величину

$$\Delta\phi = -\frac{2\pi}{\lambda} Z \Delta n, \quad (5)$$

где Z – длина пути прошедшего сигнала, выбор знака $\Delta\phi$ зависит от выбора системы координат и направления движения импульса.

Появление сдвига фазы $\Delta\phi$ называется самомодуляцией фазы. Возможно и другое явление – перекрестная модуляция фазы. Этот эффект возникает тогда, когда в волокне одновременно распространяются два или более световых сигналов, отличающиеся либо длиной волны, либо ориентацией поляризации или направлением распространения. Тогда каждый из них вызывает свое изменение показателя преломления, но в то же самое время каждый сигнал испытывает изменение показателя преломления и соответственно приобретает сдвиг фазы, вызванный другими сигналами. Эффекты самомодуляции и перекрестной модуляции фазы приводят к очень интересным последствиям. Рассмотрим лишь один пример – появление оптических солитонов в результате самомодуляции фазы.

Пусть в волокне распространяется световой импульс, интенсивность которого описывается как $I(T)$, где T – время в системе координат, движущейся вместе с импульсом, и начало отсчета ($T=0$) выбрано совпадающим с центром (максимумом) импульса. Эффект Керра в стекле примечателен, в частности, тем, что он практически безынерционен и поэтому изменение показателя преломления $\Delta n(T)$ в точности следует за изменением $I(T)$. Тогда при распространении импульса на расстояние Z различные части импульса будут приобретать дополнительный фазовый сдвиг $\Delta\phi(T)$ в соответствии с соотношением (5)

$$\Delta\phi(T) = -\frac{2\pi}{\lambda} Z n_2 I(T). \quad (6)$$

Однако если дополнительный фазовый сдвиг зависит от времени, то это значит, что имеется и дополнительный частотный сдвиг $\delta\omega$, так как частота есть производная от фазы по времени.

Для примера рассмотрим импульс гауссовой формы

$$I(T) = I_0 \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right), \quad (7)$$

где T_0 – полуширина импульса при спаде интенсивности в e раз. Для него дополнительный частотный сдвиг имеет вид

$$\delta\omega = \delta\omega_0 \frac{T}{T_0} \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right), \quad (8)$$

где $\delta\omega_0 = 4\pi n_2 Z I_0 / (\lambda T_0)$.

Как видно из формулы (8) и рис. 2, в центральной части импульса имеется линейная развертка (девиация) частоты, причем такая, что на заднем фронте импульса ($T > 0$) частота становится больше, а на переднем фронте ($T < 0$) – меньше исходной несущей частоты.

Рассмотрим теперь, что будет происходить с таким импульсом, если он распространяется в среде, обладающей дисперсией групповых скоростей (ДГС). В статье [6] мы обсуждали явление ДГС, и было показано, что в средах с ДГС различные спектральные компоненты импульса распространяются с разной скоростью (другими словами, приобретают различные фазовые приращения в зависимости от расстояния), из-за чего обычные импульсы света уширяются при распространении по волокну, и это резко снижает пропускную способность волоконных линий связи. Однако в рассматриваемом случае, когда из-за эффекта Керра происходит частотная модуляция или, иными словами, перегруппировка спектральных компонент на протяжении импульса, можно подобрать такое волокно, чтобы из-за ДГС более низкочастотные компоненты, которые группируются на переднем фронте импульса, двигались медленнее, а высокочастотные компоненты, которые сдвинуты к заднему фронту, — быстрее. Тогда задний фронт импульса будет перемещаться быстрее переднего и вместо уширения импульса может наблюдаться даже его некоторое сужение. ДГС, обеспечивающая такой эффект, называется аномальной. Ясно, что здесь открывается возможность выполнить условия, когда импульс будет распространяться по волокну вовсе без изменения своей формы. Это будет происходить тогда, когда изменение фазы вдоль импульса за счет ДГС будет точно компенсироваться изменением фазы за счет эффекта Керра. Импульсы, в которых реализуется такая ситуация и которые распространяются по волокну без изменения формы, называются *солитонами*. Удивительным при этом является не столько сам факт возможности существования солитонов, а то, что они оказываются весьма устойчивым образованием и сохраняют свои свойства даже при довольно заметных изменениях условий, в которых они существуют, автоматически подстраивая свою форму и пиковую мощность для обеспечения необходимого

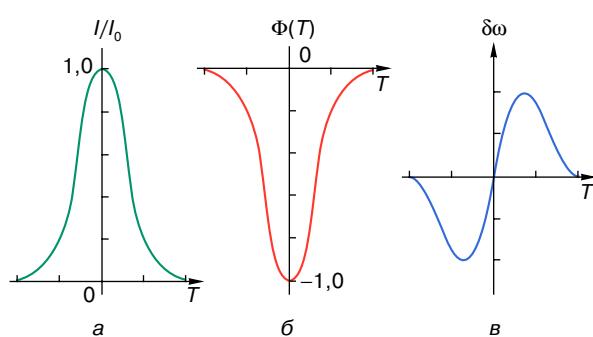


Рис. 2. Диаграмма зависимостей (в отн. ед.) от времени (в движущейся системе координат): а – интенсивности света в импульсе; б – приращения фазы; в – изменения частоты

баланса приращений фаз за счет ДГС и эффекта Керра.

Приведенные выше рассуждения носят сугубо качественный характер. Количественное описание солитонов (или вообще процессов распространения световых импульсов в волокне с учетом дисперсии и эффекта Керра) производится с помощью знаменитого нелинейного уравнения Шредингера, которое в простейшем случае имеет вид

$$i \frac{dU}{dz} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \gamma |U|^2 U, \quad (9)$$

где U — амплитуда импульса в относительных единицах, β_2 — параметр, описывающий ДГС, и $\gamma = n_2 \times 2\pi/\lambda S$.

Одно из решений этого уравнения имеет вид

$$U = U(T) e^{-i\Phi(z)}, \quad (10)$$

где $U(T) = \operatorname{sech}(T)$, а пиковая интенсивность I_0 , полуширина импульса T_0 и модуль $|\beta_2|$ должны удовлетворять соотношению

$$\frac{2\pi n_2 I_0 T_0^2}{\lambda |\beta_2|} = 1. \quad (11)$$

Как видно из (10), огибающая импульса $U(T)$, имеющая вид гиперболического секанса, не зависит от расстояния, на которое распространяется солитон, то есть его форма сохраняется, а изменяется с расстоянием лишь фаза $\Phi(z)$, которая, однако, не зависит от T , то есть одинакова для всех точек импульса, и поэтому не приводит к частотной модуляции и изменению формы импульса.

Солитон как физическое явление известен еще с 1834 года [4] (см. также [7–9]), когда английский ученый Джон Рассел впервые обратил внимание на странную форму и неожиданное поведение волны, возникавшей в канале при движении баржи по каналу. Эта волна имела вид холмика на поверхности воды и распространялась на большое расстояние (порядка мили) без изменения своей формы. Дж. Рассел назвал ее уединенной волной (solitary wave). Однако много лет спустя, в 1965 году, было обращено внимание на то, что свойства этой волны имеют много общего со свойствами частиц, и с тех пор эти волны стали называть солитонами. В чем же особенности солитона в оптических волокнах? Оптическое волокно оказалось исключительно удобным объектом для наблюдения и изучения солитонов. В волокне существует определенная дисперсия групповых скоростей, а необходимую интенсивность света нетрудно обеспечить существующими источниками лазерного излучения. Например, для $\lambda \approx 1,5$ мкм ДГС характеризуется величиной $\beta_2 \approx -20$ (пс)²/км. При этом, если импульс будет иметь полуширину порядка 3–5 пс, нужно иметь мощность всего лишь порядка 1 Вт при типичном радиусе внутренней жилы волокна порядка 4 мкм. Интересно, что солитон

будет существовать и распространяться по волокну не только в том случае, когда в волокно сразу введен импульс, удовлетворяющий условиям (10) и (11). Оказывается, что, даже если в волокно введен просто достаточно мощный и короткий импульс, но не имеющий формы в виде $\text{sech } T$, постепенно при распространении по волокну он приобретет эту форму и станет солитоном.

В настоящее время исследования солитонов в оптических волокнах проводятся во многих ведущих научных лабораториях в мире. Исследуются так называемые солитоны высших порядков, темные солитоны, векторные солитоны, их поведение в поглощающих и усиливающих средах, влияние других нелинейных эффектов, например вынужденного комбинационного рассеяния света, на свойства солитонов. Исследование солитонов в оптических волокнах представляет также интерес и с точки зрения моделирования свойств солитонов для других сред.

С технической точки зрения солитоны привлекательны в первую очередь тем, что могут распространяться на большие расстояния без уширения. В оптическом волокне эти расстояния практически неограничены, если обеспечивать усиление сигнала, чтобы скомпенсировать неизбежные потери. Известны, например, опыты, когда солитоны пробегали без изменения формы более 20 млн км по световолоконному кольцу, содержащему оптический усилитель. Характерные длительности солитонов для практических целей составляют порядка 1 пс = 10^{-12} с, откуда следует, что потенциально с помощью солитонов можно иметь гигантскую пропускную способность каналов связи — порядка 10^{11} – 10^{12} бит/с. В то же время имеются некоторые ограничения на пропускную способность подобных линий. Например, солитоны нельзя размещать слишком близко друг другу, иначе они начинают взаимодействовать (расстояние между солитонами должно быть не менее пяти ширин самого солитона). Другое ограничение — это некоторая нестабильность времени прихода солитона при прохождении больших расстояний за счет влияния шумового излучения на амплитуду солитона (эффект Гордона и Хауза), что может привести к ошибкам при приеме сигнала.

ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИЕ (ФОТОННЫЕ) ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ И УСТРОЙСТВА ДИНАМИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Отметим еще некоторые любопытные применения нелинейных эффектов в оптических волокнах — это их использование для целей переключения сигналов из одного оптического канала в другой, для выполнения некоторых логических операций, регенерации, то есть восстановления формы и времен-

ного положения сигналов, а также для динамического хранения световых импульсов.

Переключение оптического сигнала из одного канала в другой осуществляется в основном двумя способами. Первый — это оптоэлектронный вариант, когда оптический сигнал сначала детектируется, то есть превращается в электрический сигнал, затем этот электрический сигнал электронным образом коммутируется в нужный канал и потом снова превращается в оптический сигнал с помощью, например, полупроводникового лазера. Второй — это переключение световых каналов с помощью интегрально-оптических или акустооптических коммутаторов, которые, в свою очередь, управляются электрическими сигналами. Такие методы весьма эффективны при относительно длинных временах переключения, ориентировано до времен порядка 1 нс = 10^{-9} с. Однако поскольку оптические линии могут работать со световыми импульсами порядка 10^{-12} с и частотой следования 10^{11} – 10^{12} Гц, то электронные методы управления такими потоками информации становятся весьма затруднительными или просто неосуществимыми. В то же время нелинейные эффекты позволяют управлять одним световым потоком с помощью другого, причем в силу малой инерционности нелинейных эффектов можно обеспечивать высокие скорости переключения. Эта область исследований и разработки полностью оптических (или полностью фотонных) систем передачи (а также обработки и хранения) информации весьма актуальна. Хотя это направление исследований еще не вышло на уровень широкого практического применения, тем не менее публикуется много статей, посвященных таким разработкам. Можно привести в качестве примера работу [5], где впервые удалось создать полностью оптическую динамическую память, то есть устройство, где информация хранится в виде световых импульсов, непрерывно движущихся по световолоконному кольцу, практически неограниченно долгое время. Основная проблема при создании такого устройства — это добиться того, чтобы соотношение между амплитудой сигнала и средним уровнем шумов оставалось постоянным в течение времени хранения. Трудность заключается в том, что устройство должно содержать усилитель света для компенсации неизбежного ослабления сигнала за счет потерь, но при этом усилитель не должен усиливать шумы. Для этого требуется усилитель света, имеющий пороговую передаточную характеристику. При выполнении этих условий, а также при сохранении формы импульсов и их определенного положения во времени информация в виде кодовой последовательности световых импульсов может сохраняться в волоконном кольце неопределенно долгое время. В работе [5] эта проблема была решена с использованием так называемого эффекта вынужденного комбинационного рассеяния света. В зарубежной литературе этот эффект называют вынужденным рамановским рассеянием.

ВКР напоминает ВРМБ с той лишь разницей, что рассеяние света происходит на так называемых оптических фонах, причем в волокне возможно как обратное, так и попутное ВКР. Эффект ВКР, так же как и другие нелинейные эффекты, может играть и отрицательную и положительную роль в оптоволоконных системах. Например, вредная роль ВКР может проявляться в системах передачи информации, в особенности при частотном мультиплексировании сигналов, приводя к перекрестным помехам. Но в то же время ВКР можно использовать для усиления света, при создании перестраиваемых лазеров и, как упоминалось, для регенерации импульсов в системах памяти.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы уже коснулись трех основных нелинейно-оптических эффектов в световолокнах. Можно упомянуть еще один важный эффект – это четырехфотонное рассеяние, приводящее, как и в случае ВРМБ или ВКР, к появлению сигналов на частотах как ниже частоты проходящего света (стоксов сигнал), так и на частотах выше частоты падающего света (антистоксов сигнал). Четырехфотонное взаимодействие может иметь порог возбуждения в определенных ситуациях даже ниже, чем у ВКР, и иногда этот эффект существен.

Сформулируем основные выводы.

1. Нелинейные оптические эффекты в оптических волокнах играют важную роль при повышении мощности распространяющихся по волокну сигналов.

2. Нелинейные эффекты могут приводить как к нежелательным последствиям, затрудняющим использование оптических волокон для передачи информации на большие расстояния, так и к весьма полезным эффектам, например к формированию солитонов, позволяющих увеличить дальность и пропускную способность волоконных линий связи.

3. Большой интерес вызывают в настоящее время исследования полностью оптических элементов для обработки и динамического хранения информации с помощью нелинейных эффектов в оптоволокне.

4. Оптические волокна являются уникальным физическим объектом для изучения нелинейных оптических явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Agraval G.* Nonlinear Fiber Optics. N.Y.: Acad. Press, 1989.
2. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
3. *Петров М.П., Кузин Е.А.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, № 12. С. 729.
4. *Филиппов А.Т.* Многоликий солитон. М., 1990 (Б-ка "Квант"; Вып. 48).
5. *Петров М.П., Белотицкий В.И., Кузин Е.А., Спирин В.В.* // Квантовая электрон. 1995. Т. 22, № 12. С. 1245.
6. *Петров М.П.* Световолокна для оптических линий связи // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 5. С. 101–108.
7. *Маневич Л.М.* Линейная и нелинейная математическая физика: от гармонических волн к солитонам // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 1. С. 86–93.
8. *Кудряшов Н.А.* Нелинейные волны и солитоны // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 2. С. 85–91.
9. *Делоне Н.Б.* Нелинейная оптика // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 3. С. 94–99.

* * *

Михаил Петрович Петров, профессор, доктор физико-математических наук, зав. лабораторией квантовой электроники Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН. Читает курс лекций по физическим основам оптики в Санкт-Петербургском техническом университете. Удостоен Государственной премии СССР. В настоящее время активно работает в области нелинейных явлений в оптических волокнах. Совместно с соавторами им опубликованы три монографии и более 200 статей.