

УДК 535.3

ВЛИЯНИЕ РАМАНОВСКОГО ВКЛАДА В НЕЛИНЕЙНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СОЛИТОНА

В. А. Выслух, А. Н. Матвеев, И. Ю. Петрова

(кафедра общей физики для физического факультета)

Методами численного эксперимента исследовано влияние рамановского вклада в нелинейную восприимчивость на распространение фемтосекундных оптических солитонов в волоконных световодах. Выявлены зависимости смещения частоты солитонного импульса от параметров линии комбинационного рассеяния.

Интерес к исследованию процессов формирования оптических солитонов в волоконных световодах обусловлен возможностями их применения для сверхскоростной передачи информации и анализа быстропротекающих процессов. В последнее время основное внимание уделяется выявлению закономерностей распространения солитонов предельно малой (фемтосекундной) длительности, когда заметную роль начинают играть такие возмущающие факторы, как инерционность нелинейного отклика, линейная дисперсия высших порядков, нестационарность нелинейной поляризации [1].

В настоящей работе мы сосредоточимся на анализе влияния существенно инерционного рамановского вклада в нелинейную восприимчивость на динамику спектральных и временных характеристик фемтосекундных солитонов. Такая постановка задачи стимулирована экспериментами Мишке и Молленауэра [2], в которых обнаружен сдвиг центральной частоты односолитонных импульсов в низкочастотную (красную) область спектра, пропорциональный пройденному расстоянию. При начальной длительности солитонного импульса в 100 фс величина частотного сдвига на расстоянии в 100 м достигает значения 9 ТГц. Теория этого эффекта, основанная на феноменологическом учете инерционности нелинейного отклика, развита в [3].

Цель данной работы состоит в разработке адекватных методов описания и анализе динамики комбинационного самопреобразования частоты односолитонных импульсов методами численного эксперимента. Наши исследования направлены на выявление возможностей управления частотой фемтосекундных солитонов.

1. Математическое описание. Для адекватного описания комбинационного самопреобразования частоты фемтосекундного солитона наряду с малоинерционным электронным эффектом Керра необходимо учесть и существенно инерционный рамановский вклад в нелинейную восприимчивость. При этом анализ процесса распространения солитона в волоконном световоде базируется на нелинейном уравнении Шрёдингера для комплексной амплитуды поля $\psi(z, \tau)$ и на классическом

уравнении, описывающем динамику молекулярных колебаний с амплитудой $Q(z, \tau)$:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + R |\psi|^2 \psi + \beta R Q \psi, \quad (1)$$

$$\mu^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial \tau^2} + 2\mu\gamma \frac{\partial Q}{\partial \tau} + Q = |\psi|^2, \quad (2)$$

граничные условия, соответствующие односолитонному импульсу, имеют вид

$$\psi(0, \tau) = \text{sech}(\tau), \quad Q(0) = Q(\infty) = 0.$$

Первый член в правой части (1) описывает дисперсионное распывание импульса, а второй — фазовую самомодуляцию, обусловленную электронным эффектом Керра. Третий член учитывает рамановский вклад в нелинейную восприимчивость.

В уравнениях (1)–(2) расстояние z нормировано на дисперсионную длину $L_d = \tau_0^2 / |k''|$, «бегущее» время $\tau = (t - z/u)$ — на начальную длительность импульса τ_0 , комплексная амплитуда поля $\psi(z, \tau)$ — на входное пиковое значение $|\psi_0|$. Параметр нелинейности $R = L_d / L_p$, где $L_p = (k \tilde{n}_2 I_{ef})^{-1}$ — характерная длина фазовой самомодуляции, k — волновое число, I_{ef} — эффективное значение интенсивности, \tilde{n}_2 — коэффициент нелинейности (в кварцевых световодах $\tilde{n}_2 = 3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт). Эффективная интенсивность, необходимая для формирования односолитонных импульсов с длительностью τ_0 , определяется из условия $R = 1$ [1].

Амплитуда молекулярных колебаний Q в (2) нормирована на характерное значение $Q_m = 2\pi a_0' I_{ef} / (M c n_0 \Omega_R^2)$, где $a_0' = \partial a / \partial Q$, a — электронная поляризуемость, параметрически зависящая от Q , M — эффективная масса молекулы, Ω_R — резонансная частота молекулярных колебаний. Параметр $\mu = (\tau_0 \Omega_R)^{-1}$ характеризует инерционность отклика, а параметр $\gamma = (T_2 \Omega_R)^{-1}$ — приведенную ширину линии спонтанного комбинационного рассеяния. Для кварцевых световодов характерны значения $T_2 \sim 50$ фс, $\Omega_R = 8,3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹.

Степень обратного влияния молекулярных колебаний на поле солитона определяется параметром $\beta = (g_s / k \tilde{n}_2) / (\Omega_R T_2)$, где g_s — коэффициент усиления в центре линии, выраженный в см/Вт. Типичное значение $g_s = 0,62 \cdot 10^{-11}$ см/Вт при длине волны излучения $\lambda = 1,55$ мкм. Для солитонов с начальной длительностью $\tau_0 = 100$ фс значения параметров таковы: $\mu = 0,12$, $\gamma = 0,3$, $\beta = 0,15$.

Воспользовавшись малостью параметра μ , уравнение (2) можно записать следующим образом:

$$\sigma \frac{\partial Q}{\partial \tau} + Q = |\psi|^2, \quad (3)$$

где $\sigma = 2\mu\gamma = \tau_r / \tau_0$, а $\tau_r = 2(\Omega_R T_2)^{-1} \simeq 8$ фс — характерное время установления молекулярных колебаний. В условиях, когда параметр $\sigma \ll 1$, можно приближенно обратить дифференциальный оператор в правой части (3) и представить амплитуду молекулярных колебаний в виде

$$Q = |\psi|^2 - \sigma \frac{\partial}{\partial \tau} |\psi|^2. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (1), получаем модифицированное нелинейное уравнение Шрёдингера:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + |\psi|^2 \psi + \beta \left(|\psi|^2 - \sigma \frac{\partial}{\partial \tau} |\psi|^2 \right) \psi. \quad (5)$$

В этом уравнении члены, ответственные за стационарный и нестационарный рамановские вклады в нелинейную восприимчивость, играют роль малых возмущений, приводящих к изменению по мере распространения амплитуды односолитонного импульса и его скорости. Анализ медленных по z изменений параметров односолитонных импульсов можно провести, пользуясь стандартной техникой теории возмущений [4, 5]. Решение (5) ищется в виде солитона с изменяющимися параметрами:

$$\psi_s(z, \tau) = \kappa(z) \operatorname{sech} [\kappa(z) (\tau + V(z)z)] \times \exp [iV(z)\tau + i(V^2(z) - \kappa^2(z))z/2], \quad V(0) = 0, \quad \kappa(0) = 1. \quad (6)$$

Не останавливаясь на деталях, приведем основные результаты: при $z \gg 1$ амплитуда солитона возрастает, $\kappa = 1 + \beta$, а его безразмерная скорость V изменяется с расстоянием так, что $\partial V / \partial z = -(8/15)\beta\sigma$. Линейному по z уменьшению скорости солитона соответствует линейное уменьшение несущей частоты. Анализ общего случая, описываемого системой уравнений (1)–(2), может быть проведен только средствами численного эксперимента.

2. Методика численного эксперимента. Решение уравнений (1)–(2) проводилось методом итераций. Для уравнения (1) была записана неявная консервативная разностная схема [6], аппроксимирующая его со вторым порядком точности по z и τ . Уравнение для амплитуды молекулярных колебаний (2) на каждом шаге по z и для каждой итерации решалось спектральным методом с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье. Найденное решение подставлялось в правую часть (1). Сеточное решение уравнения (1) получалось методом прогонки.

В ходе численных экспериментов основное внимание уделялось динамике трансформации спектра, анализу изменения формы импуль-

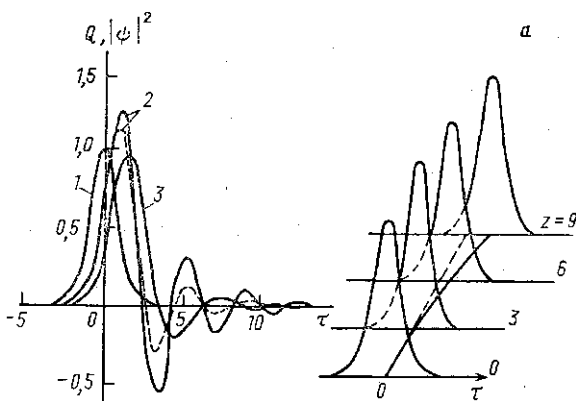


Рис. 1

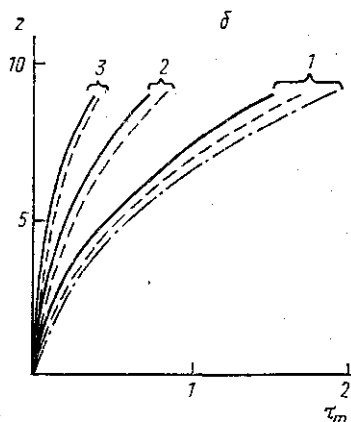


Рис. 2

Рис. 1. Форма возбуждающего импульса (1) и отклик среды при $\mu = 0,6$ (2) и $0,8$ (3); $\Gamma = 0,5$ (сплошные линии) и $0,3$ (штриховая)

Рис. 2. Трансформация формы импульса (а) и смещение его вершины с расстоянием (б); а: $\beta = 0,1$, $\mu = 0,6$, $\Gamma = 0,3$; б: $\mu = 0,6$, $\beta = 0,1$ (1), $0,05$ (2) и $0,025$ (3), $\Gamma = 0,5$ (сплошные линии), $0,3$ (штриховые) и $0,1$ (штрихпунктирные)

са и его интегральных характеристик. Анализировалась также динамика молекулярного отклика.

3. Обсуждение результатов. Чтобы получить представление о характере воздействия поля светового импульса на молекулярные колебания среды, обратимся к рассмотрению динамики молекулярного отклика, вычисленной в приближении заданной формы импульса: $\psi(\tau) = \text{sech}(\tau)$. На рис. 1 представлена форма возбуждающего импульса и временная зависимость амплитуды молекулярных колебаний для ряда значений параметров μ и $\Gamma = \tau_0/T_2$. Для малых значений $\mu < 0,1$ в широком диапазоне изменения параметра Γ отклик практически повторяет форму возбуждающего импульса. При больших значениях μ отклик носит запаздывающий осцилляционный характер. Естественно, что с ростом затухания число осцилляций и их размах уменьшаются. Отметим, что продолжительность отклика заметно превышает длительность возбуждающего импульса. Эту особенность следует учитывать при анализе распространения последовательности фемтосекундных импульсов.

Результаты совместного решения уравнений (1)–(2) представлены на рис. 2 и 3. Видно, что в процессе распространения по световоду импульс сохраняет свою начальную форму, но испытывает дополнительное групповое запаздывание (рис. 2, а). Некоторое уменьшение длительности и рост амплитуды солитона связаны со стационарной частью рамановского вклада в нелинейную восприимчивость. При типичных для эксперимента значениях параметров существенных искажений формы спектра также не наблюдается. Центральная частота спектра с ростом пройденного расстояния монотонно сдвигается в красную область (рис. 3).

Физическая картина происходящих изменений представляется следующим образом. За счет большой ширины спектра импульса, обусловленной малой длительностью, разность частот его отдельных спектральных компонент становится сравнимой с резонансной частотой молекулярных колебаний. Биения волн на такой паре частот резонансно раскачивают молекулярные колебания, фазирруя их в объеме. В возбужденной таким образом среде под действием поля на большей из двух частот усиливается волна с меньшей частотой. Поэтому в результате взаимодействия импульса со средой «красное» крыло его спектра усиливается за счет «синего». Результирующий сдвиг центральной частоты приводит к уменьшению групповой скорости. Подчеркнем, что указанные процессы происходят при интенсивностях, существенно меньших порога генерации, определяемого уровнем спонтанных шумов стока излучения с частотным сдвигом, соответствующим центру рамановской линии.

Рис. 2, б иллюстрирует зависимость смещения вершины импульса τ_m от пройденного расстояния. Видно, что с ростом параметра β величина дополнительного группового запаздывания увеличивается, причем тем больше, чем меньше затухание молекулярных колебаний.

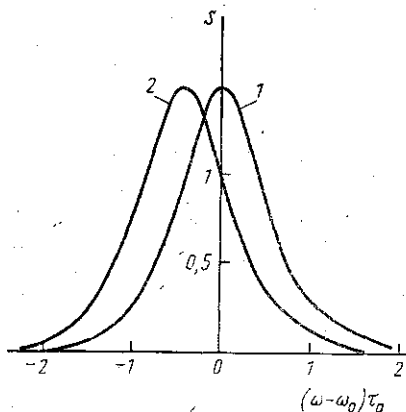


Рис. 3. Спектр импульса на входе в световод (1) и на расстоянии $z = 9$ (2); $\beta = 0,1$, $\mu = 0,6$, $\Gamma = 0,3$

С ростом запаздывания отклика (увеличение параметра μ при постоянных β и Γ) эти изменения, напротив, уменьшаются. Заметим, что приведенные на рис. 2, б зависимости τ_m от z неплохо аппроксимируются параболой, что согласуется с результатами анализа по теории возмущений.

Таким образом, в численных экспериментах выявлены количественные закономерности красного смещения частоты односолитонных импульсов и установлена его зависимость от параметров линии спонтанного комбинационного рассеяния. В заключение отметим, что использование легирующих добавок к материалу сердцевин световода, обладающих большим сечением комбинационного рассеяния, позволяет значительно усилить красное смещение и использовать его для эффективного преобразования частоты фемтосекундных солитонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988. [2] Miishke F. M., Mollenauer L. F. // Opt. Lett. 1986. 11, N 10. P. 659. [3] Gordon J. P. // Opt. Lett. 1986. 11, N 10. P. 662. [4] Карпман В. И., Маслов Е. М. // ЖЭТФ. 1977. 73, № 2. С. 537. [5] Выслоух В. А., Чередник И. В. // ТМФ. 1987. 71, № 1. С. 13. [6] Карамзин Ю. Н. Препринт ИПМ АН СССР № 74. М., 1982.

Поступила в редакцию:
31.10.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

УДК 535.37:548.0

ПЕРЕДАЧА И ЗАПАСАНИЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЛЮМИНОФОРАХ НА ОСНОВЕ ФЛУОРОГАЛОГЕНИДОВ БАРИЯ

А. М. Гурвич, В. В. Михайлин, М. Г. Мягкова, М. А. Терехин

(кафедра теоретической физики)

Приведены спектры возбуждения и значения энергетического выхода люминесценции BaFCl и BaFBr , активированных Eu и Sm и безактиваторных, измеренные с применением синхротронного излучения. Обсуждены особенности запасаения и высвечивания светосуммы этими фосфорами и влияние избытка BaF_2 и примесей Fe , Co , Ni , Cu , Pr .

Люминофоры на основе флуорогалогенидов (фторгалогенидов) бария, в особенности BaFCl-Eu и BaFBr-Eu , интенсивно изучаются в течение 15 лет [1–3]. При этом обнаруживаются все новые свойства, которые повышают интерес к данным люминофорам как в познавательном, так и в прикладном отношении. В настоящем сообщении приводятся некоторые новые данные об особенностях их люминесценции.

Спектры возбуждения флуорогалогенидов бария в области вакуумного ультрафиолета. На рис. 1 приведены спектры возбуждения люминесценции BaFCl и BaFBr , активированных Eu^{2+} и Sm^{2+} и не содержащих преднамеренно введенного активатора, измеренные с применением синхротронного излучения [4]. Из этих данных видно, что при энергии квантов возбуждающего излучения E , превышающей ширину запрещенной зоны E_g , т. е. 8,5–9 эВ у BaFCl и 8–8,5 эВ у BaFBr [5, 6], вид спектров возбуждения основных полос излучения люминофоров практически не зависит от активатора, причем имеет место значительное сходство между спектрами BaFCl и BaFBr . Наиболее примечатель-