

# Вынужденное комбинационное саморассеяние фемтосекундных импульсов. I. Солитонный и несолитонный режимы когерентного саморассеяния

В.Н.Серкин, Т.Л.Беляева, Г.Х.Корро, М.Агуеро Гранадос

*Показано, что вынужденное комбинационное саморассеяние (ВКС) не является уникальным эффектом, наблюдаемым исключительно при распространении фемтосекундных оптических солитонов в волоконных световодах. ВКС всегда сопровождается самовоздействием мощных фемтосекундных импульсов в самых различных средах, в отличие от классического ВКР не имеет порога генерации и возникает при условии, что спектр импульса перекрывает полосу колебательных резонансов среды. Дана классификация основных режимов ВКС. Методами компьютерного моделирования исследованы основные особенности различных режимов саморассеяния сверхкоротких импульсов.*

**Ключевые слова:** вынужденное комбинационное саморассеяние, фемтосекундные импульсы, когерентное саморассеяние.

## 1. Введение

Открытие эффекта вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) фемтосекундных оптических солитонов [1] стало одним из наиболее значительных достижений нелинейной волоконной оптики [2]. Этот эффект часто также называют вынужденным внутриимпульсным комбинационным рассеянием (impulsive (intrapulse) stimulated Raman scattering, ISRS) [2, 3], или комбинационным самопреобразованием частоты солитона (soliton Raman self-frequency shift) [4, 5], подчеркивая тем самым необычность режима вынужденного комбинационного рассеяния, при котором спектр мощного сверхкороткого лазерного импульса оказывается настолько широким, что захватывает полосу комбинационных резонансов среды, так что сдвинутая на частоту молекулярных колебаний стоксова спектральная компонента поля содержится уже в самом импульсе накачки. Усиление низкочастотных стоксовых компонент в поле высокочастотных антистоксовых спектральных компонент одного и того же солитонного импульса приводит к непрерывному смещению его спектра, которое при типичных условиях эксперимента составляет  $0.082/\tau_s^4$  ТГц/км, где  $\tau_s$  – длительность солитона, измеряемая в пикосекундах [6]. Подобные необычные волновые пакеты, движущиеся не только в обычном пространстве – времени, но и в спектральном представлении, так что центр тяжести спектра непрерывно смещается по частоте, получили название цветных солитонов [7].

Хотя эффект ВКС оптических солитонов был открыт более 15 лет назад [1, 4], когерентное комбинационное саморассеяние оптических солитонов по-прежнему вызывает пристальное внимание теоретиков и экспериментаторов, работающих в области фемтосекундной нели-

нейной волоконной оптики. Подобно большинству нелинейных явлений, в конкретных приложениях ВКС может играть как деструктивную, так и существенно положительную роль. Например, подавление ВКС является одной из центральных проблем в солитонных линиях связи и фемтосекундных солитонных лазерах, т. к. именно этот эффект, выводя спектр излучения из-под контура линии усиления, ограничивает длительность импульсов в фемтосекундных солитонных системах. Предлагались различные методы подавления ВКС, среди которых укажем на возможность использования резонансных оптических потерь в стоксовой области спектра [8].

Конструктивная роль эффекта ВКС состоит в возможности его использования для перестройки частоты сверхкоротких импульсов, что существенно дополняет современные методы управления параметрами фемтосекундных лазерных систем [9].

Первая часть настоящей работы посвящена исследованию ВКС фемтосекундных импульсов в рамках общего математического подхода, применяемого в теории ВКР [10], который позволяет дать общую классификацию режимов комбинационного саморассеяния фемтосекундных импульсов и показать, что ВКС не является уникальным явлением, сопровождающим исключительно процесс генерации фемтосекундных солитонов в волоконных световодах. Во второй части работы будут рассмотрены новые возможности использования явления ВКС в спектрально-неоднородных диспергирующих средах для формирования перестраиваемых по частоте фемтосекундных импульсов.

## 2. Математическая модель и классификация режимов ВКС фемтосекундных импульсов

По-видимому, первая попытка построения теории внутриимпульсного вынужденного рассеяния была принята в работе [3] (направленной в печать спустя всего лишь два месяца после публикации первых экспериментальных результатов по саморассеянию многосолитонных импульсов [1]).

V.N.Serkin, T.L.Belyaeva, G.H.Corro, M.Aguero Granados. Benemerita Universidad Autonoma de Puebla, Puebla 72001, Mexico; e-mail: vserkin@yahoo.com

В настоящее время теория ВКС фемтосекундных солитонных импульсов достаточно хорошо разработана для солитонных систем, в которых предполагается, что дисперсия групповой скорости является постоянным параметром, не изменяющимся при изменении длины волны по мере красного сдвига частоты солитона (по этому вопросу имеется обширная литература, см., напр., книги Агравала и Хасэгавы [2, 6]). Теория комбинационного самопреобразования частоты для оптических солитонов впервые была построена Гордоном [5]. К наиболее значительным достижениям последующих работ следует отнести развитие спектрального подхода в теории ВКС применительно к неоднородно уширенному контуру линии спонтанного комбинационного рассеяния в кварцевых волоконных световодах [11, 12].

Покажем, что в физической картине явления ВКС можно выделить два характерных режима самопреобразования частоты: бездисперсионный несолитонный (возможный, например, в органических кристаллах [2]) и так называемый солитонный режим комбинационного рассеяния, реализующийся, как правило, в волоконных световодах. Разделение на солитонный и несолитонный режимы ВКС обусловлено прежде всего тем, что, как известно, для формирования оптического солитона, помимо выполнения необходимого условия отрицательной дисперсии групповой скорости, требуется выполнение так называемых пороговых условий [2], в то время как ВКС по своему физическому смыслу изначально является беспороговым эффектом, что принципиально отличает его от обычного ВКР [2, 10]. Поэтому первой задачей наших исследований являлось рассмотрение основных различий двух возможных режимов ВКС.

Распространение интенсивного волнового пакета в нелинейной комбинационно-активной диспергирующей среде будем описывать в рамках квазиклассического приближения теории ВКР, принимая во внимание эффекты когерентного взаимодействия импульса со средой:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{\text{lin}}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{\text{K}}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} N \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \frac{\partial^2 (Q\mathcal{E})}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{2}{T_{2r}} \frac{\partial Q}{\partial t} + \Omega_r^2 Q = \frac{1}{2M} \frac{\partial \alpha}{\partial Q} n_v \mathcal{E}^2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_v}{\partial t} + \frac{n_v - 1}{T_{1r}} = \frac{1}{2\hbar\Omega_r} \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \mathcal{E}^2 \frac{\partial Q}{\partial t}. \quad (3)$$

Система (1)–(3) записана в стандартных переменных, где  $\mathcal{E}$  – электрическое поле световой волны;  $\mathcal{P}_{\text{lin}}$  и  $\mathcal{P}_{\text{K}}$  – линейный нерезонансный и электронный нелинейный (так называемый керровский) вклады в поляризацию среды. Молекулярный (рамановский) вклад в нелинейную поляризацию, наведенную полем, пропорционален амплитуде молекулярных колебаний  $Q$  и описывается последним членом в нелинейном волновом уравнении (1). Амплитуда молекулярных колебаний определяется из системы уравнений (2), (3), в которой  $M$  – эффективная масса молекул,  $\Omega_r$  – резонансная рамановская частота, время  $T_{2r}$  связано с шириной линии спонтанного комбинационного рассеяния соотношением  $T_{2r} = 1/(\pi c \Delta\nu_r)$ . Кинетика населенностей основного и первого возбужденного колебательных уровней молекул описывается скоростным уравнением (3), где  $T_{1r}$  – характерное время релаксации колебательного возбуждения.

Система уравнений (1)–(3) представляет собой полную систему уравнений поля и материальной среды, описывающую самовоздействие света в среде с нелинейностью показателя преломления вида  $n = n_0 + n_2 |E|^2/2$  и вынужденные процессы при комбинационном рассеянии света на колебательных переходах. Комбинационно-активный переход в представленной модели рассматривается как двухуровневая система, электродипольные переходы предполагаются запрещенными (приближение ВКР на колебательном переходе с альтернативным запретом [10–21]). Кинетические уравнения для когерентной амплитуды молекулярных колебаний  $Q(t)$  и для нормированной разности населенностей  $n_v = \rho_{00} - \rho_{11} = (N_0 - N_1)/N$  между основным и возбужденным колебательными состояниями в единице объема (здесь  $\rho_{00}$  и  $\rho_{11}$  – диагональные компоненты матрицы плотности, а индексы 0 и 1 относятся к основному и первому возбужденному колебательным состояниям) представляют собой квазиклассическую модель электрон-фононной связи, основы которой были сформулированы еще в работах Плачека и развиты Платоненко и Хохловым [13–15].

В этой модели описание взаимодействия света с внутримолекулярными колебаниями основывается на учете зависимости электронной поляризуемости молекул  $\alpha(Q)$  от ядерной конфигурации, задаваемой координатами ядер  $Q_i$ . Под действием светового поля происходит смещение ядер из положения равновесия  $Q = 0$ . В случае малости этих смещений их можно представить в виде разложения по степеням нормальной координаты  $Q$ :  $\alpha(Q) = \alpha_0 + (\partial\alpha/\partial Q)_0 Q + \dots$ , где член  $(\partial\alpha/\partial Q)_0 Q$  описывает модуляцию света молекулярными колебаниями,  $\alpha_0 = \alpha(Q = 0)$  – чисто электронная поляризуемость в равновесном положении ядер, а производная  $(\partial\alpha/\partial Q)_0$  также берется при  $Q = 0$ . В наведенной поляризации молекулы  $P = \alpha(Q)E = \alpha_0 E + (\partial\alpha/\partial Q)_0 QE$  появляются новые частотные компоненты, сдвинутые на частоту колебаний ядер, а нелинейная поляризация единицы объема среды может быть записана в виде  $P_R = N(\partial\alpha/\partial Q)_0 QE$ , где  $N$  – плотность молекул.

Как отмечалось еще в работе [10], хотя при  $n_v = 1$  уравнение (2) представляет собой уравнение классического осциллятора под действием возмущения (резонансные частоты  $\Omega_r$  всех молекул для простоты предполагаются одинаковыми), оно, тем не менее, записано для квантовомеханического среднего, и при классической интерпретации (2) следует рассматривать ансамбль осцилляторов. При этом величина  $Q$  несет полную информацию об амплитудах и фазах колебаний отдельных молекул в единице объема.

Упрощение системы уравнений (1)–(3) с помощью перехода к медленно меняющимся амплитудам волны накачки и стоксовой компоненты и медленно меняющейся амплитуде волны молекулярных колебаний приводит к классической системе кинетических уравнений ВКР, представляющих собой фундамент современной теории ВКР [10–21].

Следует подчеркнуть, что традиционный подход в теории ВКР к рассматриваемой задаче саморассеяния фемтосекундных импульсов, базирующийся на методе медленно меняющихся амплитуд и предположении, что спектры взаимодействующих волн достаточно далеко разнесены по частоте и не перекрываются, оказывается в принципе неприменимым. Разделение на взаимодействующие импульсы – стоксов и накачки, традиционное для

теории ВКР [10], оказывается возможным тогда и только тогда, когда в спектре излучения уже сформировано характерное крыло ВКР, отделенное от частоты накачки.

В нестационарном случае без инверсии населенностей  $n_v = 1$ , и амплитуды фурье компонент нелинейной поляризации на частоте  $\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$  согласно (1), (2) определяются выражением

$$P_R(\omega, z) = \frac{N}{2M} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E(\omega_1, z)E(\omega_2, z)E(\omega_3, z) \exp(i\Delta kz) d\omega_1 d\omega_2}{\Omega_r^2 - (\omega_1 + \omega_2)^2 + 2i(\omega_1 + \omega_2)/T_{2r}}, \quad (4)$$

где  $\Delta k = k(\omega) - k(\omega_1) - k(\omega_2) - k(\omega_3)$ .

Вклад в нелинейную поляризацию (4) определяется конкуренцией двухфотонных процессов ВКР ( $\omega_1 - \omega_2 = \Omega_r$ ) и вынужденных четырехфотонных параметрических процессов ( $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ ,  $\omega_s = 2\omega_2 - \omega_1$ ). Как следует из (4), для эффективного резонансного возбуждения волны молекулярных колебаний в поле одного и того же импульса накачки необходимо одновременное выполнение двух условий:

1. Спектр возбуждающего импульса должен захватывать полосу колебательных резонансов среды. Это означает, что длительность возбуждающего импульса должна быть сравнимой с периодом молекулярных колебаний среды.

2. Фазы спектральных компонент в импульсе должны быть синхронизованы. Противофазные спектральные компоненты приводят к гашению молекулярных колебаний.

Как нетрудно видеть из (4), под действием импульса накачки в кубической восприимчивости среды возникают дополнительные резонансы на комбинационных частотах, изменяющие дисперсионные свойства среды, причем Stokes резонанс обладает аномальной дисперсией.

Переход к комплексной огибающей суммарного поля  $\psi$  и к безразмерным солитонным переменным осуществляется стандартным образом (см., напр., [2, 6]), что во втором приближении теории дисперсии приводит к системе уравнений

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + (1 - \beta) |\psi|^2 \psi + \beta Q \psi, \quad (5)$$

$$\mu^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial \tau^2} + 2\mu\delta \frac{\partial Q}{\partial \tau} + Q = |\psi|^2, \quad (6)$$

в которой безразмерные параметры  $\mu$  и  $\delta$  связаны с начальной длительностью импульса накачки  $\tau_0$ , частотой молекулярных колебаний и шириной линии ВКР соотношениями

$$\mu = (\tau_0 \Omega_r)^{-1}, \quad \delta = (T_{2r} \Omega_r)^{-1}.$$

Детальный переход к уравнениям (5), (6) описан в работах [2, 5–8]. Следует подчеркнуть, что при переходе от уравнений (1)–(3) к системе (5), (6) приближение метода медленно меняющихся амплитуд (ММА) используется только для комплексной огибающей электрического поля:  $E(z, t) = 0.5\psi(z, t) \exp i(\omega t - kz) + \text{компл. сопр.}$  Волна молекулярных колебаний среды описывается уравнением (2) без перехода к ММА в предположе-

нии, что населенности колебательных уровней молекул не претерпевают существенных изменений ( $n_v = 1$ ), а суммарный нелинейный молекулярный отклик определяется усредненным (по периоду колебаний) электромагнитным полем световой волны. В уравнениях (5), (6) длина распространения импульса в нелинейной среде нормирована на дисперсионную длину  $z = z/z_{\text{disp}}$ , где  $z_{\text{disp}} = \tau_0^2/k''_{\omega_2}$  ( $k''_{\omega_2} = d^2k/d\omega^2$  характеризует дисперсию групповой скорости волнового пакета). Амплитуда комплексной огибающей поля нормирована на характерную величину  $E_0$  соответствующую солитонному распространению импульса  $E_0 = [2n_0/(kn_2 z_{\text{disp}})]^{1/2}$ , а амплитуда волны молекулярных колебаний – на величину  $Q_{\text{st}}$ , соответствующую установившемуся режиму стационарного ВКР:  $Q = Q/Q_{\text{st}}$ , где  $Q_{\text{st}} = (\partial\alpha/\partial Q)_0 (E_0)^2 / (4M\Omega_r^2)$ . Во избежание недоразумений подчеркнем еще раз, что в (5), (6) используются безразмерные переменные и функции, которые не следует путать с размерными переменными и функциями в системе (1)–(3). Время  $\tau$  в сопровождающей системе координат нормировано на первоначальную длительность импульса  $\tau_0$ :  $\tau = (t - z/v)/\tau_0$ . Относительный вклад в нелинейность среды молекулярного отклика (по отношению к чисто электронному механизму нелинейности) в системе уравнений (5), (6) описывается параметром  $\beta = g_R \delta / (kn_2)$ , где параметр  $g_R$  – комбинационное усиление в центре линии усиления.

Чтобы пояснить физический смысл безразмерного параметра  $\beta$ , достаточно домножить числитель и знаменатель формулы для  $\beta = g_R \delta / (kn_2)$  на величину  $LI$ , где  $L$  – длина нелинейной среды,  $I$  – интенсивность излучения. Тогда образованный в знаменателе параметр  $\varphi_{\text{nl}} = kn_2 LI$  есть ничто иное, как полный нелинейный фазовый набег волны на длине среды за счет эффекта Керра, а образующийся в числителе параметр  $G = g_R LI$  представляет собой полный инкремент ВКР усиления импульса на длине ВКР активной среды, а параметр  $\delta = 1/(T_{2r}\Omega_r)$  может быть выражен через отношение периода резонансных молекулярных колебаний  $T_r = 2\pi/\Omega_r$  к времени их дефазировки  $T_{2r}$  (см. (2)), так что  $\delta = T_r/(2\pi T_{2r})$ . Время дефазировки  $T_{2r}$  связано с шириной линии спонтанного комбинационного рассеяния  $\Delta\nu_r$  соотношением  $T_{2r} = 1/(\pi c \Delta\nu_r)$ . Таким образом, безразмерный параметр  $\beta = g_R \delta / (kn_2) = GT_r / (\varphi_{\text{nl}} 2\pi T_{2r})$  содержит основную информацию о нелинейном режиме самовоздействия излучения при ВКР и о параметрах среды, доступных прямому экспериментальному измерению. В том случае, когда параметр  $\beta = 0$ , система уравнений (5), (6) преобразуется к стандартному нелинейному уравнению Шредингера для солитонов.

Для того чтобы выяснить роль эффектов самовоздействия излучения при ВКС фемтосекундных импульсов света, рассмотрим результаты компьютерного моделирования, полученные для двух принципиально различных режимов – бездисперсионного ВКС и ВКС солитонного импульса.

Первый режим соответствует постановке задачи, типичной для случая органических молекулярных кристаллов [3], когда керровским вкладом в нелинейность среды и дисперсией групповой скорости можно пренебречь.

На рис.1 и 2 приведены результаты компьютерного моделирования комбинационного самопреобразования частоты в этом случае. Прежде всего следует отметить, что приближенные аналитические результаты, полученные в пионерской работе [3], корректно описывают про-

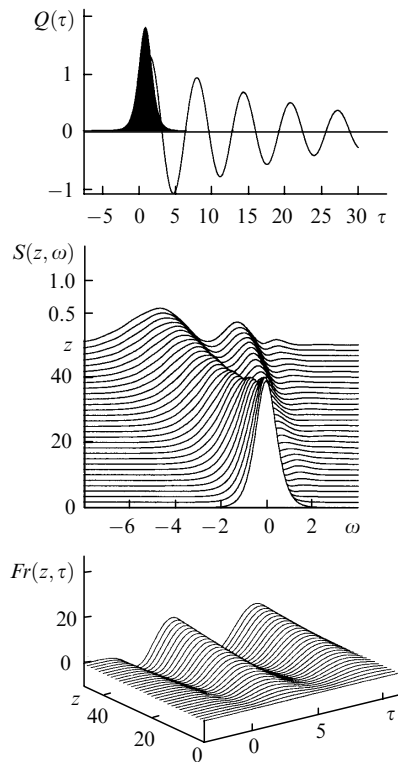


Рис.1. Динамика волны молекулярных колебаний  $Q(\tau)$ , эволюция спектра импульса  $S(z, \omega)$  с пройденным расстоянием и структура частотной модуляции в импульсе  $Fr(z, \tau)$  для бездисперсионного несолитонного режима ВКС, рассчитанного при  $\delta = 0.1$ ,  $\mu = 1.0$ ,  $n_2 = 0$  и  $k''_{\omega^2} = 0$ . Огибающая волнового пакета импульса накачки зачернена и с расстоянием не изменяется.

цесс комбинационного самовоздействия только на начальном этапе взаимодействия импульса со средой, когда спектр импульса  $S(z, \omega)$  действительно смещается в стоксову область как единое целое (рис.1 и 2). Однако при увеличении параметра  $\gamma = T_{2r}/\tau_0$ , характеризующего нестационарность молекулярного отклика среды  $Q(\tau)$ , динамика спектра  $S(z, \omega)$  претерпевает существенные изменения, а именно, наряду с «отрастанием» стоксова крыла отчетливо проявляются комбинационные резонансы. В рассматриваемом нами бездисперсионном режиме взаимодействия импульса со средой, как и следовало ожидать, преобразования частотной модуляции импульса в амплитудную не происходит, т.е. длительность и форма импульса остаются неизменными, а все наблюдаемые изменения в спектральной структуре импульса, такие как монотонное самопреобразование спектра в стоксову область и линейчатая структура спектра, объясняются возникновением в импульсе сложной частотной модуляции – чирпа частоты  $Fr(z, \tau)$ , рассчитанной нами в численных экспериментах и показанной на рис.1 и 2.

Функция  $Fr(z, \tau)$  определяется однократным численным дифференцированием фазы  $\varphi(z, \tau)$  нелинейной волны,  $Fr(z, \tau) = -\partial\varphi(z, \tau)/\partial t$ , и представляет собой зависимость мгновенной частоты импульса от времени, вторая производная фазы по времени дает зависимость частоты от времени, называемую также чирпом частоты. В численных экспериментах определяется безразмерная величина  $Fr(z, \tau)$ , т.к. относительное время в сопровождающей системе координат измеряется в единицах длительности импульса:  $\tau = (t - z/v)/\tau_0$ .

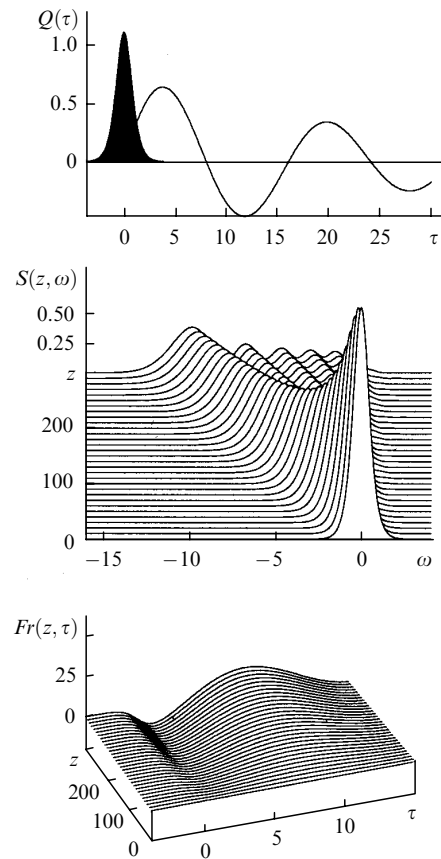


Рис.2. То же, что и на рис.1, для бездисперсионного режима ВКС в случае нестационарности взаимодействия при  $\delta = 0.1$ ,  $\mu = 2.5$ ,  $n_2 = 0$  и  $k''_{\omega^2} = 0$ .

Динамика волны молекулярных колебаний  $Q(z, \tau)$ , представленная на рис.1 и 2, сопоставляется с постоянной временной структурой импульса (импульс накачки зачернен).

Качественно отличный режим ВКС возникает в том случае, когда параметры импульса накачки и нелинейные и дисперсионные свойства среды оказываются связанными условием возникновения солитонного режима распространения импульса [2, 6].

На рис.3–5 показаны разные сценарии комбинационного самовоздействия фемтосекундных импульсов, возникающие при различных соотношениях между основными параметрами задачи (5), (6). Физическая картина ВКС в солитонном режиме распространения импульса накачки претерпевает существенные изменения: спектр солитонного импульса смещается в стоксову область спектра как единое целое, а сам импульс вследствие отрицательной дисперсии групповых скоростей получает отрицательное ускорение. Несмотря на то что в рассматриваемой области параметров результаты, основанные на применении стандартного аппарата теории возмущений, для солитонов [2, 6] вообще неприменимы (осцилляторная динамика волны молекулярных колебаний в теории возмущений не учитывается), качественная динамика ВКС по сравнению с представлениями, развитыми в работах [4–8], остается без изменений. А именно, импульс саморассеивается как единое целое, однако скорость стоксова смещения частоты существенно уменьшается при увеличении периода молекулярной релаксации среды, что отчетливо демонстрируют рис.3 и 4. Численный эксперимент позволяет также проследить за измене-

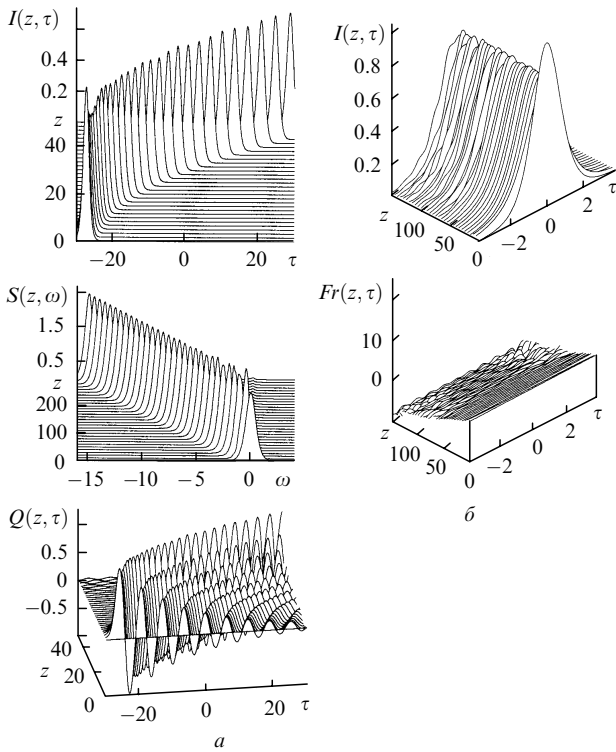


Рис.3. Пространственно-временная динамика интенсивности импульса  $I(z, \tau)$ , комбинационное самопреобразование спектра  $S(z, \omega)$  в среде и осцилляции волны молекулярных колебаний  $Q(z, \tau)$  на заднем фронте импульса при  $\delta = 0.05$ ,  $\mu = 1.0$  и  $\beta = 0.18$  для солитонного режима ВКС (а), а также преобразование огибающей импульса и частотной модуляции излучения в процессе распространения (данные компьютерного моделирования приведены в ускоренно движущейся системе координат) (б).

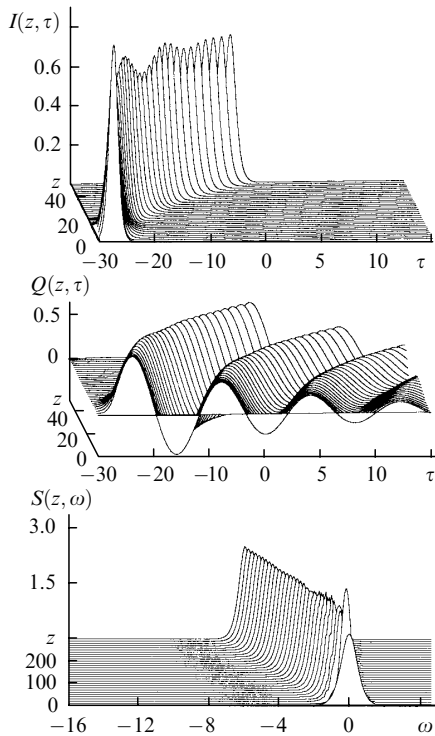


Рис.4. Влияние релаксации нелинейности на пространственно-временную динамику интенсивности импульса  $I(z, \tau)$ , осцилляции волны молекулярных колебаний  $Q(z, \tau)$  на заднем фронте импульса и комбинационное самопреобразование спектра  $S(z, \omega)$  в среде при  $\delta = 0.1$ ,  $\mu = 2.5$ , и  $\beta = 0.18$  в случае солитонного режима ВКС.

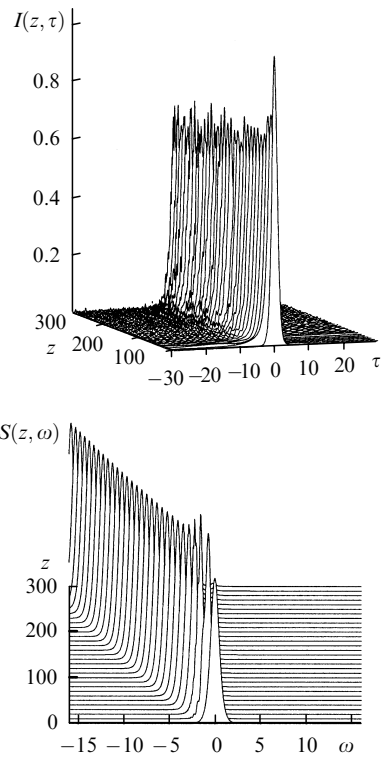


Рис.5. Сильно нестационарный режим ВКС в условиях доминирующего вклада релаксирующей рамановской нелинейности при  $\delta = m = 0.3$ ,  $n_2 = 0$ ,  $\beta = 1.0$ .

нием частотной модуляции импульса. На рис.3,б показаны форма солитонного импульса  $I(z, \tau)$  и изменение его частоты во времени (чирп)  $Fr(z, \tau)$  в процессе саморасcеяния. Для удобства анализа результаты кривые на рис.3,б приведены в системе координат, ускоренно движущейся с импульсом. Наиболее важным результатом является тот факт, что по мере смещения центра тяжести спектра импульса в стоксову область в импульсе не возникает сколь-либо существенных изменений частоты (в окрестности максимума огибающей), как это имело место в несолитонном режиме ВКС (см. рис.1 и 2).

Результаты компьютерного моделирования, представленные на рис.4, показывают, что для импульсов длительностью 30–50 фс различия в физической картине ВКС становятся наиболее значимыми: спектр солитонного импульса непрерывно смещается в красную область как единое целое, в то время как несолитонный режим саморасcеяния сопровождается разбиением спектра на отдельные стоксовы компоненты.

В волоконных световодах вклад волны молекулярных колебаний в суммарный нелинейный отклик плавящего кварца не превышает 18%. Представляет интерес анализ физической ситуации, когда основной вклад в нелинейность показателя преломления, равный 100%, наоборот, дает нестационарная волна молекулярных колебаний среды. На рис.5 приведены данные компьютерного моделирования, демонстрирующие динамику спектра и формы солитонного импульса и рассчитанные в рамках модели (5), (6) при  $\beta = 1$ . Видно, что физическая картина ВКС не претерпевает каких-либо существенных изменений: релаксирующая нелинейность приводит к самосдвигу центральной частоты импульса в стоксову область спектра и к формированию долгоживущего квазистационарного состояния, которое постепенно разру-

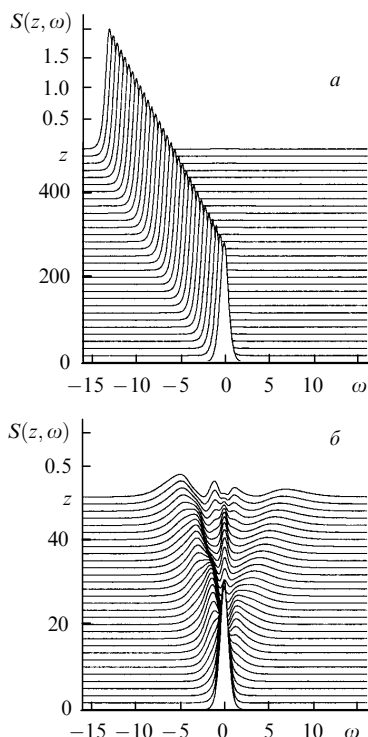


Рис.6. Сравнение динамики спектров при ВКС импульса длительно-стью 50 фс в кварцевом волоконном световоде в случае солитонного режима саморассеяния (а) и несолитонного режима ВКС (б) при  $\delta = \mu = 0.3$ .

шается. Сравнение динамики спектров в солитонном и несолитонном режимах ВКС (рис.6) наиболее ярко демонстрирует их основные различия.

### 3. Заключение

Таким образом, математическая модель (5), (6) позволяет с единых позиций описать динамику ВКС фемтосекундных импульсов и проследить качественные различия режимов ВКС, которые могут возникать при саморассеянии фемтосекундных импульсов в самых разных средах при разных соотношениях параметров среды и импульса накачки [22]. Эффект ВКС не является чем-то исключительным, характерным только для фемтосекундных солитонов в волоконных световодах, как считается

до настоящего времени в большинстве теоретических и экспериментальных работ. Наоборот, ВКС всегда сопровождается самовоздействием мощных фемтосекундных импульсов в самых разных средах, и поскольку этот эффект, в отличие от классического ВКР, не имеет порога генерации, то он возникает, как только спектр импульса перекрывает полосу колебательных резонансов среды. Эффективность возбуждения волны молекулярных колебаний определяется соотношениями между фазами отдельных спектральных компонент возбуждающего импульса и существенно возрастает при солитонном характере самовоздействия излучения.

1. Дианов Е.М., Карасик А.Я., Мамышев П.В., Прохоров А.М., Серкин В.Н., Стельмах М.Ф., Фомичев А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **41**, 242 (1985).
2. Агравал Г.П. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
3. Yong-Xin Yan, Gamble E.B., Nelson K.A. *J. Chem. Phys.*, **83**, 5391 (1985).
4. Mitschke F.M., Mollenauer L.F. *Opt. Lett.*, **11**, 662 (1986).
5. Gordon J.P. *Opt. Lett.*, **11**, 662 (1986).
6. Hasegawa A. *Optical Solitons in Fibers* (Berlin: Springer-Verlag, 1989).
7. Dianov E.M., Grudinin A.B., Prokhorov A.M., Serkin V.N. *Optical Solitons-Theory and Experiment*. Ed. by J.R.Taylor (Cambridge: Univ. Press, 1992, pt.7, pp.197–265).
8. Blow K.J., Doran N.J., Wood D.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 1301 (1985).
9. Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001).
10. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света* (М.: Наука, 1981).
11. Stolen R.H., Gordon J.P., Tomlinson W.J., Haus H.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1159 (1989).
12. Stolen R.H., Tomlinson W.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 565 (1992).
13. Плачек Г. *Рэлеевское рассеяние и Раман эффект* (Киев – Харьков: ОНТИУ, 1934).
14. Платоненко В.Т., Хохлов Р.В. *ЖЭТФ*, **46**, 555 (1964).
15. Платоненко В.Т., Хохлов Р.В. *ЖЭТФ*, **46**, 2126 (1964).
16. Бломберген Н. *УФН*, **96**, 307 (1969).
17. Бломберген Н. *Нелинейная оптика* (М.: Мир, 1966).
18. Конингстайн И.Г. *Введение в теорию комбинационного рассеяния* (М.: Мир, 1975).
19. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981).
20. Сухоруков А.П. *Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизику* (М.: Наука, 1988).
21. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).
22. Liu X., Xu C., Knox W.H., Chandalia J.K., Eggleton B.J., Kosinski S.G., Windeler R.S. *Opt. Lett.*, **26**, 358 (2001).