

А.В. Белинский

КВАНТОВАЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ И ЕЕ РОЛЬ В ПРОЦЕССЕ НЕЛИНЕЙНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРОВСКОГО СОЛИТОНА В СВЕТОВОДЕ

На основании точного решения квантового уравнения Шредингера исследована эволюция фундаментального оптического солитона в собственном волноводе, обладающем керровской нелинейностью. Установлено, что квантовые флуктуации неуклонно нарастают на всем протяжении нелинейного распространения, что в конечном счете приводит к уничтожению солитона. С помощью четырехфотонной модели взаимодействия выяснена физическая природа этого явления. Показано, что рассмотренные эффекты ограничивают возможности приготовления квантовых сжатых состояний импульсов света.

1. Введение

Одной из наиболее привлекательных черт оптических шредингеровских солитонов, формируемых и распространяющихся в нерезонансных кубически-нелинейных средах, является их стабильность. Неизменность формы и регулярность фазы фундаментального солитона следует из классического уравнения Шредингера. Более того, он обладает устойчивостью к начальной шумовой модуляции и в процессе нелинейного распространения «самоочищается» от флуктуационных составляющих [1, 2].

К сожалению, квантовая картина оказывается не столь оптимистичной. Так, одним из результатов развития последовательной квантовой теории эволюции импульсов в нелинейных световодах [3–10] явился вывод об увеличении неопределенности фазы и амплитуды, а также дисперсионном расплывании солитонов [11–13]. Однако использованные в указанных работах приближения ограничивают применимость этих утверждений лишь начальным этапом нелинейного распространения.

Что же происходит в дальнейшем? Оказывает ли классическое свойство «самоочищения» компенсирующее влияние на рост квантовых флуктуаций при переходе в дальнюю зону? Ведь именно на значительных расстояниях пробега наблюдается освобождение солитона от шума. Или же дестабилизирующее влияние квантовой неопределенности все время нарастает и в конце концов приводит к разрушению, а не формированию идеального солитона? Выяснению ответов на эти и другие вопросы посвящена данная статья.

2. Основные соотношения

Эволюцию электрического поля одномерного излучения, поступающего на вход прозрачной среды с кубической нелинейностью, во втором приближении теории дисперсии можно описывать следующим уравнением [3–13]:

$$(\partial/\partial z + u^{-1} \partial/\partial t) E^{(+)}(z, t) = [(i/2) g \partial^2/\partial t^2 + (ik\varepsilon_{\text{нл}}/2\varepsilon_0) E^{(-)}(z, t) E^{(+)}(z, t)] E^{(+)}(z, t). \quad (2.1)$$

Здесь $E^{(+)}(z, t)$ и $E^{(-)}(z, t)$ — медленно меняющиеся во времени операторы положительно- и отрицательночастотной частей поля в представлении Гейзенберга; ось Z направлена по пути распространения; t — время; $u = (\partial k/\partial \omega)^{-1}$ — групповая скорость на частоте несущей ω ; k — волновое число несущей; параметр $g = \partial^2 k/\partial \omega^2$ характеризует дисперсию групповой скорости, $\varepsilon_{\text{нл}}$ и ε_0 — нелинейная и линейная части диэлектрической проницаемости среды. Взаимодействие предполагаем коллинеарным, пространственную моду плоской, а нелинейность мгновенной. Вывод (2.1) достаточно подробно изложен, например, в [4, 9], поэтому специально на нем останавливаться не будем. Отметим лишь, что для перехода к классическому уравнению [1] достаточно заменить $E^{(+)}$ и $E^{(-)}$ на пару сопряженных комплексных амплитуд A и A^* .

Соотношение (2.1) сводится к нелинейному квантовому уравнению Шредингера введением безразмерных переменных:

$$x = ut - z, S = gu^2 z/2, \varphi(S, x) = E^{(+)}(z, t)/|A_0|, c = -k\varepsilon_{\text{нл}}|A_0|^2/2u^2 g\varepsilon_0, \quad (2.2)$$

где x — отклонение от вершины импульса, распространяющегося со скоростью u ; S — пройденное им нормированное расстояние; $\varphi(S, x)$ — нормированный оператор уничтожения фотона в точках S и x , а A_0 — амплитуда импульса в его вершине.

В соответствии с применяемыми в литературе обозначениями, заменим переменную S на t , которая фактически имеет смысл нормированного времени распространения. Тогда получим

$$i\hbar\partial\varphi(t, \mathbf{x})/\partial t = -\partial^2\varphi(t, \mathbf{x})/\partial\mathbf{x}^2 + 2c\varphi^+(t, \mathbf{x})\varphi(t, \mathbf{x})\varphi(t, \mathbf{x}). \quad (2.3)$$

Это уравнение, как и входящие в него операторы, записано в представлении Гейзенберга. При этом должны соблюдаться следующие коммутационные соотношения:

$$[\varphi(t, \mathbf{x}), \varphi^+(t, \mathbf{x}')] = \delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}'), \quad (2.4)$$

$$[\varphi(t, \mathbf{x}), \varphi(t, \mathbf{x}')] = [\varphi^+(t, \mathbf{x}), \varphi^+(t, \mathbf{x}')] = 0.$$

Однако для получения точного решения более удобным оказывается представление Шредингера. В этом случае преобразование вектора состояния системы $|\psi\rangle$ описывается как

$$i\hbar d|\psi\rangle/dt = H|\psi\rangle, \quad (2.5)$$

где гамильтониан

$$H = \hbar \left[\int \varphi_x^+(x) \varphi_x(x) dx + c \int \varphi^+(x) \varphi^+(x) \varphi(x) \varphi(x) dx \right]. \quad (2.6)$$

Здесь и далее, если не указано особо, то интегрирование осуществляется в бесконечных пределах.

Солитоноподобное решение уравнения (2.5) существует лишь при отрицательных c . Его можно представить в виде суперпозиции фоновских состояний $|n, p\rangle$ определенным числом фотонов n и импульсом p [11]

$$|\psi\rangle = \sum_n a_n \int g_n(p) e^{-iE(n, p)t} |n, p\rangle dp. \quad (2.7)$$

Здесь состояния $|n, p\rangle$ являются собственными для гамильтониана (2.6):

$$|n, p\rangle = (n!)^{-1/2} \int F_{np}(x_1, \dots, x_n) \varphi^+(x_1) \dots \varphi^+(x_n) dx_1 \dots dx_n |0\rangle, \quad (2.8)$$

$$F_{np}(x_1, \dots, x_n) = N_n \exp \left[ip \sum_{j=1}^n x_j + (c/2) \sum_{1 \leq i < j \leq n} |x_j - x_i| \right], \quad (2.9)$$

а нормировочный коэффициент N_n определяется из условия $\langle n', p' | n, p \rangle = \delta_{nn'} \delta(p-p')$:

$$N_n^2 = |c|^{n-1} (n-1)! / 2\pi, \quad (2.10)$$

причем

$$\int |F_{np}(x_1, \dots, x_n, t)|^2 dx_1 \dots dx_n = 1. \quad (2.11)$$

Значения энергии $E(n, p)$ являются собственными для гамильтониана (2.6) и состояния (2.8):

$$E(n, p) = np^2 - c^2 n(n-1)/12. \quad (2.12)$$

Если входящий в световод импульс представляет собой совокупность когерентных мод, то весовые коэффициенты a_n и функция g_n подчиняются соответственно пуассоновскому и гауссовскому распределениям:

$$\begin{aligned} a_n &= \alpha_0^n \exp(-n_0/2) / (n!)^{1/2}, \\ g_n(p) &= \pi^{-1/4} \Delta p^{-1/2} \exp[-(p-p_0)^2/2\Delta p^2 - inpx_0], \end{aligned} \quad (2.13)$$

где $n_0 = |\alpha_0|^2$ — среднее число фотонов в импульсе, причем

$$\sum_n |a_n|^2 = 1, \quad \int |g_n(p)|^2 dp = 1. \quad (2.14)$$

Определим вначале среднюю амплитуду импульса в процессе его нелинейного распространения (вывод изложен в Приложении 1)

$$\begin{aligned} \langle \psi | \varphi(x) | \psi \rangle &\simeq \sum_n [n(n+1)/|c|q_1|^{1/2} a_n^* a_{n+1} \exp\{itc^2n(n+1)/4 + \\ &+ [ip_0(x-x_0-p_0t) - (x-x_0)^2 \Delta p^2/4]/q_1\} \int \exp\{-[\Delta p^{-2} + i2t + \\ &+ 4t^2n(n+1)\Delta p^2]p^2 + i2(n+1/2)(x-x_0-2p_0t)p\}/q_1\} \operatorname{sech}(2\pi p/|c|) dp, \\ q_1 &= 1 + it\Delta p^2. \end{aligned} \quad (2.15)$$

В отличие от [11] никаких ограничений на дальность пробега (параметр t) и другие параметры при выводе этого выражения не использовано. Знак приближения касается лишь среднего числа фотонов n_0 , которое должно быть существенно больше единицы, что вполне применимо на практике.

На начальном этапе ($t\Delta p^2 \ll 1$) и при выполнении условия

$$|c| \ll \Delta p \ll n_0|c| \quad (2.16)$$

соотношение (2.15) сводится к суперпозиции импульсов с огибающими в виде гиперболического секанса, т. е. классических солитонов. Если же пренебречь разбросом по числу фотонов n и импульсу p , положив $n = -n_0$, $p = p_0$, то получим фундаментальный классический солитон в чистом виде

$$\begin{aligned} \langle \psi | \varphi(x) | \psi \rangle &\simeq 2^{-1}(n_0-1)|c|^{1/2} \exp[i(n_0-1)^2 c^2 t/4 + \\ &+ ip_0(x-x_0-p_0t)] \operatorname{sech}[2^{-1}(n_0-1)|c|(x-x_0-2p_0t)]. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Однако в том и состоит специфика квантового рассмотрения, что точное значение числа фотонов n и импульса p , в силу принципа неопределенностей, обуславливает абсолютную неизвестность фазы и координаты импульса. А это означает, что его средняя амплитуда окажется нулевой, а огибающая — независимой от x .

Таким образом, необходимым условием существования солитона является наличие разброса энергии и импульса, что, как мы убедимся в дальнейшем, приводит к довольно печальным последствиям, возникающим в процессе нелинейного распространения.

3. Эволюция формы солитона и фотонных флуктуаций

Для выяснения динамики импульса рассчитаем вначале его среднюю интенсивность

$$\langle N(x) \rangle \equiv \langle \psi | \varphi^+(x) \varphi(x) | \psi \rangle = 2|c|^{-1} \exp(-n_0) \sum_n (n^2 n_0^n / n!) \int G_n(x, p) dp, \quad (3.1)$$

$$G_n(x, p) \simeq p \operatorname{sh}^{-1}(2\pi p/|c|) \exp[-(\Delta p^{-2} + 4t^2 n^2 \Delta p^2) p^2 + i2n(x-x_0-2p_0t)p]. \quad (3.2)$$

Знак приближения в (3.2) касается лишь требования по среднему числу фотонов в импульсе: $n_0 \gg 1$. Как и в выражении (2.15), никаких ограничений на дальность пробега или какие-либо другие величины не использовано. Вывод последних соотношений и конкретные рекомендации по расчету изложены в Приложении 2.

Для проведения аналитических оценок эволюции солитона предположим вначале второстепенную роль разброса его составляющих по n в этом процессе, приняв $n = n_0$. Тогда подынтегральное выражение в (3.1) за исключением экспоненциального фазового множителя представляет собой спектр импульса. Видно, что с течением времени этот спектр сужается за счет члена $\exp[-(2tnp\Delta p)^2]$, что, в свою очередь, обуславливает непрерывное расплывание солитона в процессе его нелинейного распространения.

Дальнейший анализ (3.1) и (3.2) показывает, что характерное время двукратного уширения зависит от соотношения параметра c и диапазона функции распределения моментов Δp . При этом можно выделить следующие три режима, для которых

$$t_{\text{хар}} \simeq 2/n_0|c|\Delta p \quad \text{при} \quad \Delta p \gg |c|, \quad (3.3)$$

$$t_{\text{хар}} \simeq 2^{1/2}/n_0 |c| \Delta p \text{ при } \Delta p \simeq |c|, \quad (3.4)$$

$$t_{\text{хар}} \simeq 3^{1/2}/2n_0 \Delta p^2 \text{ при } \Delta p \ll |c|. \quad (3.5)$$

Выражение (3.3) ранее получено в [11], однако лишь в приближении малых t . Здесь же оно обобщено на случай произвольных времен.

Справедливость принятого допущения и этих оценок подтверждается численными расчетами, выполненными в соответствии с (3.1) и (3.2). Результаты отражены на рис. 1 и рис. 2. Видно, что с течением времени происходит полное разрушение солитона. В правомерности такого вывода еще более убеждаешься, определив дисперсию флуктуаций числа фотонов:

$$\begin{aligned} \langle \Delta N^2(x) \rangle &\equiv \langle \psi | \varphi^+(x) \varphi^+(x) \varphi(x) \varphi(x) | \psi \rangle + \langle N(x) \rangle - \\ &- \langle N(x) \rangle^2 \simeq [\exp(-n_0)/3] \sum_n n^2 (n^2 - 1) (n_0^n/n!) \int (1 + 4p^2/c^2) \times \\ &\times G_n(x, p) dp + \langle N(x) \rangle - \langle N(x) \rangle^2. \end{aligned} \quad (3.6)$$

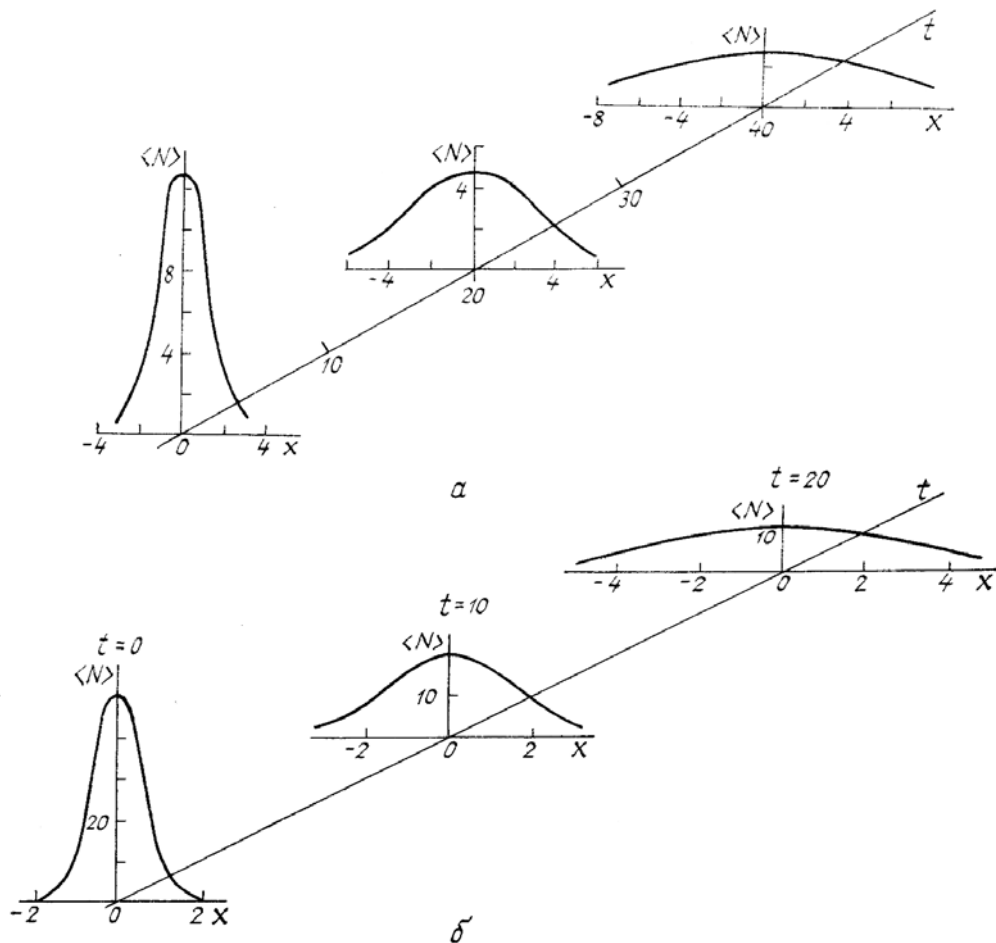


Рис. 1. Эволюция огибающей солитона в процессе его нелинейного распространения: (а) $n_0 = 40$, (б) $n_0 = 80$. Остальные параметры в обоих случаях одинаковы: $|c| = \pi/100$, $\Delta p = 0,1$, $p_0 = x_0 = 0$

Вывод этого соотношения приведен в Приложении 3. Результаты численного счета представлены на рис. 2.

К сожалению, выражение (3.6) оказывается более критичным к выполнению условия $n_0 \gg 1$, чем (3.1), (3.2). Поэтому области квантовой неопределенности числа фотонов на рис. 1 не представлены. Однако для $n_0 = 500$ и более приближенное соотношение (3.6) вполне применимо.

Из приведенных данных следует, что процесс нелинейного распространения солитона сопровождается не только размытием огибающей, но и непрерывным ростом амплитудных флуктуаций, что еще более усугубляет картину постепенного его разрушения. Так, фотонная статистика, в начальный

момент пуассоновская, для которой $\langle \Delta N^2(x) \rangle = \langle N(x) \rangle$, трансформируется в суперпуассоновскую с $\langle \Delta N^2(x) \rangle > \langle N(x) \rangle$. Этот важный вывод в более ранних работах [3–13] не удалось сделать из-за неадекватности использованных моделей для больших дистанций пробега. Например, как приближение Хартри [11], так и квазистатическое приближение заданного канала [8–10] приводят к утверждению о неизменности фотонной статистики в процессе нелинейного распространения и сохранении ее пуассоновской.

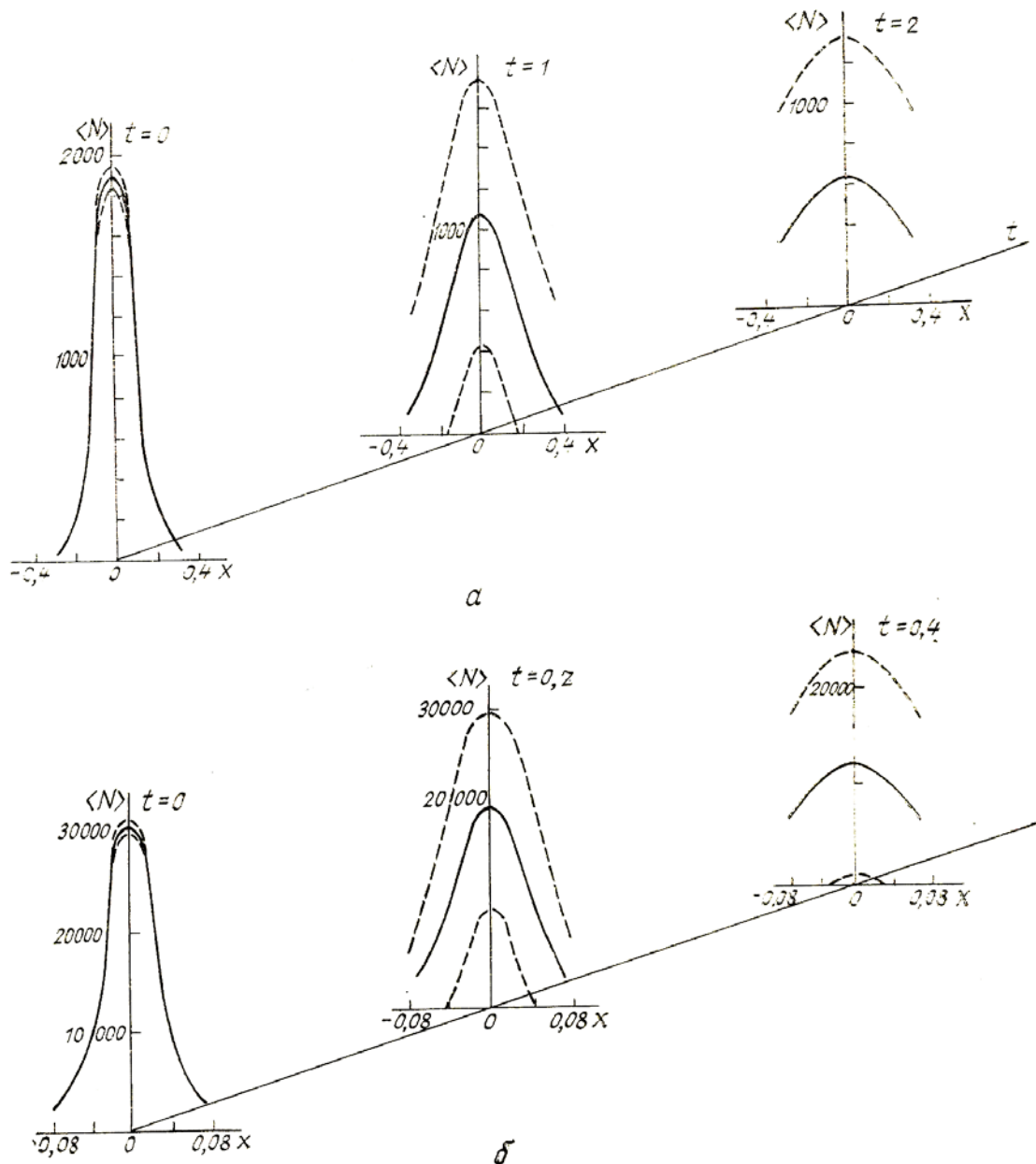


Рис. 2. Графики, иллюстрирующие разрушение солитона в процессе его нелинейного распространения. Штриховыми линиями обозначены границы области квантовой неопределенности числа фотонов, которые вычислены в соответствии с (3.2) и (3.6). (а) — $n_0 = 500$, (б) — $n_0 = 2000$. Остальные параметры такие же, как и на рис. 1

Представленные на рис. 2 результаты также позволяют заключить, что практически полное «зашумление» импульса происходит как раз на этапе его двукратного уширения.

В чем же причина такого поведения? Почему «не срабатывает» классическое свойство «самоочищения» солитона от флуктуаций [1, 2]? Для объяснения создавшейся ситуации воспользуемся следующей ее моделью. Исходный солитон, поступающий в световод и представляющий собой совокупность мод в когерентных состояниях различной амплитуды, можно представить в виде суперпозиции классической огибающей с формой гиперболического секанса (регулярной составляющей сигнала) и квантовых флуктуаций вакуума (шума).

Начальную шумовую модуляцию, присутствующую только в пределах длительности солитона, он в процессе распространения «сбрасывает» на крылья и постепенно «самоочищается», однако от стационарного вакуумного шума он освободиться не в силах, поскольку такое «сбрасывание» сопровождается «наплыванием» флуктуаций, изначально находившихся вне солитона.

Но почему же эти противоположные по своему действию явления в конце концов не уравниваются, и картина не стабилизируется на некотором уровне увеличившихся флуктуаций? Для ответа на этот вопрос проанализируем нелинейную эволюцию вакуумного шума в присутствии интенсивной регулярной составляющей солитона. Воспользуемся при этом гейзенберговским представлением уравнения Шредингера (2.1) или (2.3). Линеаризуем его по флуктуационным составляющим и для простоты и наглядности рассмотрим одномодовый режим взаимодействия. В результате получим, что среднее число шумовых фотонов оказывается равным [13]

$$\langle N_{ш} \rangle = \Psi^2, \quad (3.7)$$

где $\Psi = t(cn_0)^2/2$ — нелинейный фазовый набег, приобретаемый в процессе распространения, а n_0 — среднее число фотонов в моде.

Линеаризация по флуктуационным составляющим фактически означает использование модели четырехфотонного параметрического взаимодействия в поле заданной классической накачки (регулярного сигнала). При этом в соответствии с (3.7) происходит непрерывный рост интенсивности шума за счет перекачки фотонов из регулярной составляющей в флуктуационную вследствие четырехфотонного параметрического усиления.

И это не единственная причина дестабилизации. При переходе в дальнюю зону, где линейное приближение теряет силу, увеличение флуктуаций сопровождается истощением самого солитона, играющего роль накачки параметрически усиливаемых вакуумных шумов, поскольку суммарное число фотонов должно сохраняться неизменным.

В результате таких необратимых процессов солитон постепенно расплывается и в конечном счете полностью деградирует. Однако у читателя уже, видимо, возник на время оставленный нами без внимания закономерный и принципиальный вопрос: ведь, строго говоря, вычисление $\langle N(x) \rangle$ и $\langle \Delta N^2(x) \rangle$ вовсе не дает полных оснований к выводу о том, действительно ли солитон расплывается, либо просто возникает неопределенность по x , а уширение $\langle N(x) \rangle$ является следствием усреднения по ансамблю солитонов, которые начинают распространение в один и тот же момент времени, а затем приобретают квантовый разброс по координате x , т.е. различные временные задержки? Квантово-механическое усреднение в данном случае не позволяет нам отличить друг от друга такие два неодинаковых процесса эволюции.

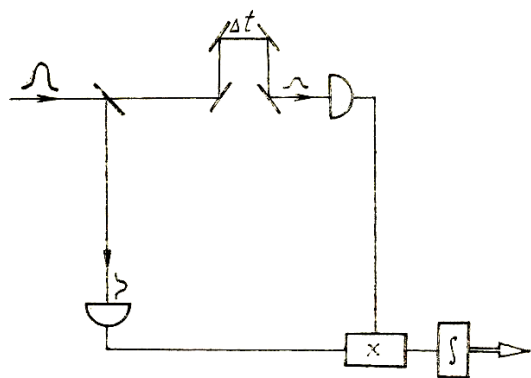


Рис. 3. Упрощенная схема коррелятора. В одном из каналов перед фотодетектированием импульс задерживается на интервал времени Δt по отношению к времени прохождения другого канала

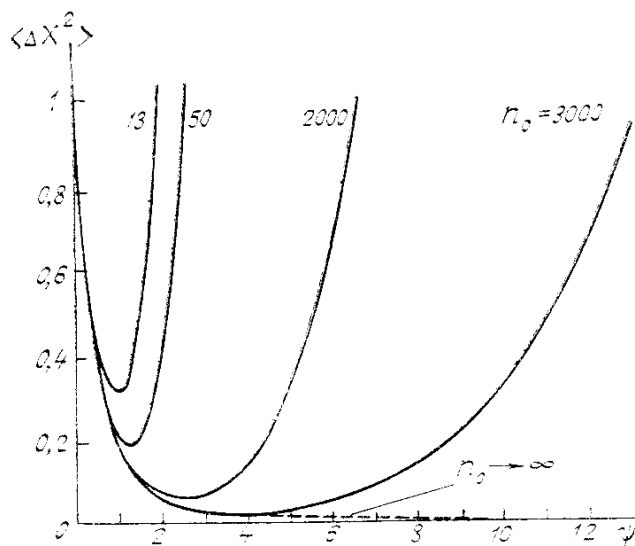


Рис. 4. Графики, характеризующие эволюцию предельно достижимого сжатия в процессе нелинейного распространения, т.е. с ростом Ψ , при различных $n_0 = 13, 50, 2000$ и 30000. Штриховая кривая соответствует предельному переходу $n_0 \rightarrow \infty$, т.е. идеальному случаю отсутствия фазовых флуктуаций

Однако ситуация не безнадежна. Выяснить истинное положение вещей можно, вычислив корреляционную функцию интенсивности

$$K(\Delta x) = \int \langle N(x)N(x+\Delta x) \rangle dx. \quad (3.8)$$

Физически такая корреляционная функция реализуется, например, при измерении длительности сверхкоротких импульсов. Обобщенная схема представлена на рис. 3. Результат измерений в этом варианте регистрации не зависит от абсолютного момента времени прихода импульса, а определяется лишь временем задержки. Следовательно, если солитон не расплывается в процессе нелинейного распространения, то корреляционная функция после прохождения им волокна будет точно такой же, как и на входе (при $t = 0$), т. к. неопределенность по x сказываться в этом случае не должна. Если же импульс размывается, то $K(\Delta x)$ должна уширяться в соответствии со степенью этого расплывания.

Итак,

$$\begin{aligned} \langle N(x)N(x+\Delta x) \rangle &\equiv \langle \psi | \varphi^+(x)\varphi^+(x+\Delta x)\varphi(x+\Delta x)\varphi(x) | \psi \rangle + \\ &+ N(x)\delta(\Delta x) = \pi^{-1/2}\Delta p^{-1} \exp(-n_0) \sum_n (n_0^n/n!) \int \int \exp\{-[(p-p_0)^2 + \\ &+ (p'-p_0)^2]/2\Delta p^2 + in[x_0(p'-p) + t(p'^2-p^2)]\} \times \\ &\times F_n(x, \Delta x, p-p') dp' dp + N(x)\delta(\Delta x), \end{aligned} \quad (3.9)$$

где матричный элемент

$$F_n(x, \Delta x, p-p') = \langle n, p' | \varphi^+(x)\varphi^+(x+\Delta x)\varphi(x+\Delta x)\varphi(x) | n, p \rangle$$

К сожалению, прямые вычисления F_n крайне затруднительны и аналитических результатов в общем случае не дают. Поэтому воспользуемся следующей косвенной оценкой.

Перейдем к новым переменным: $p_1 = (p-p')/2$, $p_2 = (p+p')/2$ и проинтегрируем получившееся соотношение по p_2 . В результате, опуская индекс при p_1 , получим

$$\begin{aligned} K(\Delta x) &= n_0\delta(\Delta x) + 2\exp(-n_0) \sum_n (n_0^n/n!) \int \exp\{-[\Delta p^{-2} + \\ &+ 4t^2n^2\Delta p^2]p^2 + i2n(2p_0t + x_0)p\} \left[\int F_n(x, \Delta x, 2p) dx \right] dp. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Без нарушения общности можно положить $x_0 = p_0 = 0$. Тогда интегрирование по импульсу p означает то, что фактически выражение под внешним интегралом приближенно представляет собой спектр солитона. Справедливость такого приближения подтвердилась при вычислении $\langle N(x) \rangle$ и характерного времени расплывания (3.3)–(3.5). Следовательно, с течением времени t спектр сужается, а $K(\Delta x)$ должна, соответственно, уширяться. Значит, солитон все-таки расплывается! В противном случае $K(\Delta x)$ при увеличении t оставалось бы неизменной.

4. Фазовые и частотные флуктуации. Сжатые состояния

Рассмотренные до сих пор процессы касались лишь эволюции амплитудных характеристик. Однако расплывание и рост шумов интенсивности вовсе не исчерпывают всего многообразия происходящих при этом явлений. Так, увеличение фазовых флуктуаций в процессе нелинейного распространения солитона оказывается гораздо более стремительным и ощутимо проявляется уже на начальной стадии, т. е. в ближней зоне.

В [12, 13] показано, что в квазистатистическом приближении заданного канала, справедливого при малых t , когда рассмотренное выше дисперсионное расплывание еще не сказывается, дисперсия фазовых флуктуаций солитона нарастает по закону

$$\langle \Delta\theta^2 \rangle = [1 + 4\Psi^2(t)]/4n_0. \quad (4.1)$$

Здесь $\Psi(t) = t(cn_0)^2/2$ – удвоенная нелинейная фаза, т. е. нелинейный фазовый набег в отсутствие дисперсии. К аналогичному соотношению можно прийти и на основании оценок, выполненных в [11] с помощью приближения Хартри, также не учитывающего дисперсионного расплывания.

Если регистрация импульсов ведется квадратичным детектором, то квантовая неопределенность фазы сама по себе прямого влияния на результаты измерений не оказывает. Однако она является причиной, по крайней мере, двух нежелательных последствий, не говоря уже об интерференционных экспериментах, где стабильность фазы имеет первостепенное значение.

Во-первых, фазовый разброс неминуемо ведет к соответствующей частотной дестабилизации. В рамках классического подхода подобное явление было рассмотрено в работе [15]. В ней проанализирован процесс распространения фундаментального солитона с периодическим его усилением для компенсации потерь в волокне. Вместе с солитоном усиливаются и возникающие при этом спонтанные шумы. Они накапливаются, увеличиваются и первым симптомом их присутствия являются случайные уходы частоты несущей с вытекающими отсюда изменениями скорости распространения, что крайне нежелательно в информационных линиях связи, для которых, собственно, оптические солитоны в основном и предназначаются. Таким образом, возникает некоторое предельное расстояние пробега, ограничивающее дальность действия информационного канала.

Итак, дисперсия частотных флуктуаций в классическом приближении оказалась равной [15]

$$\langle \Delta\omega^2 \rangle_{\text{кл}} = (e^{\gamma t} - 1) A / 3n_0 \simeq A\gamma t / 3n_0, \quad (4.2)$$

где γ – инкремент компенсирующего потери усиления; $A = (n_0 - 1) |c|^{1/2} / 2$ – нормированная амплитуда солитона (см. (2.17)).

Несложное и удобное для практических расчетов соотношение (4.2) можно обобщить и для учета квантовых флуктуаций. Это можно сделать в силу принципа соответствия [16], справедливого в рассматриваемой ситуации линейного усиления. Однако нужно учесть еще дополнительное «зашумление» вследствие потерь (для случая полной компенсации их усилением инкремент необходимо удвоить), а также флуктуации вакуума (фактор $1/2$). В результате получим

$$\langle \Delta\omega \rangle_{\text{кв}} \simeq A (2\gamma t + 1/2) / 3n_0. \quad (4.3)$$

Согласно оценкам [15] случайные уходы частоты должны проявляться на расстояниях свыше 1000 км.

Во-вторых, неприятным следствием роста фазовой неопределенности является ее губительное влияние на процесс приготовления сжатых состояний.

Как известно, с квантовыми сжатыми состояниями связаны возможности подавления дробовых шумов фотодетектирования и соответствующего повышения предельных характеристик разнообразных систем, использующих фотоны в качестве носителей информации (см., например, [10, 17–20]). Одним из наиболее перспективных способов приготовления таких состояний как раз и являются оптические солитоны [3–10].

Введем квадратурную компоненту

$$X = \varphi e^{-i\varphi} + \varphi^+ e^{i\varphi}, \quad (4.4)$$

где φ – свободный фазовый параметр, подбором которого можно оптимизировать глубину подавления дисперсии флуктуаций квадратуры:

$$\langle \Delta X^2 \rangle \equiv \langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2 \equiv 1 + (\langle \varphi^2 \rangle e^{-i2\varphi} + \langle \varphi^+ \varphi \rangle - \langle \varphi \rangle^2 e^{-i2\varphi} - |\langle \varphi \rangle|^2 + \text{к. с.}), \quad (4.5)$$

Критерием возникновения сжатого состояния является достижение условия $\langle \Delta x^2 \rangle < 1$, т.е. снижение дисперсии флуктуаций ниже уровня вакуума.

Для фундаментального солитона

$$\begin{aligned} \langle \psi | \varphi^2(x) | \psi \rangle &\simeq [2\alpha_0^2 \exp(-n_0) / |c| q_2^{1/2}] \sum_n (n_0^n (n+1)^2 / [n(n!)(n+1)!]^{-1/2}) \times \\ &\times \exp\{itc^2(n+1)^2/2 + [i2p_0(x-x_0-p_0t) - (x-x_0)^2 \Delta p^2] / q_2\} \int p \operatorname{sh}^{-1}(2\pi p / |c|) \times \\ &\times \exp\{-[\Delta p^{-2} + i4t + 4t^2 n(n+2) \Delta p^2] p^2 + i2(n+1)(x-x_0 - 2p_0t)p\} / q_2\} dp, \\ q_2 &= 1 + i2t \Delta p^2. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Вывод этого соотношения изложен в Приложении 4. Отметим лишь, что знак приближения касается условия $n_0 \gg 1$.

Анализируя структуру выражения (4.6), можно заключить, что с ростом t модуль $\langle \varphi^2 \rangle$ спадает гораздо интенсивнее $\langle \varphi^+ \varphi \rangle$ определяемого в соответствии с (3.1), (3.2), что прежде всего связано с наличием в (4.6) фазового члена $\exp[itc^2(n+1)^2/2]$. Действительно,

$$\sum_n [n_0^n \exp(-n_0/n!) \exp[itc^2(n+1)^2/2] \simeq q^{-1/2} \exp[itc^2(n_0+1)^2/2q],$$

$$q = 1 - itc^2 n_0, \quad (4.7)$$

и увеличению t сопутствует уменьшение абсолютной величины (4.7). В этих расчетах мы положили $n_0 \gg 1$ и воспользовались аппроксимацией пуассоновского распределения вида (П. 9).

Но опережающее снижение $\langle \langle \varphi^2 \rangle \rangle$ по отношению к $\langle \varphi^+ \varphi \rangle$ согласно (4.5), обуславливает сокращение предельно достижимого сжатия. Таким образом, эффективная генерация сжатых состояний на начальном этапе нелинейного распространения [3–11] должна смениться их деградацией. Можно выделить, по крайней мере, две причины подобного поведения, которые состоят в следующем.

В рамках рассмотренной нами выше четырехфотонной модели нелинейного взаимодействия при прохождении солитонном волокна регулярная составляющая является своего рода накачкой параметрически усиливаемых флуктуаций вакуума. При этом происходит истощение накачки за счет перекачки фотонов в шумовую составляющую, что и обуславливает деградацию сжатия. Аналогичный эффект имеет место, например, и при трехфотонном параметрическом усилении [21].

Вторая причина более существенна и проявляется уже на ранней стадии распространения. Она состоит в росте фазовых флуктуаций солитона, т.е. накачки, губительное влияние которых также аналогично рассмотренным в [22–24] процессам генерации сжатых состояний в параметрических усилителях с той лишь разницей, что там анализировалось синхронное усиление. В нашем случае взаимодействие принципиально несинхронно за счет наличия нелинейного фазового набега накачки. Подробнее об этом различии можно прочитать, например, в [13].

Для получения аналитических оценок влияния фазовых флуктуаций воспользуемся следующей простой моделью. В рамках квазистатического приближения заданного канала дисперсия квадратурной компоненты для вершины солитона равна [8–10]:

$$\langle \Delta X^2(t, 0) \rangle = 1 - 2\Psi \sin 2(\varphi - \Psi/2) + 4\Psi^2 \sin^2(\varphi - \Psi/2). \quad (4.8)$$

Оптимальное сжатие, т.е. минимизация $\langle \Delta x^2 \rangle$, достигается подбором фазового параметра $\varphi = \varphi_0$ таким, что

$$\operatorname{tg}(2\varphi_0 - \Psi) = \Psi^{-1}. \quad (4.9)$$

Однако квантовый разброс фазы солитона обуславливает невозможность точного выполнения последнего условия. Таким образом, можно заключить, что даже в оптимальном случае

$$\langle \Delta X^2(t, 0) \rangle_{\text{min}} \simeq 1 - 2\Psi \sin(2\varphi_0 + \langle \Delta \theta^2 \rangle^{1/2} - \Psi) + 4\Psi^2 \sin^2[(2\varphi_0 + \langle \Delta \theta^2 \rangle^{1/2} - \Psi)/2], \quad (4.10)$$

где $\langle \Delta \theta^2 \rangle$ определяется в соответствии с (4.1).

Результаты численного счета предельно достижимого подавления квантовых флуктуаций квадратуры представлены на рис. 4. Видно, что эффективное приготовление сжатых состояний оптического солитона возможно лишь на некотором конечном интервале дистанций его пробега, превышение которого оказывает деструктивное влияние. Однако с использованием высокоинтенсивных солитонов с $n_0 > 10^5$ глубина подавления флуктуаций может быть весьма существенной и практически рассмотренными эффектами не ограничивается. Тем не менее наличие квантового предела представляется важным с принципиальной точки зрения.

5. Заключение

Итак, мы установили, что квантовые эффекты, сопровождающие распространение шредингеровского солитона в собственном нелинейном волноводе, приводят к его (солитона) постепенному, но неуклонному разрушению. Выяснили мы и четырехфотонную природу этого явления. Переводя полученные результаты в практическую плоскость, оценим предельно возможный пробег солитона в волокне.

В соответствии с (2.15), (3.1) и (3.2) существовать в волокне фундаментальный солитон, адекватно описываемый классически, т.е. с формой огибающей в виде гиперболического секанса (2.17), может лишь при условии $|c| < \Delta\rho$. Полагая в предельном случае, соответствующем минимальному расплыванию, $\Delta\rho = |c|$, из (3.4) имеем

$$t_{\text{пред}} = 2^{1/2}/n_0 c^2 \equiv 2^{1/2} n_0 T/8\pi \simeq n_0 T/20. \quad (5.1)$$

Здесь период солитона $T = 8\pi/(n_0 c)^2$ — время, в течение которого накапливается нелинейный набег фазы, равный 2π .

С учетом установленного нами факта практически полного уничтожения солитона за счет роста шумов при двукратном уширении профиля его средней интенсивности, можно заключить, что $t_{\text{пред}}$ действительно определяет максимально возможную трассу распространения.

Далее, поскольку в реальных ситуациях $n_0 \gg 1$, $t_{\text{пред}}$ существенно превышает T . Это означает, что амплитудные квантовые эффекты будут проявляться лишь на сверхдальних расстояниях пробега, либо в средах с высокой нелинейностью, т. е. в условиях, когда практически более сильное дестабилизирующее влияние могут оказывать другие факторы, такие как потери и необходимое для их компенсации усиление [13, 15], неоднородности волокна [4], дисперсионные эффекты третьего и более высоких порядков, а также конечность времени нелинейного отклика [25]. Тем не менее выявленное квантовое разрушение солитона дает принципиальное ограничение на предельную длину трассы его распространения, что, безусловно, имеет важное значение.

Изложенные соображения касались лишь средней интенсивности и амплитудных шумов. Нарастание же фазовых флуктуаций носит гораздо более стремительный характер. А если к этому добавить еще и случайные уходы частоты несущей, то налицо картина полной дестабилизации солитона. И виной всему казалось бы несущественная квантовая неопределенность. Отметим также, что при детектировании сверхкоротких импульсов необходимо учитывать возникающие при этом интересные особенности статистики фотоотсчетов [26].

Автор благодарен В.А. Выслоуху, И.В. Соколову и А.С. Трошину за плодотворные дискуссии.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Определение средней амплитуды импульса

Это приложение поясняет вывод соотношения (2.15). Итак, в соответствии с (2.7) имеем

$$\begin{aligned} \langle \phi | \varphi(x) | \psi \rangle &= \sum_{n'} \sum_n a_{n'}^* a_n \int \int g_{n'}^*(p') g_n(p) e^{it[E(n', p') - E(n, p)]} \times \\ &\times \langle n', p' | \varphi(x) | n, p \rangle dp dp'. \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

Вычисление матричного элемента $\langle n', p' | \varphi(x) | n+1, p \rangle$ дает [11]

$$\begin{aligned} \langle n', p', \varphi(x) | n+1, p \rangle &= \delta_{nn'} (2\pi)^{-1} [n(n+1)]^{1/2} (n-1)! n! \times \\ &\times |c|^{2n-1/2} \left\{ \prod_{r=1}^n [(p-p')^2 + c^2(2n-2r+1)^2/4]^{-1} \right\} e^{it[(n+1)p-np']x} \simeq \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

$$\simeq \delta_{nn'} 2^{-1} |c|^{-1/2} [n(n+1)]^{1/2} e^{it[(n+1)p-np']} \text{sech} [\pi(p-p')/|c|]. \quad (\text{П.3})$$

Приближенная часть (П.3) возникает в предельном переходе $n \rightarrow \infty$, а реально при $n > 10 \div 500$ в зависимости от соотношения параметров $|c|$ и $p-p'$.

Подставим (П.3) в (П.1) и введем новые переменные:

$$p_1 = (p-p')/2, \quad p_2 = (p+p')/2. \quad (\text{П.4})$$

Тогда, с учетом (2.13), получим

$$\begin{aligned} \langle \phi | \varphi(x) | \psi \rangle &= \sum_n [|c|^{-1} n(n+1)]^{1/2} a_n^* a_{n+1} \pi^{-1/2} \Delta p^{-1} \times \\ &\times e^{itc^2 n(n+1)/4} \int \int \exp \{ -[p_1^2 + (p_2 - p_0)^2/\Delta p^2] + i \{ [2p_1(n+1/2) + \\ &+ p_2] (x-x_0) - t[4p_1 p_2(n+1/2) - p_1^2 - p_2^2] \} \} \times \text{sech}(2\pi p/|c|) dp_2 dp_1. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

Выполнив интегрирование по p_2 и опустив индекс при p_1 , придем к итоговому выражению (2.15).

Определение формы огибающей импульса

Этот раздел посвящен выводу соотношений (3.1), (3.2) и преобразованию их к виду, удобному для практических расчетов.

В соответствии с (2.7)

$$\begin{aligned} \langle \psi | \varphi^+(x) \varphi(x) | \psi \rangle &= \sum_{n'} \sum_n a_{n'}^* a_n \int \int g_{n'}^*(p') g_n^-(p) e^{it[E(n', p') - E(n, p)]} \times \\ &\times \langle n', p' | \varphi^+(x) \varphi(x) | n, p \rangle dp dp', \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

причем [11]

$$\langle n', p' | \varphi^+(x) \varphi(x) | n, p \rangle = \delta_{nn'} (2\pi)^{-1} c^{2(n-1)} (n!)^2 e^{in(p-p')x} \prod_{j=1}^{n-1} [(jc)^2 + (p-p')^2]^{-1} \simeq (\text{П.7})$$

$$\simeq \delta_{nn'} [n^2 e^{in(p-p')x} / 2 |c|] (p-p') \text{sh}^{-1} [\pi(p-p') / |c|]. \quad (\text{П.8})$$

Приближенная часть (П. 8) справедлива при $n \gg 1$,

Дальнейшая процедура преобразований аналогична описанной в Приложении 1: введение переменных вида (П. 4) и интегрирование по p_2 . В результате получаем (3.1) и (3.2), которые, однако, не слишком удобны для практических расчетов. Поэтому мы их несколько преобразуем, воспользовавшись условием $n_0 \gg 1$. При этом пуассоновское распределение можно заменить гауссовским (см., например, [14]):

$$\exp(-n_0) n_0^n / n! \simeq (2\pi n_0)^{-1/2} \exp[-(n-n_0)^2 / 2n_0], \quad (\text{П.9})$$

а суммирование — интегрированием по n в бесконечных пределах, выполнив которое, получим

$$\begin{aligned} \langle N(x) \rangle &\simeq 4n_0 |c|^{-1} \int_0^\infty p [(U+n_0 - V^2/n_0) \cos(U/V) - 2V \sin(U/V)] \times \\ &\times U^{-5/2} \text{sh}^{-1}(2\pi p / |c|) \exp\{[n_0(1-U) - V^2/n_0] / 2U - p^2 / \Delta p^2\} dp, \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

$$U = 1 + 8n_0 t^2 p^2 \Delta p^2, \quad V = 2pn_0(x - x_0 - 2p_0 t).$$

Несмотря на кажущуюся громоздкость, это выражение более удобно для численных оценок в силу отсутствия необходимости суммирования по n .

Здесь мы выведем соотношение (3.6). Итак,

$$\begin{aligned} \langle \psi | \varphi^+(x) \varphi^+(x) \varphi(x) \varphi(x) | \psi \rangle &= \sum_{n'} \sum_n a_{n'}^* a_n \int \int g_{n'}^*(p') g_n^-(p) \times \\ &\times e^{it[E(n', p') - E(n, p)]} \langle n', p' | \varphi^+(x) \varphi^+(x) \varphi(x) \varphi(x) | n, p \rangle dp dp'. \end{aligned} \quad (\text{П.11})$$

Матричный элемент

$$\begin{aligned} M &\equiv \langle n', p' | \varphi^+(x) \varphi^+(x) \varphi(x) \varphi(x) | n, p \rangle = \\ &= \delta_{nn'} (n!)^{-1} \int \int f_{np'}^*(x'_1, x'_2, \dots, x'_n) f_{np}(x_1, x_2, \dots, x_n) \times \\ &\times \langle 0 | \varphi(x'_1) \dots \varphi(x'_n) \varphi^+(x_1) \dots \varphi^+(x_n) | 0 \rangle dx'_1 \dots dx'_n dx_1 \dots dx_n = \end{aligned} \quad (\text{П.12})$$

$$= \delta_{nn'} n(n-1) \int f_{np'}^*(x, x, x_1, \dots, x_{n-2}) f_{np}(x, x, x_1, \dots, x_{n-2}) dx_1 \dots dx_{n-2}. \quad (\text{П.13})$$

Подстановка (2.9) в (П. 13) дает (значок δ_{nn} , далее опускаем, полагая $n = n'$)

$$M = N_n^2 n(n-1) \int \exp [i(p-p') \sum_{j=1}^{n-2} x_j - 2|c| \sum_{j=1}^{n-2} |x-x_j| - |c| \sum_{1 \leq i < j \leq n-2} |x_i - x_j|] dx_1 \dots dx_{n-2}. \quad (\text{П. 14})$$

В силу симметричности функции $f_{\text{нр}}$ интегрирование можно произвести лишь в области $-\infty \leq x_1 \leq x_2 \leq \dots \leq x_m \leq x \leq x_{m+1} \leq x_{m+2} \dots \leq x_{n-2} \leq \infty$, поскольку интегралы по другим областям получаются лишь всевозможными перестановками x и x_j , которые не влияют на значения функции $f_{\text{нр}}$. Поэтому (П. 14) можно представить в виде

$$M = N_n^2 n! e^{i2x(p-p')} \sum_{m=0}^{n-2} \int_{-\infty}^x dx_m \int_{-\infty}^{x_m} dx_{m-1} \dots \int_{-\infty}^{x_2} dx_1 \int_x^{\infty} dx_{m+1} \times \\ \times \int_{x_{m+1}}^{\infty} dx_{m+2} \dots \int_{x_{n-3}}^{\infty} dx_{n-2} \exp [i(p-p') \sum_{j=1}^{n-2} x_j + 2|c| \sum_{j=1}^m x_j - \\ - 2|c| \sum_{j=m+1}^{n-2} x_j + 2|c|(n-2m-2)x + |c| \sum_{j=1}^{n-2} (n-2j-1)x_j]. \quad (\text{П. 15})$$

Выполнение интегрирования дает

$$M = N_n^2 n! e^{in(p-p')x} |c|^{-(n-2)} \sum_{m=0}^{n-2} \{m!(n-2-m)! \times \\ \times \prod_{r=1}^m [n-r+i(p-p')/|c|] \prod_{r=1}^{n-2-m} [n-r-i(p-p')/|c|]\}^{-1}. \quad (\text{П. 16})$$

Заметив, что сумму в (П. 16) можно представить в виде

$$\sum_{m=0}^{n-2} \dots = \prod_{r=2}^{n-1} [r^2 + (p-p')^2/c^2]^{-1} \sum_{m=0}^{n-2} [m!(n-2-m)!]^{-1} \times \\ \times \prod_{r=2}^{m+1} [r-i(p-p')/|c|] \prod_{r=2}^{n-1-m} [r+i(p-p')/|c|], \quad (\text{П. 17})$$

причем

$$\sum_{m=0}^{n-2} [m!(n-m)!]^{-1} \prod_{r=2}^{m+1} [r-i(p-p')/|c|] \prod_{r=2}^{n-1-m} [r+i(p-p')/|c|] = \sum_{m=1}^{n-1} m(n-m). \quad (\text{П. 18})$$

Но

$$\sum_{m=1}^{n-1} m(n-m) = n(n^2-1)/6. \quad (\text{П. 19})$$

Таким образом, с учетом (2.10) имеем

$$M = (12\pi)^{-1} (n^2-1) (n!)^2 |c| e^{in(p-p')x} \prod_{r=2}^{n-1} [r^2 + (p-p')^2/c^2]^{-1}. \quad (\text{П. 20})$$

При $n \rightarrow \infty$ конечное произведение в (П. 20) становится бесконечным, и, в свою очередь, может быть записано в виде гиперболического синуса:

$$\pi x \prod_{j=1}^{\infty} (1 + x^2/j^2) = \text{sh } \pi x. \quad (\text{П. 21})$$

В результате имеем

$$\begin{aligned} \langle n, p' | \varphi^+(x) \varphi^+(x) \varphi(x) \varphi(x) | n, p \rangle &\simeq [n^2 (n^2 - 1) \times \\ &\times (p - p')/12] [1 + (p - p')^2/c^2] \text{sh}^{-1} [\pi (p - p'/|c|)] e^{in(p-p')x}. \end{aligned} \quad (\text{П.22})$$

Подстановка этого соотношения в (П. 11), переход к новым переменным вида (П. 4) и интегрирование по p_2 дают (3.6).

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Здесь даны необходимые пояснения по выводу соотношения (4.6). Итак,

$$\begin{aligned} \langle \psi | \varphi^2(x) | \psi \rangle &= \sum_n a_n^* a_{n+2} \int \int g_n^*(p') g_{n+2}(p) \langle n, p' | \varphi^2(x) | n+2, p \rangle \times \\ &\times e^{it[E(n, p') - E(n+2, p)]} dp dp'. \end{aligned} \quad (\text{П.23})$$

Матричный элемент

$$\begin{aligned} \langle n, p' | \varphi^2(x) | n+2, p \rangle &= [(n+2)(n+1)]^{1/2} \int f_{np'}^*(x_1, \dots, x_n) \times \\ &\times f_{n+2,p}(x_1, \dots, x_n, x, x) dx_1 \dots dx_n = [(n+2)(n+1)]^{1/2} N_n N_{n+2} n! \times \\ &\times \sum_{m=0}^n \int_{-\infty}^x dx_m \int_{-\infty}^{x_m} dx_{m-1} \dots \int_{-\infty}^x dx_1 \int_x^\infty dx_{m+1} \int_{x_{m+1}}^\infty dx_{m+2} \dots \int_{x_{n-1}}^\infty dx_n \exp[i2px + \\ &+ i(p-p') \sum_{j=1}^n x_j + (|c|/2) \sum_{j=1}^n (n-2j+1) x_j + (|c|/2) \times \\ &\times \sum_{j=1}^m (n-2j+3) x_j + (|c|/2) \sum_{j=m+1}^n (n-2j-1) x_j + |c|(n-2m)x] = \\ &= [(n+2)(n+1)]^{1/2} N_n N_{n+2} n! e^{ix[n(p-p') + i2pl]} \sum_{m=0}^n \prod_{r=1}^m \{ |c|(n-r+1) + \\ &+ i(p-p') |r\}^{-1} \prod_{r=1}^{n-m} \{ |c|(n-r+1) - i(p-p') |r\}^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{П.24})$$

Сумму в (П. 24) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^n \dots &= \prod_{r=1}^n [r^2 + (p-p')^2/c^2]^{-1} \sum_{m=0}^n [m!(n-m)!]^{-1} \times \\ &\times \prod_{r=1}^m [r - i(p-p')/|c|] \prod_{r=1}^{n-m} [r + i(p-p')/|c|] = (n+1) / \prod_{r=1}^n [r^2 + (p-p')^2/c^2]. \end{aligned} \quad (\text{П.25})$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} \langle n, p' | \varphi^2(x) | n+2, p \rangle &= (2\pi)^{-1} (n+1)^2 [(n+2)/n]^{1/2} \times \\ &\times e^{ix[(n+2)p - np']} \prod_{r=1}^n [1 + (p-p')/r^2 c^2]^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{П.26})$$

В предельном переходе $n \rightarrow \infty$ (а реально при $n_0 \gg 1$)

$$\langle n, p' | \varphi^2(x) | n+2, p \rangle \simeq 2^{-1} (n+1)^2 [(n+2)/n]^{1/2} \times$$

$$\times e^{ix[(n+2)p-np']} \prod_{r=1}^n [1 + (p - p')/r^2c^2]^{-1}. \quad (\text{П.27})$$

Подстановка (П. 27) в (П. 23) и интегрирование по одной из переменных дают (4.6).

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 310 с.
2. Выслоух В.А., Иванов А.В. //Изв. АН СССР. Сер. физич. 1988. Т. 52. С. 359.
3. Carter S.J., Drummond P.D., Reid M.D., Shelby R.M. //Phys. Rev. Letts. 1987. V. 58. P. 1841.
4. Drummond P.D., Carter S.J. //J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. P. 1565.
5. Watanable K., Nakano H., Honold A., Yamamoto Y. //Phys. Rev. Letts. 1987. V. 62. P. 2257.
6. Yurke B., Potasek M.J. //J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. P. 1227.
7. Hans H., Watanable K., Yamamoto Y. //J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. P. 1138.
8. Белинский А.В., Чиркин А.С. //Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 2570
9. Белинский А.В., Чиркин А.С. //ЖЭТФ. 4990. Т. 98. С. 407.
10. Ахманов С.А., Белинский А.В., Чиркин А.С. //Новые физические принципы оптической обработки информации. Гл. 3 /Под ред. С.А. Ахманова и М.А. Воронцова. М.: Наука, 1990. С. 83–494.
11. Lai Y., Haus H.A. //Phys. Rev. A. 1989. V. 40. P. 844, 854.
12. Белинский А.В. //Изв. АН СССР. Сер. физич. 1991. Т. 55. № 2. С. 351–356.
13. Белинский А.В. //ЖЭТФ. 1991. Т. 99. Вып. 3. С. 748–762.
14. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. С. 181.
15. Gordon J.P., Haus H.A. //Opt. Letts. 1986. V. 11. P. 665.
16. Klyshko D.N. //Phys. Letts. A. 1989. V. 137. P. 334.
17. Смирнов Д.Н., Трошин А.С. //УФН. 1987. Т. 153. С. 233.
18. Голубев Ю.М., Соколов И.В. //ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 4
19. Килин С.Я. Квантовая оптика. Поля и их детектирование. Минск: Наука и техника, 1990.
20. Ораевский А.Н. Сжатые состояния электромагнитного поля. М., 1988. (Препринт/ФИАН СССР им. П.Н. Лебедева, № 232).
21. Жилиба А.И. Квантовая статистика электромагнитных волн в квадратично нелинейных процессах. Дис. к.ф.-м. н. Институт оптики атмосферы СО АН СССР, (Томск, 1986. 128 с.
22. Wodkiewicz K., Zubairy M.S. //Phys. Rev. A. 1983. V. 27. P. 2003.
23. Ораевский А.Н. //Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 1525.
24. Ораевский А.Н. //ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 59.
25. Грудинин А.Б., Меньшов В.Н., Фурса Т.Н. //ЖЭТФ. 1990. Т. 97. С. 449.
26. Быков В.П., Татарский В.И. //ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 528.

Московский госуниверситет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
13 мая 1991 г.

A.V. Belinskii. Quantum Uncertainty and Its Role in the Process of Nonlinear Propagation of Schrödinger Soliton in Waveguide.

Based on the exact solution of quantum Schrödinger equation the evolution of the fundamental optical soliton in the eigen waveguide, having the Kerr type of nonlinearity, is investigated. It is shown that the ' quantum fluctuations are inevitably increasing with the propagation length, that finally results in the soliton annihilation. The physical nature of the effect is explained using the four-photon model of interaction. It is shown that these effects limit the possibility of making the compressed quantum states of light pulses.