Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 10, стр. 569 — 570 25 ноября 1991 г.

ПРОЯВЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНАХ: ЗАМЕЧАНИЕ ПО ПРЕДЫДУЩЕЙ ПУБЛИКАЦИИ

А.В.Белинский

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
119899, Москва

Поступила в редакцию 23 сентября 1991 г.

Установлено, что форма фундаментального шредингеровского солитона остается неизменной в процессе его распространения в собственном нелинейном световоде, а уширение средней огибающей связано лишь с ростом квантовой неопределенности положения его вершины.

В работе [1] с помощью точного солитоноподобного решения [2] квантового уравнения Шредингера проанализирована эволюция второго момента поля $< N(x,t) > \equiv < \phi^+(x,t)\phi(x,t) >$ при распространении солитона в идеально прозрачном волокне. Здесь x и t - нормированные координата и время распространения, ϕ^+ и ϕ - нормированные операторы отрицательно- и положительно-частотной частей поля, причем $\int < N(x,t) > dx = n_0$ - среднее число фотонов в солитоне. Установлено, что с течением времени t, т.е. увеличением длины трассы, средняя огибающая $<N(x,t)>$ расплывается. На этом основании сделан вывод о постепенной деградации солитона. Однако уширение $< N(x,t) >$ может быть вызвано двумя причинами: а) расплыванием солитона; б) проявлением неопределенности его положения, поскольку квантовое усреднение производится по ансамблю солитонов. Выяснить вклад каждого из этих двух факторов можно вычислив корреляционную функцию интенсивности

$$K(x',t) = \int < N(x,t)N(x+x',t) > dx, \qquad (1)$$

которая не зависит от координаты x (и ее неопределенности).

В общем виде это сделать довольно затруднительно, однако в частном случае $x' = 0$ можно показать, что при $n_0 \gg 1$

$$K(x'=0,t) = n_0|C|(n_0^2 + 3n_0 - 1)/6 + n_0 \simeq n_0^3|C|/6, \qquad (2)$$

где C - параметр нелинейности.

Таким образом, $K(0)$ с течением времени не эволюционирует. Интересно, что $\int |\phi_0(x,t)|^4 dx$ также равен $n_0^3|C|/6$, где $\phi_0(x,t) - C$-числовое решение классического уравнения Шредингера (см., напр., [3]).

Согласно (1),

$$\int K(x')dx' =< [\int N(x,t)dx]^2 >\equiv n_0^2 + n_0 \simeq n_0^2 \qquad (3)$$

также не зависит от времени. Следовательно, и ширина корреляционной функции $\bar{x} \simeq 6/n_0|C|$ остается неизменной, что свидетельствует об отсутствии расплывания солитона. Здесь мы предполагаем отсутствие боковых максимумов у $K(x')$, поскольку они могли бы означать лишь "разваливание" солитона на локализованные группы фотонов, причем в силу стационарности $K(0)$ пиковые интенсивности этих групп должны были бы превышать начальную интенсивность в вершине солитона $<N(0,0)>$, что представляется маловероятным.

Изложенные результаты подтверждаются также следующими соображениями. Квантовую неопределенность координаты солитона Δx можно приближенно рассчитать, воспользовавшись подходом [3]:

$$\Delta x(t) = (\pi^2/n_0^3C^2 + n_0C^2t^2)/3 \simeq n_0C^2t^2/3, \quad n_0 \gg 1, \tag{4}$$

откуда характерное время t_x, в течение которого случайное смещение Δx достигает полуширины солитона, равно

$$t_x \simeq T\sqrt{n_0}/4, \tag{5}$$

где $T = 8\pi/n_0^2C^2$ - период солитона.

С другой стороны, неопределенность импульса

$$\Delta p = |C|\sqrt{n_0/12} \gg |C|, \tag{6}$$

также при $n_0 \gg 1$. При этом, согласно [1,2], характерное время двукратного уширения средней огибающей $t_N \simeq 2/n_0|C|\Delta p$ или, подставляя Δp из (6), получим, что $t_N \simeq t_x$. Таким образом, эффект расплывания $<N(x,t)>$ своим появлением обязан исключительно квантовой неопределенности положения вершины солитона, а не его деградации.

Автор благодарен Д.Н.Клышко, Д.Ю.Кузнецову, И.В.Соколову и А.С.Трошину за дискуссии, побудившие меня переосмыслить интерпретацию результатов работы [1].

1. Белинский А.В., Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 73.
2. Lai Y., Haus H., Phys. Rev. A, 1989, 40, 854.
3. Haus H., Lai Y., J. Opt. Soc. Am. B, 1990, 7, 386.