

Самокомпрессия лазерного излучения в активной системе слабо связанных световодов

А.А. Балакин, А.Г. Литвак, В.А. Миронов, С.А. Скобелев

Институт прикладной физики РАН

13 декабря 2017 г.

Самокомпрессия в активном световоде

Длительность «солитона» в уравнении Гинзбурга-Ландау

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + |u|^2 u + \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = i\gamma u + iD \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}$$

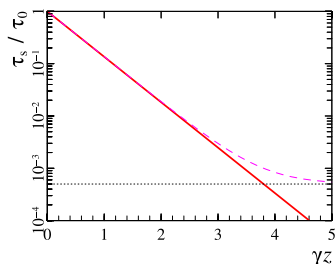
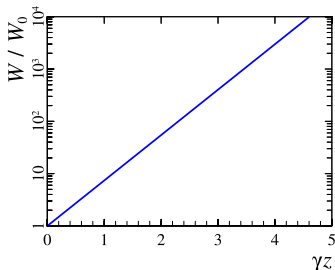
уменьшается адиабатически

$$\tau_s \propto \frac{1}{W} \propto \exp(-2\gamma z), \quad \gamma \tau_0 \ll 1.$$

Длина компрессии

$$z_c \approx \frac{1}{2\gamma} \ln \frac{\tau_0}{\tau_{fin}} \gg \tau_0 \ln \frac{\tau_0}{\tau_{fin}}.$$

Здесь $\tau_{fin} \approx \sqrt{D/2\gamma}$.



M. Nakazawa, K. Kurokawa, H. Kubota, E. Yamada, Phys.Rev.Lett. 65, 1881 (1990).

Дискретное уравнение Шредингера

Исходный лагранжиан

$$\mathcal{L} = \int \left[\frac{i}{2} \left(U \frac{\partial U^*}{\partial z} - U^* \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \epsilon |U|^2 - \frac{1}{2} |U|^4 \right] dx.$$

Для поля в виде $U = \sum u_n f(x - x_n)$ получаем

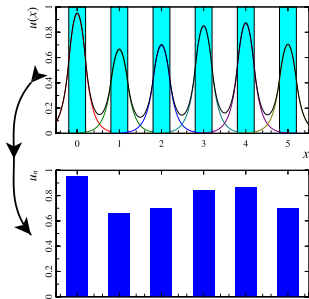
$$\mathcal{L} \approx \sum \frac{i}{2} \left(u_n \frac{\partial u_n^*}{\partial z} - u_n^* \frac{\partial u_n}{\partial z} \right) - u_{n+1} u_n^* - u_{n+1}^* u_n - \frac{1}{2} |u_n|^4.$$

Дискретный НУШ

$$i \frac{\partial u_n}{\partial z} + u_{n+1} + u_{n-1} + |u_n|^2 u_n = 0.$$

Закон сохранения энергии

$$\mathcal{P} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |u_n|^2 = \text{const.}$$



Система активных световодов

Считая амплитуду малой (пренебрегая насыщением усиления), приходим к дискретному уравнению Гинзбурга-Ландау

$$i \frac{\partial u_n}{\partial z} + u_{n+1} + u_{n-1} + |u_n|^2 u_n + \frac{\partial^2 u_n}{\partial \tau^2} = i\gamma u_n + iD \frac{\partial^2 u_n}{\partial \tau^2}.$$

Это не гамильтонова задача. Для использования вариационного описания необходимо вводить диссипативную функцию

$$\delta Q = i \left[\gamma u_n + D \frac{\partial^2 u_n}{\partial \tau^2} \right] \delta u^* + \text{c.c.}$$

Тогда уравнения Эйлера для параметров примут вид

$$\frac{d}{dz} \frac{\partial \mathcal{L}_c}{\partial \dot{a}_j} - \frac{\partial \mathcal{L}_c}{\partial a_j} = \sum \int \frac{\partial \delta Q}{\partial \delta u_n^*} \frac{\partial u_n^*}{\partial a_j} d\tau, \quad \dot{a}_j = \frac{da_j}{dz}.$$

Вариационное приближение (активные среды)

В классе гауссовых импульсов

$$u = \sqrt{\frac{W}{\pi a \tau_p}} \exp\left(i\theta - \frac{x^2}{2a^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_p^2} + i\beta x^2 + i\sigma \tau^2\right)$$

уравнения для параметров импульса

$$\frac{dW}{dz} = 2\gamma W - \frac{DW}{\tau_p^2} (1 + 4\sigma^2 \tau_p^4),$$

$$\frac{da}{dz} = 4\beta a e^{-\beta^2 a^2 - 1/4a^2},$$

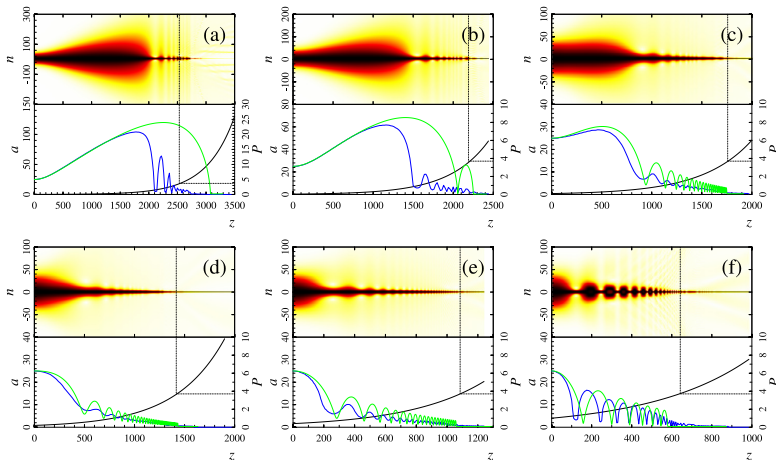
$$\frac{d\beta}{dz} = -\frac{W}{4\pi a^3 \tau_p} + \frac{1}{a^2} \left(\frac{1}{a^2} - 4\beta^2 a^2 \right) e^{-\beta^2 a^2 - 1/4a^2},$$

$$\frac{d\tau_p}{dz} = 4\sigma \tau_p + \frac{D}{\tau_p} (1 - 4\sigma^2 \tau_p^4),$$

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{1}{\tau_p^4} - 4\sigma^2 - \frac{W}{4\pi a \tau_p^3} - 4\sigma \frac{D}{\tau_p^2}.$$

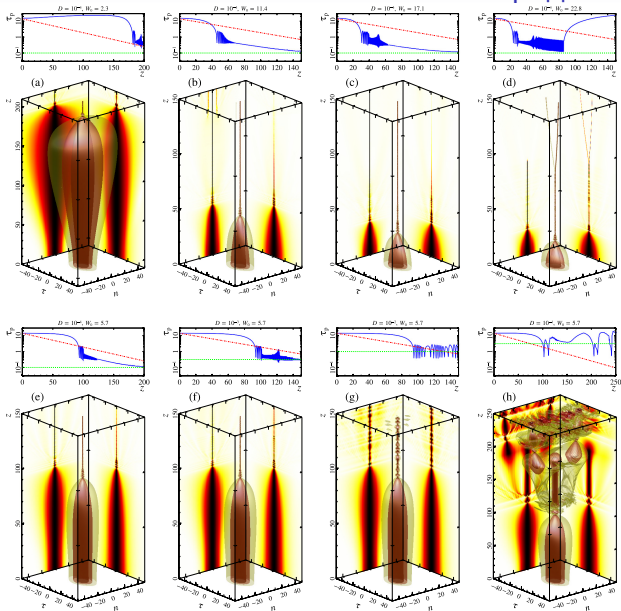
1D коллапс в активной среде

Рост мощности в активной среде всегда приведет к коллапсу.
Усиление значительно ослабляет «разброс» импульса.



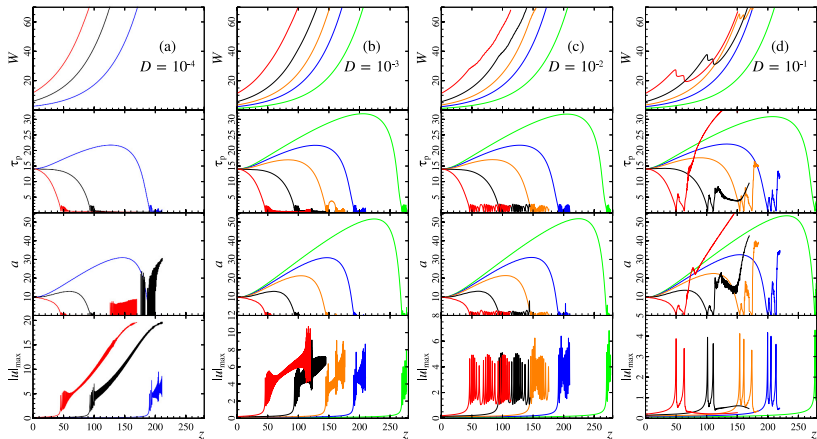
Значения начальной мощности: **(a)** $0.1P_{\text{sol}}$; **(b)** $0.2P_{\text{sol}}$; **(c)** $0.5P_{\text{sol}}$;
(d) P_{sol} ; **(e)** $2P_{\text{sol}}$; **(f)** $5P_{\text{sol}}$.

1D+1 τ коллапс в активной среде



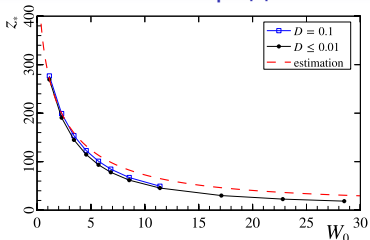
1D+1 τ коллапс в активной среде

Видно 3 стадии: начальное расплывание, «коллапс» в один световод, самокомпрессия в квази-одномерном режиме.



Оценка длины коллапса в активной среде

Пусть дифракция идет при постоянной мощности. Сшивка решений даст длину коллапса z_* в зависимости от мощности 2ой стадии q . Минимум дает:



$$q_* \approx 1 + \left(\frac{\gamma^2 z_L^2(q_*) + \beta^2}{\beta} \right)^2 + \frac{2q_0\beta^2}{\beta^2 + 1}, \quad \beta = \gamma a_0^2.$$

Сравнение с расчетами дает достаточность одной итерации:

$$z_L \approx \frac{1}{2\gamma} \ln \left[\frac{1 + \beta^2}{q_0} + \frac{2\beta^2}{\beta^2 + 1} + \frac{1}{2q_0} \ln^2 \left(\frac{1 + \beta^2}{q_0} \right) + \frac{1}{16\beta^2 q_0} \ln^4 \left(\frac{1 + \beta^2}{q_0} \right) \right].$$

Итак, оценка на длину коллапса в среде с усилением имеет вид

$$z_* \approx \left(1 - \frac{(1 + 1/\beta^2)q_0}{\beta^2 + 1 + 2q_0} \right) z_L + \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2q_0}{\beta^2 + 1}}} \approx z_L + \frac{1}{\gamma}.$$

Вторая стадия компрессии

Динамика квазиодномерная с $a \approx 1$. Система уравнений

$$\begin{aligned}\frac{d\tau_p}{dz} &= 4\sigma\tau_p + \frac{D}{\tau_p} (1 - 4\sigma^2\tau_p^4), \\ \frac{d\sigma}{dz} &= \frac{1}{\tau_p^4} - 4\sigma^2 - \frac{W}{W_{cr}\tau_p^3} - 4\sigma\frac{D}{\tau_p^2}.\end{aligned}$$

имеет стац. точку $\tau_s \approx W_{cr}/W$, $\sigma_s = 0$, отвечающую солитону. Изменение энергии описывает уравнением

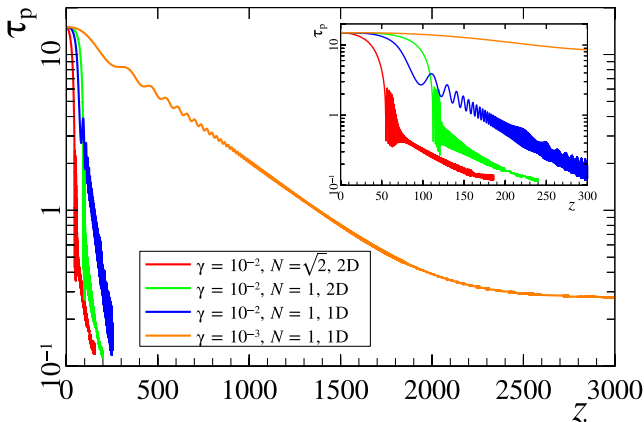
$$\frac{dW}{dz} = 2\gamma W - \frac{DW}{\tau_p^2} (1 + 4\sigma^2\tau_p^4).$$

При $\gamma \ll 2W^2/W_{cr}^2$, длительность солитона τ_s адиабатически медленно уменьшается по закону

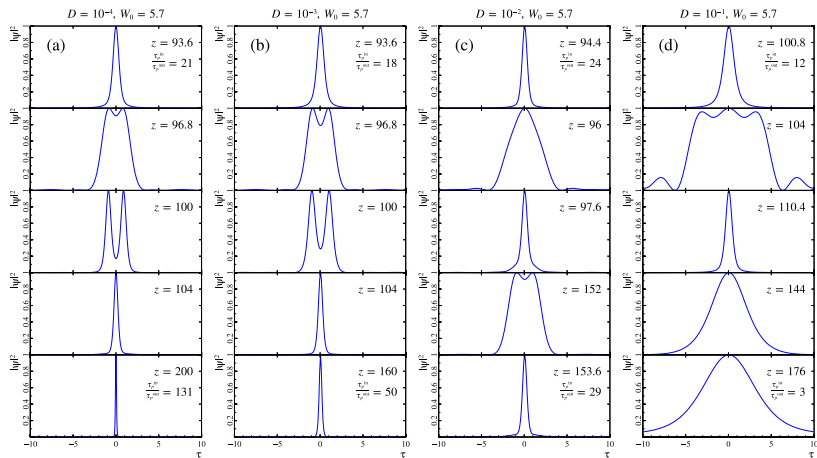
$$\tau_s \approx \sqrt{\frac{D}{2\gamma} + \left[1 - \frac{D}{2\gamma}\right] e^{-4\gamma(z-z_*)}}$$

«Второе дыхание»

Итак, использование «коллапса» волнового поля системы активных световодов позволяет *значительно* сократить длину самокомпрессии, и понизить чувствительность к начальным параметрам импульса.



Эволюция интенсивности огибающей волнового поля



Выводы

- Показано, что самофокусировка лазерных импульсов в активной дискретной среде протекает в два этапа: «коллапс» волнового поля до размера ячейки, квазиодномерная самокомпрессия в одном световоде.
- Получена оценка длины коллапса в активной среде, подтверждаемая результатами численного моделирования.
- Предложено улучшение метода самокомпрессии лазерных импульсов в активном световоде, за счет использования самофокусировки в системе связанных световодов.