

Т.М. Лысак, В.А. Трофимов

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ВЫСОКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГВГ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СЛУЧАЙНОЙ ПИКОВОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ. ¹ЧАСТЬ III. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ В ОБЪЕМЕ СРЕДЫ

1. Введение

В настоящей части работы продолжают исследования возможности подавления флуктуаций последовательности импульсов, но уже в объемной среде: а именно, в этом случае оптическое излучение представляет собой последовательность отдельных импульсов с заданным пространственным распределением профиля интенсивности различной максимальной интенсивности, длительности и энергии. Цель работы состоит в определении влияния дифракции на возможность подавления флуктуаций входной интенсивности импульсов за счет нелинейного взаимодействия со средой, обладающей квадратичной нелинейностью, при одновременном увеличении среднего значения пиковой интенсивности. Рассматриваются также возможности увеличения среднего значения пиковой интенсивности при сохранении или незначительном увеличении достигнутой степени подавления флуктуаций. Отметим, что литература, относящаяся к данной части, совпадает с литературой части II.

2. Основные уравнения

Система безразмерных уравнений, описывающая процесс распространения фемтосекундного импульса в объемной среде с учетом самовоздействия и дифракции в условиях ГВГ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} + iD_r \Delta_{\perp} A_1 + i\gamma A_1^* A_2 e^{-i\Delta kz} + i\alpha A_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) = 0,$$

$$0 < z \leq L_z, 0 < \eta < L_{\eta}$$

¹ Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-01-00507 и № 06-01-08006-офи).

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + v \frac{\partial A_2}{\partial \eta} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} + i \frac{D_r}{2} \Delta_{\perp} A_2 + i\gamma A_1^2 e^{i\Delta kz} + i2\alpha A_2 (2|A_1|^2 + |A_2|^2) = 0$$

$$0 < r < L_r, \quad \Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

Здесь D_r – коэффициент дифракции, L_r – размер рассматриваемой области, остальные обозначения соответствуют приведенным в части I данной работы.

Как и в предыдущих частях работы, при анализе распространения последовательности фемтосекундных импульсов заданной энергии рассматриваются импульсы, различающиеся значениями входной пиковой интенсивности $I_{1,j}^0 = (A_{1,j}^0)^2$ (где $j = \overline{1, N}$, N – число импульсов в последовательности) и их длительности τ_j . Значения входных амплитуд $A_{1,j}^0$ различных импульсов удовлетворяют случайному распределению на интервале $[A_{10}(1-\delta), A_{10}(1+\delta)]$, где параметры A_{10} и δ характеризуют среднее значение и модуль относительного отклонения. При этом величина пиковой интенсивности и длительности импульса для всех импульсов в последовательности удовлетворяют условию сохранения энергии в отдельном импульсе:

$$E_0 = \int_0^{L_l} \int_0^{L_r} |A_{1,j}|^2 r dr d\eta = const.$$

Откуда, в частности, для рассматриваемого в данной работе начального распределения комплексной амплитуды в виде

$$A_{1,j}^0(\eta, r) = A_{1,j}^0 e^{-2 \ln 2 \left(\frac{\eta - \eta_0}{\tau_j} \right)^2} \exp\left(- (r/a)^2 / 2\right), \quad (1)$$

где a – безразмерный радиус пучка, следует связь между входной амплитудой и длительностью τ_j отдельного импульса в виде:

$$E_0 = \int_0^{L_l} \int_0^{L_r} |A_{1,j}|^2 r dr d\eta = (A_{1,j}^0)^2 \int_0^{L_l} \int_0^{L_r} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\eta - \eta_0}{\tau_j} \right)^2} e^{-(r/a)^2 / 2} r dr d\eta =$$

$$= (A_{1,j}^0)^2 \tau_j \int_0^{L_l} \int_0^{L_r} e^{-4 \ln 2 (\eta - \eta_0 / \tau_j)^2} e^{-(r/a)^2 / 2} r dr d\eta$$

или

$$(A_{1,j}^0)^2 \tau_j = (A_{10})^2 \tau = \widehat{E}_0 = \frac{E_0}{\int_0^{\tau} \int_0^{L_r} e^{-4 \ln 2 (\eta - \eta_0 / \tau)^2} e^{-(r/a)^2 / 2} r dr d\eta}$$

Таким образом, на входе в нелинейную среду задаются начальные распределения комплексной амплитуды

$$A_1(z=0, \eta, r) = A_{1,j}^0(\eta, r), \quad A_2(z=0, \eta, r) = 0.$$

В дальнейшем предполагаем, что генерация происходит в условиях группового синхронизма ($\nu = 0$) и большой расстройки волновых чисел ($|\Delta k| \gg 1$). Сначала импульсы распространяются в среде без самовоздействия ($\alpha = 0$). Затем возможно их распространение в среде, характеризующейся значительным самовоздействием ($\alpha \gg 1$).

Распространение последовательности фемтосекундных импульсов фиксированной энергией характеризуется средними значениями пиковой интенсивности \bar{I}_1 , средним относительным отклонением

$$\mathcal{S} = |\Delta I_1| / \bar{I}_1,$$

относительным среднеквадратичным отклонением $s = \sigma / \bar{I}_1$ и отношением флуктуаций для различных сечений z к флуктуации во входном сечении $z = 0$:

$$\zeta = \frac{(I_{1,\max} - I_{1,\min})_z}{(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0}}.$$

Введенные выше характеристики вычисляются по формулам (2) части II настоящей работы, в которых $I_{1,j} = |A_{1,j}(z, \eta = 0, r = 0)|^2$ - пиковая интенсивность j -ого импульса последовательности в сечении среды z . N - число реализаций, равное ниже 50.

3. Результаты компьютерного моделирования

3.1. Эволюция среднего значения пиковой интенсивности и ее отклонения в отсутствие самовоздействия

Компьютерное моделирование проводилось для значения энергии $\widehat{E}_0 = 1$, $A_{10} = 1$, $\tau = 1$ и отсутствия самовоздействия на длине среды $z = 1$ ($\alpha = 0$). Параметр γ , характеризующий квадратичную нелинейность, равен 20. Дисперсия второго порядка выбиралась в виде $(D_1, D_2) = (0.1, 0.1)$. Значение относительного отклонения для начальных значений пиковых амплитуд составляло 30% ($\delta = 0.3$). Результаты компьютерного моделирования представлены на Рис. 1 и Таблице 1.

Значения расстройки волновых чисел Δk изменялись от 200, соответствующего в наших обозначениях расплыванию (декомпрессии) импульса, до -200, соответствующего сжатию (компрессии или самофокусировке) импульса (см. п.3.1 части II).

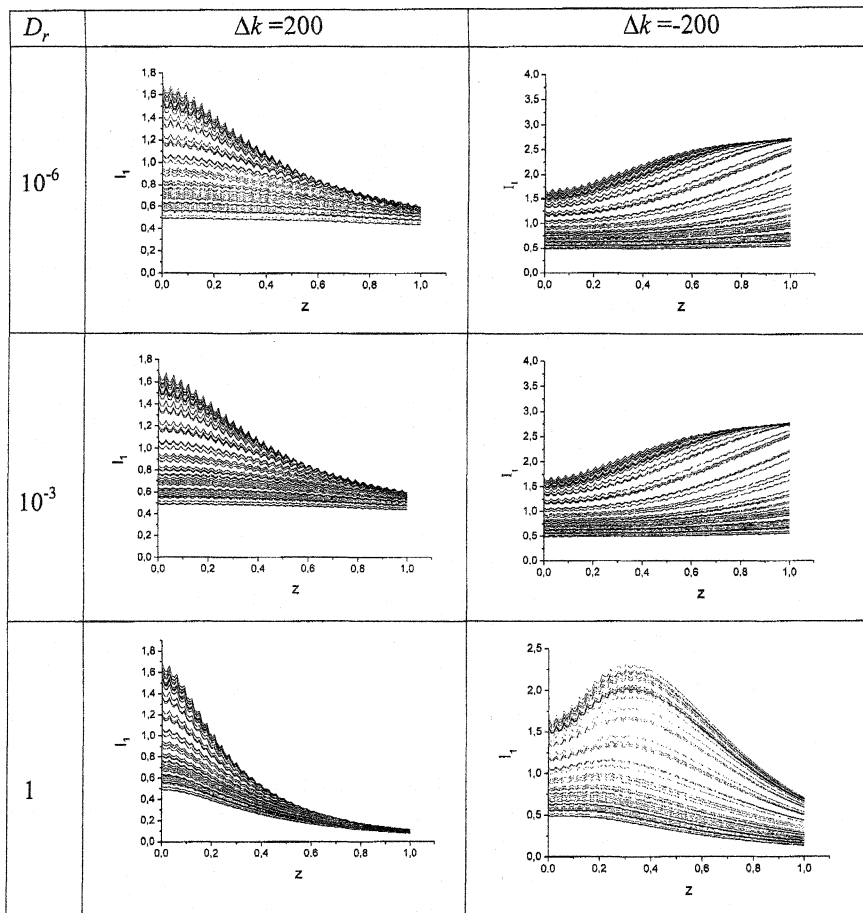


Рис.1. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны в зависимости от расстройки волновых чисел и дифракции для $\gamma = 20$, $D_1 = 0.1$, $D_2 = 0.1$ и $\delta = 0.3$.

Численные расчеты показали, что при незначительной дифракции ($D_r = 10^{-6}, 10^{-3}$) эволюция пиковой интенсивности при распространении импульса в объемной среде практически совпадает со случаем распространения импульса в оптическом волокне. Соответственно, все выводы, полученные в предыдущем разделе, оказываются верными и для рассматриваемого случая. Вместе с тем значительная дифракция ($D_r = 1$) для выбранного значения параметра γ приводит к расплыванию всех импульсов последовательности независимо от знака расстройки волновых чисел, что в конечном итоге приводит к уменьшению среднего значения пиковой интенсивности на выходе из среды.

Таблица 1. Характеристики импульса в различных сечениях z среды для $\gamma = 20$ и $D_1 = 0.1, D_2 = 0.1$. На входе в среду $\bar{I}_1 = 1.007$, $\mathcal{G} = 0.37$, $s = 0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{|z=0} = 1.196$. и $\delta = 0.3$.

$\Delta k = 200$					
D_r	z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
10^{-6}	1.0	0.54	0.07	0.09	0.13
10^{-3}	1.0	0.54	0.07	0.08	0.13
1	1.0	0.10	0.09	0.11	0.03
$\Delta k = -200$					
10^{-6}	1.	1.68	0.48	0.51	1.83
10^{-3}	1.	1.71	0.49	0.52	1.86
1	1.	0.39	0.48	0.53	0.48
	0.3	1.14	0.51	0.57	1.58

Рис.1 и Таблица 1 иллюстрируют данные выводы. Так, при положительном значении расстройки волновых чисел $\Delta k = 200$ и малых значениях дифракции ($D_r = 10^{-6}, 10^{-3}$) имеет место декомпрессия импульсов с большой начальной пиковой интенсивностью, тогда как импульсы с малой начальной пиковой интенсивностью распространяются практически без изменения. В результате имеет место подавление флуктуаций при уменьшении среднего значения пиковой интенсивности в два раза и уменьшении относительного среднего отклонения до 7%-9%. Значительная дифракция ($D_r = 1$) вызывает сильное расплывание пучков. В результате чего наблюдается десятикратное уменьшение среднего значения пиковой интенсивности до 0.1 безразмерной единицы при 9%-11% среднего относительного отклонения. При этом изменения интенсивности между максимальным и минимальным ее значениями уменьшаются почти в 40 раз.

Для отрицательных значений расстройки волновых чисел $\Delta k = -200$ и малых значениях дифракции ($D_r = 10^{-6}, 10^{-3}$), также как и в случае распространения импульса в оптическом волокне, имеет место компрессия импульсов, причем она наиболее сильна, очевидно, для импульсов с большой начальной пиковой интенсивностью. В результате среднее значение пиковой интенсивности для отрицательной расстройки волновых чисел увеличивается приблизительно в 1.5 раза. И оно сопровождается ростом среднего отклонения пиковой интенсивности.

В случае же значительной дифракции ($D_r = 1$) проявляется самофокусировка на начальном этапе распространения импульса. Затем начинает преобладать дифракция. В результате чего на выходе из среды среднее значение пиковой интенсивности достигает лишь 40% от исходного значения, при этом увеличивается также и значение среднего относительного отклонения до 48%-53%.

3.2. Повышение пиковой интенсивности с помощью чирпирования

С целью повышения среднего значения последовательности импульсов после подавления их флуктуаций произведем чирпирование импульса в сечении $z = z_0$:

$$A_{z_0+0} = A_{z_0-0} e^{i\Omega(\eta - \eta_0)^2}.$$

Чирпирование импульса, как и в случае отсутствия дифракции, позволяет увеличить среднее значение пиковой интенсивности при одновременном уменьшении среднего относительного отклонения. При этом рост среднего значения пиковой интенсивности зависит от дифракции. Для малой дифракции ($D_r = 10^{-6}, 10^{-3}$), как уже отмечалось, имеют место закономерности предыдущего случая. Если дифракция пучка порядка $D_r = 1$, то происходит существенное уменьшение значений средней пиковой интенсивности. Сказанное иллюстрирует Рис.2 и Табл.2. Как и в предыдущем пункте моделирование проводилось для $\delta = 0.3$.

При малой дифракции ($D_r = 10^{-6}, 10^{-3}, 10^{-2}$) и значениях параметров $(z_0, \Omega) = (1, 10)$ для $\gamma = 20$, $\Delta k = 100$ происходит рост среднего значения пиковой интенсивности на некотором отрезке трассы при чирпировании импульса в сечении $z = z_0$. При этом в сечении $z = 1.2$ среднее значение пиковой интенсивности приблизительно в 1.5 раза превышает первоначальное, тогда как среднее относительное отклонение уменьшается до 15%-22%. В сечении $z = 1.3$ рост средней пиковой интенсивности составлял 5.5-6 раз при 17%-22% среднего относительного отклонения.

Увеличение дифракции до 0.1 приводит к снижению средней пиковой интенсивности до 0.88 в сечении $z=1.2$ и до 3.22 в сечении $z=1.3$ при небольшом среднем относительном отклонении 15%-24%. Дифракция $D_r=1$ приводит к сильному расплыванию всех импульсов последовательности, и среднее значение пиковой интенсивности в этом случае не превышает 0.43 безразмерных единиц при среднем относительном отклонении в 28%-30%.

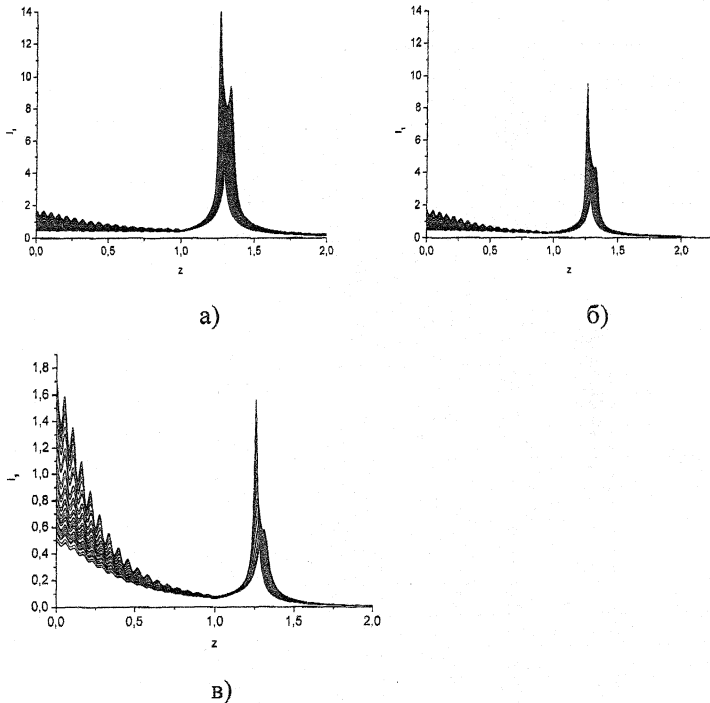


Рис.2. Эволюция пиковой интенсивности импульсов в линейной среде ($\gamma = \Delta k = 0$) после их chirпирования в сечении $z = z_0$ для $(z_0, \Omega) = (1, 10)$. До этого сечения импульсы распространялись в среде при $\gamma = 20$, $\Delta k = 100$. Остальные параметры: $D_1 = D_2 = 0.1$, $\delta = 0.3$ и $D_r = 10^{-6}$ (а), 10^{-1} (б) и 1 (в).

Таким образом, при распространении последовательности импульсов в объеме среды за счет chirпирования можно добиться повышения среднего значения пиковой интенсивности до ее начального значения (и выше) при уменьшении начальных флуктуаций в полтора-два раза. При этом

дифракция оказывает подавляющее действие на рост средней интенсивности: при дифракции в 1 безразмерную единицу осуществить рост средней интенсивности до ее первоначального значения не представляется возможным при рассмотренных значениях параметров.

Таблица 2. Характеристики импульса в различных сечениях z среды при его распространении в линейной среде ($\gamma = \Delta k = 0$) после chirпирования для $\Omega = 10, \gamma = 20, \Delta k = 100, D_1 = D_2 = 0.1$. На входе в среду $\bar{I}_1 = 1.007, \vartheta = 0.37, s = 0.41, (I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0} = 1.196$ и $\delta = 0.3$.

D_r	z	\bar{I}_1	ϑ	s	ζ
10^{-6}	1.0	0.45	0.03	0.03	0.04
	1.2	1.42	0.17	0.18	0.51
	1.30	5.85	0.17	0.20	3.72
	1.40	1.44	0.27	0.28	0.92
	1.50	0.68	0.15	0.16	0.26
	2.0	0.19	0.08	0.09	0.45
10^{-3}	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
	1.2	1.43	0.15	0.16	0.51
	1.30	6.02	0.19	0.22	3.92
	1.40	1.38	0.25	0.27	0.91
	1.50	0.66	0.14	0.16	0.27
	2.0	0.19	0.07	0.09	0.46
10^{-2}	1.0	0.42	0.05	0.05	0.05
	1.2	1.33	0.17	0.18	0.51
	1.30	5.50	0.19	0.22	3.58
	1.40	1.20	0.22	0.25	0.73
	1.50	0.57	0.11	0.13	0.20
	2.0	0.16	0.04	0.06	0.03
10^{-1}	1.0	0.30	0.07	0.08	0.07
	1.2	0.88	0.15	0.17	0.33
	1.30	3.22	0.20	0.24	2.20
	1.40	0.64	0.18	0.19	0.29
	1.50	0.31	0.11	0.13	0.10
	2.0	0.07	0.12	0.13	0.02
1	1.0	0.07	0.05	0.07	0.01
	1.2	0.20	0.11	0.13	0.06
	1.30	0.43	0.28	0.30	0.29
	1.40	0.10	0.22	0.24	0.06
	1.50	0.05	0.16	0.18	0.02
	2.0	0.009	0.13	0.15	0.003

3.3. Эволюция пиковой интенсивности при обнулении фазы импульса и изменении расстройки волновых чисел при переходе через сечение $z = 1$

Как и в случае отсутствия дифракции, обнуление фазы импульса позволяет в ряде случаев добиться увеличения среднего значения пиковой интенсивности при одновременном уменьшении среднего относительного отклонения за счет перехода в среду с другими расстройками волновых чисел.

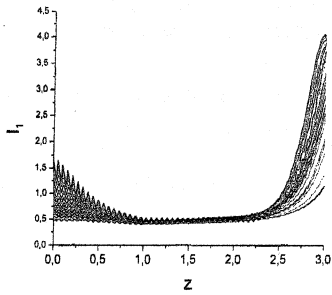
Данное утверждение иллюстрирует Рис.3 и в Табл.3, в которых приведены результаты расчетов в случае обнуления фазы оптического излучения в сечении $z = 1$ и изменения знака расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на $\Delta k_0 = -100$. Моделирование проводилось для квадратичной среды ($\gamma = 20, \alpha = 0$) и $D_1 = D_2 = 0.1, D_r = 10^{-6}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$ и $1, \delta = 0.3$.

В оптическом волокне (часть II настоящей работы) данные значения параметров приводили к уменьшению среднего относительного отклонения в два раза для среднего значения пиковой интенсивности, совпадающего с входным. В объемной среде в диапазоне значений дифракции от 10^{-6} до 10^{-3} распространение импульса происходит подобно его распространению в оптическом волокне. Рост дифракции приводит к ухудшению характеристик подавления флуктуаций. Так, при $D_r \geq 10^{-1}$ уменьшение флуктуаций сопровождается уменьшением среднего значения пиковой интенсивности в два и более раз. Для средних значений пиковой интенсивности, близких к ее входному среднему значению, имеет место увеличение флуктуаций. Это связано с тем, что при данной дифракции подвергается компрессии лишь часть импульсов последовательности. При $D_r = 1$ уже все импульсы распространяются без заметного сжатия, в связи с чем средние значения пиковой интенсивности не превышают 0.11 при средних относительных отклонениях 0.9-0.13 %.

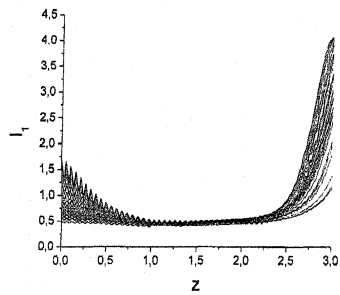
Таким образом, одновременное обнуление фазы импульса и изменение знака расстройки волновых чисел при определенных значениях параметров и слабой дифракции позволяет получить рост средней пиковой интенсивности до ее входного значения. При этом имеет место двукратное уменьшение флуктуаций. Рост дифракции приводит к существенному ухудшению характеристик подавления флуктуаций.

3.4. Эволюция пиковой интенсивности в среде с кубической нелинейностью

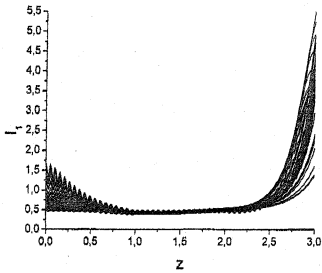
Моделирование распространения импульса в объемной среде проводилось для случая перехода импульса из среды с квадратичной нелинейностью и положительной расстройкой волновых чисел ($\gamma = 20, \Delta k = 100$) в среду, лишь с кубической нелинейностью ($\gamma = 0, \alpha = 10$) при дисперсии второго порядка: $D_1 = 0.1, D_2 = 0.1$ и $\delta = 0.3$ (Рис.4, Табл.4).



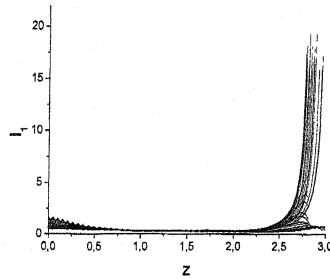
а)



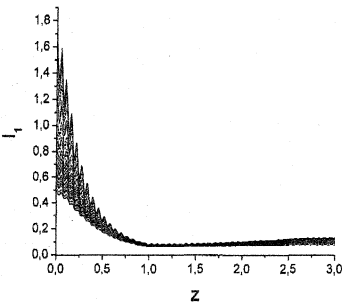
б)



в)



г)



д)

Рис.3. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны при обнулении фазы и изменении расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на -100 в сечении $z=1$ для $D_1 = 10^{-6}$ (а), 10^{-3} (б), 10^{-2} (в), 10^{-1} (г) и 1 (д) и $D_1 = D_2 = 0.1$, $\gamma = 20$, $\delta = 0.3$.

Таблица 3. Характеристики импульса в различных сечениях z среды при обнулении фазы и изменении расстройки волновых чисел с $\Delta k = 100$ на -100 в сечении $z = 1$ для $\gamma = 20$ и $D_1 = D_2 = 0.1$. На входе в среду $\bar{I}_1 = 1.007$, $\varrho = 0.37$, $s = 0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0} = 1.196$ и $\delta = 0.3$.

D_r	z	\bar{I}_1	ϱ	s	ζ
10^{-6}	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
	2.0	0.52	0.03	0.05	0.08
	2.6	0.96	0.13	0.18	0.56
	2.7	1.25	0.20	0.25	0.99
	3.0	2.91	0.22	0.27	2.45
10^{-3}	1.0	0.45	0.03	0.04	0.05
	2.0	0.51	0.03	0.05	0.08
	2.6	0.95	0.12	0.18	0.55
	2.7	1.25	0.19	0.25	0.98
	3.0	2.97	0.22	0.27	2.46
10^{-2}	1.0	0.42	0.05	0.05	0.05
	2.0	0.49	0.06	0.07	0.10
	2.6	0.92	0.15	0.18	0.52
	2.7	1.21	0.22	0.27	0.92
	3.0	3.61	0.21	0.28	3.45
10^{-1}	1.0	0.30	0.08	0.08	0.07
	2.0	0.31	0.15	0.16	0.11
	2.6	1.13	0.47	0.54	1.52
	2.7	2.08	0.61	0.71	3.70
	3.0	0.64	0.08	0.12	0.24
1	1.0	0.07	0.05	0.06	0.01
	2.0	0.09	0.07	0.09	0.02
	2.6	0.10	0.10	0.12	0.04

В случае малой дифракции $D_r = 10^{-6}$, 10^{-3} распространение импульса происходит подобно его распространению в оптическом волокне. При этом на выходе из среды (в сечении $z = 2.0$) имеет место подавление флуктуаций при увеличении среднего значения пиковой интенсивности в 1.5 раза и уменьшении среднего относительного отклонения почти в 2 раза по сравнению с их первоначальными значениями (Рис.4, Табл.4). Увеличение дифракции до 1 приводит к уменьшению среднего значения пиковой интенсивности в процессе распространения до 0.02 безразмерных единиц, которое сопровождается уменьшением средних относительных отклонений до 5%-12%.

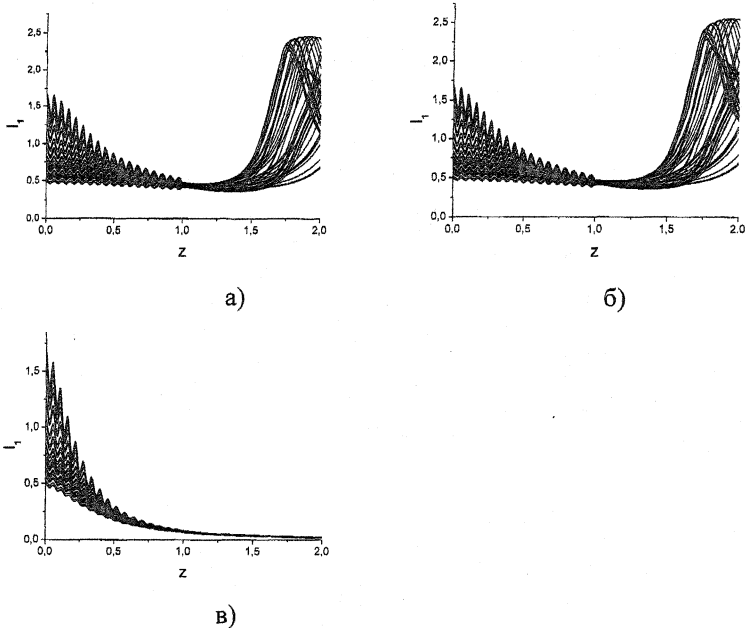


Рис.4. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны при изменении параметров $\gamma:20 \rightarrow 0$, $\Delta k:100 \rightarrow 0$ и $\alpha:0 \rightarrow 10$ в сечении $z=1.0$ для $D_1=D_2=0.1$, $\delta=0.3$ и $D_r=10^{-6}$ (а); 10^{-3} (б) и 1 (в)

Таблица 4. Характеристики импульса в сечениях z среды при изменении параметров $\gamma:20 \rightarrow 0$, $\Delta k:100 \rightarrow 0$ и $\alpha:0 \rightarrow 10$ в сечении $z=1.0$ для $D_1=D_2=0.1$. На входе в среду $\bar{I}_1=1.007$, $\mathcal{G}=0.37$, $s=0.41$, $(I_{1,\max} - I_{1,\min})_{z=0} = 1.196$ и $\delta=0.3$.

D_r	z	\bar{I}_1	\mathcal{G}	s	ζ
10^{-6}	1.0	0.45	0.03	0.03	0.05
	1.7	1.04	0.47	0.54	1.40
	2.0	1.54	0.24	0.29	1.45
10^{-3}	1.0	0.45	0.03	0.04	0.05
	1.7	1.04	0.47	0.54	1.40
	2.0	1.59	0.23	0.29	1.55
1	1.0	0.07	0.05	0.06	0.01
	1.7	0.03	0.09	0.10	0.01
	2.0	0.02	0.10	0.12	0.01

Увеличение самовоздействия α приводит к резкому сжатию отдельных импульсов последовательности до величин пиковых интенсивностей, превышающих допустимые (Рис.5), в то время как другие импульсы в этих сечениях имеют малые значения пиковых амплитуд (порядка 0.1-0.3 безразмерных величин). В результате незначительный рост средней пиковой интенсивности сопровождается сильным увеличением средних относительных отклонений, т.е. подавление флуктуаций в этом случае отсутствует.

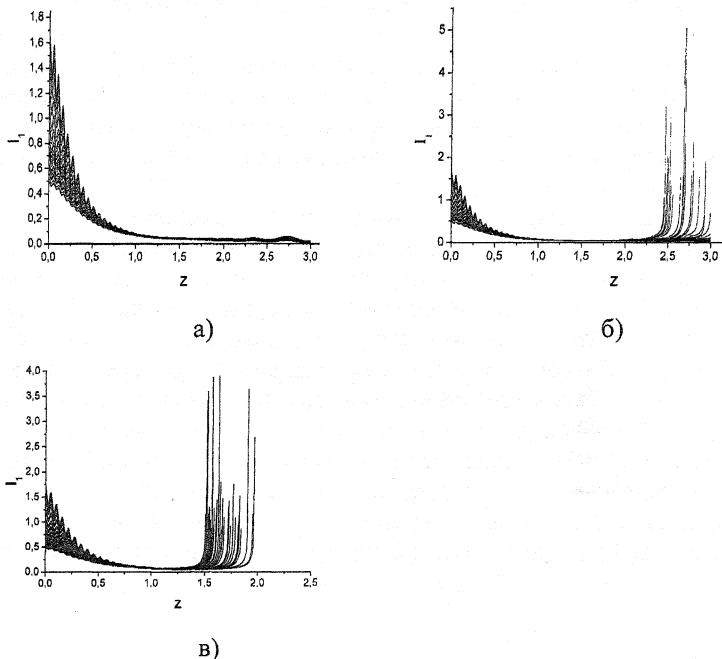


Рис.5. Эволюция пиковой интенсивности импульсов основной волны при изменении параметров $\gamma:20 \rightarrow 0$, $\Delta k:100 \rightarrow 0$ и $\alpha:0 \rightarrow \alpha_0$ в сечениях $z=1.0$ для $D_1 = D_2 = 0.1$, $D_r = 1$, $\delta = 0.3$ и $\alpha_0 = 20$ (а), 25(б), 50(в).

Таким образом, за счет перехода последовательности импульсов в среду с кубической нелинейностью можно добиться увеличения среднего значения пиковой интенсивности (в 1.5 раза от первоначального значения) при 2-х кратном подавлении флуктуаций по сравнению с их первоначальными значениями в случае незначительной дифракции. Для сильной дифракции при рассмотренных параметрах добиться роста средней пиковой интенсивности не представляется возможным.

4. Заключение

Как следует из вышеизложенного, в случае слабой дифракции распространение последовательности импульсов происходит подобно оптическому волокну. Поэтому в этом случае выводы части II остаются справедливыми. Так, для слабых дифракций положительная расстройка волновых чисел приводит к заметному подавлению флуктуаций при уменьшении среднего значения пиковой интенсивности в два раза. Тогда как значительная дифракция вызывает десятикратное и более уменьшение среднего значения пиковой интенсивности при такой же степени подавления флуктуаций.

При слабой дифракции и отрицательной расстройке волновых чисел также имеют место закономерности, изложенные в части II. Рост дифракции при фиксированных остальных параметрах приводит к уменьшению среднего значения пиковой интенсивности. При этом флуктуации несколько увеличиваются.

В работе продемонстрированы также способы повышения средней пиковой интенсивности до входной и более при сохранении или незначительном увеличении достигнутой степени подавления флуктуаций. К числу этих способов относится chirпирование импульсов в некотором сечении среды, обнуление фазы импульсов при одновременном изменении знака расстройки волновых чисел в некотором сечении среды, а также переход в среду с самовоздействием. Вместе с тем, данные методы повышения средней пиковой интенсивности реализуются в полной мере лишь в среде со слабой дифракцией. Несмотря на то, что перечисленные выше способы повышения средней пиковой интенсивности при подавлении флуктуаций оказываются эффективными и в случае развитой дифракции, достигаемый рост средней пиковой интенсивности оказывается крайне малым.