

**КОНФЕРЕНЦИЯ В**

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ  
В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ**

# ЭФФЕКТИВНЫЙ ДИСПЕРСИОННЫЙ МАСШТАБ В ЗАДАЧЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЗДУХЕ

Гейнц Ю.Э.<sup>1</sup>, Землянов А.А.<sup>1</sup>, Минина О.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

e-mail: ygeints@iao.ru, zaa@iao.ru, mov@iao.ru

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, самофокусировка, филаментация, дифракционно-лучевая трубка, эффективная длина дисперсии.

Исследовано влияние дисперсии групповой скорости импульса на распространение в воздухе мощных фемтосекундных лазерных импульсов длительностью 100 и 20 фс. На основе анализа результатов численных решений нелинейного уравнения Шредингера в керровско-плазменной диссипативной дисперсионной среде, проведенного в рамках метода дифракционно-лучевых трубок, обнаружено проявление дисперсии в случае, когда дисперсионная длина не является наименьшим масштабом из всех характерных продольных масштабов задачи. Для проведения оценок влияния нормальной дисперсии на распространение фемтосекундных лазерных импульсов получено выражение для эффективного дисперсионного масштаба. Установлено, что в нелинейно-фокусирующей среде увеличение начального радиуса лазерного пучка может вызвать срыв филаментации даже при высоких уровнях сверхкритической мощности.

## Введение

Для исследований атмосферы в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, передачи световой энергии, лазерной локации и связи с помощью фемтосекундных лазеров важно решить задачу, связанную с влиянием нормальной дисперсии на характеристики лазерных импульсов и световых структур, формируемых при их самофокусировке и филаментации. Одним из значимых результатов, указывающих на роль дисперсии групповой скорости (ДГС) при самофокусировке, является противодействие дисперсии коллапсу импульса. Порог реализации самофокусировки по мощности начинает возрастать с ростом дисперсионных искажений [1, 2]. При этом в работе [3] указано, что если мощность в импульсе незначительно превышает критическую  $P_{cr}$ , то дисперсия воздуха может остановить самофокусировку, в связи с чем отмечена важность значения уровня мощности для оценки роли ДГС. Действительно, при самофокусировке импульсов указанной мощности для миллиметровых лазерных пучков может реализоваться ситуация, когда дисперсионная длина окажется наименьшим масштабом из характерных продольных длин задачи [4, 5], что приведет к падению пиковой мощности и, таким образом, к невыполнению условий самофокусировки.

Для более детального исследования влияние ДГС на распространение фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе в данной работе результаты моделирования самофокусировки и филаментации лазерных импульсов в воздухе, проведенного на основе численного решения

нелинейного уравнения Шредингера [6], проанализированы в рамках метода дифракционно-лучевых трубок. Описание данного метода и математическая постановка задачи приведены в работе [7]. Расчеты выполнены для импульсов титан-сапфирового лазера длительностью  $t_p = 100$  и  $20$  фс с центральной длиной волны  $\lambda = 800$  нм. В данной работе рассмотрены лазерные пучки с начальным радиусом  $R_0$  (по уровню спада интенсивности  $e^{-1}$ ) от  $0,18$  до  $3$  мм и относительной пиковой мощностью  $\eta = P_0/P_{cr} = 6$  ( $P_0$  – пиковая мощность в импульсе,  $P_{cr} = 3,18$  ГВт – критическая мощность самофокусировки коллимированного гауссова пучка).

### Результаты

Из построенных для различных параметров лазерных импульсов дифракционно-лучевых картин была определена нормированная координата нелинейного фокуса энергетически пополняющей ДЛТ  $z_f/L_R$  в центральном временном слое импульса (рис. 1). Здесь  $L_R = k_0 R_0^2 / 2$  – длина Рэля исходного пучка, где  $k_0$  – волновое число. Интерес к данной трубке связан с тем, что она формирует нелинейный фокус, содержит энергию достаточную для компенсации энергопотерь пучка на протяжении всего жизненного цикла филамента, а после его окончания определяет границы постфиламентационного канала. Из рис. 1 видно, что при уменьшении длительности импульса со  $100$  до  $20$  фс данная координата растет при увеличении начального радиуса миллиметровых лазерных пучков (область II на рис. 1).

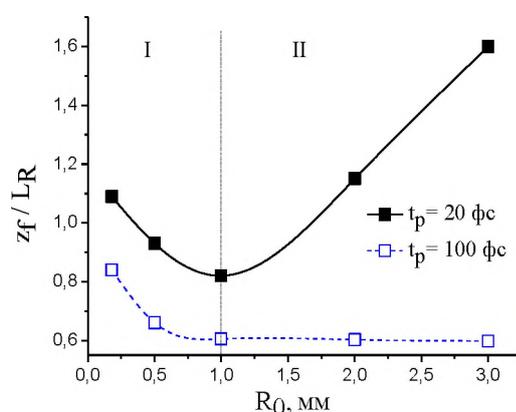


Рис. 1. Зависимость нормированной координаты нелинейного фокуса от начального радиуса пучка для лазерных импульсов различной длительности

При этом в условиях сильных дисперсионных искажений нормированная координата нелинейного фокуса слабо варьируется для разных временных слоев лазерного импульса (сплошные кривые на рис. 2а), а на переднем фронте импульса наблюдается ее приближение по сравнению со случаем без дисперсии. На рис. 2а данная закономерность наиболее отчетливо проявляется для пучка радиусом  $R_0 = 1$  мм и временных слоев  $-0,7 < \tau < -0,4$ , а для пучков большего начального радиуса она будет наблюдаться в более ранних временных слоях.

Следует также отметить, что в условиях сильных дисперсионных искажений при увеличении начального радиуса пучка может произойти срыв филаментации. На рис. 2б он

наблюдается для лазерных пучков радиусом  $R_0 > 1,25$  мм, поскольку в этом случае концентрация свободных электронов не превосходит значение  $10^{20}$  м<sup>-3</sup> (красная линия на рис. 2б), обычно используемое (например, [6]) для определения филаментации.

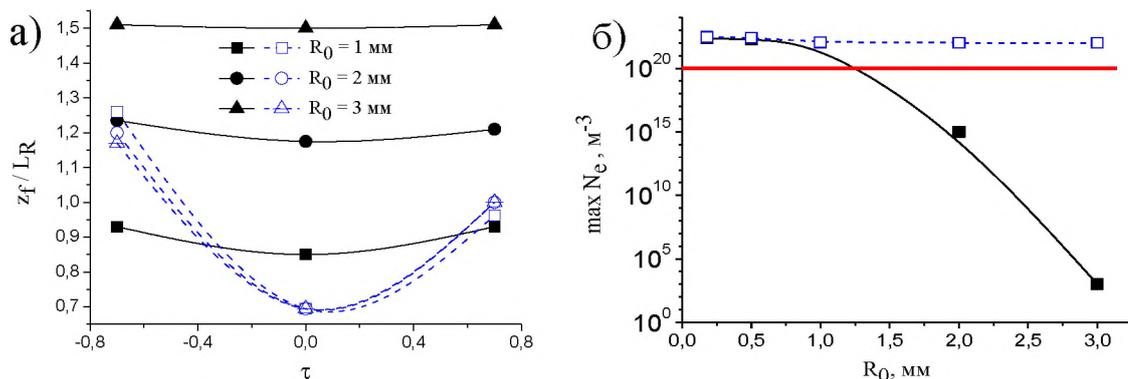


Рис. 2. Зависимость нормированной координаты нелинейного фокуса для разных временных слоев лазерного импульса (а) и зависимость максимальной концентрации свободных электронов от начального радиуса пучка (б). Сплошные кривые соответствуют случаю с дисперсией, пунктирные – без нее.

Для анализа самофокусировки и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в табл. 1 приведены характерные масштабы задачи: длины дифракции  $L_d = k_0 R_0^2$ , дисперсии

$L_{dis} = t_p^2 / k''_\omega$  и нелинейности  $L_{n1} = n_0 / (k_0 n_2 I_0)$  и  $L_{n2} = \sqrt{\frac{n_0}{2n_2 I_0}} R_0$ . Здесь  $k''_\omega$  – коэффициент ДГС,

$n_2$  – коэффициент нелинейности,  $I_0 = \frac{P_0}{\pi R_0^2}$  – пиковая интенсивность падающего излучения.

Длина  $L_{n1}$  характеризует нелинейный набег фазы в среде в приближении геометрической оптики, а  $L_{n2}$  – вычислена в безабберационном приближении.

Таблица 1. Характерные масштабы самофокусировки и филаментации лазерных импульсов

Масштаб	Параметры импульса	Значение масштаба, м				
		$R_0 = 3$ мм	$R_0 = 2$ мм	$R_0 = 1$ мм	$R_0 = 0,18$ мм	
$L_d$	–	70,69	31,41	7,85	0,25	
$L_{dis}$	$t_p = 100$ фс	476,19				
	$t_p = 20$ фс	19,05				
$L_{n1} / L_{n2}$	$\eta = 3$	11,79 / 20,41	5,24 / 9,07	1,31 / 2,26	0,04 / 0,07	
	$\eta = 6$	5,89 / 14,44	2,62 / 6,42	0,66 / 1,61	0,02 / 0,05	
	$\eta = 9$	3,93 / 11,79	1,75 / 5,24	0,44 / 1,31	0,01 / 0,04	
$L_{dis}^{ef}$	$t_p = 20$ фс	$\eta = 3$	9,26	6,62	3,47	0,62
		$\eta = 6$	6,97	4,83	2,49	0,44
		$\eta = 9$	5,82	3,99	2,04	0,31

Для импульсов длительностью  $t_p = 100$  фс выполняется соотношение  $L_{n2} < L_d < L_{dis}$ , что означает, что наибольший вклад в формирование картины самофокусировки и филаментации лазерных импульсов вносит нелинейность. При уменьшении длительности импульса до  $t_p = 20$  фс, и соответственно уменьшении длины дисперсии, для субмиллиметровых пучков данное соотношение будет выполняться, а для миллиметровых пучков при  $R_0 > 1,56$  мм длина

дифракции будет превосходить длину дисперсии:  $L_d > L_{dis}$ . При этом для некоторых начальных параметров лазерных импульсов  $L_{dis}$  не будет являться наименьшим масштабом, хотя как было показано на рис. 1, даже в этом случае влияние дисперсии будет сказываться на характеристиках световых структур при самофокусировке и филаментации излучения. Это указывает на изменения условий фазовой модуляции импульсов по сравнению с линейной средой. Для дисперсионной среды с керровской нелинейностью можно ввести масштаб, характеризующий влияние нормальной дисперсии в условиях нелинейности

$$L_{dis}^{ef} = L_{dis} \left( 1 + \frac{2L_{dis}}{L_{n1}} \right)^{-1/2}.$$

Для импульсов длительностью  $t_p = 20$  фс, в соответствии с данными из табл. 1,  $L_{dis}^{ef} < L_{dis}$  в несколько раз для пучков миллиметрового радиуса и на порядки для субмиллиметровых лазерных пучков. Таким образом, можно дать априорную оценку влияния нормальной дисперсии на самофокусировку и филаментацию ультракоротких лазерных импульсов в воздухе. Для этого влияния необходимо, чтобы  $L_{dis}^{ef} < L_{n2} < L_d$ .

### Заключение

Рассмотрено распространение мощных фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера длительностью 100 и 20 фс в воздухе на основе метода дифракционно-лучевых трубок, используемого для анализа результатов численных решений нелинейного уравнения Шредингера. Установлено, что в нелинейно-фокусирующей среде сокращается дистанция проявления дисперсии. Это может приводить к срыву самофокусировки и филаментации при увеличении начального радиуса лазерного пучка даже при высоких уровнях сверхкритической мощности. Показано, что оценку влияния нормальной дисперсии на распространение фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе можно проводить, используя полученное выражение для характерного эффективного дисперсионного масштаба.

### Литература

1. *Chernev P., Petrov V.* Self-focusing of light pulses in the presence of normal group-velocity dispersion // *Optics Letters*. 1992. V. 17. Iss. 3. P. 172-174.
2. *Liu W., Chin S.L.* Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti:sapphire laser pulse in air // *Optics Express*. 2005. V. 13. Iss. 15. P. 5750-5755.
3. *Polynkin P., Kolesik M.* Critical power for self-focusing in the case of ultrashort laser pulses // *Phys. Rev. A* 2013. V.87. P. 053829-1–053829-5.
4. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Характеристики филаментов при распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в воде: I. Качественный анализ // *Оптика атмосферы и океана*. 2010. Т. 23. № 9. С. 749-756.
5. *Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д.* Нелинейная оптика атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
6. Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and prospects // *Topics in Applied Physics* / Eds. *Boyd R.W. et.al.* Berlin: Springer, 2009. 605 p.
7. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В.* Дифракционно-лучевая оптика филаментации: I. Формализм дифракционных лучей и световых трубок // *Оптика атмосферы и океана*. 2018. Т. 31. № 5. С. 364-371.