

Распространение оптического излучения по наведённому пучком фемтосекундных филаментов волноводу в воздухе

Панкратов В.В., Шипило Д.Е., Яндульский М.М.

Студент, аспирант, студент

E-mail: shipilodan-frya@mail.ru

Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия

Рекомбинация плазмы фемтосекундного филамента [1] ведет к формированию узкой протяженной области с повышенной на ~ 100 К температурой, которая является источником акустических волн [2]. Цель настоящей работы состоит в исследовании каналирования оптического излучения наносекундной длительности в виртуальном волноводе, созданным акустическими волнами пучка филаментов в воздухе.

Пусть в среде с температурой θ_0 имеется возмущение температуры $T_0(x, y)$, вызванные рекомбинацией плазмы филамента. Тогда представляя плотность газа ρ в виде $\rho = \rho_0 + \rho'$, где ρ_0 и ρ' — плотность невозмущенного воздуха и её возмущение, причем $|\rho'| \ll \rho_0$, можно получить волновое уравнение:

$$\Delta \xi - \frac{\mu}{\gamma R(\theta_0 + T_0(x, y))} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

для функции $\xi(x, y, t) = (\rho_0 + \gamma \rho'(x, y, t))(\theta_0 + T_0(x, y))$. Здесь $\mu = 28.98$ г/моль — молярная масса воздуха, $R = 8.31$ Дж/(моль $\times$ К), $\theta_0 = 300$ К — температура окружающей среды, $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты воздуха.

Возмущение плотности ρ' формирует в воздухе добавку к показателю преломления, выражение для которой представлено в [3]. Распространение оптического излучения по волноводной структуре с наведённым профилем показателя преломления описывается параболическим уравнением для комплексной амплитуды поля $A(x, y, z)$:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} A = i \frac{2k \Delta n}{2} A, \quad (2)$$

где z — координата распространения, (x, y) — поперечные координаты, k — волновое число, Δn — добавка к показателю преломления среды.

Рассмотрим регулярную структуру филаментов с центрами по углам квадрата со стороной 1 мм, диаметр филамента составляет 100 мкм в соответствии с [1]. В этом случае в геометрическом центре структуры образуется максимум добавки преломления, время жизни которого ~ 200 нс, что позволяет эффективно транспортировать излучение наносекундной длительности (см. рис. 1).

На рис. 2 показана зависимость максимальной интенсивности для задержки между фемтосекундным и наносекундным импульсами $t = 200$ нс. Хотя эта задержка не является оптимальной, соответствующей максимуму на рис. 1 (а), удаётся достичь эффективного каналирования излучения: максимальная интенсивность не падает ниже начальной, а в ряде точек достигает значений выше её примерно на порядок.

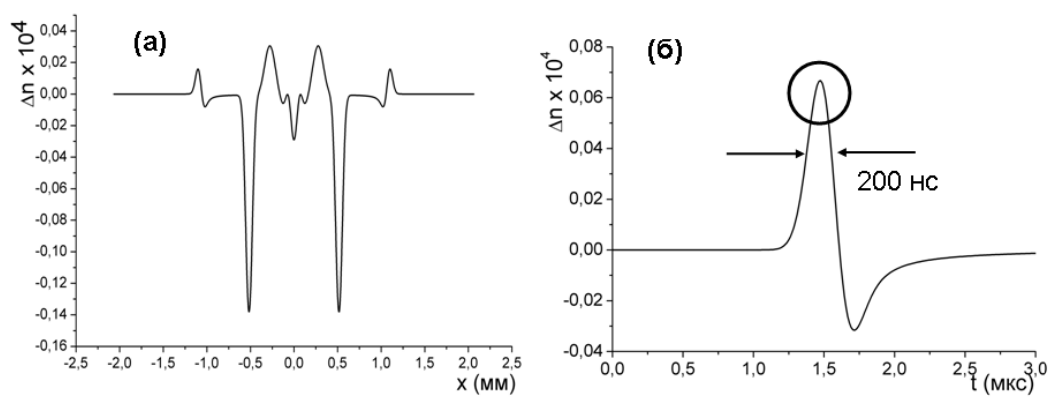


Рис.1 (а) Пример распределения добавки к показателю преломления Δn . (б) зависимость величины Δn в точке $x=0, y=0$ от времени

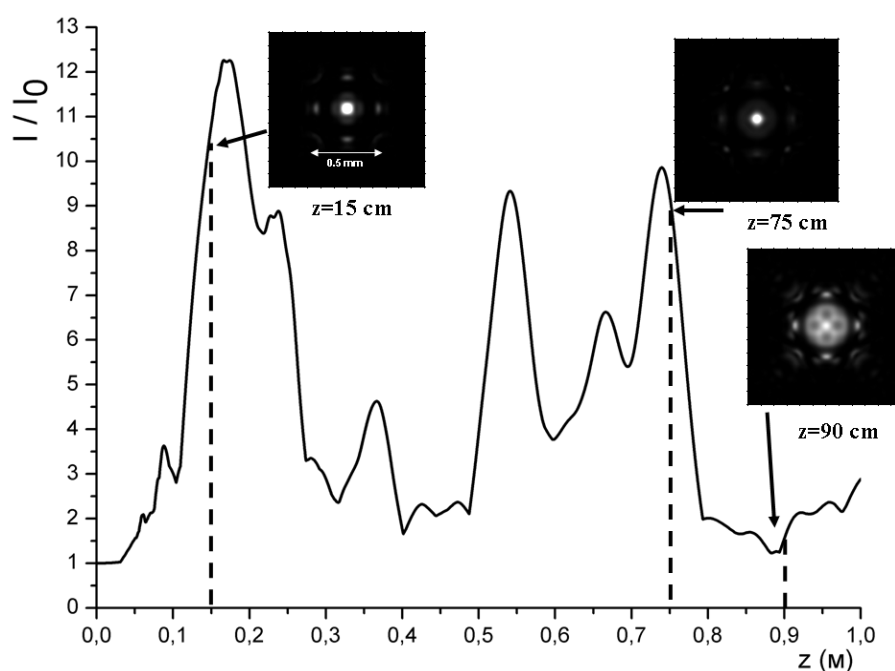


Рис. 2 Распределение максимальной интенсивности излучения на дифракционной длине пучка в момент времени $t = 2$ мкс

Литература

- [1] В.П. Кандидов, С.А. Шлёнов, О.Г. Косарева, "Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения", Квант. электроника, 2009, **39** (3), 205–228.
- [2] J. K. Wahlstrand, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, S. Zahedpour, H. M. Milchberg, "Direct imaging of the acoustic waves generated by femtosecond filaments in air", Optics Letters **39**, 1290-1293 (2014)
- [3] James C. Owens, "Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition," Appl. Opt. **6**, 51-59 (1967)