

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ГАЗОВЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ АТМОСФЕРЫ

**Е.И. Сидоркина, Н.В. Дорожко**

Национальный научно-исследовательский центр мониторинга озоносферы Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь  
kate\_rfe@yahoo.com

## NUMERICAL SIMULATION OF PROPAGATION OF ULTRASHORT LASER PULSES IN GAS COMPONENTS OF THE ATMOSPHERE

**K.I. Sidorkina, N.V. Dorozhko**

National Ozone Monitoring Research and Education Center of the Belarusian State University, Minsk, Belarus  
kate\_rfe@yahoo.com

**Аннотация.** Представлены результаты численного моделирования динамики распространения в атмосфере высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов, вызывающих процессы вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) на молекулах чистых атмосферных газов кислорода ( $O_2$ ) и азота ( $N_2$ ).

**Ключевые слова:** численное моделирование, ультракороткие лазерные импульсы, вынужденное комбинационное рассеяние

**Abstract.** This paper presents the results of numerical simulation of the propagation dynamics of high-intensity femtosecond pulses in the atmosphere, which induce the processes of stimulated Raman scattering (SRS) and stimulated Raman self-scattering (SRS) on molecules of pure atmospheric gases, oxygen ( $O_2$ ) and nitrogen ( $N_2$ ).

**Keywords:** numerical simulation, ultrashort laser pulses, induced Raman scattering

### ВВЕДЕНИЕ

Настоящее время характеризуется значительным прогрессом в развитии средств активного лазерного зондирования атмосферы. Особое внимание уделяется использованию лидарных систем со сверхкороткими импульсами электромагнитного излучения оптического диапазона, которые имеют ряд преимуществ с точки зрения как повышения пространственной разрешающей способности, так и расширения спектрального диапазона зондирования [Wille et al., 2002]. Последнее особенно важно при анализе малых газовых составляющих атмосферы и различных атмосферных примесей. Тем не менее, несмотря на значительный объем проводимых исследований и обилие публикаций, некоторые физические аспекты распространения фемто/аттосекундных лазерных импульсов и генерации суперконтинуума в реальной атмосфере пока не ясны и требуют детального изучения. Это связано с резко возросшей сложностью проведения натуральных экспериментов и интерпретации полученных результатов.

В этой связи актуальной является разработка методов и программного обеспечения для численного моделирования распространения лазерных импульсов различной длительности и спектрального состава в многокомпонентных газовых смесях. При этом важным является получение оптимальных, практических моделей и алгоритмов, адекватно описывающих физику протекающих процессов и позволяющих четко контролировать пределы допустимости принятых упрощений.

### МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Описание большинства нелинейных эффектов, возникающих в газовой среде при распространении

мощных лазерных импульсов, а также различные варианты моделей для их описания представлены в оригинальных статьях и обзорных монографиях [Ахманов и др., 1986, 1988].

Значительный интерес представляет эффект самоиндуцированной прозрачности [McCall, Hahn, 1967, 1969]. В работах [Беленов и др., 1992; Prokhorovich, 2005] показано, что подобный эффект должен наблюдаться в газовых средах, где в качестве своеобразной «двухуровневой системы» выступают колебательные уровни молекул газа, активные в спектрах комбинационного рассеяния. Эффект получил название вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС).

В настоящей работе численными методами проведено исследование проявлений эффекта ВКС при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в атмосферных газах. Поскольку в данной работе основное внимание было сконцентрировано на исследовании процесса ВКС, рассмотрение ограничено одномерным случаем.

В качестве зондирующего излучения исследовались импульсы генерации и 2-й гармоники излучения титан-сапфирового лазера  $\lambda = 715$ – $1040$  и  $400$  нм.

Волна электромагнитного излучения с частотой  $\omega$  считалась плоской и распространяющейся в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}$ , параллельного оси  $z$ .

Лазерный импульс моделировался скалярным уравнением

$$E(z, t) = \varepsilon(z, t) \exp \left( -2 \ln 2 \left( \frac{t - \tau}{\tau} \right)^2 \right) \sin \left( \omega t - kz + \frac{\beta t^2}{2} \right).$$

Считалось, что амплитуда напряженности электрического поля  $\varepsilon(z, t)$  достаточно велика для того, чтобы рассматривать поле в рамках классической

теории, но в то же время вводилось ограничение  $|p\varepsilon(z,t)| \ll \omega\hbar$ , где  $p$  — величина взаимодействующего с излучением дипольного момента.

Предполагалось также, что выполняются условия «медленности» пространственных и временных изменений амплитуды напряженности электрического поля:

$$\left| \frac{d\varepsilon(z,t)}{dz} \right| \ll \left| \frac{\varepsilon(z,t)}{\lambda} \right| \text{ и } \left| \frac{d\varepsilon(z,t)}{dt} \right| \ll \omega|\varepsilon(z,t)|$$

Газовая среда описывалась системой материальных уравнений [5, 6]:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + \frac{1}{T_2} \frac{\partial Q}{\partial t} + \Omega^2 Q = -\frac{1}{2M} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right) \varepsilon^2 p,$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p-p_0}{T_1} = \frac{1}{\hbar Q} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right) \varepsilon^2 \frac{\partial Q}{\partial t}.$$

Для описания динамики распространения импульса использовалось волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2},$$

где поляризация среды  $P$  содержала как линейный по полю вклад  $P_{\text{л}}$ , так и нелинейный  $P_{\text{нл}}$ , обусловленный процессом комбинационного рассеяния, а индуцируемая полем нелинейная поляризация, входящая в волновое уравнение, задавалась соотношением

$$P_{\text{нл}} = N \left( \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right) Q \varepsilon,$$

где  $N$  — плотность числа частиц.

При проведении расчетов вклад линейной дисперсии  $P_{\text{л}}$  учитывался отдельно для диапазона длин волн в спектре каждого исследуемого импульса.

### Результаты моделирования

Для рассмотрения процессов вынужденного комбинационного рассеяния и ВКС были проведено численное моделирование распространения импульсов длительностью 1–20 фс для разных значений частоты колебательного перехода (от 1500 до 3000) и поляризуемости (от 1.5 до 2.5). В целях лучшего выявления происходящих изменений использовались импульсы с различными видами и знаками чирпа.

В данной работе показаны результаты вычислений для кислорода и азота на расстоянии 5 мкм. Распространение импульса при рассеянии на кислороде без чирпа представлено на рис. 1. Видно, что на незначительном расстоянии такой импульс не имеет каких-либо изменений.

Однако при распространении импульсов с отрицательным (рис. 2) и положительным (рис. 3) чирпами по мере движения импульс «раскалывается» и позади остается своеобразный «мусор».

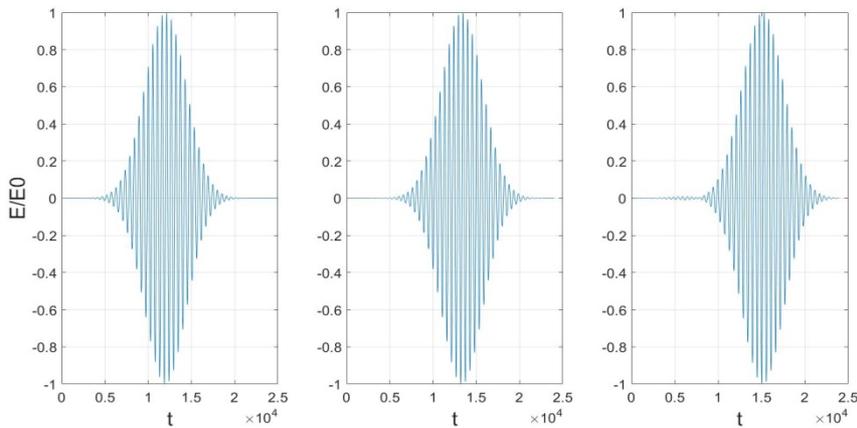


Рис. 1. Распространение импульса без чирпа при рассеянии на кислороде на расстоянии 5 мкм

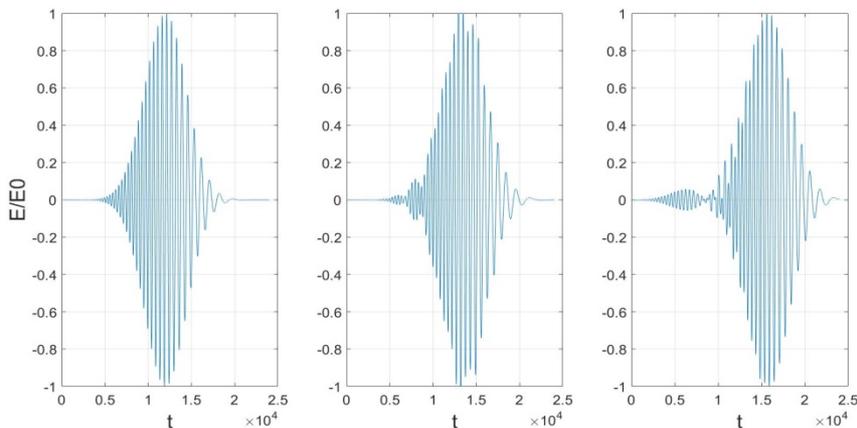


Рис. 2. Распространение импульса с отрицательным чирпом при рассеянии на кислороде на расстоянии 5 мкм

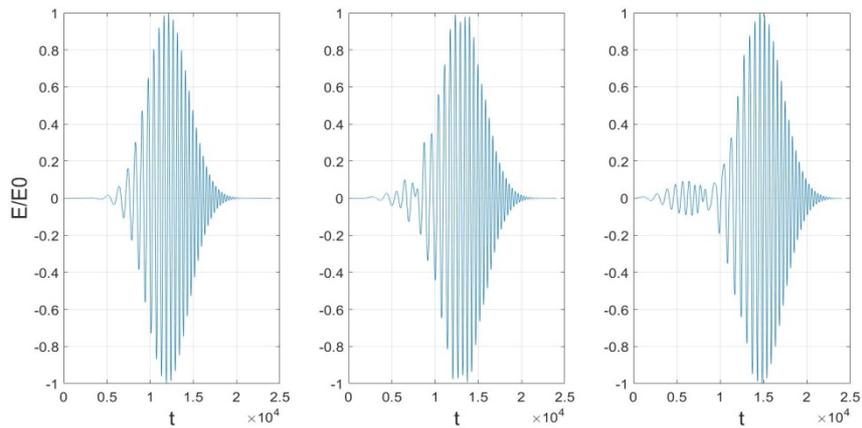


Рис. 3. Распространение импульса с положительным чирпом при рассеянии на азоте на расстоянии 5 мкм

В случае, показанном на рис. 3, чирп меняет форму края импульса, понемногу отделяя часть, в то время как случае, показанном на рис. 2, изменение проходит через весь импульс, прежде чем оставить после себя некоторые колебания. В обоих случаях после отделения «мусора» форма импульса выравнивается и возвращается к первоначальному виду с незначительным уширением.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов показывают, что динамика фемтосекундного импульса при распространении в режиме ВКС в общем случае является нестационарным процессом. При этом использование различных чирпов оказывает влияние на форму импульса, что делает более целесообразным их применение для исследования различных процессов.

Вопросы практического применения эффекта самоиндуцированной прозрачности в газовых средах, а также других прозрачных средах с комбинационной активностью требуют проведения дополнительных исследований.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Самовоздействие волновых пакетов в нелинейной среде и генерация фемтосекундных лазерных импульсов. *Успехи физических наук*. 1986. Т. 149, вып. 3. С. 450.
- Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*. М.: Наука, 1988. 312 с.
- Беленов Э.М., Назаркин А.В., Прокопович И.П. Динамика мощного фемтосекундного импульса в комбинационно-активной среде. *Письма в ЖЭТФ*. 1992. Т. 55, вып. 4. С. 218–222.
- McCall S.L., Hahn E.L. Self-induced transparency by pulsed coherent light. *Phys. Rev. Lett.* 1967. Vol. 18. P. 908–911.
- McCall S.L., Hahn E.L. Self-induced transparency. *Phys. Rev.* 1969. Vol. 183. P. 457–485.
- Prokopovich I.P. Two-photon Raman-type self-induced transparency for few-cycle laser pulses. *Laser Phys. Lett.* 2005. Vol. 2, no. 3. P. 120–125.
- Wille H., Rodrigues M., Kasparian J. Teramobile: a mobile femtosecond terawatt laser and detection system. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 20. P. 183–190.