

Исследование процессов распространения ультракоротких лазерных импульсов в атмосферных газах в режиме ВКС

Е.И. Сидоркина, А.Г. Светашев, Л.Н. Турышев, Н.В. Дорожко*

*Национальный научно-исследовательский центр мониторинга озоносферы БГУ
220045, г. Минск, ул. Курчатова, 7, Беларусь*

Поступила в редакцию 10.11.2020 г.

Представлены результаты численного моделирования распространения фемтосекундных лазерных импульсов в основных атмосферных газах (N_2 , O_2) с учетом эффектов когерентного комбинационного рассеяния. Показано, что при прохождении фемтосекундных 2π -импульсов в газовой среде возможна реализация режима вынужденного комбинационного саморассеяния, при котором потери энергии незначительны.

Ключевые слова: численное моделирование, ультракороткие лазерные импульсы, вынужденное комбинационное рассеяние; numerical simulation, ultrashort laser pulses, induced Raman scattering.

Введение

Исследование распространения ультракоротких импульсов оптического излучения высокой мощности в средах различной физической природы и состава представляет значительный экспериментальный и теоретический интерес [1–4]. В последнее время наблюдается прогресс в развитии средств активного зондирования атмосферы с применением лидарных систем со сверхкороткими импульсами электромагнитного излучения оптического диапазона [5], которые, по сравнению с радарными системами, имеют ряд преимуществ, связанных с улучшением пространственной разрешающей способности и расширением спектрального диапазона зондирования. Последнее особенно важно при анализе малых газовых составляющих атмосферы и различных атмосферных примесей.

Учитывая все вышесказанное, актуальной является разработка методов и программного обеспечения для численного моделирования распространения лазерных импульсов различной длительности и спектрального состава в атмосферных газах.

Явления, связанные с комбинационной активностью, в основном исследовались в твердотельных средах: кристаллах и оптических волноводах [1–4, 6, 7, 11], где происходят процессы когерентного взаимодействия мод излучения лазерного импульса с широким фоновым спектром материала.

Наиболее полно теоретические вопросы вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света

в режиме, когда длительности лазерных импульсов короче периода активной КР-моды колебаний молекул вещества, рассмотрены в [6–8] с использованием численного решения полной системы уравнений для описания электромагнитного поля и вещества.

Поскольку полномасштабные расчеты таких систем с учетом всех возникающих стационарных и нестационарных нелинейных процессов, как правило, сопряжены со значительными вычислительными затратами, существует потребность в создании оптимальных, практичных моделей и алгоритмов, адекватно описывающих физику протекающих процессов и в то же время позволяющих четко контролировать пределы допустимости принятых упрощений.

С практической точки зрения представляет интерес исследование влияния вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) на результаты реального зондирования атмосферы. Кроме того, перспективной представляется следующая возможность: выбирая параметры импульса в соответствии с оптическими характеристиками среды, значительно уменьшить потери его энергии на максимально больших дальностях зондирования и при этом оценить возможные негативные побочные эффекты.

Цель работы — численными методами исследовать влияние ВКС в атмосферных газах на форму, структуру и спектр зондирующих фемтосекундных импульсов.

Модели и методика расчетов

Распространение ультракоротких лазерных импульсов в комбинационно-активной газовой среде описывается волновым уравнением для поля и системой материальных уравнений для среды [6–8]:

* Екатерина Игоревна Сидоркина (kate_rfe@yahoo.com); Александр Георгиевич Светашев (asvetashev@tut.by); Леонид Николаевич Турышев (turishevln@tut.by); Наталья Васильевна Дорожко (natashka_d10.05@mail.ru).

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

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho - \rho_0}{T_1} = \frac{1}{\hbar \Omega} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right) \varepsilon^2 \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (3)$$

где ε – длина вектора напряженности электрического поля; z – координата распространения импульса излучения; c – скорость света в вакууме; P – поляризация среды, содержащая как линейный по полю вклад $P_{\text{л}}$, который учитывается отдельно для диапазона длин волн в спектре каждого исследуемого импульса, так и нелинейный $P_{\text{нл}}$, обусловленный комбинационным рассеянием, при этом индуцируемая полем нелинейная поляризация,

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

N – плотность числа частиц, Q – координата нормального колебания осциллятора, моделирующего локальное взаимодействие электромагнитного поля и среды (в нашем случае – молекула газа), $\partial \alpha / \partial Q$ – производная поляризуемости по нормальной координате; T_1 и T_2 – времена релаксации; $(\rho - \rho_0)$ – разность населенностей; Ω – частота первого колебательного перехода; M в двухатомных молекулах – масса атома газа.

Согласно оценкам при нормальных условиях в атмосферном воздухе времена релаксации T_1 , $T_2 \approx 10^{-13}$ с, что по крайней мере на порядок длиннее импульсов в десятки фемтосекунд. Вследствие этого в подобных условиях будет реализовываться когерентный режим взаимодействия лазерного излучения со средой. При оценке T_1 (а следовательно, энергетической ширины возбужденного уровня) предполагается, что молекулы газов взаимодействуют только за счет излучения.

Основные характеристики исследованных газов, использованные в расчетах, представлены в таблице [9, 10].

Основные молекулярно-оптические характеристики модельных газовых сред

Газ	Ω , см ⁻¹	$\frac{\partial \alpha}{\partial Q}$, см ²	T_1 , с	N , ч/см ³	β
N ₂	2359	$1,86 \cdot 10^{-15}$	10^{-13}	$2 \cdot 10^{19}$	3,37
O ₂	1580	$1,7 \cdot 10^{-15}$	10^{-13}	$2 \cdot 10^{19}$	0,58

Примечание. $\beta = 2\pi N \left| \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right| \left(\frac{\hbar \Omega}{2Mc^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$; величину $|\beta^{-1}|$ по аналогии с длиной поглощения можно назвать длиной комбинационного саморассеяния.

При всей важности нелинейных объемных процессов для максимального акцента на комбинационных эффектах в работе рассматривался одномерный вариант, без пространственной и частотной дисперсии. Рэлеевское рассеяние и рассеяние Ми

на аэрозольных частицах, имеющие значение для дистанционного зондирования, также исключались из рассмотрения.

В качестве зондирующего излучения исследовались импульсы наиболее перспективных и достаточно широко распространенных 1-й и 2-й гармоник титан-сапфирового лазера ($\lambda = 800$ и 400 нм соответственно).

Лазерный импульс моделировался уравнением

$$E(z, t) = \exp(-2 \ln 2 (t/\tau)^2) \cdot \sin(\omega t - \mathbf{k}z + \varphi), \quad (4)$$

E – вектор напряженности электрического поля; ω – частота излучения (несущая) импульса; \mathbf{k} – волновой вектор; τ – полуширина гауссова контура огибающей радиоимпульса, которую можно считать его длительностью.

При исследовании воздействия резонансных комбинационных эффектов на внутреннюю структуру импульса во временном и в частотном доменах для лучшего выявления происходящих изменений использовались импульсы с различными видами chirp (φ). Этот прием оказался достаточно эффективным.

Исходя из имеющихся данных для кислорода и азота была произведена оценка длительности импульса, чтобы обеспечить «спектральный» захват частоты первого колебательного перехода (т.е. условие $\tau \Omega \ll 1$). В результате при рассеянии на кислороде для получения режима ВКС длительность импульса должна быть не больше 22 фс, для азота верхний предел – 14 фс.

Как показано в работе [11] и более поздних работах [6, 8], при определенных интенсивностях в двухуровневых системах может реализоваться тип вынужденного когерентного резонансного взаимодействия, близкий по свойствам к режиму двухфотонной самоиндуцированной прозрачности комбинационного типа, при котором потери энергии импульса излучения минимальны.

Основная система уравнений и ее модификации исследовались численными методами различных типов. При этом оценивалась возможность упрощенных (более быстрых и менее затратных) модификаций для адекватного описания некоторых характеристик физического процесса, а также для валидации результатов полномасштабной модели.

В частности, в приближении $T_1, T_2 = \infty$ и «укороченных» вариантах волнового уравнения в [6, 11] для анализа изменения энергии импульса предложено ввести специфический «угол поворота» материальных переменных

$$\psi(z, t) = \left| \frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right| (\hbar \Omega M)^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^t \varepsilon^2(t-t', z) dt'. \quad (5)$$

Тогда уравнение изменения при ВКР площади импульса $S(z) = \psi(z, \infty)$, характеризующей взаимодействия импульса со средой и пропорциональной энергии, преобразуется к виду

$$\partial S / \partial z = \beta(1 - \cos S). \quad (6)$$

При площади импульса $S = 2\pi$ (2π -импульсы) возникает «резонансная» ситуация, когда скорость изменения энергии импульса с изменением расстояния z становится равной 0, т.е. изменения энергии импульса не происходит [11].

Значения β для кислорода, азота и других атмосферных газов рассчитывались исходя из имеющихся литературных данных [9, 10].

Указанный подход и методика расчета были модернизированы для оценки распространения фемтосекундных импульсов в многокомпонентных газовых средах различного состава. Вполне естественно, что этот метод не позволяет исследовать изменение формы импульса. Однако он позволил выбрать энергетические характеристики лазерных импульсов, которые могут реализовать режимы ВКС в каждом из исследованных газов и их смесях. Эти так называемые 2π -импульсы послужили объектами для исследований полномасштабными «полевыми» методами в рамках полной системы волнового и материальных уравнений.

Уравнение, характеризующее распространение импульса в КР-среде, было исследовано на различных пространственных и временных разностных сетках. В результате был выбран оптимальный вариант сетки, который позволил минимизировать потери энергии при распространении импульса.

При решении системы уравнений применялись различные варианты разностных алгоритмов. В частности, для решения материальных уравнений использовался метод Рунге–Кутты 4-го порядка [12].

Результаты и обсуждение

Основные результаты моделирования представлены на рис. 1–4. На рис. 1 и 2 показано практическое отсутствие изменений формы и структуры лазерного импульса ($\lambda = 800$ нм, $\Delta t = 14$ фс) после их распространения в газовом слое длиной 2,6 м для азота и 0,5 м для кислорода. Аналогичные результаты получены для слоев обоих газов толщиной до 5 м.

Два подхода, «полевой» и упрощенный «энергетический», показали одинаковый результат: при распространении лазерного импульса длительностью ≤ 14 фс в атмосферных газах реализуется ВКС, при котором практически не теряется энергия импульса.

«Полевой» метод показал, что при распространении 2π -импульса не происходит также и заметного изменения структуры импульса. В этом случае оба газа проявляют себя одинаково (рис. 1, 2).

Для импульсов с меньшей плотностью энергии ситуация кардинально меняется (рис. 3, 4). Изменения при рассеянии в азоте проявляются значительно сильнее.

Структурные изменения во временном диапазоне проявились «внутри» импульса, что особенно хорошо заметно для chirпированных импульсов, которые позволяют фиксировать наличие как временных, так и фазовых сдвигов. Создается впечатление, что импульс делится на два отдельных импульса, следующих друг за другом.

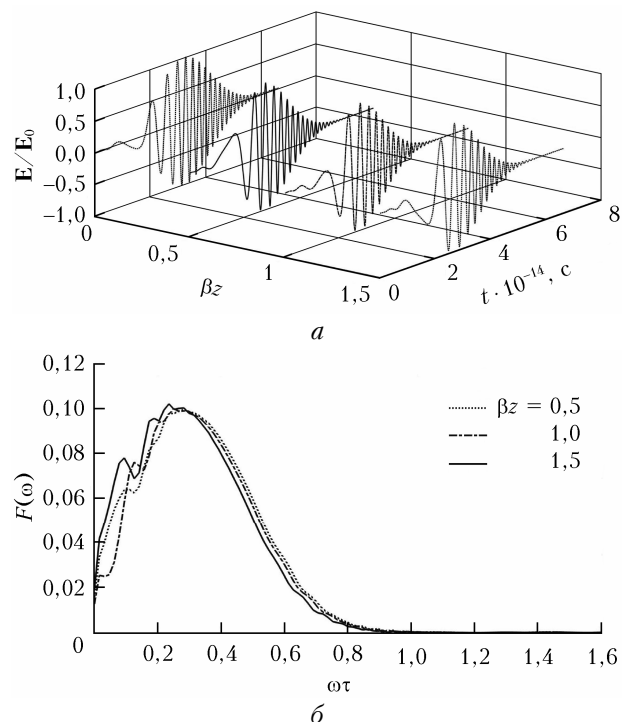


Рис. 1. Динамика: а – поля; б – спектра 2π -импульса при рассеянии в азоте

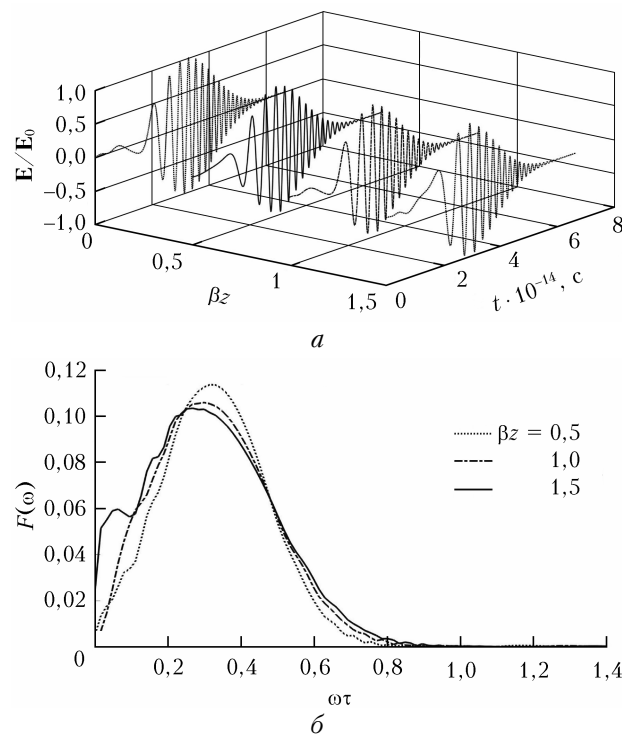


Рис. 2. Динамика: а – поля; б – спектра 2π -импульса при рассеянии в кислороде

Такой побочный эффект следует учитывать при решении задач дистанционного зондирования атмосферы, помня, что азот и кислород составляют $\sim 98,5\%$ земной атмосферы.

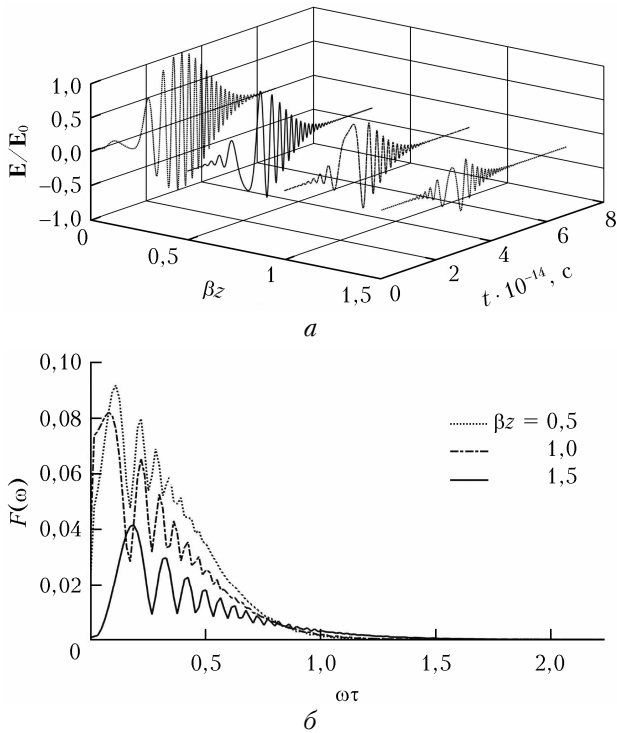


Рис. 3. Динамика: *a* – поля; *б* – спектра $\pi/100$ -импульса при рассеянии в азоте

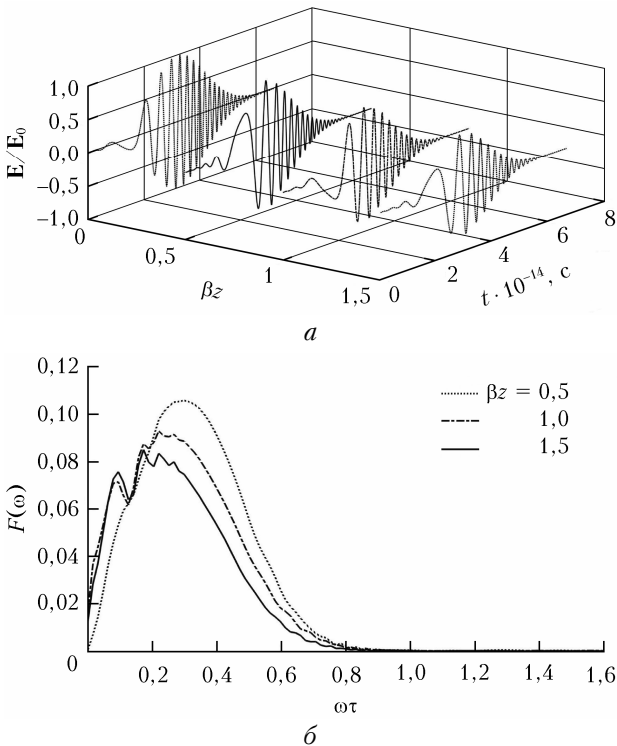


Рис. 4. Динамика: *a* – поля; *б* – спектра $\pi/100$ -импульса при рассеянии в кислороде

На рис. 3 и 4 видно, что передний фронт импульса переводит среду в возбужденное состояние, а амплитуда и частота импульса уменьшаются, следовательно, длина волны увеличивается. Спектр

передней части импульса смещается в красную сторону (сдвиг Стокса). Поле следующей части импульса вызывает когерентное возвращение среды в исходное состояние, что приводит к увеличению амплитуды и частоты задней части импульса. Во время этого процесса для 2π -импульса в целом энергия сохраняется. Спектр импульса расширяется и имеет ассиметричную форму. По мере эволюции импульса на фоне сплошного спектра появляются заметные эквидистантные пики.

Сравнивая спектры импульсов одинаковой длительности и энергии при рассеянии в кислороде с соответствующими спектрами для азота, можно отметить различие в стоксовых сдвигах, а также в структуре спектра, причем разница увеличивается по мере распространения импульса в среде. Это обусловлено разницей эффективности ВКС, зависящей от поляризуемости молекул и частоты комбинационно-активного перехода: 2359 см^{-1} для азота и 1580 см^{-1} для кислорода.

Заключение

При прохождении фемтосекундных 2π -импульсов в газовой среде возможна реализация ВКС-режима, при котором потери энергии незначительны.

Для импульсов меньшей площади ($S < 2\pi$) происходит значительное уменьшение энергии, которое сопровождается изменением временной и спектральной внутренней структуры импульса. При этом относительная величина изменений зависит от природы газа, в частности, от характеристик поляризуемости и энергии резонансного колебательного перехода.

Результаты расчетов показывают, что динамика импульса при распространении в режиме ВКС в общем случае является нестационарным процессом по форме поля и спектра.

1. Bloembergen N. The stimulated Raman effect // J. Phys. Am. 1967. V. 35, N 11. P. 989.
2. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Самовоздействие волновых пакетов в нелинейной среде и генерация фемтосекундных лазерных импульсов // Успехи физ. наук. 1986. Т. 149, вып. 3. С. 450.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
4. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения М.: Наука, 1991. 312 с.
5. Wille H., Rodrigues M., Kasparian J. Teramobile: A mobile femtosecond terawatt laser and detection system // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2002. V. 20. P. 183–190.
6. 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.
7. Nazarkin A., Korn G. Raman self-conversion of femtosecond laser pulses and generation of single-cycle radiation // Phys. Rev. A. 1998. V. 58, N 1. P. 61–64.
8. Prokopovich I.P. Two-photon Raman-type self-induced transparency for few-cycle laser pulses // Laser Phys. Lett. 2005. V. 2, N 3. P. 120–125.
9. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочника по атомной и молекулярной физике М.: Атомиздат, 1980. 240 с.

10. Булдаков М.А., Королев Б.В., Матросов И.И., Попова Т.Н. Определение производных поляризуемости молекул N_2 и O_2 по межъядерному расстоянию // Опт. и спектроскоп. 1987. Т. 62, вып. 4. С. 758–762.
11. McCall S.L., Hahn E.L. Self-induced transparency // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 457.
12. Мулярчик С.Г. Численные методы: Конспект лекций. Минск, БГУ, 2001. 130 с.

E.I. Sidorkina, A.G. Svetashev, L.N. Turyshev, N.V. Dorozhko. Study of propagation of ultrashort laser pulses in the atmosphere.

The results of numerical simulation of femtosecond laser pulse propagation in main atmospheric gases (N_2 and O_2) under the effects of coherent Raman scattering are considered. It is shown that when femtosecond 2π -pulses propagate through a gaseous medium, SRS regime is implementable, under which energy losses are insignificant.