

Ю.В. Кистенев, Ю.Н. Пономарев, И.А. Шевчук

**ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ГАЗОВ
НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТОВ ВКР И РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ**

Обсуждаются возможности использования явления активного комбинационного рассеяния света на молекулах N_2 или O_2 с целью увеличения дальности зондирования малых газовых составляющих атмосферы методом дифференциального поглощения и рассеяния.

Выполнены оценки увеличения дальности зондирования для типичных значений характеристик лазерного излучения и параметров среды для случая, когда поглощение зондирующего излучения газом превышает его усиление за счет ВКР.

Для зондирования газового состава атмосферы на протяженных трассах распространенным является метод дифференциального поглощения и рассеяния [1]. Дальность зондирования по этому методу определяется величиной коэффициента поглощения исследуемого газа и для сильнопоглощающих компонентов, таких как NO_2 , CH_4 , органические молекулы, может быть недостаточной для практических нужд из-за быстрого ослабления энергии зондирующего импульса вдоль трассы распространения. Использование в качестве реперных слабых линий поглощения позволяет увеличить дальность зондирования, но имеет свои недостатки. Они обусловлены тем, что для слабых линий все параметры (интенсивности, форма контура, уширение и сдвиги), а также их температурные зависимости известны с меньшей точностью.

Целью настоящей статьи является обсуждение возможности использования эффекта вынужденного комбинационного рассеяния на молекулах основной газовой компоненты атмосферы N_2 для перекачки энергии из пучка вспомогательного излучения в основной зондирующий пучок при их коллинеарном распространении в атмосфере, что обеспечит реальное увеличение дальности зондирования, так как частота вспомогательного излучения не попадает в резонанс с линией поглощения.

Распространение двух коллинеарных лазерных пучков, один из которых имеет частоту ω_s , совпадающую с частотой линии поглощения исследуемого газа, а другой — частоту ω_p , удовлетворяющую условию $\omega_p - \omega_s = \omega_0$ (ω_0 — частота вращательного или колебательного КР в азоте) и не попадающую в линию поглощения исследуемого газа, может быть описано системой уравнений [2]

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial \tau} + i \frac{\Delta_{\perp}}{2\kappa_s \text{Re}\alpha_s} \varepsilon_s = \left(\mu |\varepsilon_p|^2 - \frac{\alpha_s}{2\text{Re}\alpha_s} \right) \varepsilon_s, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial \tau} + i \frac{\Delta_{\perp}}{2\kappa_p \text{Re}\alpha_s} \varepsilon_p = -\left(\mu \delta |\varepsilon_s|^2 + \frac{\gamma}{2} \right) \varepsilon_p, \quad (1b)$$

где ε_s , ε_p — напряженность поля резонансной волны и волны накачки; $\gamma = \alpha_p / \text{Re}\alpha_s$; α_p , α_s — комплексные коэффициенты поглощения для волны накачки и резонансной волны соответственно; τ — оптическая толщина среды на частоте ω_s , $\kappa_s = \omega_s / c$; $\kappa_p = \omega_p / c$

$$\delta = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{|\varepsilon_s(0, 0)|^2}{|\varepsilon_p(0, 0)|^2}; \quad \mu = \frac{g}{\text{Re}\alpha_s} |\varepsilon_p(0, 0)|^2;$$

g — коэффициент усиления резонансной волны за счет ВКР.

Для протяженных атмосферных трасс при $g < \text{Re}\alpha_s$ процесс ВКР является слабонелинейным, при $I_s \sim 10^6 - 10^8$ Вт/см² это соответствует коэффициентам поглощения $\text{Re}\alpha_s \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ см⁻¹ [3]. В этом случае оценка энергетических характеристик пучков может быть получена при пренебрежении нелинейными изменениями угловых характеристик излучения. Тогда для пучков с аксиальной симметрией решение системы (1) может быть представлено в виде

$$\varepsilon_s(\tau, r_{\perp}) = \varepsilon_{sL}(\tau, r_{\perp}) \left\{ 1 + \frac{\mu}{\text{Re}\gamma} (1 - e^{-\text{Re}\gamma\tau}) + \frac{\mu^2}{2\text{Re}\gamma} (1 - e^{-\text{Re}\gamma\tau})^2 + \dots \right\}, \quad (2a)$$

$$\varepsilon_p(\tau, r_{\perp}) = \varepsilon_{pL}(\tau, r_{\perp}) \{ 1 + \mu\delta(1 - e^{-\tau}) + \dots \}, \quad (2b)$$

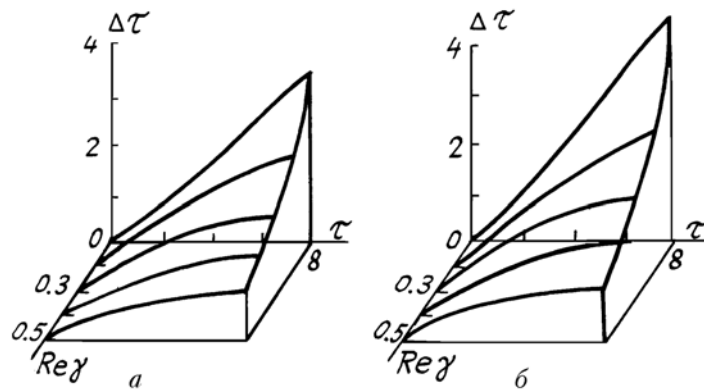
где

$$\varepsilon_{sL}(\tau, r_{\perp}) = \hat{H}^{-1} \left\{ \varepsilon_s(0, \rho) \exp \left[-\frac{\tau}{2\text{Re}\alpha_s} \left(\alpha_s - \frac{i\rho^2}{\kappa_s} \right) \right] \right\};$$

$$\varepsilon_{pL}(\tau, r_{\perp}) = \hat{H}^{-1} \left\{ \varepsilon_p(0, \rho) \exp \left[-\frac{\gamma\tau}{2} \left(1 - \frac{i\rho^2}{\kappa_p 2\text{Re}\alpha_p} \right) \right] \right\}$$

является решением задачи о распространении пучков с частотами ω_s и ω_p в линейном случае, т.е. исходным выражением для постановки соответствующей обратной задачи в методе дифференциального поглощения, а \hat{H}^{-1} обозначает обратное преобразование Ханкеля.

Для передачи энергии из пучка накачки (ω_p) в зондирующий пучок (ω_s) наиболее целесообразно использовать комбинационно активные вращательные переходы в N_2 или O_2 — основных атмосферных газах. В этом случае значения частот ω_s и ω_p обеспечивают выполнение условия синхронизма на достаточно большом расстоянии [4] и требуемую для дифференциальной методики зондирования частотную отстройку $\omega_p - \omega_s = \Delta\omega \sim (5 \dots 10)\gamma_L$, где γ_L — ширина линии резонансного поглощения зондируемого газа.



Зависимость увеличения дальности зондирования резонансно поглощающего газа от параметров среды при $\mu = 0,2$ (а), $\mu = 0,4$ (б)

Критерием увеличения дальности зондирования является отношение длины трассы в резонансно-поглощающей среде, на которой достигается ослабление интенсивности излучения до определенного уровня при распространении двух коллинеарных пучков с передачей энергии из одного в другой за счет ВКР, к длине таковой без ВКР взаимодействия.

На рисунке представлены результаты оценок увеличения дальности зондирования поглощающего вещества в атмосферном воздухе для режима слабой нелинейности.

Рассмотренный выше способ увеличения дальности проникновения зондирующего излучения в исследуемую среду может быть реализован при использовании перестраиваемых по частоте импульсных узкополосных лазеров видимого и ближнего ИК-диапазонов (твердотельных и жидкостных), для которых доступен диапазон интенсивностей излучения в импульсе от 1 до 10^3 МВт/см² [5], возможен соответствующий выбор частот ω_p и ω_s и синхронизация во времени зондирующего импульса и импульса накачки.

1. Лазерный контроль атмосферы /Под ред. Э.Д. Хинкли. М.: Мир, 1979. 416 с.
2. Сухоруков А. П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука, 1988. 231 с.
3. Martin W. E. //Appl. Optics. 1988. V. 27. № 3. P. 567–577.
4. Садовников В. П., Стрелков Г. М., Шаляев М. Ф. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1123–1130.
5. Справочник по лазерам. Т. 1/Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. Радио, 1978.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
21 ноября 1991 г.

Yu. V. Kistenev, Yu. N. Ponomarev, I. A. Shevchuk. **Laser Sensing of Atmospheric Gases Using Stimulated Raman Effects and Resonance Absorption.**

A possibility of using SRS on N_2 on O_2 molecules is discussed aiming at increase of the range of sounding of the minor atmospheric gases with DIAL technique.

Some estimates are obtained in the paper of the sounding range enhancement for the case when the absorption of sounding radiation by a gas is stronger than its amplification due to stimulated Raman effect, the parameters of laser radiation of the medium being typical.