

03;07

## Преобразователи частоты излучения фемтосекундных лазеров для лидарного мониторинга атмосферы

© П.П. Гейко, В.Е. Привалов, О.А. Романовский, О.В. Харченко

Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,  
Томск

E-mail: ppg@imces.ru

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

E-mail: vaevpriv @yandex.ru

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

E-mail: roa@iao.ru

Поступило в Редакцию 24 декабря 2008 г.

Исследованы возможности использования нелинейно-оптических преобразователей частоты излучения фемтосекундных импульсов на основе двуосных нелинейных кристаллов для лазерного зондирования атмосферы. Описана методика широкополосного зондирования газового состава атмосферы методом дифференциальной оптической спектроскопии атмосферы. Проведено численное моделирование лидарного зондирования газовых компонент атмосферы с использованием преобразованного по частоте излучения фемтосекундных лазеров.

PACS: 42.50, 42.65.Tg

Целью работы является исследование возможностей применения широкополосного излучения фемтосекундных лазеров для лазерного зондирования атмосферы. Использование лазеров, излучающих импульсы фемтосекундного диапазона длительностей, спектральная ширина которых может составлять доли микрон, открывает новые перспективы в дистанционном анализе газоаэрозольного состава атмосферы [1].

Применение для этих целей  $Ti^{3+} : Al_2O_3 (0.75-1.0 \mu m)$  и  $Cr^{3+} : MgSiO_4 (1.2-1.32 \mu m)$  лазеров перспективно при использовании преобразователей их частоты в другие участки спектра. Задача выбора кристалла и типа преобразования частоты, позволяющих получать фемтосекундные импульсы с заданной шириной линии излучения в среднем ИК диапазоне, где расположены спектры поглощения большинства

загрязняющих атмосферу газов, остается нерешенной в полной мере. Нами рассматривались сравнительно недавно появившиеся твердые растворы двуосных кристаллов  $\text{LiIn}(\text{S}_x\text{Se}_{1-x})_2$  и  $\text{Ag}_x\text{Ga}_x\text{Ge}_x\text{S}_{2(1+x)}$  [2,3]. В твердых растворах имеется возможность получения необходимых спектральных зависимостей синхронизма и других параметров преобразователей частоты варьированием отношения смещения  $x$ .

Групповая длина, или групповая расстройка, однозначно связана со спектральной шириной нелинейного преобразования, которая в режиме группового синхронизма максимальна. Для произвольных трех-частотных взаимодействий надо рассматривать три типа синхронизма:  $ss-f$ ;  $sf-f$ ;  $fs-f$ , в вырожденном случае (генерация второй гармоники) остаются два типа ( $ss-f$  и  $sf-f$ ). Выражения для эффективного нелинейного коэффициента для исходных и смешанных кристаллов совпадают и имеют вид  $d_{ef} = -(d_{24} \sin^2 \varphi + d_{15} \cos^2 \theta)$  в плоскости  $XY$ ,  $d_{ef} = -d_{24} \sin \theta$  в плоскости  $YZ$ ,  $d_{ef}(ss-f) = -d_{31} \sin \theta$  и  $d_{ef}(sf-f, fs-f) = d_{15} \sin \theta$  в плоскости  $XZ$  соответственно. С увеличением угла синхронизма также возрастает спектральная ширина синхронизма, что крайне важно при преобразовании частоты сверхкоротких импульсов.

Групповая длина взаимодействия, или групповая расстройка, однозначно связана со спектральной шириной нелинейного преобразования, которая в режиме группового синхронизма максимальна. Зависимость групповой длины от длины волны накачки для двуосных кристаллов представляется поверхностью, а не кривой, как для одноосных кристаллов; кроме того, в двуосных кристаллах точный групповой синхронизм реализуется в некотором диапазоне длин волн, в отличие от одноосных, в которых он достижим для фиксированной длины волны. Групповые скорости вычислялись вдоль направления фазового синхронизма. Поскольку оптическая индикатриса двуосных кристаллов не является фигурой вращения, то условие фазового синхронизма представляет функцию, зависящую как от полярного, так и от азимутального углов.

Для эффективного преобразования частоты сверхкоротких импульсов одним из основных требований, предъявляемых к нелинейным кристаллам, является наличие не критичного спектрального синхронизма. Более мягкое требование — превышение спектральной ширины синхронизма для конкретного типа взаимодействия над шириной спектра излучения накачки. Это требование аналогично условию группового

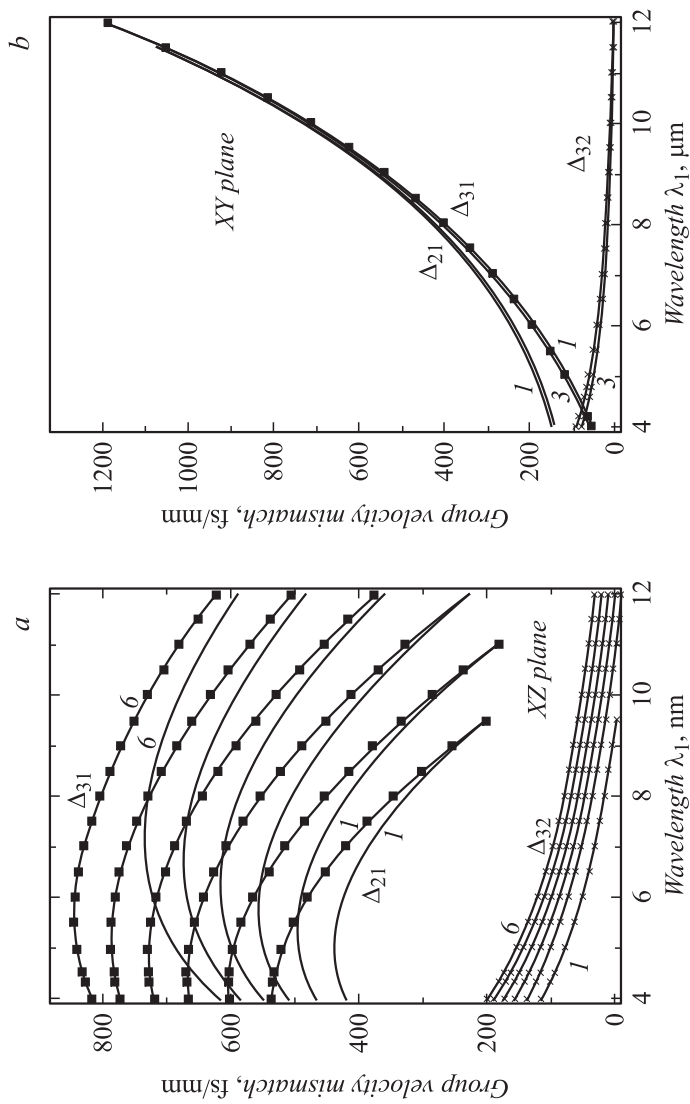
синхронизма для первого типа взаимодействия и условию режима преобразования с компрессией длительности импульса для второго типа взаимодействия [3]. Групповая длина волны определяется как  $L_{gr} = \tau_p / |\Delta u_{ij}^{-1}|$ , где  $i, j = 1, 2, 3$ ,  $\Delta u_{ij}^{-1} = u_i^{-1} - u_j^{-1}$  — расстройка групповых скоростей,  $\tau_p$  — длительность импульса накачки. Ее увеличение пропорционально уменьшению групповой расстройки участвующих во взаимодействии импульсов. Групповые скорости  $u_i^{-1}$  и  $u_j^{-1}$  вычислялись с использованием дисперсионных уравнений Сельмейера.

На рис. 1 приведены результаты расчетов дисперсии расстроек групповых скоростей пар импульсов  $\Delta_{ij}$  для параметрической генерации с накачкой излучением с  $\lambda_3 = 820 \text{ nm}$  для смешанных четырехкомпонентных кристаллов в двух главных плоскостях при различных отношениях смещения. Минимальная расстройка групповых скоростей  $\Delta_{32}$  реализуется между импульсами накачки и холостой волны, однако во всей области прозрачности кристалла. Рассогласование групповых скоростей не превышает  $1300 \text{ fs/mm}$ , что позволяет использовать кристаллы длиной до  $1 \text{ cm}$  при длительности импульса накачки порядка  $100 \text{ fs}$ . Групповая расстройка  $\Delta_{31}$  между импульсами накачки и сигнальной волны минимальна на длине волны  $3.9 \mu\text{m}$ .

Один из возможных режимов преобразования частоты фемтосекундных импульсов — режим, при котором разности групповых скоростей для двух пар взаимодействующих волн имеют противоположные знаки. При подходящем выборе временной задержки между импульсами на входе кристалла, интенсивности импульсов и длины кристалла можно достичь преобразования частоты со сжатием длительности импульса.

Таким образом, наличие преобразователей частоты на основе упомянутых выше нелинейных кристаллов позволяет получать широкополосное лазерное излучение в диапазоне  $1.5\text{--}4 \mu\text{m}$ , где находятся мощные полосы поглощения ряда атмосферных газов, пригодных для использования для лидарного мониторинга атмосферных газов.

Из всех лидарных методов, использующихся в газоанализе, наибольшим сечением взаимодействия обладает метод дифференциального поглощения (МДП). В МДП должно выполняться требование монохроматичности лазерного излучения. Широкий спектральный профиль лазерного излучения уменьшает эффективный коэффициент поглощения, что снижает чувствительность измерений. Наконец, проблема стандартных измерений МДП (особенно тропосферного озона), использующих только две длины волны, означает, что наличие мешающего поглощения



**Рис. 1.** Расстройка групповых скоростей в главных плоскостях в нелинейных кристаллах: *a* —  $\text{XZ LiGa}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ ,  $x = 0.0$  (1),  $x = 1.0$  (6); *b* —  $\text{XY AgGaGe}_2\text{S}_6$  (1),  $\text{AgGaGe}_3\text{S}_8$  (2),  $\text{AgGaGe}_4\text{S}_{10}$  (3).

(сторонними газами, например, диоксидом азота или водяным паром) не учитывается, что приводит к ошибкам, вызванным неточностью априорного значения коэффициентов поглощения.

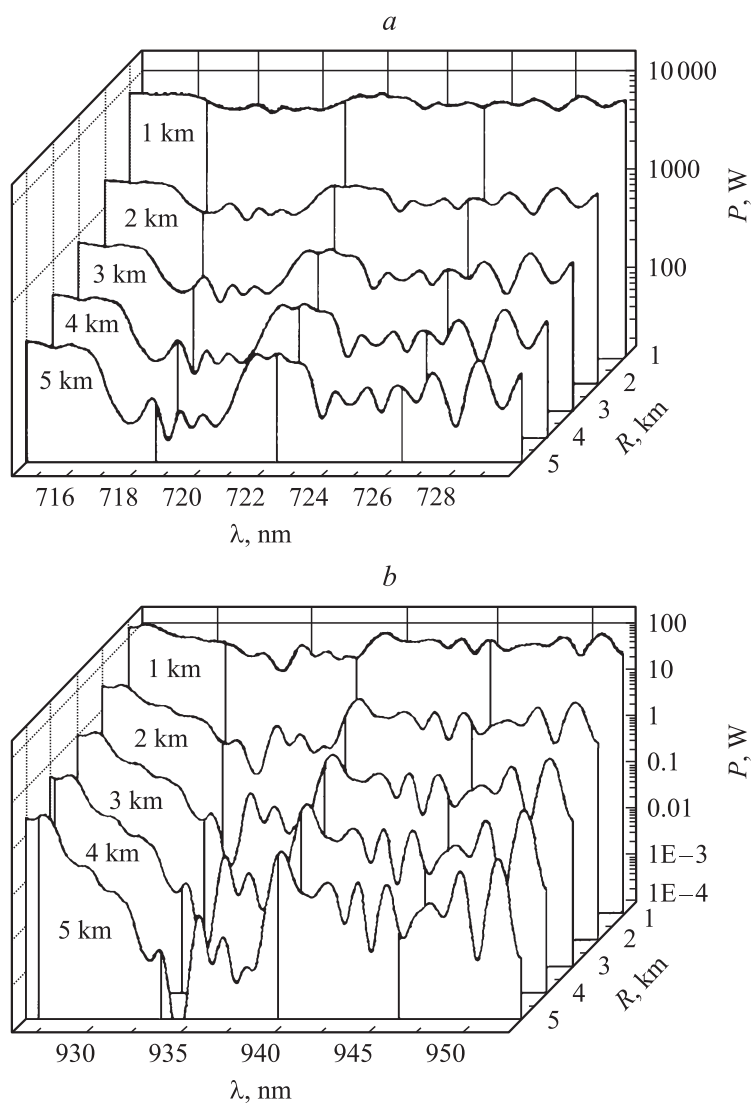
Этих недостатков позволяет избежать метод дифференциальной оптической абсорбции спектроскопии (ДОАС). ДОАС позволяет проводить спектрально разрешенные измерения в широкой полосе, что обеспечивает идентификацию нескольких газов даже в случае перекрывания полос поглощения. Однако возможности метода ДОАС для получения вертикальных профилей ограничены, в настоящее время проведены только усредненные по трассе измерения.

Перспективным путем решения проблемы является метод, сочетающий преимущества обоих методов — пространственное разрешение МДП и идентификацию газов ДОАС [4]. Новый метод использует широкополосное лазерное излучение и спектрометр с ПЗС-детектором, что обеспечивает измерение лидарных сигналов с разрешением как по высоте, так и по длине волны одновременно.

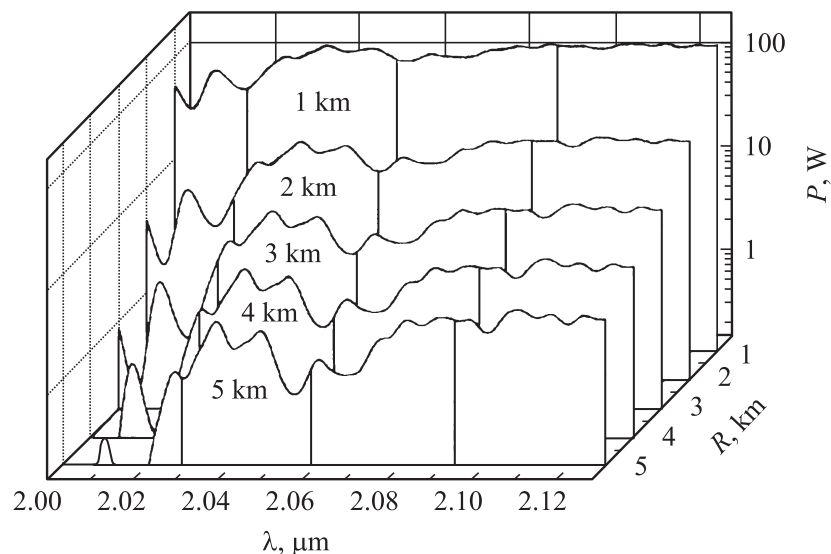
С целью оценки уровня лидарных сигналов при использовании широкополосной (ДОАС–МДП) методики зондирования в диапазоне генерации основных и преобразованных частот излучения Ti:Sapphire лазера мы провели численное моделирование лидарного зондирования водяного пара на горизонтальных приземных трассах. Задействованные в расчетах параметры лидарной системы приведены в таблице.

Площадь приемника $A$ ( $D = 0.3$ m)	$700 \text{ cm}^2 = 7 \cdot 10^{-8} \text{ km}^2$
Ширина аппаратной функции	$10 \text{ cm}^{-1}$
Эффективность приемной системы	0.3
Пространственное разрешение $\Delta r$	1 km
Пиковая мощность лазера	
$0.7 \mu\text{m}$	$10^{11} \text{ W}$
$0.9 \mu\text{m}$	$10^{10} \text{ W}$
$2 \mu\text{m}$	$10^{10} \text{ W}$
Диапазон перестройки лазера	
$0.7\text{--}1.0 \mu\text{m}$	$10\,000\text{--}14\,000 \text{ cm}^{-1}$
$2.0\text{--}2.1 \mu\text{m}$	$4700\text{--}5000 \text{ cm}^{-1}$

Результаты расчетов пространственно (для дальностей зондирования от 1 до 5 km) и спектрально разрешенных эхо-сигналов лидарного зондирования водяного пара в диапазоне генерации Ti:Sapphire лазера



**Рис. 2.** Лидарные эхо-сигналы зондирования водяного пара в областях генерации основной полосы генерации  $\text{Ti:Sapphire}$  лазера  $0.72 \mu\text{m}$  (a) и  $0.94 \mu\text{m}$  (b).



**Рис. 3.** Пространственно и спектрально разрешенные эхо-сигналы лидарного зондирования в области преобразованного по частоте излучения Ti:Sapphire лазера (2.0–2.1  $\mu\text{m}$ ).

приведены на рис. 2. На рис. 3 представлены результаты численного моделирования лидарного зондирования профилей водяного пара в безопасном для глаз диапазоне перестройки частот 2.0–2.1  $\mu\text{m}$ . Следует отметить, что представленные на рис. 2, а спектры хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в работе [5].

Из рис. 2, 3 видно, что уровень принимаемых лидарных эхо-сигналов сохраняется в приемлемом диапазоне от 1 до 100 W практически во всех рассматриваемых спектральных и дальностных диапазонах как на основных, так и на преобразованных частотах излучения фемтосекундного Ti:Sapphire лазера.

Проведенные расчеты показали перспективность использования сверхширокополосных нелинейно-оптических преобразователей частоты излучения фемтосекундных импульсов для целей лидарного зондирования атмосферы.

## Список литературы

- [1] *Гордиенко В.М., Холодных А.И., Прялкин В.И.* // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. В. 9. С. 839–842.
- [2] *Гейко П.П., Коцубинская Е.П.* // Оптика атмосферы и океана. 2006. Т. 19. № 2–3. С. 167–171.
- [3] *Petrov V., Yeliseev A., Isaenko L., Lobanov S., Tito A.V., Zondy J.-J.* // Appl. Phys. B. 2004. V. 78. N 5. P. 543–546.
- [4] *Douard M.* et al. // Optics Letters. 1995. V. 20. N 20. P. 2140–2143.
- [5] *Povey I.M.* et al. // J. Geophys. Res. 1993. V. 103. P. 3369–3380.