

А.М. Киселев¹, Ю.Н. Пономарев², А.Н. Степанов¹,
А.Б. Тихомиров², Б.А. Тихомиров²

Поглощение фемтосекундного излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом и водяным паром

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород

² Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 14.04.2006 г.

Установлено, что в отсутствие эффекта самофокусировки коэффициент индуцированного поглощения фемтосекундных импульсов излучения Ti:Sa-лазера в атмосферном воздухе и водяном паре увеличивается прямо пропорционально энергии лазерных импульсов E . Для гауссовых пучков радиусом 2,5 мм коэффициент индуцированного поглощения в воздухе при атмосферном давлении изменяется со скоростью $dk/dE = (2,48 \pm 0,45) \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1} \cdot \text{мДж}^{-1}$ (длительность импульса 190 фс), а в водяном паре при давлении 13 мбар со скоростью $dk/dE = (1,54 \pm 0,20) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1} \cdot \text{мДж}^{-1}$ (длительность импульса 120 фс).

Измеренный коэффициент поглощения фемтосекундных импульсов в воздухе при энергии $E \approx 0$ (коэффициент линейного поглощения) хорошо согласуется со значением коэффициента поглощения излучения водяным паром в атмосферном воздухе, полученным из расчета с использованием базы данных HITRAN.

Введение

Распространение высокоинтенсивных фемтосекундных (ФС) импульсов в газах и атмосферном воздухе отличается от хорошо изученных случаев распространения лазерных импульсов наносекундной (НС) длительности. Одним из наиболее ярких эффектов, обнаруженных и активно изучаемых в последние годы, является филаментация лазерного пучка при распространении ФС лазерных импульсов в атмосферном воздухе [1, 2].

В [3] сообщается об обнаружении другого эффекта: зависящего от энергии лазерных импульсов поглощения ФС-излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом в отсутствие филамента. В эксперименте [3] наблюдалось индуцированное поглощение импульсов излучения с длительностью 80 фс в атмосферном воздухе, нелинейно возрастающее с увеличением энергии и значительно превышающее поглощение импульсов излучения НС-длительности (9 нс) со сравнимыми спектральными характеристиками.

Количественные данные о коэффициентах индуцированного поглощения ФС-излучения атмосферным воздухом и его молекулярными составляющими представляют большой интерес для оценки ослабления ФС-излучения в атмосфере. Такие данные в литературе отсутствуют.

Целью настоящей работы являются измерения коэффициентов поглощения ФС-излучения с длиной волны $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$ атмосферным воздухом и водяным паром при энергиях лазерного импульса, меньших энергии филаментации.

ОА-спектрометр на основе Ti:Sa-лазера

Измерения проводились с использованием оптико-акустического (ОА) метода лазерной спектроскопии. Схема ОА-спектрометра, созданного на основе лазерного комплекса [4], представлена на рис. 1.

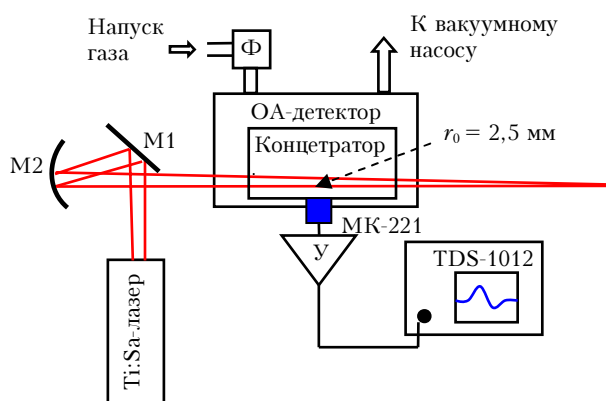


Рис. 1. Схема ОА-спектрометра: М1 – плоское зеркало, М2 – сферическое зеркало с $F = 86,5 \text{ см}$; Ф – аэрозольный фильтр; У – широкополосный усилитель с коэффициентом 1000; МК-221 – полудюймовый микрофон

Ti:Sa-лазер позволяет получать импульсы излучения ФС- или НС-длительности. При отсутствии инъекции ФС-импульсов от задающего генератора в схему регенеративного усилителя лазерная система генерирует импульсы длительностью $\tau = 9 \text{ нс}$.

Инъекция отдельных ФС-импульсов от задающего генератора синхронно с накачкой регенеративного и выходных усилителей позволяет получать мощные ФС-импульсы света с частотой повторения 10 Гц (подробнее см. [4]). Для исключения эффекта самофокусировки в настоящих экспериментах с воздухом энергия ФС-импульсов не превышала 5 мДж. Длительность ФС-импульсов на полувысоте (FWHM) τ составляла 190 фс. Радиусы гауссовых пучков излучения на выходе из лазерной системы в обоих случаях одинаковы и равны примерно 5 мм. В настоящей работе спектр излучения НС-импульсов, регистрируемый с помощью монохроматора и ПЗС-линейки с разрешением 0,04 нм, хорошо аппроксимировался функцией Гаусса со значением длины волны в максимуме $\lambda_0 = 791$ нм и шириной на полувысоте $\Delta\lambda = 23,4$ нм. Для ФС-импульсов λ_0 равна 800 нм, $\Delta\lambda = 17,7$ нм. Энергия импульсов излучения изменялась поляризационным аттенюатором и измерялась с помощью калиброванного фотодиода.

Излучение лазера заводилось в ячейку ОА-детектора с помощью двух диэлектрических зеркал. Первое зеркало было плоским, второе имело фокусное расстояние F , равное 86,5 см. Цилиндрическая ОА-ячейка длиной 25 см и диаметром 20 см, с окнами из MgF_2 толщиной 2 мм, размещалась таким образом, что фокус сферического зеркала находился за ячейкой, а радиус лазерного пучка r_0 в плоскости измерительного микрофона МК-221 составлял 2,5 мм. Форма электрических сигналов, генерируемых в результате поглощения импульсов излучения воздухом и регистрируемых на выходе широкополосного усилителя с помощью осциллографа TDS-1012, представлена на рис. 2.

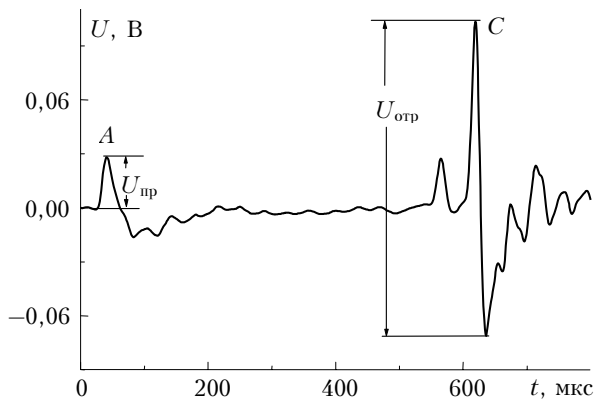


Рис. 2. Осциллограмма сигнала ОА-детектора

В ОА-ячейке установлен «концентратор» [5], состоящий из двух параболических рефлекторов и служащий для увеличения чувствительности детектора. Первый импульс А с амплитудой $U_{пр}$ (см. рис. 2) соответствует воздействию на микрофон импульса давления, приходящему непосредственно из освещенной излучением области. Импульс С с амплитудой $U_{отр}$ соответствует импульсу давления, сфокусированному на микрофон с помощью «концентратора» (подробнее см. [5]). В зависимо-

сти от величины поглощения измеряются либо амплитуда прямого сигнала $U_{пр}$, либо амплитуда сфокусированного сигнала $U_{отр}$.

На рис. 3 представлена корреляция между $U_{отр}$ и $U_{пр}$. Из рис. 3 видно, что переход в измерениях от $U_{пр}$ к $U_{отр}$ позволяет увеличить чувствительность ОА-спектрометра примерно в 6 раз.

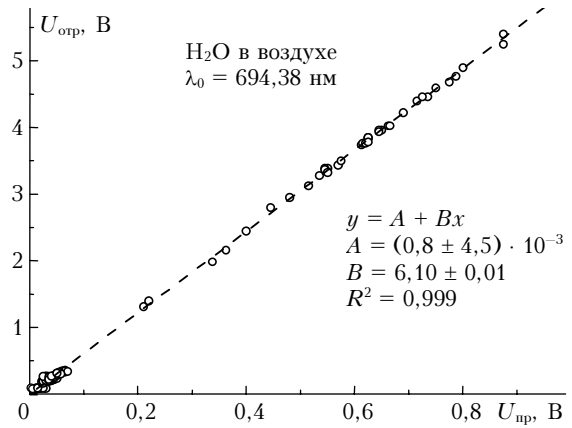


Рис. 3. Корреляция между амплитудами $U_{пр}$ и $U_{отр}$

В настоящей работе при калибровке ОА-детектора и измерениях коэффициентов неизвестного поглощения излучения Тi:Са-лазера водяным паром и воздухом регистрировалась амплитуда $U_{отр}$.

Формулы для амплитуды ОА-сигнала при поглощении НС- и ФС-импульсов излучения. Калибровка ОА-детектора

В случае линейного поглощения амплитуда сигнала ОА-детектора $U_{отр}$ связана с коэффициентом поглощения излучения в газе k , энергией лазерного импульса E и амплитудой импульса сжатия сигнала давления p_{max} соотношениями [6, 7]:

$$U_{отр} = akE = K\varepsilon p_{max}, \quad (1)$$

$$p_{max} \approx \frac{V_{зв}^2}{2\pi C_p T r_0^{3/2} r^{1/2}} kE, \quad (2)$$

где a и ε — чувствительность ОА-детектора и чувствительность микрофона соответственно; K — коэффициент связи между амплитудами $U_{отр}$ и $U_{пр}$; T — температура газа; C_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; $V_{зв}$ — скорость звука в газе; r_0 — радиус лазерного пучка в точке измерения; r — расстояние от центра лазерного пучка до микрофона.

Выражение (2) справедливо для случая «большого» размера гауссова пучка, когда форма сигнала давления не зависит от времени тепловыделения [7]. В формуле (1) для немонахроматического излучения величина k определяется из уравнения [6]:

$$k = k(v_\lambda) = \sum_i \int_{\Delta v} k_i(v) g(v_\lambda - v) dv, \quad (3)$$

где с использованием метода расчета [8] суммирование производится по линиям поглощения, попадающим в спектральный интервал $(\nu_{\perp} \pm 25) \text{ см}^{-1}$, ν_{\perp} – волновое число для максимума спектра излучения лазерного импульса, связанное с соответствующим значением длины волны излучения в микрометрах соотношением $\nu_{\perp} = 10000\lambda_{\perp}^{-1}$. Функция g характеризует спектр излучения в спектральном интервале $\Delta\nu$. Согласно (3) $k(\nu_{\perp})$ является коэффициентом поглощения, включающим в себя вклады от i линий поглощения, находящихся в спектральной области $(\nu_{\perp} \pm 25) \text{ см}^{-1}$, и искаженным из-за аппаратной функции лазерного спектрометра g .

Профили линий поглощения задаются в виде контура Фойгта [9]:

$$k_i(\nu) = \frac{k_i^{\max} Y}{\pi} \int \frac{e^{-t^2}}{Y^2 + (X - t)^2} dt, \quad (4)$$

где для каждой i -й линии

$$k_i^{\max} = \frac{S}{\gamma_D} \left(\frac{\ln 2}{2} \right)^{1/2}; \quad Y = \frac{\gamma_L}{\gamma_D} (\ln 2)^{1/2};$$

$$X = \frac{\nu - \nu_0}{\gamma_D} (\ln 2)^{1/2}; \quad \gamma_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{N_A m}};$$

$$\gamma_L = \Gamma_{\text{self}} P_{\text{self}} + \Gamma_{\text{br}} P_{\text{br}}.$$

Здесь k^{\max} и ν_0 – значения коэффициента поглощения и волнового числа для центра линии; γ_D и γ_L – доплеровская и столкновительная полуширины линии; Γ_{self} и Γ_{br} – коэффициенты самоуширения и уширения линии буферным газом; P_{self} и P_{br} – парциальные давления поглощающего и уширяющего газов соответственно; S – интенсивность линии; R – универсальная газовая постоянная; N_A – число Авогадро; m – масса поглощающей молекулы; c – скорость света.

Калибровка ОА-детектора проводилась по известному (расчетному) поглощению импульсов излучения рубинового лазера с длительностью 50 нс и шириной спектра на полувысоте $\gamma_{\perp} = 0,04 \text{ см}^{-1}$ водяным паром в воздухе при атмосферном давлении. Детально методика калибровки описана в работе [10]. Наиболее точно постоянная калибровки ОА-детектора a определяется из зависимости величины $U_{\text{отр}} E^{-1}$, измеряемой в эксперименте для фиксированной длины волны при нескольких значениях парциального давления водяного пара, от величины коэффициента поглощения k , рассчитываемого для этих же значений влажности по формуле (3).

В настоящей работе измерения величины $U_{\text{отр}} E^{-1}$ с рубиновым лазером и расчеты k производились для максимума линии поглощения H_2O 694,380 нм полосы $\nu_1 + 3\nu_3$. В вычислениях коэффициентов поглощения данные о параметрах S , Γ_{self} и Γ_{br} для линий поглощения водяного пара, уширенных воздухом, брались из HITRAN-2004 [11]. Интегрирование в формуле (3) осуществлялось в интервале $\Delta\nu = \nu_{\perp} \pm 1,5\gamma_{\perp}$. Дополнительные расчеты авторов показали, что для любого волнового числа ν_{\perp} интегрирование в любом более широком

интервале $\Delta\nu_{\perp}$ приводит к изменению значения интеграла в (3) не более чем на 0,01%.

Определенная по наклону линейной регрессии экспериментальной зависимости $U_{\text{отр}} E^{-1} = f(k)$ чувствительность ОА-детектора при радиусе пучка излучения рубинового лазера $r_0 = 2,1 \text{ мм}$ составила величину $a = (3,97 \pm 0,44) \cdot 10^7 \text{ В} \cdot \text{см} \cdot \text{Дж}^{-1}$. Погрешность расчета коэффициента поглощения – около 5%, суммарная погрешность калибровки была определена на уровне 11%. Поскольку $a \sim r_0^{-3/2}$ [см. формулы (1) и (2)], то с учетом этого и погрешностей измерения размеров лазерных пучков для чувствительности ОА-детектора в эксперименте с Ti:Sa-лазером имеем величину $a = (3,05 \pm 0,52) \cdot 10^7 \text{ В} \cdot \text{см} \cdot \text{Дж}^{-1}$.

Физика поглощения мощных коротких световых импульсов в молекулярных газах рассматривается в [12]. Эффект возникает из-за взаимодействия электромагнитного поля с наведенным дипольным моментом молекул в сильном поле линейно поляризованного лазерного излучения. Поглощенная энергия лазерных импульсов затрачивается на увеличение вращательной энергии молекул. Формула для амплитуды сигнала давления в случае поглощения ФС лазерных импульсов двухатомными молекулами N_2 , O_2 и отсутствия эффекта самофокусировки получена в работе [13] и имеет вид

$$p_{\max} \approx \frac{V_{\text{аб}}^2}{2\pi C_p T r_0^{3/2} r^{1/2}} \frac{2,64 G (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})^2 N E}{Q J c^2 r_0^2} E, \quad (5)$$

где $(\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})$ – разница между составляющими поляризуемости вдоль оси молекулы и в поперечном направлении; N – количество молекул в единице объема; J – момент инерции молекулы; Q – вращательная статистическая сумма, которая в случае $RT \gg BN_A$ определяется как $Q = RT / BN_A$ [14], $B = h / (2J)$ – вращательная постоянная молекулы.

Согласно [13] в формуле (5) величина G определяется из уравнения

$$G = \sum_{j=0}^{\infty} e^{\left[\frac{-2B^2(2j+3)^2 \tau^2}{h^2} \right]} \frac{(j+1)(2j^3 + 4j^2 + 26j + 15)}{(2j+3)^2(2j+5)} \times$$

$$\times \left\{ e^{\left[\frac{-BN_A j(j+1)}{RT} \right]} - e^{\left[\frac{-BN_A (j+2)(j+3)}{RT} \right]} \right\}. \quad (6)$$

Для воздуха (азот – 80%, кислород – 20%) при температуре $T = 295 \text{ К}$ и для длительности лазерного импульса $\tau = 190 \text{ фс}$ величина $G = 0,886$ и $Q = 108$.

Из сравнения формул (2) и (5) следует, что в случае поглощения энергии ФС лазерного импульса в воздухе величина коэффициента поглощения k определяется соотношением

$$k = \frac{2,64 G (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})^2 N E}{Q J c^2 r_0^2}, \quad (7)$$

т.е. коэффициент индуцированного поглощения в отсутствие эффекта самофокусировки прямо пропорционален энергии лазерного импульса.

Приготовление исследуемых образцов и измерение их характеристик

Для удаления твердой фракции атмосферного аэрозоля забор воздуха в ОА-ячейку осуществлялся через аэрозольный фильтр. Содержание водяного пара в пробах воздуха и температура регистрировались с помощью датчика относительной влажности и температуры ДВ2ТС («Микрофор»). Водяной пар напускался путем испарения жидкой воды из колбы в предварительно вакуумизированную ячейку. Давление воздуха или водяного пара в ячейке измерялось с помощью электронного манометра DVR-5 с погрешностями 0,1 и 8% соответственно.

Результаты и обсуждение

На рис. 4 представлены коэффициенты поглощения импульсов излучения Ti:Sa-лазера с длительностями $\tau = 9$ нс и 190 фс в воздухе при парциальном давлении водяного пара $P_{\text{H}_2\text{O}} = 11,2$ мбар, общем давлении $P_{\text{общ}} = 997$ мбар и температуре 295 К в зависимости от энергии лазерных импульсов.

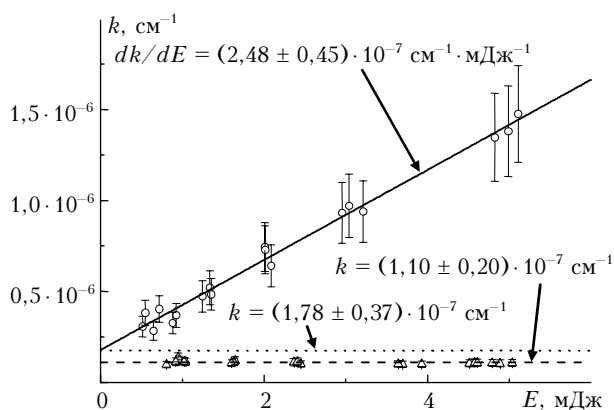


Рис. 4. Коэффициент поглощения излучения Ti:Sa-лазера в воздухе в зависимости от энергии лазерных импульсов с длительностью $\tau = 9$ нс (Δ) и $\tau = 190$ фс (\circ)

Для определения значений коэффициентов поглощения по формуле (1) из результатов измерений отношения $U_{\text{отп}}E^{-1}$ использовалось полученное выше значение чувствительности ОА-детектора $a = (3,05 \pm 0,52) \times 10^7$ В · см · Дж⁻¹. На рис. 4 указаны суммарные, с учетом погрешностей калибровки ОА-детектора, ошибки измерений коэффициентов поглощения.

Из рис. 4 видно, что коэффициент поглощения НС-импульсов не зависит от энергии и для воздуха с указанными выше характеристиками составляет величину $k = (1,10 \pm 0,20) \cdot 10^{-7}$ см⁻¹. Для ФС-импульсов коэффициент поглощения прямо пропорционален энергии, как это и должно быть согласно формуле (7). Скорость нарастания $dk/dE = (2,48 \pm 0,45) \cdot 10^{-7}$ см⁻¹ · мДж⁻¹. Наблюдаемое при $E \approx 0$ «остаточное» поглощение ФС-импульсов характеризуется величиной $k = (1,78 \pm 0,37) \cdot 10^{-7}$ см⁻¹.

Сравним результаты измерений коэффициентов линейного поглощения с расчетными данными.

На рис. 5 представлены спектры поглощения атмосферного воздуха в области 750–840 нм, рассчитанные для условий эксперимента с использованием базы данных HITRAN-2004.

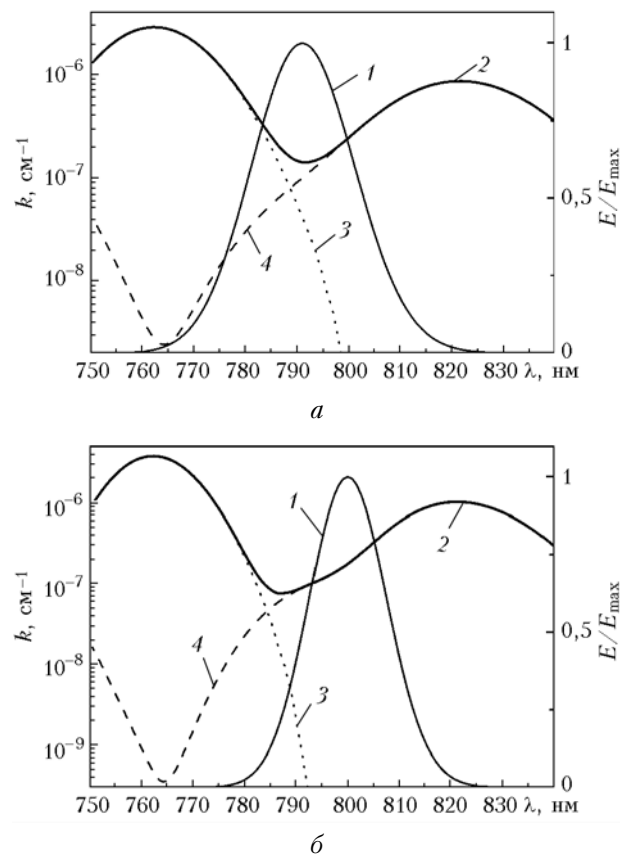


Рис. 5. Модельные спектры излучения НС (а) и ФС (б) лазерных импульсов (кривая 1) и соответствующие условиям эксперимента расчетные спектры поглощения воздуха (2). Вклады в коэффициент поглощения воздуха от кислорода (содержание $\text{O}_2 = 20\%$) — кривая 3 и водяного пара (содержание $\text{H}_2\text{O} = 11,2$ мбар) — кривая 4

Расчеты были сделаны на основе формулы (3) при $P_{\text{H}_2\text{O}} = 11,2$ мбар, $P_{\text{O}_2} = 197$ мбар, $P_{\text{общ}} = 997$ мбар и $T = 295$ К с учетом аппаратной функции спектрометра (ширина гауссовой аппаратной функции $\Delta\lambda = 23,4$ нм для НС-импульсов (рис. 5,а) и $\Delta\lambda = 17,7$ нм для ФС-импульсов (рис. 5,б)). Согласно оценкам [15] погрешности таких расчетов не превышают 8%.

Из рис. 5 видно, что для ФС-излучения с длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм поглощение слабоинтенсивного излучения в воздухе обусловлено только водяным паром. Вклад от поглощения на колебательно-вращательных переходах водяного пара в коэффициент поглощения НС-импульсов Ti:Sa-лазера в воздухе составляет около 70%, оставшаяся часть в величине коэффициента поглощения связана с электронным возбуждением молекул кислорода в состояние $b^1\Sigma_g^+$.

Расчетные и измеренные значения коэффициентов поглощения сведены в таблицу.

Измеренные и расчетные значения коэффициентов линейного поглощения ФС- и НС-импульсов излучения Ti:Sa-лазера в воздухе при $P_{\text{H}_2\text{O}} = 11,2$ мбар, $P_{\text{O}_2} = 197$ мбар, $P_{\text{общ}} = 997$ мбар и $T = 295$ К

Спектральные характеристики излучения	Коэффициент поглощения, 10^{-7} см^{-1}			
	H ₂ O	O ₂	H ₂ O + O ₂	
	Расчет			Измерения
ФС				
$\lambda_0 = 800$ нм, $\Delta\lambda = 17,7$ нм	$1,74 \pm 0,14$	0	$1,74 \pm 0,14$	$1,78 \pm 0,37$
НС				
$\lambda_0 = 791$ нм, $\Delta\lambda = 23,4$ нм	$0,98 \pm 0,08$	$0,43 \pm 0,03$	$1,41 \pm 0,11$	$1,10 \pm 0,20$

Для ФС-импульсов расчетное поглощение почти совпадает с измеренной величиной «остаточного» поглощения. Для НС-импульсов измеренное значение коэффициента поглощения в воздухе несколько меньше расчетного значения и лучше всего согласуется с расчетом для водяного пара, когда поглощение кислородом не учитывается. Полученное соотношение между расчетными и измеренными значениями коэффициентов поглощения НС-импульсов можно объяснить, если принять во внимание тот факт, что столкновительная релаксация возбужденных молекул кислорода происходит значительно медленнее и вклад в величину ОА-сигнала от этого процесса менее эффективен, чем вклад из-за релаксации возбужденных молекул H₂O. В частности, время колебательно-поступательной релаксации молекул O₂ из-за столкновений друг с другом при давлении $P = 1$ мбар составляет величину ~ 14 с [16], в то время как молекулы водяного пара в воздухе при таком же давлении релаксируют из-за столкновений H₂O–O₂ и H₂O–N₂ за время $\sim 10^{-4}$ с, а из-за столкновений H₂O–H₂O – за время $\sim 10^{-6}$ с [17]. Исследование эффективности генерации ОА-сигнала при поглощении НС-импульсов Ti:Sa-лазера кислородом и водяным паром может являться предметом специально поставленного эксперимента, что выходит за рамки настоящей работы.

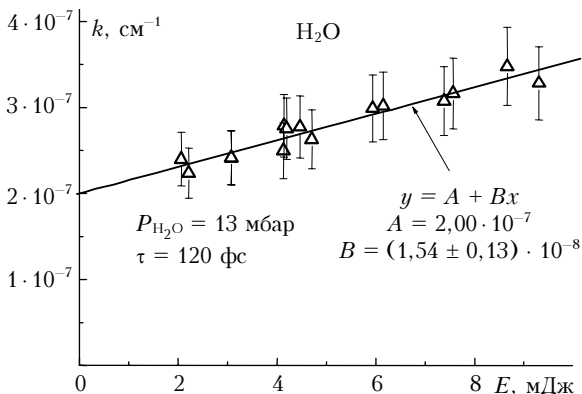


Рис. 6. Зависимость коэффициента поглощения ФС-импульсов Ti:Sa-лазера с длительностью $\tau = 120$ фс в водяном паре от энергии импульса; $dk/dE = (1,54 \pm 0,20) \times 10^{-8} \text{ см}^{-1} \cdot \text{мДж}^{-1}$

На рис. 6 представлена зависимость коэффициента поглощения ФС-излучения водяным паром

при $P_{\text{H}_2\text{O}} = 13$ мбар от энергии лазерных импульсов с длительностью $\tau = 120$ фс. Из рис. 6 видно, что при воздействии ФС-излучения дополнительно к поглощению на колебательно-вращательных переходах H₂O также возникает индуцированное поглощение. При $P_{\text{H}_2\text{O}} = 13$ мбар и длительности лазерного импульса $\tau = 120$ фс коэффициент индуцированного поглощения увеличивается со скоростью $dk/dE = (1,54 \pm 0,20) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1} \cdot \text{мДж}^{-1}$. Необходимо отметить, что полученное из калибровочных измерений с рубиновым лазером значение чувствительности ОА-детектора нельзя применить к результатам измерений зависимости $U_{\text{отр}} E^{-1} = f(E)$ для водяного пара, а формулы (5)–(7) для молекулы H₂O будут иметь другой вид. В данном случае калибровка спектрометра производилась по величине линейного («остаточного») поглощения ФС-импульсов Ti:Sa-лазера водяным паром при самоуширении, для которого расчетное значение коэффициента поглощения $k = (2,00 \pm 0,16) \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$.

Заключение

В работе с помощью ОА-спектрометра, созданного на основе Ti:Sa-лазера, впервые измерены коэффициенты индуцированного поглощения ФС-импульсов излучения в воздухе и водяном паре. В отсутствие эффекта самофокусировки коэффициент индуцированного поглощения возрастает пропорционально E . Для гауссовых пучков с радиусом 2,5 мм, длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм и шириной спектра $\Delta\lambda = 17,7$ нм коэффициент индуцированного поглощения в воздухе при атмосферном давлении растет со скоростью $dk/dE = (2,48 \pm 0,45) \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1} \times \text{мДж}^{-1}$ (длительность импульса 190 фс). В водяном паре при давлении 13 мбар скорость $dk/dE = (1,54 \pm 0,20) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1} \cdot \text{мДж}^{-1}$ (длительность импульса 120 фс).

Определенный в результате измерений коэффициент линейного («остаточного») поглощения ФС-импульсов излучения Ti:Sa-лазера в воздухе хорошо согласуется с величиной коэффициента поглощения лазерных импульсов на колебательно-вращательных переходах молекул водяного пара, полученной из расчета с использованием базы данных HITRAN.

Авторы выражают благодарность А.В. Кирсанову за помощь при проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке проекта 2.2 Программы фундаментальных исследований Президиума РАН, Комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.13 и гранта РФФИ № 06-02-16300-а.

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-Channelling of High-Peak-Power Femtosecond Laser Pulses in Air // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 1. P. 73–75.
2. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. Conical Emis-

- sion from Self-Guided Femtosecond Pulses in Air // Opt. Lett. 1996. V. 21. N 1. P. 62–64.
3. *Матвиенко Г.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А., Тихомиров А.Б., Кирсанов А.В., Киселев А.М., Степанов А.Н.* Оптико-акустические измерения поглощения фемтосекундного излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 1. С. 95–97.
 4. *Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М., Степанов А.Н.* Тераваттный фемтосекундный Ti:Sa лазерный комплекс // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 7. С. 623–626.
 5. *Козлов В.С., Панченко М.В., Тихомиров А.Б., Тихомиров Б.А.* Измерение аэрозольного поглощения излучения с длиной волны 694,300 нм в приземном слое воздуха // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 9. С. 756–761.
 6. *Тихомиров А.Б., Тихомиров Б.А., Пташник И.В.* Влияние аппаратной функции ОА-спектрометра на погрешности определения коэффициента континуального поглощения H₂O в области 14400 см⁻¹ // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 4. С. 291–293.
 7. *Tam A.C.* Signal Enhancement and Noise Suppression Considerations in Photoacoustic Spectroscopy // Photoacoustic and Photothermal Phenomena III / Ed. by D. Bicanic. Springer series in optical sciences. New York: Springer-Verlag, 1992. V. 69. P. 447–462.
 8. *Мицель А.А., Фирсов К.М., Фолин Б.А.* Перенос оптического излучения в молекулярной атмосфере. Томск: STT, 2001. 444 с.
 9. *Зуев В.Е.* Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
 10. *Tikhomirov A.B., Firsov K.M., Kozlov V.S., Panchenko M.V., Ponomarev Y.N., Tikhomirov B.A.* Investigation of spectral dependence of shortwave radiation absorption by ambient aerosol using time-resolved photoacoustic technique // Opt. Eng. 2005. V. 44. N 7. P. 071203 1–11.
 11. *Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A., Chris Benner D., Birk M., Brown L.R., Carleer M.R., Chacernan C., Jr., Chance K., Dana V., Devi V.M., Flaud J.-M., Gamache R.R., Goldman A., Hartmann J.-M., Jucks K.W., Maki A.G., Mandin J.-Y., Massie S.T., Orphal J., Perrin A., Rinsland C.P., Smith M.A.H., Tennyson J., Tolchenov R.N., Toth R.A., Vander Auwera J., Varanasi P., Wagner G.* The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 2005. V. 96. N 2. P. 139–204.
 12. *Stapelfeldt H., Seideman T.* Aligning Molecules with Strong Laser Pulses // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. N 2. P. 543–557.
 13. *Kartashov D.V., Kirsanov A.V., Kiselev A.M., Stepanov A.N., Bochkarev N.N., Ponomarev Yu.N., Tikhomirov B.A.* Nonlinear absorption of intense femtosecond laser radiation in air // Opt. Express (submitted).
 14. *Townes C.H., Schawlow A.L.* Microwave spectroscopy. New York: Dover Publications, 1975. 698 p.
 15. *Фирсов К.М.* (неопубликованные данные).
 16. *Weitz E., Flynn G.* Laser studies of vibrational and rotational relaxation in small molecules // Ann. Rev. Phys. Chem. 1974. V. 25. P. 275–315.
 17. *Finzi J., Hovis F.E., Panfilov V.N., Hess P., Moore C.B.* Vibrational relaxation of water vapor // J. Chem. Phys. 1977. V. 67. N 9. P. 4053–4061.

A.M. Kiselev, Yu.N. Ponomarev, A.N. Stepanov, A.B. Tikhomirov, B.A. Tikhomirov. **Absorption of Ti:Sa laser femtosecond radiation by atmospheric air and water vapor.**

It is found that in the absence of the self-focusing effect, the coefficient of induced absorption of Ti:Sa laser femtosecond pulses in atmospheric air and water vapor increases in proportion to the laser pulse energy E . For Gaussian beams of 2.5 mm radius, the rate of change of the coefficient of induced absorption in air under atmospheric pressure is $dk/dE = (2.48 \pm 0.45) \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{mJ}^{-1}$ (a pulse width of 190 fs) and in water vapor under pressure of 13 mbar is $dk/dE = (1.54 \pm 0.20) \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{mJ}^{-1}$ (a pulse width is 120 fs).

The measured coefficient of femtosecond pulse absorption by air at $E \approx 0$ (linear absorption coefficient) well agrees with the value of the coefficient of radiation absorption by water vapor in atmospheric air calculated with the use of the HITRAN database.