

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. П. Лопасов, Ю. Н. Пономарев, Б. А. Тихомиров, Исследование нелинейного поглощения паров H_2 в сильном световом поле линейной и круговой поляризации,
Квантовая электроника, 1982, том 9, номер 8, 1724–1727

<https://www.mathnet.ru/qe5810>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.83

18 мая 2025 г., 23:37:10



D. Yu. Zharovskoy, R. Sh. Islamov, N. V. Karlov, I. O. Kovalev, Yu. B. Konev, G. P. Kuz'min, A. M. Prokhorov. Calculation of the Cascaded Laser Action Due to $00^0_1-02^0_0-01^0_0$ Transitions in CO_2 Molecules Pumped in the Pulsed Gas Discharge.

Results are presented of detailed calculations of the specific output energy under cascaded laser action due to $00^0_1-02^0_0-01^0_0$ transitions in CO_2 molecules pumped in the pulsed non-self-maintained gas discharge as a function of the initial temperature, pressure, gas mixture composition, resonator Q-switching rate and degree of the $\text{CO}_2(v_3)$ molecule excitation. Under practically realizable conditions the specific output energy at $16.2 \mu\text{m}$ can amount to 0.2—0.5 J/l.

«Квантовая электроника», 9, № 8 (1982)

УДК 535.341

В. П. Лопасов, Ю. Н. Пономарев, Б. А. Тихомиров

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПАРОВ H_2O В СИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ ЛИНЕЙНОЙ И КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЙ

Оптико-акустическим методом исследовано изменение столкновительного контура линии поглощения H_2O 694,38 нм в сильном поле лазерного излучения линейной и круговой поляризации. Экспериментальные измерения выполнены с разрешением $0,015 \text{ см}^{-1}$ при интенсивности излучения до 50 МВт/см^2 . Данные по нелинейному поглощению в смесях H_2O — воздух, H_2O — N_2 , H_2O — Ar и H_2O — Xe получены при общем давлении более 180 мм рт. ст. и нескольких значениях интенсивности.

Исследование закономерностей поведения контура линии молекулярного поглощения $\kappa(\lambda)$ в поле интенсивного лазерного излучения может служить эффективным источником информации о специфике взаимодействия молекул, сечения столкновений, скоростях релаксационных процессов. Одним из удобных объектов изучения является линия поглощения H_2O 694,38 нм (переход $4_{-3}-5_{-4}$ полосы 000—103 в основном электронном состоянии), взаимодействующая с излучением рубинового лазера, длину волны которого можно перестраивать.

В [1] с помощью оптико-акустического спектрометра (ОАС) было проведено достаточно детальное исследование насыщения поглощения в этой линии при давлениях свыше 300 мм рт. ст. вплоть до интенсивности $I \sim 25 \text{ МВт/см}^2$. Отмечено, что регистрируемый контур

$$A(\lambda, I) \propto \left[\int_0^T \kappa(\lambda, I) I(t) dt \right] / \left[\int_0^T I(t) dt \right] \quad (1)$$

с ростом интенсивности излучения не уширяется, хотя насыщение максимального значения $A(\lambda, I)$ при $I \sim 20 \text{ МВт/см}^2$ составляет 20—30%. Такое поведение $A(\lambda, I)$ не может быть обусловлено спецификой оптико-акустического метода измерения поглощения при больших интенсивностях возбуждающего излучения [1, 2], а позволяет предположить наличие эффектов, связанных с изменением межмолекулярного взаимодействия в сильном световом поле [3].

Для уточнения роли подобных эффектов в поведении контура линии поглощения был проведен ряд экспериментов по насыщению линии поглощения 694,38 нм H_2O в смесях с различными газами и при различной поляризации излучения.

Оптико-акустический спектрометр с моноимпульсным лазером на рубине подробно описан в [1]. Он состоит из источника излучения (лазера с перестраиваемой длиной волны), одного или двух спектрофонов, системы регистрации амплитуды акустического сигнала в ячейках спектрофонов и системы регистрации параметров лазерного излучения. При использовании в качестве выходного зеркала лазера торца рубина (режим I) перестройка длины волны от импульса к импульсу осуществлялась изменением температуры рубина. Ширина спектра генерации $0,03 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$. При использовании в качестве выходного зеркала резонансного отражателя из трех кварцевых пластин (режим II) изменение длины волны осуществлялось изменением температуры резонансного отражателя. Ширина спектра генерации $0,015 \text{ см}^{-1}$.

Техническая характеристика разработанного и используемого в экспериментах ОАС приведена ниже.

Чувствительность по коэффициенту* поглощения при энергии $0,01 \text{ Дж, см}^{-1}$ 10⁻³
Спектральное разрешение, см^{-1} :

* Такая чувствительность обеспечивает отношение сигнала ОАС в центре линии поглощения к фоновому сигналу ≥ 10 .

в режиме I	0,03±0,01
в режиме II	0,015±0,005
Диапазон перестройки длины волны, нм	694,1—694,5
Длительность возбуждающего импульса, нс	40±5
Интенсивность возбуждения $I_{\text{лаз}}$, МВт/см ²	1—50

Методика измерений была той же, что и в [1]. Ее особенностью является то, что регистрируемый контур $A(\lambda, I)$ достаточно сложно связан с истинным контуром линии поглощения $\kappa(\lambda)$.

Первоначально при работе лазера в режиме I были записаны контуры распределения $A(\lambda, I)$ при поглощении в линии H_2O 694,380 нм для трех давлений (750, 500 и 270 мм рт. ст.) в смеси H_2O — воздух при двух-трех значениях интенсивности излучения, а также при двух давлениях (470 и 300 мм рт. ст.) в смесях H_2O — азот и H_2O — аргон и двух значениях интенсивности. Результаты измерений максимального значения и ширины распределения $A(\lambda, I)$ для линейно-поляризованного излучения лазера приведены в таблице, а образец записи контура $A(\lambda, I)$ для бинарной смеси H_2O — N_2 показан на рис. 1. Содержание паров H_2O в исследованных смесях не превышало 1 %, так что выполнялось условие $\rho_{\text{H}_2\text{O}} \ll \rho_{\text{буф}}$.

Результаты экспериментального исследования поведения контура $A(\lambda, I)$, соответствующего линии поглощения H_2O 694,38 нм в смесях с воздухом, азотом и аргоном, показывают, что с ростом I наблюдается заметное насыщение максимума $A(\lambda, I)$, а следовательно, и $\kappa(\lambda, I)$ практически во всех газовых смесях. Насыщение более заметно в смеси H_2O —Аг и возрастает для всех смесей с понижением общего давления. Это объясняется тем, что время релаксации населенности в среде возрастает с уменьшением давления; оно также возрастает при замене молекулярного буферного газа на атомарный из-за исключения процессов колебательно-колебательно-го обмена энергией [4]. Интенсивность насыщения $I_s \sim T_1^{-1}$, где T_1 — время релаксации населенностей на облучаемом переходе [5].

Следует также отметить практически полное отсутствие уширения регистрируемого контура $A(\lambda, I)$ при больших I по сравнению с соответствующей его шириной

Зависимость параметров контура $A(\lambda, I)$ от интенсивности излучения при поглощении в линии 694,38 нм H_2O

Уширяющий газ	P , мм рт. ст.	$I_{\text{лаз}}$, МВт/см ²	$A_{\text{max}}(I)$, отн. ед.	$\gamma_{\text{изм}}$, см ⁻¹ (±10 ⁻² см ⁻¹)
Воздух	750	5±0,5	6,5	0,20
		35±3,5	5,1	0,21
	500	3±0,3	9,5	0,16
		8,5±0,8	8,5	0,17
	270	25±2,5	7,6	0,17
		5±0,5	10,7	0,11
		35±3,5	6,0	0,10
Азот	470	6±0,6	6,5	0,14
		23±2,3	5,5	0,13
	300	4±0,4	8,0	0,11
		24±2,4	5,6	0,10
Аргон	470	4±0,4	6,8	0,09
		20±0,2	5,8	0,11
	300	4±0,4	12,2	0,06
		21±2,1	7,0	0,08

*) Погрешность измерения A_{max} в относительных единицах не превышает 5 %.
 **) Под $\gamma_{\text{изм}}$ понимается полная ширина распределения $A(\Delta\lambda)$ на уровне 0,5 A_{max} .

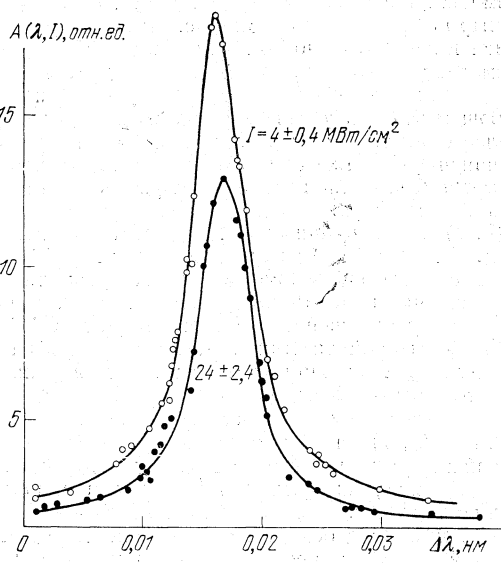


Рис. 1. Спектральное распределение регистрируемого в эксперименте сигнала ОАС при сканировании длины волны рубинового лазера в области линии поглощения H_2O 694,38 нм при уширении азотом; $\rho_{\text{общ}}=300$ мм рт. ст.

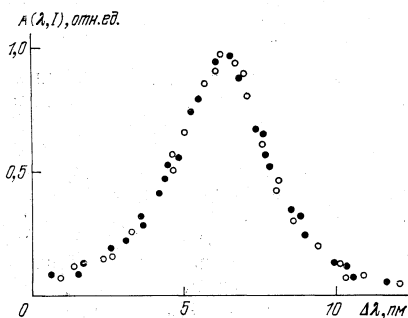


Рис. 2. Спектральное распределение регистрируемого сигнала ОАС в области линии поглощения 694,38 нм для смеси H_2O — воздух:

$\rho_{\text{общ}} = 300$ мм рт. ст., $I \approx 50$ МВт/см²; излучение линейной (●) и круговой (○) поляризацій

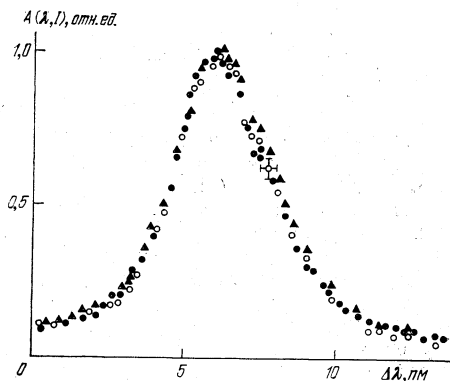


Рис. 3. Спектральное распределение регистрируемого сигнала ОАС в области линии поглощения 694,38 нм для смеси H_2O —Хе; $\rho_{\text{общ}} = 180$ мм рт. ст.:

линейно-поляризованное (▲, ○) поляризованное по кругу (●) излучение, $I = 40$ (▲, ●) и 1,2 МВт/см² (○)

в поле малой интенсивности при всех исследованных давлениях в смесях с молекулярными газами (воздухом и азотом), молекулы которых обладают постоянным электрическим моментом. В смеси с аргоном, атомы которого не обладают собственным электрическим моментом, рост интенсивности I приводит к небольшому уширению контура $A(\lambda, I)$, как это и должно быть по расчетам, выполненным в [8].

Можно предположить, что поле лазерного излучения с интенсивностью ≥ 10 МВт/см² оказывает воздействие на результат взаимодействия дипольной молекулы H_2O с молекулами N_2 и O_2 , обладающими постоянным квадрупольным моментом. Одним из возможных механизмов, которые могут привести к сужению столкновительного контура линии поглощения в сильном поле, является вынужденная ориентация молекул в линейно-поляризованном поле световой волны [3, 6, 7]. Однако приведенные экспериментальные результаты вряд ли могут служить доказательством этого. Ширина измеренных в различных условиях контуров $A(\lambda, I)$ меняется на 5—10 %, и лишь общая тенденция уширения (для того или иного газа) превышает погрешность измерения ширины контура $A(\lambda, I)$, обозначенную всюду через $\gamma_{\text{изм}}$. Запись одного контура при работе с импульсным лазером производится в течение 0,5—1 ч, и от записи к записи возможны флуктуации спектральных характеристик лазера и интерферометрического измерителя сдвига длины волны.

Для повышения точности и расширения возможностей эксперимента на последующем этапе в установку был внесен ряд изменений. Лазер работал в режиме П с более стабильным от импульса к импульсу и более узким спектром. Применение резонансного отражателя позволило плавно изменять длину волны генерации. В спектрометре было использовано два расположенных друг за другом на одной оптической оси спектрофона. Это давало возможность одновременно записывать форму контура $A(\lambda, I)$ при различных интенсивностях и поляризациях импульса лазерного излучения. Для получения излучения с круговой поляризацией перед входным окном одного из спектрофонов помещалась четвертьволновая пластинка. Отличие в интенсивности взаимно перпендикулярных компонент излучения при этом не превышало 20 %.

На усовершенствованном варианте ОАС были выполнены измерения контуров $A(\lambda, I)$ для той же линии поглощения H_2O в смеси H_2O с молекулярными газами (воздухом) и атомарным газом; вместо аргона (технического) был взят ксенон (ЧДА) с более высокой степенью очистки.

В этой серии измерений нас в первую очередь интересовала ширина распределения $A(\lambda, I)$ как функция интенсивности и поляризации излучения. На рис. 2 показаны нормированные на единицу контуры $A(\lambda, I)$, записанные в смеси H_2O — воздух для излучения линейной и круговой поляризацій при большой интенсивности излучения, а на рис. 3 — в смеси H_2O — Хе для излучения линейной и круговой поляризацій при большой интенсивности и для излучения малой интенсивности с линейной поляризацией. Отчетливо видно, что при больших интенсивностях ширина контура $A(\lambda, I)$ не зависит от поляризации излучения. Кроме того, одновременная запись контура $A(\lambda, I)$ в смеси H_2O — Хе при большом и малом значениях интенсивности линейно-поляризованного излучения показала, что и в смеси с инертным атомарным газом наблюдается очень малое изменение ширины контура $A(\lambda, I)$, а следовательно, и истинного контура линии поглощения с ростом I .

Независимость ширины распределения $A(\lambda, I)$ при больших I от типа поляризации, по-видимому, можно считать доказательством того, что механизм воздействия

поля светового излучения на уширение линии молекулярного поглощения в условиях нашего эксперимента не связан с вынужденной ориентацией молекул.

1. А. В. Антипов, В. Е. Зюев, В. Р. Лопасов, Ю. Н. Пономарев. *Appl. Optics*, **18**, 3014 (1979).
2. М. М. Макогон, С. Б. Пономарева, Ю. Н. Пономарев. *Квантовая электроника*, **7**, 1589 (1980).
3. П. А. Апанасевич. Основы теории взаимодействия света с веществом. — Минск; Наука и техника, 1977.
4. В. Н. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика и механизмы газофазных реакций. — М.: Наука, 1973, с. 165.
5. R. Karplus, J. Schwinger. *Phys. Rev.*, **73**, 1020 (1948).
6. Р. З. Витлина, А. В. Чаплик. *ЖЭТФ*, **70**, 2127 (1976).
7. Е. Н. Базаров, Г. А. Герасимов, В. Л. Дербов, М. А. Ковнер, С. К. Потапов. *Квантовая электроника*, **5**, 1083 (1978).
8. В. П. Лопасов, С. Б. Пономарева, Ю. Н. Пономарев, Б. А. Тихомиров. *Квантовая электроника*, **7**, 2582 (1980).

Институт оптики
атмосферы СО АН СССР, Томск

Поступило в редакцию
5 ноября 1981 г.

V. P. Lopasov, Yu. N. Ponomarev, B. A. Tikhomirov. **An Investigation of Nonlinear Absorption of the H₂O Vapor in the High-Power Linearly and Circularly Polarized Light Field.**

The optoacoustic method is employed to investigate changes in the collisional contour of the H₂O absorption line at 694.38 nm in the high-power linearly and circularly polarized laser radiation field. The experimental measurements were carried out with the resolution of 0.015 cm⁻¹ the radiation intensity being up to 50 MW/cm². The data on nonlinear absorption in H₂O — air, H₂O — N₂, H₂O — Ar and H₂O — Xe mixtures have been obtained at the total pressure more than 180 torr and for a few values of the intensity.

«Квантовая электроника», 9, № 8 (1982)

УДК 621.378.325

А. А. Тарасов

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЯРКОСТИ ЛАЗЕРОВ С ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ LiF с F₂⁻-ЦЕНТРАМИ ОКРАСКИ

Благодаря использованию в лазере на АИГ: Nd³⁺ пассивного затвора на основе LiF с F₂⁻-центрами окраски (ЦО), имеющего переменное по поперечному сечению начальное пропускание, достигнуто уменьшение угловой расходимости лазера до 2' при сохранении энергетических характеристик. Описана методика создания профиля начального пропускания в пассивном затворе. Наблюдалось увеличение эффективности восстановления F₂⁺-ЦО в кристалле LiF с F₂⁻-ЦО при одновременном воздействии 2-й и 3-й гармоник излучения неодимового лазера.

1. Основная идея работы

Если в пассивном лазерном затворе (ПЛЗ) сформировать пространственный профиль начального пропускания T_0 так, чтобы на оси затвора T_0 было максимально, уменьшаясь к периферии, то следует ожидать, что генерация в лазере с подобным затвором будет начинаться у оси на основной поперечной моде и по мере развития моноимпульса растекаться в радиальном направлении, заполняя объем активной среды и препятствуя появлению мод более высокого порядка. Аналогичная идея использовалась в [1] для селекции мод в резонаторе с электро- и пьезооптическим управлением добротностью.

2. Формирование профиля $T_0(r)$ в ПЛЗ

Для экспериментальной проверки приведенных выше соображений использовался лазер на АИГ: Nd³⁺ с ПЛЗ на основе кристалла LiF с F₂⁻-центрами окраски (ЦО). Начальное пропускание затвора, имеющего вид плоскопараллельной пластины 15×15×60 мм, составляло 60 % на периферии, увеличиваясь до 65 % на оси. Осесимметричный профиль $T_0 = T_0(r)$ создавался в затворе за счет разрушения F₂⁻-ЦО при двухступенчатой фотонизации их в результате одновременного воздействия излучением 1-й и 2-й гармоник неодимового лазера [2] или под действием 3-й гармоники того же лазера.