

К измерению спектральной формы линии излучения трассового лазерного газоанализатора трехмикронного диапазона

С.В.Иванов, В.Я.Панченко

Предложен новый метод экспериментального определения спектральной формы линии излучения перестраиваемого трассового абсорбционного лазерного газоанализатора трехмикронного диапазона ($\lambda=2,5-4,5$ мкм), работающего на основе генератора разностной частоты. Метод основан на измерении функции пропускания газовой среды при модуляции ее оптической толщины либо давления. Для проведения экспериментов рекомендованы конкретные колебательно-вращательные переходы CO_2 , N_2O и CH_4 , а также оптимальные давления.

Введение

Точная информация о спектральных характеристиках излучения лазерных систем имеет важное значение для приложений, причем во многих случаях необходимо знание не только частоты центра и ширины спектральной линии излучения, но и формы ее контура. В частности, это касается инфракрасных (ИК) систем, работающих на основе параметрических генераторов света и генераторов суммарных и разностных частот, перспективность применения которых в трассовом газоанализе атмосферы неоднократно демонстрировалась [1-7]. В то же время контроль спектральных параметров выходного излучения таких устройств, как правило, ограничивался определением центральной частоты и средней по диапазону перестройки ширины линии. В [4,5,7] при математической обработке результатов измерений и определении концентраций газов контур линии излучения спектрометра считался лоренцевским. Для центральной части линии это примерно соответствует действительности [7], однако форма крыльев может существенно отличаться от лоренцевской. Во избежание систематических ошибок при определении концентраций необходимы детальные измерения ширины и формы контура линии излучения во всем диапазоне перестройки длины волны спектрометра.

Измерение формы линии немонахроматического излучения может быть проведено двумя методами: 1) путем использования дополнительного спектрометра-анализатора; 2) путем измерения спектра пропускания исследуемого излучения в газовой среде с хорошо известным спектром поглощения и последующим решением обратной задачи. Первый метод предполагает наличие в лаборатории сложного и дорогостоящего оборудования высокой разрешающей силы (лучше 10^{-2} см⁻¹), причем дополнительные сложности могут возникать из-за импульсного характера анализируемого излучения (например, в случае использования фурье-спектрометра в качестве анализатора). Второй метод основан на решении интегрального уравнения, что, как правило, требует применения процедур регуляризации (см. ниже).

В данной статье предложен метод прямого экспериментального определения формы контура линии узкополосного немонахроматического излучения (включая ближние крылья), основанный на измерении пропускания газовой среды контролируемого состава при модуляции длины ячейки с газом либо давления. Метод позволяет избежать решения интегрального уравнения и связанных с этим проблем. Работа направлена на разработку методологии для совершенствования характеристик трассового лазерного абсорбционного газоана-

лизатора 3 мкм диапазона, обладающего плавной перестройкой длины волны в диапазоне $\lambda=2,7-4,5$ мкм и работающего на базе генератора разностной частоты [4-7]. Для проведения измерений рекомендованы конкретные колебательно-вращательные переходы и оптимальные давления CO_2 , N_2O и CH_4 .

Постановка задачи

Пусть в кювете длиной z содержится единственный резонансно поглощающий излучение газ, числовая плотность которого n при полном давлении p ($n=\xi p/kT$, ξ — относительная концентрация газа, k — постоянная Больцмана, T — температура). Функция пропускания излучения через кювету в соответствии с интегральным законом Бугера-Ламберта-Бера есть [6-8]

$$\tau(p, \nu_{\text{las}}) = \int_{\Omega} G(\nu - \nu_{\text{las}}) \exp[-n(p)z\sigma(\nu, p)]d\nu,$$

$$\int_{\Omega} G(\nu - \nu_{\text{las}})d\nu = 1. \tag{1}$$

Здесь $G(\nu - \nu_{\text{las}})$ — подлежащая определению форма контура спектральной линии лазерного излучения с центром ν_{las} , $\sigma(\nu, p)$ — сечение поглощения монохроматического излучения частоты ν в окрестности Ω лазерной линии рассматриваемым газом

$$\sigma(\nu, p) = \sum_i S_i f(p, \nu - \nu_i),$$

$$\int_0^{\infty} f(\nu - \nu_i)d\nu = 1. \tag{2}$$

Здесь S_i , ν_i и $f(p, \nu - \nu_i)$ — интегральная интенсивность, центральная частота и форма i -й линии поглощения газа. Интегрирование в (1) выполняется по достаточно широкому интервалу Ω в районе центра линии излучения $\nu \in [\nu_{\text{las}} - \Omega/2; \nu_{\text{las}} + \Omega/2]$. Форму линии поглощения можно считать фойгтовской в достаточно широком диапазоне давлений и расстроек [8]. Отметим, что спектральная зависимость функции пропускания $\tau(\nu_{\text{las}})$ всегда шире как спектра сечения поглощения $\sigma(\nu - \nu_i)$, так и контура лазерной линии $G(\nu - \nu_{\text{las}})$. Поэтому обычные измерения $\tau(\nu_{\text{las}})$ не дают прямой информации о $G(\nu - \nu_{\text{las}})$, за исключением предельных случаев. Так, например, в случае слабой ($nz\sigma(\nu) \ll 1$) и узкой ($\gamma_i \ll \gamma_{\text{las}}$) линии поглощения (здесь $\gamma_i, \gamma_{\text{las}}$ — соответствующие полуширины (см. рис.1)), разлагая подынтегральную экспоненту в ряд и считая $\sigma(\nu)$ прямоугольником шириной $2\gamma_i$ с центром в ν_i , получаем $\tau(p, \nu_{\text{las}}) \approx 1 - 2nzG(\nu_i - \nu_{\text{las}})\sigma(\nu_i, p)\gamma_i$.

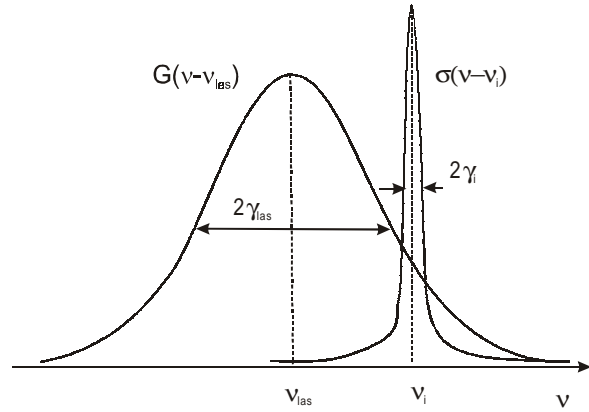


Рис.1. Измеряемый контур лазерного излучения $G(\nu - \nu_{\text{las}})$ и линия поглощения.

Видно, что спектр пропускания при фиксированном давлении газа повторяет контур $G(\nu - \nu_{\text{las}})$. Однако такой прямой метод определения функции $G(\nu - \nu_{\text{las}})$ не является эффективным, так как требует исключительно высокой точности измерения пропускания при малом поглощении (в этом случае $\tau \approx 1$).

В общем же случае уравнение (1) является интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода относительно неизвестной функции $G(\nu - \nu_{\text{las}})$ с ядром $K(p, \nu_{\text{las}}, s)$ [9,10]

$$\tau(p, \nu_{\text{las}}) = \int_{-\Omega/2}^{\Omega/2} K(p, \nu_{\text{las}}, s)G(s)ds,$$

$$K(p, \nu_{\text{las}}, s) \equiv \exp[-n(p)z\sigma(p, s + \nu_{\text{las}})], \tag{3}$$

где $s \equiv \nu - \nu_{\text{las}}$; $p \in [p_1, p_2]$; $\nu_{\text{las}} \in [\nu_1, \nu_2]$; p_1, p_2, ν_1, ν_2 — пределы возможного изменения давления газа p и центральной частоты зондирующего излучения ν_{las} . Если заранее известно, что контур $G(\nu - \nu_{\text{las}})$ симметричен, то ядро интегрального уравнения $K(p, \nu_{\text{las}}, s)$ оказывается разностным, что упрощает последующую процедуру решения. Для определения неизвестной функции $G(s)$ из уравнения (3) следует провести измерения функции пропускания $\tau(p, \nu_{\text{las}})$. Это можно сделать любым из двух способов: 1) перестраивая частоту центра линии излучения ν_{las} при постоянном давлении газа в кювете; 2) меняя давление p при неизменной частоте зондирования ν_{las} . В реальных условиях нахождение функции $G(s)$ из уравнения (3) является математически некорректной задачей [9], общее решение которой неоднозначно. Так, например, при наличии “шума” (погрешностей) в измеренной функции $\tau(p, \nu_{\text{las}})$ в результате решения (3) обычными методами квадратурных формул вместо гладкой функции $G(\nu - \nu_{\text{las}})$ получается сильно изрезанная “пила” (многочисленные примеры такого рода см. в [10]). Для получения гладкого решения в

подобных ситуациях следует использовать процедуры регуляризации [9,10] либо методы сплайн-функции [11, 12] и оптимальной параметризации [13]. Все это, конечно, требует специальных компьютерных программ.

Описание метода

Основная проблема в (1) — невозможность разложения экспоненты в ряд при произвольном значении показателя $n \cdot z \cdot \sigma$. Тем не менее, путем специальных приемов можно упростить ситуацию. Ниже предлагается метод измерения контура $G(v-v_{las})$ при любом значении $n \cdot z \cdot \sigma$, не требующий решения интегрального уравнения. Он основан на модуляции параметров газовой среды (оптической длины ячейки z либо давления газа p). Подобный прием используется в методе газокорреляционной радиометрии при дистанционном зондировании атмосферы (см., например, [14-17]).

Модуляция длины ячейки

Пусть длина ячейки меняется во времени по закону $z(t) = z_0 + \Delta z \cdot \cos \omega t$, где z_0 — среднее значение, ω — циклическая частота и $\Delta z \ll z_0$ — амплитуда модуляции (частоту ω считаем низкой во избежание влияния модуляции на спектр пропускания). Для импульсно-периодического лазерного излучения можно, например, выбирать ω , ориентируясь на частоту следования импульсов. Поскольку амплитуда модуляции мала, то $n \cdot \sigma(v) \cdot \Delta z \ll 1$, и из (1) после разложения зависящей от времени экспоненты в ряд, получаем

$$\tau(p, v_{las}, t) = I(p, v_{las}) - A \cos \omega t,$$

$$A = n(p) \cdot \Delta z \cdot \int_{\Omega} G(v - v_{las}) \sigma(v, p) dv, \quad (4)$$

$$I(p, v_{las}) = \int_{\Omega} G(v - v_{las}) \exp[-n(p)z_0 \sigma(v, p)] dv =$$

$$= \text{const}(p, v_{las}).$$

Из (4) видно, что измеряемое пропускание представляет собой периодический процесс, состоящий из двух составляющих — постоянной и переменной, выделение которых — простая и хорошо отработанная процедура в радиотехнике. Далее, считая каждую линию поглощения узкой в сравнении с измеряемой лазерной линией, для амплитуды переменной составляющей A из (4) имеем

$$A = 2n(p)\Delta z \sum_{i=1}^M G(v_i - v_{las}) \sigma(v_i, p) \mathcal{N}_i(p). \quad (5)$$

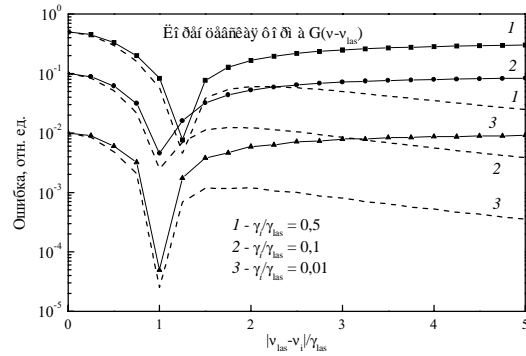


Рис.2. Погрешность использования приближения “узкой” линии поглощения при расчете интеграла

$$\int_{\Omega} G(v - v_{las}) \sigma(v - v_i) dv$$

как функция расстройки центра линии поглощения и лазерной линии. Символы — относительная ошибка; пунктир — абсолютная ошибка, нормированная на значение интеграла при $v_i = v_{las}$. Случай лоренцевского контура лазерной линии и лоренцевской линии поглощения.

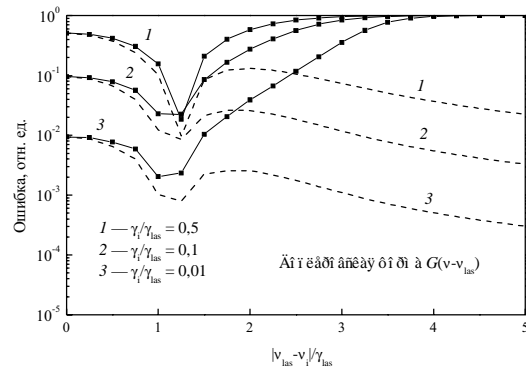


Рис.3. То же, что и рис.2, но для случая доплеровского контура лазерной линии.

Здесь M — число “накрываемых” контуром $G(v-v_{las})$ линий поглощения. При записи (5) каждая линия поглощения считалась узким прямоугольником с шириной $2\gamma_i$. Результаты расчетов, приведенные на рис.2 и 3, показывают, что использованное приближение “узкой” линии поглощения работает тем лучше, чем больше расстройка $|v_{las} - v_i|$. В идеальном случае $M=1$ измеренная при перестройке v_{las} спектральная зависимость амплитуды $A(v_1 - v_{las})$ в точности повторяет контур лазерной линии $G(v_1 - v_{las})$. Такой метод измерения является прямым. Для получения N значений G нужно просто измерить N значений A при различных расстройках $\Delta_k = v_1 - v_{las}^k$ ($k=1,2,\dots, N$). Если же (как в большинстве реальных ситуаций) $M>1$, то для тех же целей следует выполнить N измерений A (при N расстройках) в районе каждой

из M линий. Всего, таким образом, потребуется MN измерений A при различных значениях центральной частоты $\nu_{las}^{ik} = \nu_i - \Delta_k$ ($i=1,2,\dots, M; k=1,2,\dots, N$). Для определения N неизвестных значений $G(\Delta_k)$ имеем систему $M \times N$ линейных алгебраических уравнений

$$A_{ik} = 2n(p)\Delta z \sum_{i=1}^M G(\Delta_k) \sigma(\nu_i, p) \gamma_i(p),$$

$$i=1,2,\dots, M; k=1,2,\dots, N \quad (6)$$

Численное решение такой системы можно проводить, например, методом Гаусса. Отметим, что величина $\sigma(\nu_i, p) \cdot \gamma_i$ от давления не зависит. Для нее при доплеровском и лоренцевском контурах линии поглощения имеем соответственно $S_i \sqrt{\ln 2 / \pi}$ и S_i / π . Таким образом, зависимость измеряемой величины A_{ik} от давления будет определяться только через концентрацию газа: $A_{ik}(p) \sim n(p) \sim p$.

Модуляция давления газа

Пусть теперь длина ячейки z неизменна, а периодически с частотой ω меняется давление $p(t) = p_0 + \Delta p \cdot \cos \omega t$, где p_0 — среднее значение и $\Delta p \ll p_0$. Поступая аналогично, получаем

$$S_i \tau(p(t), \nu_{las}) = I(p, \nu_{las}, t) - \frac{2\Delta p z \cos \omega t}{kT} \sum_{i=1}^M G(\nu_i - \nu_{las}) \sigma(\nu_i, p_0) \gamma_i(p_0), \quad (7)$$

$$I(p(t), \nu_{las}) = \int_{\Omega} G(\nu - \nu_{las}) \exp[-n(p_0) z \sigma(\nu, p(t))] d\nu.$$

Здесь, как видно, возникают сложности, связанные с зависимостью величины I от времени. Рассмотрим два предельных случая — доплеровского и лоренцевского контуров линии поглощения. При доплеровском контуре сечение σ от давления не зависит и поэтому

$$I(p(t), \nu_{las}) = \int_{\Omega} G(\nu - \nu_{las}) \exp[-n(p_0) z \sigma(\nu)] d\nu = \text{const}(p_0, \nu_{las})$$

есть постоянная составляющая, которая фильтруется. Уравнения, аналогичные (6), при изменении ν_{las} имеют вид

$$A_{ik} = \frac{2\Delta p z}{kT} \cdot \sum_{i=1}^M G(\Delta_k) \sigma(\nu_i) \gamma_i,$$

$$i=1,2,\dots, M; k=1,2,\dots, N \quad (8)$$

Если же контур линии поглощения чисто лоренцевский, то, разлагая $\sigma(\nu, p(t))$ в ряд по малому параметру $\Delta p / p_0 \ll 1$, в линейном приближении по

$\Delta p / p_0$ и в приближении “узкой” линии поглощения получаем отсутствие переменной составляющей, т.е.

$$\tau(p(t), \nu_{las}) = \int_{\Omega} G(\nu - \nu_{las}) \exp[-n(p_0) z \sigma(\nu, p_0)] d\nu = \text{const}(p_0, \nu_{las}).$$

Эта составляющая, конечно, существует, однако она имеет квадратичный по $\Delta p / p_0$ порядок. К тому же чисто лоренцевским контур бывает при больших γ_i , а в этом случае приближение “узкой” линии будет нарушено. Данный случай представляется неудобным для измерений.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что, по-видимому, наиболее удобным способом является использование модуляции длины ячейки (при постоянном давлении газа). Модуляция давления (при $z = \text{const}$) эффективна лишь при доплеровской форме линии поглощения (малые полные давления газа).

Результаты расчетов и рекомендации для спектрометра трехмикронного диапазона

Выбор опорных линий поглощения и условий проведения измерений контура линии излучения лазерной системы рассмотрим на примере трассового лазерного абсорбционного газоанализатора трехмикронного диапазона, работающего на базе генератора разностной частоты [4-7]. Его основных характеристики следующие: диапазон перестройки длины волны $\lambda = 2,7-4,5$ мкм; полная ширина линии по полувысоте $0,2-0,3$ см⁻¹; шаг перестройки частоты $0,05$ см⁻¹; энергия в импульсе $0,1$ мДж; длительность импульса 15 нс; измеряемая оптическая плотность до $2,5$; длина оптического пути в стандартной атмосфере до 1 км; детектируемые газы CH_4 , H_2O , CO_2 , N_2O , NO_2 , H_2CO , NH_3 , HCl , HF , HBr и другие молекулы с СН- и ОН-связями. Ширина линии излучения такого спектрометра полностью определяется шириной линии лазера на красителе, поскольку задающий генератор (Nd^{3+} : YAG, $\lambda = 1,06$ мкм) работает в режиме, близком к одночастотному. В задающем генераторе возможна кратковременная нестабильность частоты порядка $0,01$ см⁻¹ из-за перескока между продольными модами. Дополнительно из-за нагрева элементов системы частотных селекторов возможен скачкообразный уход центральной частоты выходного излучения на $0,1$ см⁻¹. Однако последнее наблюдается лишь при длительной работе и легко контролируется.

Для проведения экспериментов по определению формы контура линии излучения спектрометра лучше всего использовать наиболее сильные линии поглощения доступных, химически стабильных нетоксичных газов, спектры которых лежат в диапазоне перестройки частоты. В табл. 1 приведены параметры таких колебательно-вращательных пере-

Таблица 1

Частоты центров ν_i (см⁻¹) и интегральные интенсивности S_i (см/молек.) колебательно-вращательных линий поглощения CO₂, N₂O и CH₄ [18], являющихся удобными для проведения измерений спектральной формы узкополосного лазерного излучения перестраиваемого спектрометра трехмикронного диапазона ($\lambda=2,5-4,5$ мкм). Для каждого интервала ± 50 см⁻¹ отобраны наиболее интенсивные линии. Прочерки означают, что в данном спектральном интервале для данного газа $S_i < 10^{-24}$ (см/молек.)

| Диапазон, см ⁻¹ | CO ₂ | | N ₂ O | | CH ₄ | |
|-------------------------------|-----------------|-------------------------|------------------|-------------------------|-----------------|-------------------------|
| | ν_i | S_i | ν_i | S_i | ν_i | S_i |
| 2250±50 | 2298,2782 | 6,696·10 ⁻²⁰ | 2235,4964 | 1,000·10 ⁻¹⁸ | 2296,0268 | 7,880·10 ⁻²⁴ |
| 2350±50 | 2361,4661 | 3,524·10 ⁻¹⁸ | 2336,3999 | 4,235·10 ⁻²² | 2389,7506 | 6,669·10 ⁻²³ |
| 2450±50 | 2441,6047 | 2,396·10 ⁻²⁴ | 2475,1622 | 5,444·10 ⁻²¹ | 2493,8813 | 4,717·10 ⁻²² |
| 2550±50 | — | — | 2575,8195 | 2,400·10 ⁻²⁰ | 2557,4122 | 8,339·10 ⁻²² |
| 2650±50 | — | — | 2600,0974 | 5,807·10 ⁻²² | 2695,8192 | 9,18·10 ⁻²² |
| 2750±50 | — | — | 2797,6200 | 1,56·10 ⁻²¹ | 2792,2524 | 3,785·10 ⁻²¹ |
| 2850±50 | — | — | 2810,0810 | 8,600·10 ⁻²² | 2896,9902 | 1,109·10 ⁻²⁰ |
| 2950±50 | — | — | — | — | 2979,0113 | 1,202·10 ⁻¹⁹ |
| 3050±50 | — | — | — | — | 3057,6873 | 2,092·10 ⁻¹⁹ |
| 3150±50 | — | — | — | — | 3104,5853 | 9,877·10 ⁻²⁰ |
| 3250±50 | — | — | 3298,9290 | 1,061·10 ⁻²³ | 3200,2487 | 5,778·10 ⁻²³ |
| 3350±50 | 3360,2764 | 4,990·10 ⁻²⁴ | 3376,7077 | 1,651·10 ⁻²¹ | — | — |
| 3450±50 | 3498,7225 | 7,924·10 ⁻²³ | 3492,8037 | 3,314·10 ⁻²⁰ | — | — |
| 3550±50 | 3599,7028 | 3,573·10 ⁻²⁰ | 3500,0297 | 2,002·10 ⁻²⁰ | — | — |
| 3650±50 | 3699,7733 | 5,358·10 ⁻²⁰ | 3634,2700 | 9,869·10 ⁻²³ | — | — |
| 3750±50 | 3727,0829 | 5,843·10 ⁻²⁰ | 3760,9230 | 7,06·10 ⁻²² | 3798,2538 | 1,014·10 ⁻²² |
| 3850±50 | 3826,6184 | 2,347·10 ⁻²⁴ | 3847,7760 | 1,46·10 ⁻²¹ | 3885,6898 | 5,17·10 ⁻²² |
| 3950±50 | — | — | — | — | 3905,2701 | 2,698·10 ⁻²² |

ходов для CO₂, N₂O и CH₄, взятые из базы данных HITRAN 2000 [18].

Таблица 2

Оптимальные ($\tau=0,4-0,6$) значения давлений газов для проведения измерений формы центральной части линии лазерного излучения с использованием колебательно- вращательных переходов различной интенсивности. Длина кюветы $z = 1$ м, температура $T=296$ К

| Газ | ν_i , см ⁻¹ | S_i , см/молек. | p_{opt} , Торр | γ_i , см ⁻¹ | τ |
|------------------|----------------------------|-------------------------|------------------|-------------------------------|--------|
| CO ₂ | 2361,4661 | 3,524·10 ⁻¹⁸ | 3 | 2,3·10 ⁻³ | 0,53 |
| N ₂ O | 2575,8195 | 2,400·10 ⁻²⁰ | 31 | 5·10 ⁻³ | 0,51 |
| CH ₄ | 2695,8192 | 9,18·10 ⁻²² | 80 | 10 ⁻² | 0,50 |

В табл.2 указаны оптимальные давления газов p_{opt} для проведения измерений формы центральной части линии излучения. Эти значения рассчитаны для кюветы длиной $z=1$ м и соответствуют пропусканию $\tau=0,5$ при настройке центра лазерной линии на центр линии поглощения данного газа. Отметим, что диапазон пропускания $\tau=0,4-0,6$ отвечает максимальной чувствительности приемной аппаратуры описанного спектрометра (именно в этом смысле следует понимать условие “оптимальности” $\tau=0,5$). Расчет проводился для случая чистых газов при температуре 296 К в предположении фойгтовского контура линий поглощения и лоренцевской формы лазерной линии с полушириной $\gamma_{las}=0,1$ см⁻¹.

Поскольку расчет преследовал оценочные цели, в диапазоне расстроек $|\nu-\nu_{las}| < 10\gamma_{las}$ учитывались только линии поглощения с интегральной интенсивностью $S_i > 10^{-23}$ см/молек. Коэффициенты самоуширения газов γ_i^0 полагались следующими: для CH₄ - $\gamma_i^0 = 0,08$ см⁻¹ атм⁻¹ [19], для CO₂ - как для смеси CO₂-N₂ [20], для N₂O — в 1,2 раза больше, чем для смеси CO₂-N₂ [21, 22]. Коэффициенты уширения линий данного газа в смеси с N₂ считались равными соответствующим коэффициентам в воздушной смеси и брались, как и другая спектроскопическая информация, из HITRAN 2000 [18].

Первая попытка получения информации о контуре линии излучения описанного спектрометра была сделана в [7] путем снятия спектра пропускания метана при малом давлении в кювете небольшой длины ($p = 30$ Торр, $z = 1$ м, линия поглощения $R(0) \nu_3$ CH₄, $\nu_i = 3028,7522$ см⁻¹, $S_i = 9,14 \cdot 10^{-20}$ см/молек., $\gamma_i \approx 7 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹). Было показано, что измеренный спектр в своей центральной части неплохо аппроксимируется расчетным, если предположить, что форма линии излучения спектрометра лоренцевская с полушириной $\gamma_{las} \approx 0,1$ см⁻¹. Точность подгонки не обсуждалась, а в качестве альтернативы рассматривалась лишь доплеровская форма с такой же полушириной. Вывод о лоренцевской форме контура линии излучения спектрометра является надежным лишь для центральной части ($|\nu-\nu_{las}| \leq 0,2-0,3$ см⁻¹).

Таблица 3

Оптимальные значения давления метана для проведения измерений формы крыльев линии лазерного излучения с использованием колебательно-вращательного перехода $R(0)v_3$ CH_4 ($\nu_i=3028,7522 \text{ см}^{-1}$, $S_i=9,52 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2/\text{молек.}$). Во всех случаях пропускание $\tau \approx 0,5$; $z=1 \text{ м}$, $T=296 \text{ К}$

| $\nu_{\text{las}}, \text{ см}^{-1}$ | $p_{\text{opt}}, \text{ Торр}$ | $\gamma_i, \text{ см}^{-1}$ | $\nu_{\text{las}}, \text{ см}^{-1}$ | $p_{\text{opt}}, \text{ Торр}$ | $\gamma_i, \text{ см}^{-1}$ |
|-------------------------------------|--------------------------------|-----------------------------|-------------------------------------|--------------------------------|-----------------------------|
| 3028,9 | 39 | $7,2 \cdot 10^{-3}$ | 3030,0 | 289 | $3,1 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,0 | 62 | $9 \cdot 10^{-3}$ | 3030,1 | 293 | $3,2 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,1 | 84 | $1,1 \cdot 10^{-2}$ | 3030,2 | 284 | $3,1 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,2 | 106 | $1,3 \cdot 10^{-2}$ | 3030,3 | 308 | $3,3 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,3 | 132 | $1,6 \cdot 10^{-2}$ | 3030,4 | 350 | $3,7 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,4 | 157 | $1,8 \cdot 10^{-2}$ | 3030,5 | 387 | $4,1 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,5 | 180 | $2,0 \cdot 10^{-2}$ | 3030,6 | 416 | $4,4 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,6 | 205 | $2,3 \cdot 10^{-2}$ | 3030,7 | 433 | $4,6 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,7 | 230 | $2,5 \cdot 10^{-2}$ | 3030,8 | 449 | $4,8 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,8 | 254 | $2,8 \cdot 10^{-2}$ | 3030,9 | 464 | $4,9 \cdot 10^{-2}$ |
| 3029,9 | 274 | $3,0 \cdot 10^{-2}$ | 3031,0 | 461 | $4,9 \cdot 10^{-2}$ |

Что же касается формы крыльев, то из полученных результатов каких-либо надежных выводов сделать нельзя, так как $\tau \approx 1$. Измерения формы крыльев возможны только при достаточном ослаблении излучения, т.е. при больших значениях $S_i \cdot n \cdot z$. В табл. 3 приведены оптимальные (в смысле обеспечения условия $0,4 \leq \tau \leq 0,6$) значения давления метана для проведения измерений формы крыльев линии излучения спектрометра с использованием того же, что и в [7], колебательно-вращательного перехода $R(0)v_3$ CH_4 . Данные табл. 3 получены в тех же предположениях, что и результаты табл.2, но при более широком диапазоне расстроек ($|\nu - \nu_{\text{las}}| \leq 2 \text{ см}^{-1}$). Необходимо подчеркнуть, что при увеличении давления условие “узкой” линии поглощения может нарушиться, а полученные формулы (6), (8) перестанут работать. В такой ситуации надо увеличивать z (многоходовые кюветы) либо измерения проводить с использованием более интенсивных линий.

Заключение

Предложенный метод определения формы спектральной линии узкополосного излучения не требует решения интегрального уравнения и может применяться для измерений при отсутствии аппаратуры высокой разрешающей силы. Следует подчеркнуть, что точность описанной методики зависит, в частности, от точности задания параметров ν_i и S_i линий поглощения. По этой причине целесообразно использовать именно сильные линии, параметры которых хорошо известны. В этом случае точность методики будет лимитироваться применимостью приближения “узкой” линии. Необходимо отметить, что проведение измерений формы контура

далекого крыла линии излучения будет требовать существенно больших давлений газа и, следовательно, учета интерференции линий поглощения, индуцированного давлением сдвига и других эффектов.

Авторы благодарят А.И. Холодных и К.М. Фирсова за обсуждение и ценные замечания.

Литература

1. Baumgartner R.A., Byer R.L. Appl. Opt., 17 (1978) 3555-3561.
2. Кузнецов В.И., Мигулин А.В., Прялкин В.И. и др. Использование параметрических генераторов света в лидарных исследованиях. В кн.: Лазерные абсорбционные методы анализа микроконцентраций газов. М.: Энергоатомиздат (1984) С. 103.
3. Андреев Ю.М., Бовдей С.Н., Гейко П.П. и др. Оптика атмосферы, 1 (1988) 124-127.
4. Красников В.В., Пшеничников М.С., Разумихина Т.Б. и др. Оптика атмосферы, 3 (1990) 436-443.
5. Chugunov A.V., Kholodnykh A.I., Krasnikov V.V. et al. Proc. SPIE, 1922 (1993) 406-409.
6. Иванов С.В., Панченко В.Я., Разумихина Т.Б. Оптика атмосферы и океана, 6 (1993) 131-137.
7. S.V. Ivanov, A.I. Kholodnykh, V.I. Novoderezhkin et al. Opt. Eng., 33 (1994) 3202-3205.
8. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь (1981).
9. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука (1974), 223с.
10. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Справочное пособие. Киев: Наукова думка (1978), 291 с.
11. Воскобойников Ю.Е., Мицель А.А. Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 17 (1981) 175-181.
12. Воскобойников Ю.Е., Преображенский Н.Г., Седельников А.И. Математическая обработка эксперимента в молекулярной газодинамике. Новосибирск: Наука (1984), 237 с.
13. Малкевич М.С. Оптические исследования атмосферы со спутников. М.: Наука (1973), 303с.
14. Taylor F.W. Spectrosc. Techniques, 3 (1983) 137-197.
15. Drummond J.R. Appl. Opt., 28 (1989) 2451-2452.
16. Tolton V.T., Drummond J.R. Appl. Opt., 36 (1997) 5409-5419.
17. Виролайнен Я.А., Дементьев Б.В., Иванов В.В., Поляков А.В. Исследование Земли из космоса, № 5 (2002) 1-10.
18. Rothman L.S., Rinsland C.P., Goldman A. et al. J. Quant. Spectr. and Radiat. Transfer, 60 (1998) 665-710. [Update HITRAN-2000 version on CD-ROM].
19. Brown L.R., Rothman L.S. Appl. Opt., 21 (1982) 2425-2427.
20. Devi V.M., Fridovich B., Jones G.D., Snyder D.G. J.Molec. Spectrosc., 105 (1984) 61-69.
21. Lacombe M., Levy A., Guelachvili G. Appl. Opt., 23 (1984) 425-435.
22. Toth R.A. J. Molec. Spectrosc., 40 (1971) 605-615.