

М.Ю. Катаев, А.А. Мицель

## ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ АБСОРБЦИОННОГО ГАЗОАНАЛИЗА И ЛОКАЦИИ

### Часть 2. Алгоритмы поиска

Приводятся алгоритмы выбора информативных участков для различных абсорбционных методов газоанализа: оптико-акустического, спектрофотометрического и лазерного трассового газоанализатора дифференциального поглощения. Алгоритмы основаны на вычислении информационного расстояния. Полученные алгоритмы пригодны для инженерных расчетов без привлечения ЭВМ. Приведены результаты расчета информационного расстояния для спектрофотометрического метода и оптимальных спектральных каналов для оптико-акустического метода и лазерного трассового газоанализатора.

Автоматизированный поиск спектральных каналов с использованием атласа линий поглощения можно вести следующим образом. Сначала определять участки с грубым спектральным разрешением, затем среди отобранных участков повторить поиск с более высоким спектральным разрешением и т.д. вплоть до спектрального разрешения, определяемого шириной используемого в эксперименте интерференционного фильтра, либо шириной спектра лазерного излучения.

При любом способе выбора оптимальных спектральных каналов необходимы соответствующие алгоритмы — правила, по которым выбирается та или иная длина волны для измерительной системы с заданными спектрально-энергетическими характеристиками. В данной статье эта задача сводится к вычислению некоторого обобщенного параметра и последующему сравнению величины этого параметра с пороговым значением. В качестве анализируемого параметра предлагается использовать информационное расстояние  $L$ . На основе развитого в [1] общего алгоритма получены в явном виде формулы вычисления  $L$  для двух типов спектральных приборов — спектрофотометрических и оптико-акустических, а также для лазерного трассового ДП-газоанализатора. Приведены результаты выбора оптимальных каналов.

### 1. Информационные участки для спектрофотометрических приборов

Отклик прибора на прошедшее через среду излучение на длине волны  $\lambda$  описывается хорошо известным выражением

$$I(v) = \eta \int_{\Delta v} \tilde{g}(v, v') I_0(v') e^{-K(v')\rho l} e^{-\tau(v')} dv', \quad (1)$$

где  $\eta$  — чувствительность прибора, которая полагается постоянной в пределах интервала  $\Delta v$ :  $\tilde{g}(v, v')$  — функция отклика системы;  $I_0(v')$  — интенсивность излучения на входе в канал распространения;  $K(v')$  — коэффициент поглощения на единицу концентрации;  $\rho$  — концентрация газа;  $l$  — длина трассы;  $\tau(v')$  — оптическая толщина других газов и аэрозольной компоненты. Введем обозначения

$$g(v, v') = \frac{\tilde{g}(v, v') I_0(v')}{\int_{\Delta v} \tilde{g}(v, v') I_0(v') dv'}; \quad I_0(v) = \int_{\Delta v} \tilde{g}(v, v') I_0(v') dv'.$$

Тогда (1) примет вид

$$(v) = \eta I_0(v) \int_{\Delta v} g(v, v') I_0(v') e^{-K(v')\rho l} e^{-\tau(v')} dv', \quad (1a)$$

при этом  $\int_{\Delta v} g(v, v') dv' = 1$ .

Матрица  $G$  (см. (10) [1]) для однопараметрического состояния (рассматривается один газ,  $m = 1$ ) в случае использования одной длины волны имеет всего одну компоненту

$$G(\rho) = \frac{1}{\sigma} \left( \frac{\partial F}{\partial \rho} \right)^2 = \frac{I_0^2 \eta^2 l^2}{\sigma} \left[ \int_{\Delta v} g(v, v') K(v') e^{-K(v)\rho l} e^{-\tau(v')} dv' \right]^2,$$

а информационное расстояние (в соответствии с (17) [1]) определяется выражением (для интервала  $\rho \in [\rho_1, \rho_2]$ )

$$L = B [T(\rho_1) - T(\rho_2)] = \frac{I(\rho_2)}{\sigma} \left[ \frac{T(\rho_1)}{T(\rho_2)} - 1 \right]; \quad (2)$$

$$T(\rho, \tau) = \int_{\Delta v} g(v, v') e^{-K(v)\rho l} e^{-\tau(v')} dv', \quad (3)$$

$$B = I_0 \eta / \sigma.$$

Здесь  $T$  – функция пропускания, а величина  $\sigma$  определяется формулой (см. (7) [1])

$$\sigma = \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_{I_0}^2 \eta^2 T^2(\rho_1, \tau)}, \quad \rho_1 < \rho_2. \quad (4)$$

Предположим, что в данном спектральном участке имеются полосы поглощения нескольких газов и мы хотим найти окно прозрачности. Для этого случая воспользуемся формулой (16) (см. [1]) в которой положим  $\rho_j^{\min}$  равными нулю

$$L = B \sum_{j=1}^m [T(0, \tau) - T(\rho_j^{\max}, \tau)],$$

где

$$T(\rho_j^{\max}, \tau) = \int_{\Delta v} g(v, v') e^{-K_j(v) \rho_j^{\max} l} e^{-\tau(v')} dv, \quad (5)$$

$$\tau(v) = \sum_{r \neq j}^{m-1} K_r(v) \rho_r^{\phi} l + \tau_a(v).$$

Здесь  $\rho_r^{\phi}$  – фоновая концентрация  $r$ -го газа;  $\tau_a$  – аэрозольная компонента оптической толщи;  $m$  – число газов. В качестве  $\rho_j^{\max}$  могут использоваться и другие значения, например  $\rho_j^{\max} = \rho_j^{\phi}$ . Величина  $\sigma$ , входящая в  $B$ , определяется формулой

$$\sigma = \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_{I_0}^2 \eta^2 T^2(0, \tau)}. \quad (6)$$

Для упрощения расчетов величины  $\sigma$  в формулах (4), (6) положим  $T^2 = 1$ . Это приводит к усилению требований на выбор информативных участков. Кроме того, следует иметь в виду, что константа калибровки системы  $\eta$  определяется с некоторой погрешностью  $\sigma_\eta$ . Строгий учет этого факта в данной задаче приводит к неоправданному усложнению алгоритма. Поэтому мы воспользуемся здесь приближенным учетом погрешности задания  $\eta$ . В формулах (4), (6) появится при этом еще одно слабое  $\sigma_\eta^2 I_0^2 T^2$  и при  $T^2 = 1$  мы получим

$$\sigma = \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_{I_0}^2 \eta^2 + \sigma_\eta^2 I_0^2} \leq \sqrt{(\delta_I^2 + \delta_{I_0}^2 + \delta_\eta^2) (\eta I_0)^2}, \quad (6a)$$

где  $\delta I$ ,  $\delta I_0$ ,  $\delta \eta$  – относительные погрешности измерения  $I$ ,  $I_0$ ,  $\eta$ . Величина  $B = I_0 \eta \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_{I_0}^2 \eta^2 + \sigma_\eta^2 I_0^2}$  характеризует собственно измерительный прибор и представляет собой отношение сигнал/шум измерительной системы в целом.

Для задач локации необходимо выбрать участки с минимальным значением информационной длины  $L$  (в идеальном случае  $L \sim 0$ ), в то время как для задач газоанализа необходимо выбирать участки с максимальным  $L$  для заданного диапазона концентраций газа  $\rho \in [\rho_1, \rho_2]$ , при этом  $L \geq L_0$ , где  $L_0$  – пороговое значение, равное 3,3.

Таким образом, задача определения информативных участков для фотометрических приборов с откликом (1) сводится к вычислению функции пропускания (3), (5).

Рассмотрим вкратце методы расчета функций пропускания. В зависимости от ширины спектрального участка будем рассматривать широкополосные, узкополосные и монохроматические функции пропускания.

*Широкополосные функции пропускания.* Под широкополосными будем понимать функции пропускания для спектрального разрешения  $\Delta\nu \gg \gamma$ , где  $\gamma$  — средняя полуширина линии поглощения при атмосферных условиях, при этом в интервал  $\Delta\nu$  должна попасть хотя бы одна линия. Здесь  $\Delta\nu$  — интервал интегрирования. Аэрозольную компоненту ослабления излучения в пределах интервала  $\Delta\nu$  можно считать независимой от  $\nu$ , и поэтому  $\tau_a$  будем учитывать лишь в конечном результате после вычисления функции пропускания газовой компоненты.

Для расчета функций пропускания могут использоваться различные методики. Наиболее широкое применение получила методика LOWTRAN [2], позволяющая вычислять функции пропускания с разрешением  $\Delta\nu^* = 20 \text{ см}^{-1}$  в диапазоне спектра 0,25–28,6 мкм с шагом  $5 \text{ см}^{-1}$  для прямоугольной аппаратной функции  $\tilde{g}(\nu, \nu')$  и  $I_0(\nu')$ , независимой от  $\nu'$  в пределах  $\Delta\nu^*$ .

Для расчета пропускания с более грубым спектральным разрешением ( $\Delta\lambda^* = 0.05 \div 0.1 \text{ мкм}$ ) можно использовать комбинированную методику [3], основанную на различных моделях поглощения, заданных параметрически (от 2 до 4 параметров). Учет поглощения несколькими газами в обеих методиках проводится по правилу произведения пропусканий. Окончательный результат с учетом аппаратной функции  $g(\nu, \nu')$  (при условии  $\Delta\nu \gg \Delta\nu^*$ ) можно получить по формуле

$$T = \sum_{i=1}^C g_i T_i \Delta\nu^*,$$

где  $C$  — число узлов ( $C = \left\lceil \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu^*} \right\rceil$ ); индекс “ $i$ ” означает номер частоты  $\nu_i$ ,  $\nu_i = \nu_1 + i \frac{\Delta\nu^*}{2}$ .

Расчет пропускания может выполняться также на основе быстрых методов [4–5], суть которых сводится к замене реального спектра поглощения двух- или четырех параметрическими моделями полос, при этом параметры моделей рассчитываются с помощью атласов линий поглощения. Достоинством этих методов является возможность проводить расчеты пропускания с произвольным спектральным разрешением  $\Delta\nu$  и, кроме того, более строго учитывать поглощение смеси газов. В качестве примера приведем модель эквивалентной линии [5]

$$T(x, \gamma) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp\left(-\frac{x\gamma^2}{t^2 + \gamma^2}\right) dt,$$

где

$$x = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\sum_{i=1}^N S_i}{N} \right)^2 \rho l; \quad \gamma = \frac{2\pi}{\Delta\nu^*} \frac{\left( \sum_{i=1}^N \sqrt{S_i \gamma_i} \right)^2}{\sum_{i=1}^N S_i \gamma_i}.$$

Здесь  $S_i$ ,  $\gamma_i$  — интенсивность и полуширина  $i$ -й линии, попадающей в интервал  $\Delta\nu^*$ ;  $N$  — число линий поглощения в интервале  $\Delta\nu^*$ . Для смеси газов параметры  $x$ ,  $\gamma$  имеют вид

$$x = \frac{1}{2\pi} \frac{\sum_{j=1}^m \rho_j l \sum_{i=1}^{N_j} S_i^j}{\left( \sum_{j=1}^m \sqrt{\rho_j l} \sum_{i=1}^{N_j} \sqrt{S_i^j \gamma_j} \right)^2}; \quad \gamma = \frac{2\pi}{\Delta\nu^*} \frac{\left( \sum_{j=1}^m \sqrt{\rho_j l} \sum_{i=1}^{N_j} \sqrt{S_i^j \gamma_j} \right)^2}{\sum_{j=1}^m \rho_j l \sum_{i=1}^{N_j} S_i^j},$$

где индекс « $j$ » означает  $j$ -й газ;  $m$  — число газов в смеси.

*Узкополосные функции пропускания.* Спектральное разрешение  $\Delta\nu$  сравнимо с шириной линии поглощения. Такая ситуация наблюдается при использовании лазерных источников света. В этом случае  $g(\nu, \nu')$  представляет собой спектральное распределение интенсивности лазерного излучения. Расчет функций пропускания должен проводиться полинейным методом. В настоящее время разработаны пакеты программ различными научными группами. Среди них можно указать пакет программ FASCOD [6], разработанный в лаборатории AFGL (США), пакет LARA [7] (ИОА СО РАН) и другие [8].

*Монохроматические функции пропускания.* Если ширина линии излучения много меньше ширины линии поглощения, то можно воспользоваться монохроматическим приближением ( $g(\nu, \nu') = \delta(\nu - \nu')$ ). В этом случае имеем

$$T = e^{-K\rho l} e^{-\tau}.$$

## 2. Информативные участки для оптико-акустических приборов

При использовании техники оптико-акустической спектроскопии связь измеряемого сигнала оптико-акустическим детектором (ОАД) с концентрациями газов линейна [9]

$$U(\nu) = \eta W_0(\nu) \int_{\Delta\nu} g(\nu, \nu') \left[ \sum_{j=1}^m K_j(\nu') \rho_j + \beta(\nu) \right] d\nu', \quad (7)$$

где  $U(\nu)$  — сигнал на выходе ОАД,  $W_0(\nu)$  — мощность излучения на входе в ячейку ОАД;  $\eta$  — константа калибровки;  $m$  — число газов в смеси;  $g(\nu, \nu')$  — аппаратная функция ОАД (нормированная на единицу), которая в общем случае имеет вид

$$g(\nu, \nu') = \frac{\tilde{g}(\nu, \nu') W_0(\nu')}{\int_{\Delta\nu} \tilde{g}(\nu, \nu') W_0(\nu') d\nu'}, \quad (8)$$

$\beta(\nu)$  — коэффициент поглощения мешающих газов и фоновое поглощение.

Элементы матрицы  $G$  для отклика (7) не зависят от концентрации газов и для вычисления информативной длины можно использовать формулы (14) из [1].

Для однокомпонентной смеси ( $m = 1$ ) вместо (2) получим

$$L = B \bar{K} (\rho_2 - \rho_1);$$

$$\bar{K} = \int_{\Delta\nu} \tilde{g}(\nu, \nu') K(\nu') d\nu';$$

$$B = \eta W_0 / \sigma; \quad (9)$$

$$\sigma = \sqrt{\sigma_U^2 + (\delta_{W_0}^2 + \delta_\eta^2) (\eta W_0 (\bar{K} \rho_2 + \beta))^2}, \quad (10)$$

где  $\delta_W$ ,  $\delta_\eta$  — относительные погрешности измерений  $W_0$  и  $\eta$ .

Выражение (10) получено на основе формулы (7) (см. [1]), а также приближенного учета погрешности определения константы калибровки  $\eta$ .

Для многокомпонентной смеси, состоящей из  $m$  газов, при использовании  $n$  длин волн согласно (14) (см. [1]) получим следующее выражение для  $L$ :

$$L = \sqrt{\sum_{i,j=1}^n (\rho_2 - \rho_1)_i (R^T V^{-1} R)_{ij} (\rho_2 - \rho_1)_j}, \quad (11)$$

где  $R$  — матрица размерности  $n \times m$  с элементами

$$R_{ij} = W_0(\nu_i) \eta_i \bar{K}_{ij};$$

$$\bar{K}_{ij} = \int_{\Delta\nu} g(\nu_i, \nu') K_j(\nu') d\nu', \quad (12)$$

$R^T$  — транспонированная матрица  $R$ ;  $V$  — диагональная матрица с элементами  $\sigma_i^2$

$$\sigma_i^2 = \sigma_U^2(i) + (\delta_W^2 + \delta_\eta^2) \eta_i^2 W_0^2(i) \left[ \sum_{j=1}^m \bar{K}_{ij} \rho_2(j) + \beta_1 \right]^2.$$

И наконец, в задаче поиска атмосферных окон прозрачности для целей газоанализа малых примесей имеем

$$L = B \sum_{j=1}^m \bar{K}_j \rho_j^{\max}(j),$$

где  $\bar{K}_j$  — определяется формулой (12), а величина  $B$  вычисляется согласно (9), в которой

$$\sigma = \sqrt{\sigma_U^2 + (\delta_{W_0}^2 + \delta_\eta^2) \eta_i^2 W_0^2 \left[ \sum_{j=1}^m \bar{K}_j \rho^{\max}(j) + \beta \right]}.$$

Формула (12) существенно упрощается, если  $g(v, v')$  имеет вид прямоугольника, а  $W_0(v') = \text{const}$  в пределах  $\Delta v$ . В этом случае коэффициент поглощения  $\bar{K}_{ij}$  имеет вид (в приближении ударного механизма уширения)

$$\bar{K}_{ij} = \frac{1}{\Delta v_i} \int_{\Delta v_i} K_j(v') dv' = \frac{1}{\Delta v_i} \sum_{l=1}^{N_j} S_l^j, \quad (12a)$$

где  $S$  — интенсивность  $l$ -й линии  $j$ -го газа в интервале  $\Delta v_i$ ;  $N_j$  — число линий  $j$ -го газа в интервале  $\Delta v_i$ .

Другой предельный случай — монохроматическое приближение, для которого из (12) следует

$$\bar{K}_{ij} = K_{ij} = K_j(v_i), \quad (12b)$$

где  $K_j(v_i)$  — монохроматический коэффициент поглощения  $j$ -го газа на частоте  $v_i$ .

### 3. Трассовый ДП-лазерный газоанализатор

Метод дифференциального поглощения является одним из перспективных методов дистанционного газоанализа [10]. Для его реализации используют две длины волны — в линии ( $\lambda_{on}$ ) и вне линии ( $\lambda_{off}$ ) поглощения, а информацию об интегральном по трассе содержании газа извлекают из логарифма отношения сигналов.

Рассмотрим лазерный трассовый газоанализатор. Предположим, что ширина спектра излучения лазера много меньше ширины линии поглощения. Тогда измеренные сигналы в линии  $P_{on}$  и вне линии  $P_{of}$  можно связать следующим образом:

$$P^{on} = P^{off} \eta e^{-2l\Delta K\omega} e^{-2\Delta\beta l}, \quad (13)$$

где

$$\Delta K = K_{on} - K_{off}, \quad \Delta\beta = \beta_{on} - \beta_{off},$$

$$\eta = (\eta_{on} P_0^{on}) / (\eta_{off} P_0^{off}).$$

Здесь  $\eta_{on}$ ,  $\eta_{off}$  — константы калибровки измерительной системы на длинах волн  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ , которые включают в себя геометрический фактор, учитывающий степень перехвата отраженного от мишени лазерного пучка, коэффициент отражения мишени (топографического объекта), эффективность фотоприемника, коэффициент пропускания приемопередающей системы;  $\beta_{on}$ ,  $\beta_{off}$  — эффективный показатель ослабления, который учитывает ослабление атмосферным аэрозолем и поглощение «посторонними» газами на длинах волн  $\lambda_{on}$  и  $\lambda_{off}$ ,  $K_{on}$ ,  $K_{off}$  — коэффициенты поглощения исследуемого газа;  $\omega = \frac{1}{l} \int_0^l \rho(t) dt$  — средняя по трассе концентрация газа.

Информационное расстояние  $L$  вычисляется по формуле (17) (см. [1])

$$L = \frac{P^{off}}{\sigma} \eta \exp(-2\Delta\beta l) [e^{-2l\Delta K\omega_1} - e^{-2l\Delta K\omega_2}], \quad (14)$$

где  $\sigma$  с учетом (6 а) имеет вид

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{on}^2 + \sigma_{off}^2 \eta^2 + \sigma_\eta^2 (P_0^{off})^2} \leq \sqrt{\delta_{on}^2 (P_0^{on} \eta_{on})^2 + (\delta_{off}^2 + \delta_\eta^2) (\eta P_0^{off})^2}. \quad (15)$$

Подставляя (13) в (14) выражение для  $L$  можно переписать в форме

$$L = \frac{P^{off} \eta e^{-2l\Delta K\omega_2} e^{-2\Delta\beta l}}{\sigma} [e^{2l\Delta K(\omega_2 - \omega_1)} - 1] = \frac{P^{on}(\omega_2)}{\sigma} [e^{2l\Delta K(\omega_2 - \omega_1)} - 1],$$

откуда следует, что величина  $B = P_{on}(\omega)/\sigma$  — представляет собой обобщенный показатель отношения сигнал/шум в линии поглощения при  $\omega = \omega_2$ . Сигнал  $P^{on}(\omega_2)$  определяется формулой

$$P^{on}(\omega_2) = \eta_{on} P_0^{on} e^{-2l(K_{on}\omega_2 + \beta_{on})}.$$

#### 4. Численный эксперимент

Приведем результаты численного моделирования информационного расстояния  $L$  для трех рассмотренных выше методов измерения концентрации газов.

*Спектрофотометрический метод.* Рассмотрим «монохроматический» случай. Полагая в (2), (3)  $\rho_1 = 0$  и вводя обозначение  $\tau_{\Pi} = K\rho_2 l = K\rho l$ ,  $\tau = \beta l$ , получим следующее выражение для  $L$  (с учетом (6 а)):

$$L = B [1 - \exp(-\tau_{\Pi})] = B_0 \exp(-\tau) [1 - \exp(-\tau_{\Pi})], \quad (16)$$

где

$$B_0 = \frac{1}{\sqrt{\delta_I^2 + \delta_{I_0}^2 + \delta_{\eta}^2}}.$$

Здесь  $B_0$  — обобщенный показатель отношения сигнал/шум всей измерительной системы;  $\tau_{\Pi}$  — оптическая толщина исследуемого газа;  $\tau$  — оптическая толщина «мешающих» газов и аэрозоля.

На рис. 1 представлены зависимости  $L$  от  $\tau_{\Pi}$  для различных значений  $\tau$  при фиксированном  $B_0 = 10$ . Как и следовало ожидать, с увеличением вклада «мешающих» газов (с увеличением  $\tau$ ) информационное расстояние  $L$  уменьшается, а значит, увеличивается ошибка классификации  $\epsilon$ . Кроме этого результата наблюдается еще одна особенность в поведении  $L$  в зависимости от  $\tau_{\Pi}$ , т.е. кривые  $L$  с ростом  $\tau_{\Pi}$  «насыщаются», причем для больших значений  $\tau$  «насыщение» наступает при меньших  $\tau_{\Pi}$ . С увеличением  $B_0$  «насыщение» кривых  $L$  наступает при больших значениях  $\tau_{\Pi}$ . Это весьма важный результат для практики, суть которого состоит в том, что чувствительность системы по коэффициенту поглощения  $\alpha = K\rho$  «насыщается».

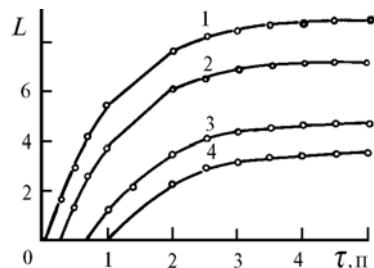


Рис. 1. Зависимость информационного расстояния  $L$  от оптической толщины исследуемого газа  $\tau$  при значениях оптической толщины мешающих компонентов: кривая 1 —  $\tau = 0,01$ ; 2 —  $\tau = 0,03$ ; 3 —  $\tau = 0,07$ ; 4 —  $\tau = 1$

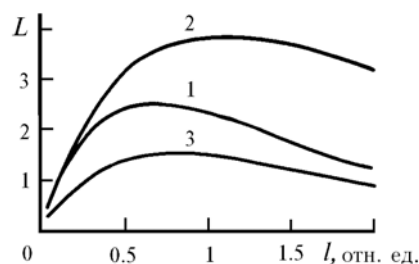


Рис. 2. Зависимость информационного расстояния  $L$  от длины трассы  $l$  для спектрофотометрического метода при  $B_0 = 10$ : кривая 1 —  $\alpha = 1$  и  $\beta = 1$ ; 2 —  $\alpha = 1$  и  $\beta = 0,5$ ; 3 —  $\alpha = 0,5$  и  $\beta = 1$

На рис. 2 показана зависимость  $L$  от длины трассы  $l$  для различных значений информационного параметра  $\alpha$  и коэффициента поглощения мешающих газов  $\beta$ . Здесь кривые  $L$  имеют экстремум, т.е. существует оптимальная длина трассы  $l$ , для которой условия измерений наилучшие.

*Оптико-акустический метод.* Полагая в формулах (8)–(10)  $\rho_1 = 0$ ,  $\rho_2 = \rho$ , получим следующее выражение для  $L$ :

$$L = B_0 \bar{K}\rho / (\bar{K}\rho + \beta), \quad (17)$$

где

$$B_0 = \frac{1}{\sqrt{\delta_U^2 + \delta_{W_0}^2 + \delta_{\eta}^2}}.$$

Приведем результаты расчетов минимально обнаруживаемых концентраций, обеспечивающих  $L = L_0 = 3,3$  для квазимонохроматического режима измерения ( $D^1 = /C$ ). В табл. 1 представлены результаты моделирования  $\rho_{\min}$  на переходах  $\text{CO}_2$ -лазера; параметры измерительной системы задавались типичными для данного класса приборов:  $\delta_U = \delta_{W_0} = \delta_{\eta} = 5\%$ ; значение коэффициента фонового поглощения  $\beta_{\Phi} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ . В таблице даны также значения  $\rho_{\min}$ , полученные в работе [11]. Видно, что рассчитанные нами  $\rho_{\min}$  вполне согласуются с данными работы [11].

*Трассовый метод дифференциального поглощения.* Из (14), (15) при  $\omega_1 = 0$  и  $P_0^{on} = P_0^{of}$  имеем

$$L = B_0 \exp(-2\Delta\beta l) [1 - \exp(-\tau_{\Pi})], \quad (18)$$

где  $B_0 = 1 / \sqrt{\delta_{on}^2 + \delta_{off}^2 + \delta_{\eta}^2}$ ;  $\tau_{\Pi} = 2\Delta K\omega l$  — оптическая толщина исследуемого газа.

Сравнение рассчитанных минимально обнаруживаемых концентраций с измеренными в [11] для оптико-акустического метода

Газ	Лазерный переход	$K, \text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ [10]	$\rho_{\min}, \text{ppb}$	$\rho_{\min}, \text{ppb}$ [10]
$\text{C}_2\text{H}_4$	10 P(14)	$3,26 \cdot 10^1$	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$7,0 \cdot 10^{-1}$
$\text{H}_2\text{O}$	10 R(20)	$7,96 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$
$\text{C}_6\text{H}_6$	9 P(30)	$3,26 \cdot 10^1$	7,4	$1,0 \cdot 10^1$

Выражение (18) по форме и по смыслу совпадает с (16). Поэтому выводы относительно зависимостей  $L$  от  $\tau_{\text{п}}$  и длины трассы  $l$  для (18) будут те же, что и для (16).

Сравнение рассчитанных минимально обнаруживаемых концентраций с полученными в [12] для трассового газоанализатора

Газ	Лазерные переходы	$K, \text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$	$\rho_{\min}, \text{ppb}$	$\rho_{\min}, \text{ppb}$ [12]
$\text{NH}_3$	10 R(30)	7,80	3,0	1,0
	10 R(18)			
$\text{H}_2\text{O}$	10 R(20)	$6,60 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$
	10 R(18)			
$\text{O}_3$	9 P(14)	$1,03 \cdot 10^1$	$1,5 \cdot 10^1$	5,0
	9 P(22)			
$\text{C}_2\text{H}_4$	10 P(14)	3,34	5,0	2,0
	10 P(22)			

Приведем результаты моделирования минимально обнаруживаемых концентраций для лазерной ДП системы на  $\text{CO}_2$ -лазере. В табл. 2 даны рассчитанные нами  $\rho_{\min}$  для указанных во втором столбце пар длин волн. Погрешности сигналов  $P^{\text{on}}$  и  $P^{\text{off}}$  задавались равными величине 5%;  $\delta_{\eta} = 0\%$ . В последнем столбце даны значения  $\rho_{\min}$ , приведенные в [12]. Видно, что рассчитанные нами  $\rho_{\min}$  превышают значения [12] в 2–3 раза. Это отличие объясняется тем, что в [12] при расчете МОК не учитывается статистическая природа сигналов. Полный учет не только физических закономерностей, но и статистической природы сигналов позволяет получать более реалистичные оценки МОК для данной измерительной системы.

1. Мицель А. А. // Оптика атмосферы. 1992. Т. 5. № 9. С. 978–985.
2. Kneizys F. X., Shettle E. P. et al. Atmospheric transmittance / Radiance computer code LOWTRAN-6/AFGL-TR-83-0187. Mass. 1983.
3. The infrared handbook. Chapter-5. Atmospheric Absorption. La Rossa J. A. Washington. 1978. 665 p.
4. Мицель А. А., Руденко В. П., Фирсов К. М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 435.
5. Мицель А. А., Фирсов К. М. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. № 11. С. 1221.
6. Clouoh S. A., Kneizys F. X., Shettle E. P., Anderson G. P. // Proc. 6-th Conf. Atmos. Rad. Williamsburg. VA. 1986.
7. Мицель А. А., Руденко В. П. Пакет прикладных программ для расчета энергетических потерь оптического излучения в атмосфере LARA-1/Препринт № 57. Томск: ТФ СО АН СССР. 1988. 55 с.
8. Edwards D. P. // SP1E. 1988. V. 928. P. 94.
9. Жаров Н. Н., Летохов И. Н. Оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 324 с.
10. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 365 с.
11. Mayer P. L., Sigrist M. W. Air pollution monitoring with a mobile  $\text{CO}_2$ -laser photoacoustic system. Final report SNFINFP 14. CH-8093. Switzerland. Zurich, 1988.
12. Андреев Ю. М., Зуев В. В., Романовский О. А. Автоматизированная система поиска оптимальных длин волн для лазерного газоанализа методом дифференциального поглощения. Часть I: Методика поиска. Деп. в ВИНТИ. № 4058-B88. 1988. 33 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
31 марта 1992 г.

#### M. Yu. Kataev, A. A. Mitsel. Selection of Optimal Spectral Channels for Solving the Problems of Absorption Gas Analysis and Remote Sensing. Part II. Search Algorithm.

Algorithms of searching for informative spectral intervals are given in this paper for different absorption gas analysis techniques including optoacoustic, spectrophotometric, and long-path absorption laser technique are given. The algorithms are based on calculating information length. These algorithms can be used for making calculations without the use of computer. Some results of calculations of the information length for the above gas analysis techniques are presented.