01

Анализ и аналитическое представление коэффициентов сдвига центров линий поглощения водяного пара давлением воздуха в видимом диапазоне

© В.И. Стариков

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

e-mail:vstarikov@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.04.2025 г.
В окончательной редакции 21.04.2025 г.
Принята к публикации 21.12.2025 г.

Предложена аналитическая модель $\delta(sur)$ для расчета коэффициентов сдвига δ центров линий поглощения молекулы водяного пара давлением воздуха в видимом диапазоне. Модель $\delta(sur)$ зависит от подгоночных параметров и линейно зависит от коэффициента уширения линии. Выделено два набора из 642 и 3241 экспериментальных значений δ, полученных для линий из диапазонов $10150-14000\,\mathrm{cm}^{-1}$ и $10150-22637\,\mathrm{cm}^{-1}$. Средняя точность восстановления коэффициентов δ по модели $\delta(sur)$ составила 16.9 и 22.9% для первого и второго набора соответственно. Проведено сравнение расчетов по модели $\delta(sur)$ с расчетами по полуклассическому методу и с базой данных HITRAN.

Ключевые слова: водяной пар, сдвиги линий, воздух, аналитическое представление.

DOI: 10.61011/OS.2026.01.62609.7849-25

Введение

Знание сдвигов центров линий молекулы водяного пара давлением атмосферных газов в видимой области спектра является важным для атмосферных приложений. В работе [1], например, показано, что пренебрежение сдвигом центра линии $\lambda = 634.38\,\mathrm{nm}$ приводит к погрешности в 10 и 20% при зондировании вертикального профиля влажности атмосферы на высотах до 10 и 20 km. К настоящему времени получен большой набор экспериментальных и расчетных данных для коэффициентов уширения (γ) и сдвига (δ) колебательно-вращательных (КВ) линий поглощения водяного пара давлением воздуха. Наиболее полная информация по этим коэффициентам содержится в базе данных HITRAN [2].

Анализ экспериментальных данных (включающий поиск ошибочных значений) для коэффициентов γ для линий молекулы H_2O из диапазона $380-22593\,\mathrm{cm}^{-1}$ дан в работе [3]. Там же предложена аналитическая модель $\gamma(sur)$ („sur“ обозначает „поверхность“), позволяющая проводить вычисления коэффициентов γ для линий любой колебательной полосы $(0, 0, 0) \to (v_1, v_2, v_3)$ из указанного диапазона; v_1, v_2, v_3 — колебательные квантовые числа. Зависимость модели $\gamma(sur)$ от вращательных квантовых чисел J, K_a, K_c молекулы H_2O является нелинейной. В работе [4] были получены экспериментальные данные для коэффициентов уширения γ и сдвига δ линий 4 колебательных полос H_2O с верхним колебательным состоянием $(v_1, v_2, v_3) = (3, 0, 1)$, (2,2,1), (2,0,2) и (1,4,1), лежащих в спектральном диапазоне $13338-13966\,\mathrm{cm}^{-1}$. При анализе этих данных в [4] найдены эмпирические соотношения, связывающие коэффициенты δ и γ для линий, уширенных давлением воздуха, азота, кислорода и аргона. Для уширения линий H_2O давлением воздуха это соотношение имеет вид

$$\mathrm{Sh} = 0.363\Gamma - 0.0476. \tag{1}$$

Здесь коэффициенты сдвига (Sh) и уширения (Γ) определены в cm^{-1}/atm.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы, 1) используя аналитическую модель $\gamma(sur)$ из [2] для коэффициентов уширения γ, получить аналитическое соотношение для коэффициентов сдвига $\delta(sur)$, подобное соотношению (1), но применимое для более широкого спектрального диапазона, 2) провести анализ совместимости экспериментальных данных для коэффициентов сдвига. Для уширения линий водяного парам давлением азота и кислорода подобная задача решена в работе [5].

Аналитическая модель для коэффициентов δ и анализ совместимости экспериментальных данных

Аналитическое соотношение $\delta(sur)$ для коэффициентов сдвига δ имеет вид

$$\delta(sur) = q_1\gamma(sur) + q_2(1 + q_3v_1 + q_4v_2 + q_5v_3) \tag{2}$$

и вводится как обобщение формулы (1). В этой формуле $\gamma(sur)$ определяет коэффициенты уширения линий H_2O

Таблица 1. Параметры модели $\gamma(sur)$ (3)–(5)*

x_{20}	$0.4892\ (25)\cdot 10^{-1}$	x_{30}	$0.2387\ (36)$
x_{21}	$0.2972\ (367)\cdot 10^{-1}$	x_{31}	$-0.1697\ (225)\cdot 10^{-2}$
x_{22}	$-0.9190\ (464)\cdot 10^{-1}$	t_{121}	$0.2560\ (115)\cdot 10^{-1}$
x_{23}	$-0.5114\ (404)\cdot 10^{-2}$	t_{122}	0.0
x_{24}	$0.3692\ (361)\cdot 10^{-2}$	t_{123}	$0.2002\ (169)\cdot 10^{-1}$
x_{25}	0.0	t_{221}	$-0.2767\ (340)\cdot 10^{-1}$
x_{26}	$0.1349\ (75)\cdot 10^{-2}$	t_{222}	$0.1638\ (392)\cdot 10^{-1}$
x_{27}	0.0	t_{223}	$-0.4953\ (506)\cdot 10^{-1}$

*Параметры x_{20} и x_{26} имеют размерность $\mathrm{cm}^{-1}/\mathrm{atm}$, другие параметры безразмерны, в формуле (3) $x_4 = 0$.

и имеет вид [3]

$$\gamma(sur) = x_2\left\{1/\mathrm{Cosh}[x_3(K_i - x_4)] + 1/\mathrm{Cosh}[x_3(K_f - x_4)]\right\}, \tag{3}$$

в котором

$$\begin{aligned} x_2 = {} & (x_{20} + x_{26}|K_{ai} - K_{af}| + x_{27}(J_f - K_{cf})) \\ & \times f_1(v)/\mathrm{Cosh}[(x_{21}(J_i + J_f) + x_{22}(K_{ci} + K_{cf}) \\ & + x_{23}(K_{ci} + K_{cf})^2 + x_{24}(J_i + J_j)(K_{ci} + K_{cf}) \\ & + x_{25}(J_i + J_f^2))f_2(v)], \\ x_3 = {} & x_{30} + x_{31}(J_i + J_f), \\ x_4 = {} & 0, \end{aligned} \tag{4}$$

а функции

$$\begin{aligned} f_1(v) &= 1 + t_{121}v_1 + t_{122}v_2 + t_{123}v_3, \\ f_2(v) &= 1 + t_{221}v_1 + t_{222}v_2 + t_{223}v_3 \end{aligned} \tag{5}$$

определяют колебательную зависимость $\gamma(sur)$. Индексы i и f относятся к начальному и конечному состояниям в переходе $i \to f$. Для удобства применения соотношения (2) все параметры из формул (3)–(5) выписаны в табл. 1 (таблица взята из работы [3]).

В работе [3] параметры модели $\gamma(sur)$ найдены из подгонки к формулам (3)–(5) 4110 измеренных ($T = 296\,\mathrm{K}$) коэффициентов уширения линий H_2O давлением воздуха и азота 76 колебательных полос H_2O из спектрального диапазона $380-22593\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Формула (2) для $\delta(sur)$ зависит от пяти варьируемых параметров q_i ($i = 1-5$). Первоначально модель $\delta(sur)$ тестировалась при подгонке экспериментальных коэффициентов сдвига $\delta(\mathrm{exp})$, найденных в [3–12] для линий из диапазона $380-22593\,\mathrm{cm}^{-1}$, к выражению (2). Этот тест показал, что модель (2) может быть применима для линий, приблизительно лежащих выше $10000\,\mathrm{cm}^{-1}$. В частности, она не описывает положительные сдвиги линий в полосах с малым увеличением колебательных квантовых чисел. По этой причине далее в этом разделе проводится анализ сдвигов линий для колебательных полос, лежащих выше $10000\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Анализ совместимости экспериментальных коэффициентов сдвига проведен путем прямого сравнения коэффициентов $\delta(\mathrm{exp})$, измеренных для одних и тех же линий в различных работах, и определения параметра $R_{[a],[b]} = \delta[a]/\delta[b]$, в котором $\delta[a]$ и $\delta[b]$ — измеренные коэффициенты сдвига в работах $[a]$ и $[b]$ соответственно. Наибольшее число таких линий найдено для полос $3\nu_1 + \nu_3$, $2\nu_1 + 2\nu_2 + \nu_3$ и $2_1 + 2\nu_3$ в работах [4] и [12]. Для 72 линий из полосы $3\nu_1 + \nu_3$ отношение $R_{[12],[4]} = \delta[12]/\delta[4]$ варьирует от 0.67 до 2.19, среднее значение $\langle R_{[12],[4]}\rangle$ для 72 линий составляет 2.18. Аналогично для 21 линии из полосы $2\nu_1 + 2\nu_2 + \nu_3$ $1.1 < R_{[12],[4]} < 1.58$ и среднее значение $\langle R_{[12],[4]}\rangle = 1.31$. Все данные работы [12] превышают данные работы [4] приближенно на 30% для полосы $2\nu_1 + 2\nu_2 + \nu_3$. Наконец, для пяти линий из полосы $2\nu_1 + 2\nu_3$ $0.85 < R_{[12],[4]} < 1.2$ и $\langle R_{[12],[4]}\rangle = 1.31$. Таким образом, данные работ [12] и [4] очень разные. Среднее различие между $\delta[12]$ и $\delta[4]$ для 98 линий составляет 28.8%.

В общей сложности было проанализировано более 4000 значений $\delta(\mathrm{exp})$. Из этого списка были удалены $\delta(\mathrm{exp})$, которые, по нашему мнению, являются ошибочными. К ним относятся положительные значения $\delta(\mathrm{exp})$ из [12] и те значения $\delta(\mathrm{exp})$, которые отличаются от $\delta(\mathrm{exp})$ для линий из соседних колебательных полос более чем на 30%. Для рассматриваемого диапазона для всех линий из [4,6,10,11] значения $\delta(\mathrm{exp})$ отрицательны. Они отрицательны и в расчетах с применением полуклассического метода Андерсона–Тсао–Карната (АТС) [13]. В этих расчетах (см., например, [3]) вычисленные значения коэффициентов δ при изменении колебательных квантовых чисел на единицу изменяются не более чем на 10%. Изменения в 30% в коэффициентах $\delta(\mathrm{exp})$ считаются в настоящей работе ошибочными.

Таким образом был сформирован набор из 3241 значений $\delta(\mathrm{exp})$. Этот набор явным образом разбивается на два набора. Один из них (набор 1) состоит из 642 значений $\delta(\mathrm{exp})$ для линий из диапазона $10150-14000\,\mathrm{cm}^1$, измеренных в [4,6,10,11], второй набор (набор 2) — из 2599 значений $\delta(\mathrm{exp})$ для линий из диапазона $13000-22637\,\mathrm{cm}^{-1}$, измеренных в [12]. В спектральном диапазоне от 13000 до $14000\,\mathrm{cm}^{-1}$ оба набора содержат значения $\delta(\mathrm{exp})$ для одних и тех же линий, и эти значения систематически отличаются друг от друга приближенно на 30%. Поэтому параметры $q_1, \ldots, q_5$ для модели $\delta(sur)$ (2) были определены отдельно для каждого набора данных путем их подгони к формуле (2). Для первого набора параметры приведены во второй колонке табл. 2, для второго набора — в третьей колонке той же таблицы. Параметры модели $\gamma(sur)$(3)–(5) из формулы (2) фиксировались на значениях из табл. 1. В последних строчках табл. 2 приведены значения ста-

Таблица 2. Параметры модели $\delta(\mathrm{sur})$ (2), найденные из подгонки 642 и 3241 значений коэффициентов сдвига центров линий $\delta(\exp)$ молекулы H_2O давлением воздуха ($T = 296\,\mathrm{K}$) для двух наборов экспериментальных данных *

Параметр	Набор 1, $10150-14000\,\mathrm{cm}^{-1}$	Набор 2 $10150-22637\mathrm{cm}^{-1}$
q_1	0.2374 (90)	0.2811(62)
q_2	$-0.2889\,(97)\cdot 10^{-1}$	$-0.9355(638)\cdot 10^{-2}$
q_3	$0.7127\,(861)\cdot 10^{-1}$	0.9791 (730)
q_4	0.0	0.4075(329)
q_5	$0.9586(1068)\cdot 10^{-1}$	1.0917 (833)
N	642	3241
rms	$3.2\cdot 10^{-3}$	$6.8\cdot 10^{-3}$
χ_{av}, %	16.9	22.9

* Параметры q_1, q_3-q_5 — безразмерные, параметр q_2 и rms определены в cm^{-1}/atm.

Таблица 3. Значения rms (6) и χ_{av} (7), найденные для отдельных наборов экспериментальных данных с параметрами из второй колонки табл. 2

$v_1\,v_2\,v_3$	N	rms, $10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$/atm	χ_{av}, %	Источник
003, 022, 102, 121, 201, 300	423	3.1	17.1	[6]
301, 221, 202, 103	114	3.3	16.3	[10,11]
301, 221, 202	105	3.3	15.2	[4]

тистических величин

$$rms = \sqrt{\sum_{i-1}^{N} \frac{(\delta_i(\mathrm{calc}) - \delta_i(\exp))^2}{N}}, \qquad (6)$$

$$\chi_{av} = 100\% \sum_{i=1}^{N} |1 - \delta_i(\mathrm{calc})/\delta_i(\exp)|/N, \qquad (7)$$

характеризующих качество подгонки, N — число используемых данных. Значения rms и χ_{av} для отдельных наборов данных приведены в табл. 3.

Качество расчетов коэффициентов сдвига δ по модели $\delta(sur)$, характеризуемое величинами rms и χ_{av}, сравнимо с качеством расчета этих же коэффициентов по полуклассическому методу АТС, примененному к линиям из диапазона ниже $10000\,\mathrm{cm}^{-1}$ [3,9,14].

Сравнение с базой данных HITRAN и вычислениями по методу АТС

Сравнение вычислений коэффициентов сдвига δ по модели $\delta(sur)$ (2) с вычислениями по полуклассическому методу АТС и с базой данных HITRAN [2] проведено для двух колебательных полос $(0,0,0)\to(3,0,1)$ и $(0,0,0)\to(3,6,3)$, локализованных в диапазоне $10150-14000\,\mathrm{cm}^{-1}$ и выше $25000\,\mathrm{cm}^{-1}$. На рис. 1, 2 представлена зависимость вычисленных коэффициентов δ от вращательных квантовых чисел J и K_a для двух вращательных серий в колебательной полосе $(0,0,0)\to(3,0,1)$.

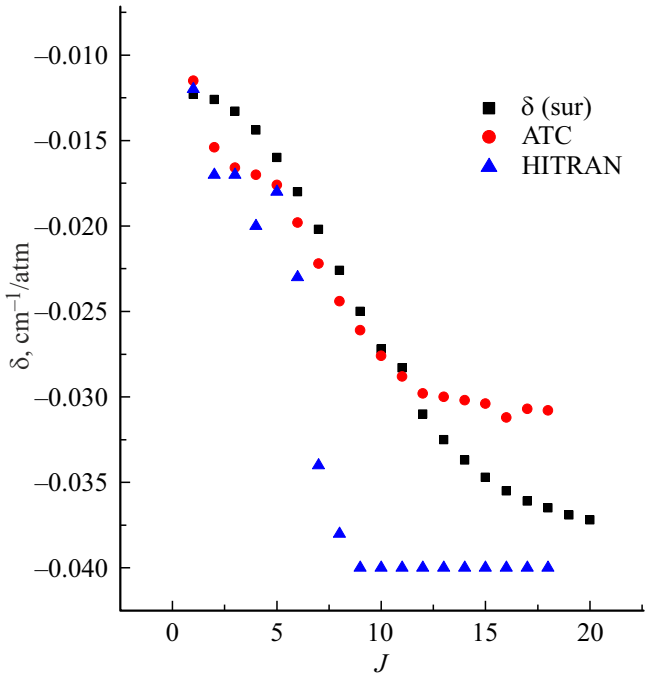

Рис. 1. Сравнение коэффициентов сдвига δ, представленных в базе данных HITRAN, с коэффициентами δ, вычисленными по модели $\delta(sur)$ (2) и по методу АТС для серии переходов $[J+1\,K_a=0\,J+1]\to[JK_a=0\,J]$ в полосе $3\nu_1+\nu_3$.

Первая серия переходов на рис. 1 определяет зависимость δ от вращательного квантового числа J при фиксированных квантовых числах K_{ai} и K_{af}. Вторая серия на рис. 2 определяет зависимость δ от вращательного квантового числа $K_a = K_{ai}$ при фиксированных J_i и J_f. Здесь и далее в расчетах по модели $\delta(sur)$ (2) использованы параметры из второй колонки табл. 2. В расчетах по методу АТС значения дипольного момента $\mu(v_1, v_2, v_3)$ для верхнего колебательного состояния (3,0,1) были взяты из [15], а для высоковозбужденного колебательного состояния (3,6,3) были получены путем интерполяции значений $\mu(v_1, v_2, v_3)$ из работы [15] на это состояние с использованием модели, полиномиальной по v_1, v_2, v_3. Поляризуемость $\alpha(v_1, v_2, v_3)$ (в $\mathrm{Å}^3$), также необходимая для расчетов коэффициентов δ, вычислялась по формуле

$$\alpha(v_1, v_2, v_3) = 1.4613 + 0.045v_1 + 0.021v_2 + 0.043v_3, \qquad (8)$$

предложенной в [16].

Рисунок 1 показывает удовлетворительное согласие между расчетами по моделям $\delta(sur)$ и АТС для $J \le 11$, согласие между $\delta(sur)$ и базой данных HITRAN наблюдается только для $J \le 5$. Для квантовых чисел $J > 8$

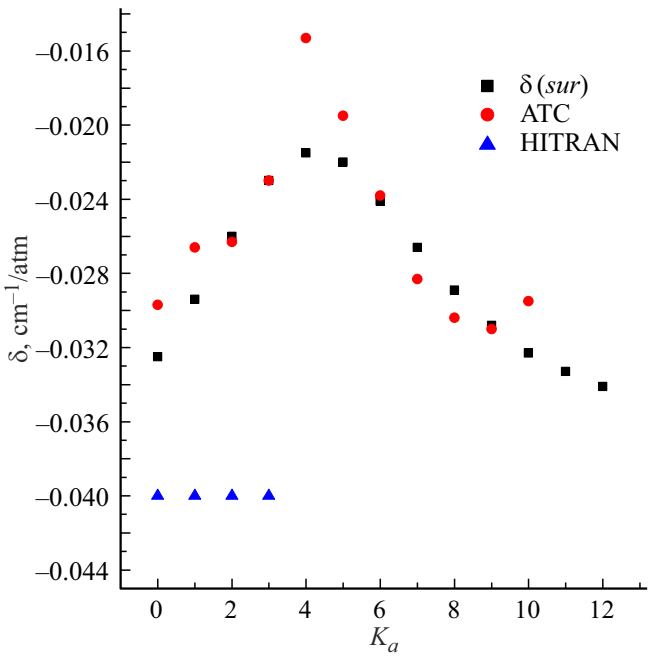

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для переходов $[J = 13\, K_a K_c = 13 - K_a] \to [J = 12\, K_a K_c = 12 - K_a]$.

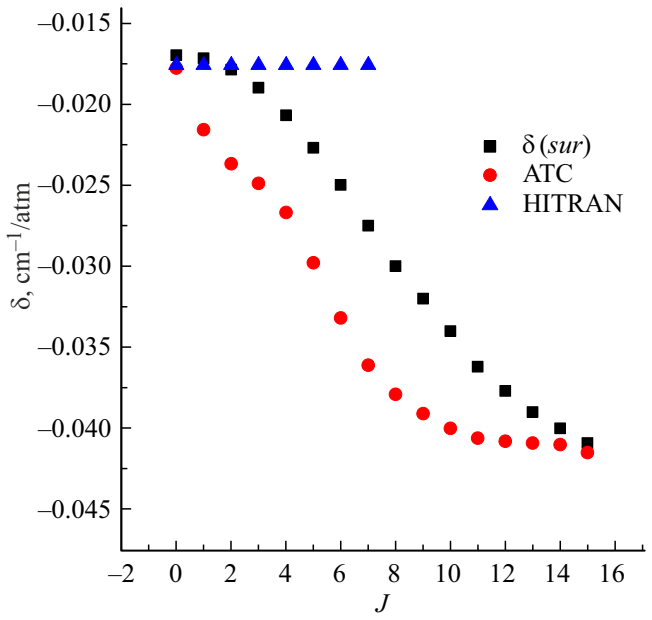

Рис. 3. Сравнение коэффициентов сдвига δ, представленных в базе данных HITRAN, с коэффициентами δ, вычисленными по модели $\delta(sur)$ (2) и по методу АТС для серии переходов $[J\, K_a = 0\, J] \to [J + 1\, K_a = 0\, J + 1]$ в полосе $(0, 0, 0) \to (3, 6, 3)$.

коэффициентам δ в базе данных HITRAN приписано значение — $0.04\,\mathrm{cm}^{-1}$/atm. На рис. 2 наблюдается удовлетворительное (за исключением одного перехода) согласие между $\delta(sur)$ и АТС и крайне неудовлетворительное совпадение этих вычислений с данными из базы HITRAN.

Рисунки 3, 4 показывают зависимость коэффициентов δ от квантовых чисел J и K_a для двух серий вращательных переходов в колебательной полосе $(0, 0, 0) \to (3, 6, 3)$, локализованной выше $25000\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Снова наблюдается резкое отличие вычислений по модели $\delta(sur)$ (2) и по методу АТС от значений δ из базы данных HITRAN. Приведенные в этой базе сдвиги рассмотренных линий не зависят от вращательного квантового числа K_a. В асимптотике, при J, $K_a \to \infty$, вычисленные по модели $\gamma(sur)$ (3)–(5) значения коэффициентов уширения γ обращаются в ноль, так что модель $\delta(sur)$ (2) для больших квантовых чисел J и K_a приводит к постоянным для каждой полосы сдвигам центров линий, равным $q_2(1 + q_3 v_1 + q_4 v_2 + q_5 v_3)$.

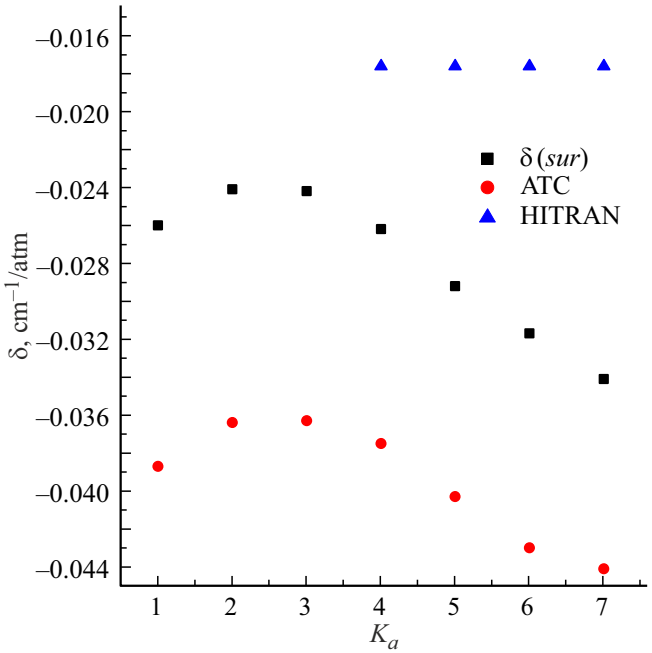

Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для переходов $[J = 8 K_a K_c = J - K_a + 1] \to [J = 9\, K_a + 2\, K_c = 9 - Ka - 1]$.

Заключение

Проанализированы экспериментальные данные для коэффициентов сдвига $\delta(\exp)$ центров линий молекулы $H_2^{16}O$ давлением воздуха в диапазоне $10150-22637\,\mathrm{cm}^{-1}$. Для рассмотренных колебательных полос максимальные значения колебательных квантовых чисел $v_1 = 7$, $v_2 = 9$ и $v_3 = 4$, а максимальные значения вращательных квантовых чисел в переходах $J = 15$ и $K_a = 8$ для нижнего колебательного состояния. Было выявлено, что экспериментальные данные $\delta(\exp)$ из разных работ могут сильно отличаться. Сформированы два оптимальных набора из 642 и 3241 коэффициентов $\delta(\exp)$. Первый набор получен для линий из диапазона $10150-14000\,\mathrm{cm}^{-1}$, второй — для диапазона

$10150-22637\,\mathrm{cm}^{-1}$. В диапазоне $10150-14000\,\mathrm{cm}^{-1}$ оба набора содержат экспериментальные значения $\delta(\exp)$, которые относятся к одним и тем же линиям, но систематически отличаются друг от друга приближенно на 30%. Поэтому эти наборы не могут быть использованы одновременно для определения параметров какой-либо аналитической модели для коэффициентов сдвига или для определения из этих коэффициентов колебательной зависимости поляризуемости или дипольного момента молекулы H_2O.

Основной результат работы содержится в табл. 2, в которой приведены параметры модели $\delta(sur)$ (2) для двух оптимальных наборов экспериментальных данных. С помощью этих параметров (и параметров из табл. 1 для модели $\delta(sur)$ (3)–(5)) могут быть рассчитаны одновременно коэффициенты уширения (γ) и сдвига (δ) любой линии поглощения водяного пара из рассмотренного диапазона. Например, для линии [642] → [533] в полосе $2\nu_1+2\nu_3$ с частотой $\nu = 14400.071\,\mathrm{cm}^{-1}$ (соответствует длине волны $\lambda = 634.38\,\mathrm{nm}$, на которой в [1] проводились измерения профиля влажности в атмосфере), вычисленное значение $\gamma = 0.0828\,\mathrm{cm}^{-1}/\mathrm{atm}$, а $\delta = -0.0188\,\mathrm{cm}^{-1}/\mathrm{atm}$, экспериментальное [1] значение сдвига центра этой линии равно $-0.017 \pm 0.006\,\mathrm{cm}^{-1}$ при давлении 755 Torr.

Средняя точность вычисления коэффициентов уширения γ по модели $\gamma(sur)$ (3)–(5), которая определяется величиной χ_{av} (7) (в этой формуле символ δ заменен на символ γ), составляет 7.2%. Значения χ_{av} для наборов данных 1 и 2 для коэффициентов $\delta(\exp)$ составляет 16.9 и 22.9%. Соответствующие значения rms (6) равны $3.2\cdot10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}/\mathrm{atm}$ и $6.8\cdot10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}/\mathrm{atm}$. Поэтому в расчетах коэффициентов сдвига предпочтительнее использовать второй столбец параметров из табл. 1. В особенности это касается диапазона $10150-14000\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Значения $rms = 3.2\cdot10^{-3}\,\mathrm{cm}^{1}/\mathrm{atm}$ сравнимо со значениями rms, которые найдены в расчетах с применением метода АТС в [3,9,14] для линий, лежащих ниже $10000\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Сравнение $\delta(sur)$ для отдельных вращательных серий, лежащих выше $25000\,\mathrm{cm}^{-1}$, с базой данных HITRAN показывает, что в ряде случаев есть существенное различие в значении коэффициентов δ (так же, как и в значениях γ). Для многих переходов величинам δ и γ из базы данных HITRAN приписаны значения, не зависящие от вращательного квантового числа K_a, что является некорректным.

Благодарности

Автор благодарит С.Н. Михайленко и Б.А. Тихомирова за помощь в работе.

Конфликт интересов

Автор заявляют, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V.V. Zuev, Yu.N. Ponamarev, A.M. Solodov, B.A. Tichomirov, O.A. Romanovsky. Opt. Lett., **10**, 318 (1985).
[2] *The HITRAN2020 Molecular Spectroscopic Database* [Электронный ресурс]. https://hitran.org
[3] T.M. Petrova, A.M. Solodov, A.A. Solodov, V.M. Deichuli, V.I. Starikov. Mol. Phys., **120**, e1988169 (2022). DOI: 10.1080/00268976.2021.1988169
[4] B.E. Grossmann, E.V. Browell. J. Mol. Spectrosc., **138**, 562 (1989).
[5] В.И. Стариков. Оптика атмосф. и океана, **37**, 627 (2024). DOI: 10.15372/AOO20240801
[6] L.R. Brown, R.A. Toth, M. Dulick. J. Mol. Spectrosc. **212**, 57 (2001). DOI: 10.1006/jmsp.2002.8515
[7] Q. Zou, P. Varanasi. JQSRT, **82** 45 (2003). DOI: 10.1016/S0022-4073(03)00147-X
[8] R.A. Toth. JQSRT, **94**, 1 (2005). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2004.08.041
[9] T.M. Petrova, A.M. Solodov, A.A. Solodov, V.M. Deichuli, V.I. Starikov. Mol. Phys., **119**, e1906967 (2021). DOI: 10.1080/00268976.2021.1906967
[10] А. Д. Быков, Е.А. Коротченко, Ю.С. Макушкин, Ю.Н. Пономарев, Л.Н. Синица, А.М. Солодов, В.Н. Стройнова, Б.А. Тихомиров. Оптика атмосф. и океана. **1**, 40 (1988).
[11] E.V. Browell, B.E. Grossman, A.D. Bykov, V.A. Kapitanov, V.V. Lazarev, Yu.N. Ponomarev, L.N. Sinitsa, E.A. Korotchenko, V.N. Stroinova, B.A. Tichomirov. Atmos. Ocean. Opt., **3**, 617 (1990).
[12] S. Fally, P.-F. Coheur, M. Carleer, C. Clerbaux, R. Colin, A. Jenouvrier, M.F. Meerienne, C.Hermans, A.C. Vandaele. JQSRT, **82**, 119 (2003). DOI: P10.1016/S0022-4073(03)00149-3
[13] C.J. Tsao, B. Curnutte. JQSRT, **2**, 41 (1962). DOI: 10.1016/0022-4073(62)90013-4
[14] R.R. Gamache, J.-M. Hartmann. JQSRT, **83**, 119 (2004). DOI: 10.1016/S0022-4073(02)00296-0
[15] M. Mengel, P. Jensen. J. Mol. Spectrosc., **169**, 73 (1995). DOI: 10.1006/jmsp.1995.1007
[16] V.I. Starikov, T.M. Petrova, A.M. Solodov, A.A. Solodov, V.M. Deichuli. Spectochim. Acta A, **210**, 275 (2019). DOI: 10.1016/j.saa.2018.11.032