

МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗАЦИИ
ОБРАБОТКА ДАННЫХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

УДК 539.194

В.В. Зуев, А.И. Петрова

ОПИСАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОЛУШИРИН И СДВИГОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ
ЛИНЕЙНЫХ МОЛЕКУЛ С ПОМОЩЬЮ УАТКФ-МОДЕЛИ

В рамках УАТКФ-модели анализируется температурная зависимость полуширин и сдвигов спектральных линий CO_2 и CO . Показана зависимость температурных коэффициентов n_γ , описывающих $\gamma(T)$, от таких факторов, как тип сталкивающихся молекул, квантовый переход и диапазон температур.

В данной статье в рамках модели УАТКФ [1] анализируется температурная зависимость полуширин и сдвигов спектральных линий в зависимости от таких факторов, как взаимодействующая молекулярная система, квантовый переход $i\{V_i, J_i\} \rightarrow f\{V_f, J_f\}$ диапазон температур.

Влияние температуры на полуширины CO_2 и CO

В настоящее время накоплено большое количество экспериментальных и теоретических данных по уширению линейных молекул в широком диапазоне температур. Температурная зависимость $\gamma_{if}(T)$ при этом обычно описывается в виде

$$\gamma_{if}(T) = \gamma_{if}(300) (T/300)^{-n_\gamma}. \quad (1)$$

Аналитический вид n_γ [2–5] можно получить только в простых модельных случаях при фиксированном типе межмолекулярного взаимодействия и выполнения закона $\bar{v} \sim \sqrt{T}$, который не зависит от номера линии.

В отличие от известных аналитических моделей определения n_γ в модели УАТКФ [1] полагается, что наиболее вероятная скорость поступательного движения взаимодействующих молекул зависит от состояний, в которых они находятся. В этом случае для большинства чисел J_i скорость $v(J_i)$ будет отличаться от закона $\bar{v} \sim \sqrt{T}$.

В наших предыдущих работах [1, 6, 7] с помощью УАТКФ-подхода демонстрировалось хорошее воспроизведение экспериментальных данных (γ, δ) при температуре $T = 300^\circ\text{K}$ в разных диапазонах частот для трех поглощающих молекул $\text{CO}_2, \text{CO}, \text{NO}$. В настоящей статье приведены рассчитанные значения γ молекул CO_2 и CO для разных температур, по которым имеются экспериментальные данные.

В табл. 1 представлены модельные и экспериментальные значения $\gamma_{\text{CO}_2-\text{N}_2}(T)$ для трех линий в полосе ν_3 . Наши расчетные данные в табл. 1 определялись следующим образом. Для диапазона температур $300-500^\circ\text{K}$ рассчитывались параметры $\gamma_{\text{CO}_2-\text{N}_2}$ по УАТКФ-модели. Затем по формуле (1) определялись температурные коэффициенты n_γ (для диапазона температур $T = 300-500^\circ\text{K}$ полученные параметры n_γ обозначены $n_{\gamma>300}$, а для $T = 100-300^\circ\text{K}$ $n_{\gamma<300}$) и значения $\gamma_{\text{CO}_2-\text{N}_2}$ для всех приведенных значений T . В табл. 1 помещены значения γ , также рассчитанные по модели Бонами-Роберта [8]. Как видно из табл. 1, для линий R ($J_i = 38, 42, 54$) наши рассчитанные значения γ неплохо согласуются с экспериментом [9, 10] и расчетом [8]. В табл. 1 приведены температурные коэффициенты n_γ , определенные по нашим данным и из эксперимента, которые различаются незначительно. Однако в отличие от экспериментальных данных наши n_γ проявляют зависимость от вращательного квантового числа J_i . Отсутствие экспериментальной зависимости $n_\gamma(J_i)$ можно связать с появлением значительной экспериментальной погрешности для линий с $J_i \geq 42$, поскольку с увеличением температуры от 300 до 800°K происходит сужение этих линий почти в 2 раза, что, естественно, приводит к увеличению экспериментальной погрешности при определении γ_γ .

Таблица 1

 $\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}$ для линий с большими значениями J ; полосы ν_3 при разных температурах (10^{-3} , $\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$)

T, K	R (38)			R (42)			R (54)					
	Наши результаты	[8]	[9]	[10]	Наши результаты	[8]	[9]	[10]	Наши результаты	[8]	[9]	[10]
198	96,7	—	—	93,5	94,7	—	—	92,6	88,5	—	—	87,2
295	72,0	73,0	71,9±0,7	—	72,0	73,0	70,9±0,3	—	—	—	—	—
297	—	—	—	—	—	—	—	—	69,0	72,0	68,3±0,5	—
371	61,8	62,0	60,5±0,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—
379	—	—	—	—	60,9	62,5	59,2±0,2	—	—	—	—	—
411	—	—	—	—	—	—	—	—	57,1	58,0	53,9±0,8	—
435	—	—	—	—	55,4	55,0	53,2±0,2	—	—	—	—	—
495	50,4	51,0	49,2±0,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
586	—	—	—	—	—	—	—	—	46,1	47,0	41,8±0,6	—
605	—	—	—	—	44,3	43,5	42,0±0,6	—	—	—	—	—
613	43,3	43,0	42,6±0,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
736	—	—	—	—	—	—	—	—	40,3	43,0	35,6±0,5	—
814	—	—	—	—	36,2	34,0	35,0±0,6	—	—	—	—	—
$n_{\gamma>300}$	0,71	—	0,73	—	0,68	—	0,72	—	0,61	—	0,72	—

Таблица 2

 Значения полуширин ($\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$) и $n_{\gamma>300}$ CO_2 в полосе 001—100 (9,6 μ)

Смесь	T, K	P (8)	R (15)	P (20)	P (30)	
	300	0,113	0,107	0,106	0,096	наши
		$n_{\gamma}=0,59$	$n_{\gamma}=0,65$	$n_{\gamma}=0,66$	$n_{\gamma}=0,53$	
		0,11	0,105	0,099	0,092	[13]
		$n_{\gamma}=0,86$	$n_{\gamma}=0,80$	$n_{\gamma}=0,83$	$n_{\gamma}=0,80$	
CO_2-CO_2	296	0,11	0,102	0,095	0,089	[11]
		—	$n_{\gamma}=0,77$	—	—	
		0,121	0,114	0,109	0,098	[12]
		$n_{\gamma}=0,87$	$n_{\gamma}=0,85$	$n_{\gamma}=0,74$	$n_{\gamma}=1,02$	
	220	0,135	0,130	0,129	0,114	наши
		0,149	0,143	0,138	0,124	[12] с $\bar{n}_{\gamma}=0,86$
	300	0,076	0,066	0,065	0,066	наши
		$n_{\gamma}=0,58$	$n_{\gamma}=0,54$	$n_{\gamma}=0,61$	$n_{\gamma}=0,71$	
		0,071	0,067	0,063	0,06	[13]
		$n_{\gamma}=0,81$	$n_{\gamma}=0,74$	$n_{\gamma}=0,76$	$n_{\gamma}=0,79$	
CO_2-O_2	296	0,076	0,074	0,070	0,062	[12]
		$n_{\gamma}=0,93$ (8)	$n_{\gamma}=0,94$ (11)	$n_{\gamma}=0,94$ (7)	$n_{\gamma}=1,09$ (7)	
	220	0,091	0,078	0,0787	0,082	наши
		0,1047	0,0991	0,0933	0,0826	[12] с $\bar{n}_{\gamma}=0,94$

В табл. 2, наряду с нашими данными, представлены экспериментальные значения γ из [11 — 13]. Несмотря на хорошее совпадение наших значений $\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}$ и $\gamma_{\text{CO}_2-\text{O}_2}$ с экспериментом, коэффициенты

n в ряде случаев значительно отличаются, что может быть связано с точностью определения γ для каждой линии. Например, экспериментальные значения $\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}$ для $P(8)$ и $R(15)$ при нормальной температуре в разных работах [11, 13] (см. табл. 2) различаются на $\sim 10\%$. Кроме того, эксперименты последних лет по получению коэффициентов n в основном были проведены при повышенных температурах (329–423°K [11], 200–300°K [12], 300–523 К [13], 373–620 К [14, 15]). Сравнение нашего значения $\bar{n}_\gamma = 0,56$ ($P(20)$, $P(30)$; $T = 300\text{--}500^\circ\text{K}$; $\text{CO}_2\text{--CO}_2$; $9,6\mu$) с другими экспериментальными $n_\gamma = 0,58$ ($P(16)$, $P(32)$; $T = 373\text{--}620^\circ\text{K}$) из [14] и $n_\gamma = 0,56$ ($P(16)$; $T = 373\text{--}620^\circ\text{K}$) из [15], полученными в сходных диапазонах температур, также показывает, что и эти параметры близки по величине.

Согласно УАТКФ-модели выражение температурного коэффициента

$$n_\gamma = 1 + x_v - 2x_b(p-2) \quad (2)$$

зависит от степеней x_v и x_b , характеризующих температурную зависимость скорости ($v \sim T^{x_v}$) и газокинетического расстояния ($b_{\text{TK}} \sim T^{x_b}$). Параметр p определяет вид потенциала межмолекулярного взаимодействия ($V(r) \sim -C_p r^{-p}$). x_b находится из аналитического выражения $b_{\text{TK}} = a\sqrt{1+g}/T$, где значения a и g для каждого вида молекулы свои, а показатель скорости x_v для каждого состояния поглощающей излучение молекулы определяется из нашей столкновительной УАТКФ-модели [1]. В работе Варанаси [4] была сформулирована проблема – как, интегрируя по всем столкновительным скоростям, получить температурную зависимость $\gamma(T)$. На наш взгляд, ответом может служить связь n_γ с коэффициентом x_v . Для конкретной газовой смеси параметр x_b – величина постоянная и в нашем случае $x_b = 0,157$. В предположении о том, что основным межмолекулярным взаимодействием для молекулярной среды $\text{CO}_2\text{--CO}_2$ в области резонансных столкновений является квадруполь–квадрупольное взаимодействие, т.е. $p = 5$, температурный коэффициент становится зависящим только от x_v .

$$n_\gamma = 0,06 + x_v. \quad (3)$$

Упрощенное выражение (3) показывает, что параметр n_γ для конкретной среды зависит от двух величин: вращательного состояния J_i и диапазона температур ΔT .

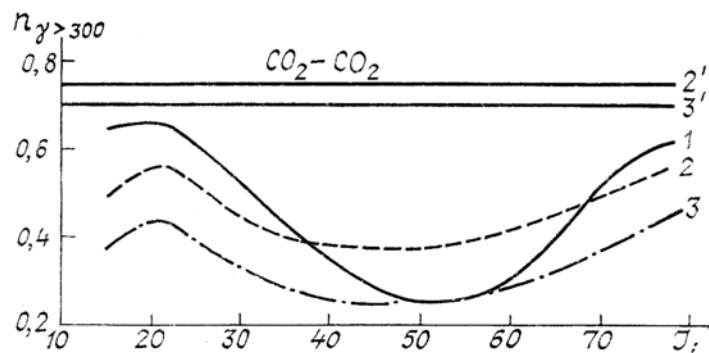


Рис. 1. Зависимость параметра $n_{\gamma > 300}$ от вращательного числа J_i при самоуширении CO_2 (R-ветвь; $9,6\mu$). Обозначения: 1 – формула (1) УАТКФ-модель; 2 – (2) с V_{qq} ; 3 – (2) с V_{dis} ; для кривых 2' с V_{qq} и 3' с V_{dis} $n_\gamma = 0,5 + 1/(p-1)$

Поведение $n_\gamma(J_i)$ представлено на рис. 1. На первый взгляд, по поведению кривых (1, 2, 3) видно, что для любой области квантовых чисел J_i в основном резонансные столкновения молекул определяют температурную зависимость скорости их движения ($v(T)$). При сопоставлении этих кривых видно, что для $J_i < 20$ предпочтение имеют нерезонансные столкновения с потенциалом V_{qq} , так как для этих чисел J_i кривая 2 по сравнению с кривой 3 находится ближе к кривой 1. Затем для $J_i > 20$ происходит переход к резонансным столкновениям с тем же потенциалом, которые происходят вплоть до $J_i \approx 43$. При дальнейшем увеличении J_i наблюдается смена потенциала V_{qq} на V_{dis} (кривая 1 совпадает с кривой 3 $n_\gamma(V_{dis})$). Несмотря на то, что и для больших чисел $J_i > 65$ основным межмолекулярным взаимодействием является V_{dis} , значения n_γ (ф. (1)) (кривая 1) существенно превосходят n_γ (ф. (2)) (кривая 3). Вероятней всего, здесь все большую роль начинают играть нерезонансные столкновения, вклад которых в уширение создает такое поведение кривой 1 для больших чисел. Сопоставляя кривые, полученные при одних и тех же предположениях (по уравнениям (4)

$$n_\gamma = 0,5 + 1/(p-1) \quad (4)$$

и (2)), видим, что формула (4) приводит в некоторых случаях, например, для области $43 < J_i < 65$, к существенному превышению n_γ (\sim в 3 раза) (см. рис. 1 кривые 2 и 2').

Значения полуширин CO вращательного перехода $0 \rightarrow 1$ ($10^{-1} \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$)

CO—CO					
T, K	Наши результаты $n_{\gamma < 300} = 0,66$ $n_{\gamma > 300} = 0,74$	[16] $n_{\gamma} = 0,94$	[17]	[18]	
300	1,04	—	0,89	—	
293	—	0,87	—	—	
195	1,43	1,32	—	—	1,22
77	2,845	3,0	—	—	2,4
CO—N ₂					
	То же $n_{\gamma < 300} = 0,55$ $n_{\gamma > 300} = 0,70$	[16] $n_{\gamma} = 0,86$	[19]	[20]	[21]
300	0,83	—	0,84	0,80	0,821
293	0,84	0,83	—	—	—
200	1,04	1,16 (9)	1,21 (6)	—	—
190	1,07	1,22 (10)	—	—	—
CO—O ₂					
	То же $n_{\gamma < 300} = 0,54$	[16]		[20]	
300	0,75	—		0,713 (6)	
293	0,76	0,66 (1)		—	
250	0,827	—		—	
200	0,933	—		—	
CO — воздух					
	То же $n_{\gamma < 300} = 0,55$	[16]		[22]	
300	0,81	—		0,809	
293	0,821	0,75		—	
250	0,89	0,92		—	
200	1,01	1,08		1,09	

Сравнение значений $\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2, \text{O}_2}$ для $T = 220^\circ\text{K}$ со значениями n_γ , полученными нами для $T = 300-500^\circ\text{K}$ ($n_{\gamma > 300}$), показывает (см. табл. 2), что в случае самоуширения наши значения $\gamma(J_i)$ подтверждают экспериментальные и, следовательно, дают возможность расширить границы температур, для которых сохраняется предсказательная способность наших коэффициентов $n_\gamma > 300$. Следует заметить, что за неимением других экспериментальных данных в [12] были использованы значения $\gamma(T = 296^\circ\text{K})$, которые с помощью среднего экспериментального значения \bar{n}_γ пересчитывались при $T = 220^\circ\text{K}$.

Для тех же самых линий, но при другом уширении (CO_2-O_2) наши расчетные значения γ для линий $P(8, 20)$ и $R(15)$ отличаются от расчетных γ из [12] на 10–15%. Отсутствие экспериментальных данных $\gamma_{\text{CO}_2-\text{O}}(J_i, T = 220^\circ\text{K})$ затрудняет проведение дальнейшего анализа $\gamma_{\text{CO}_2-\text{O}_2}$ ($T = 220$).

Для молекул CO начнем рассмотрение зависимости полуширин от температуры, используя экспериментальную информацию для чисто вращательного перехода $0 \rightarrow 1$. Несмотря на то, что наши температурные коэффициенты $n_\gamma < 300$ значительно отличаются от n_γ [16], для разных температур наблюдается хорошее согласие с экспериментом параметров γ (см. табл. 3). Отличие наших значений n_γ от n_γ из [16] обусловлено прежде всего тем, что наши $n_{\gamma < 300}$ K получены в диапазоне температур 100–300°K, а в [16] экспериментальный диапазон температур составлял 200–293°K. Заметим, что нами рассматривался также диапазон повышенных температур 300–500°K, для которого значения $n_{\gamma < 300}$ несколько отличаются от $n_{\gamma > 300}$ (см. табл. 3). Для колебательной полосы $0-1$ при уширении CO азо-

том и CO, используя наши значения $n_{\gamma > 300}$, были рассчитаны по ф. (1) параметры $\gamma(T)$ для области 400–600°K и сравнены с имеющимися экспериментальными значениями [23, 24]. Как и прежде, наши значения $\gamma(T)$ хорошо согласуются с экспериментом (см. табл. 4, 5). Для этой, же полосы, но для больших значений вращательных квантовых чисел $J_i \geq 25$ для случая самоуширения в табл. 5 представлены значения $\gamma(T)$ и наши коэффициенты $n_{\gamma > 300}$ и $n_{\gamma < 300}$. Как видно из табл. 5, эти коэффициенты для некоторых значений J_i могут отличаться на 30%. Сами значения $\gamma(T)$, полученные с помощью ф. (1) и $n_{\gamma > 300}$, воспроизводят экспериментальные значения γ . Для линий P(29) и P(31) нет смысла проверять зависимость $\gamma(T)$, поскольку в эксперименте [25] для $J_i > 27$ значения γ начинают увеличиваться, хотя для этих J_i вклад нерезонансных столкновений в полуширину по сравнению с резонансными взаимодействиями с ростом J_i должен увеличиваться. Это подтверждают параметры $n_{\gamma > 300}$ K, которые, как было показано на рис. 1, после минимума (это линии для CO–CO P(18, 22, 25)) начинают расти. А такое поведение n_{γ} указывает на увеличение вклада нерезонансных столкновений.

Таблица 4

Температурная зависимость $\gamma_{\text{CO-N}_2}$ (10^{-3} , $\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$) полосы 0–1 и параметры $n_{\gamma > 300}$

T, K	399	501	601	—
$P^* (2) n_{\gamma} = 0,67$	61,4	52,56	46,57	—
[23]	61,2	53,3	49,5	—
T, K	400	500	601	—
$P^* (3) n_{\gamma} = 0,66$	57,9	49,97	44,3	—
[23]	56,0	48,7	43,1	—
T, K	360	436	525	600
$P^* (7) n_{\gamma} = 0,74$	56,34	48,9	42,6	38,62
[23]	52,3	46,7	41,0	37,3
T, K	401	499	600	—
$P^* (12) n_{\gamma} = 0,67$	50,73	43,82	38,7	—
[23]	46,2	40,2	35,2	—
T, K	406	465	582	762
$P^* (4) n_{\gamma} = 0,65$	55,07	50,46	43,53	36,63
[23]	$56,0 \pm 0,5$	$50,0 \pm 0,5$	$43,2 \pm 0,4$	$35,7 \pm 0,9$

* Наши результаты.

Температурная зависимость сдвигов спектральных линий CO₂ и CO

На основании того же температурного закона (ф. (1)) нами исследовался вопрос изменения сдвигов центров линий (б) CO₂ с увеличением и уменьшением температуры. Как показано на рис. 2, 3, при разном уширении в разных ветвях и полосах с увеличением температуры значения сдвигов уменьшаются. Причем при уширении воздухом значения сдвигов в меньшей степени зависят от температуры по сравнению со случаем CO₂–CO₂ (на рис. 3 сравнить штриховые и сплошные кривые). В последнем случае в разных областях спектра 9,6 μ и ν_3 с увеличением температуры от 300 до 500°K значения δ значительно уменьшаются (– в 1,5 раза). Следовательно, для углекислого газа при $T > 300^\circ\text{K}$ можно подобрать температуру, при которой форма линии претерпевает такие изменения, что линия становится узкой и при этом частотный сдвиг практически отсутствует.

Температурная зависимость $\gamma_{\text{CO-CO}}$ (10^{-1} , $\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$) полосы 0—1

T, K	300	293	313	333	353	373	393	413
$P^* (25)$								
$n_{\gamma < 300} = 0,43$								
$n_{\gamma > 300} = 0,44$	0,45	—	0,43	—	0,42	0,41	0,40	0,39
[25]	—	0,48	0,47	0,45	0,43	0,42	0,40	0,39
$P^* (26)$								
$n_{\gamma < 300} = 0,44$								
$n_{\gamma > 300} = 0,48$	0,44	0,45	—	0,42	—	0,40	—	0,38
[25]	—	0,46	—	0,44	—	0,40	—	0,36
$P^* (27)$								
$n_{\gamma < 300} = 0,45$								
$n_{\gamma > 300} = 0,52$	0,44	0,44	—	0,41	—	0,39	—	0,37
[25]	—	0,46	—	0,42	—	0,39	—	0,37
$P^* (29)$								
$n_{\gamma < 300} = 0,42$								
$n_{\gamma > 300} = 0,59$	0,43	—	—	—	—	—	—	—
[25]	—	0,47	—	—	—	—	—	—
$P^* (31)$								
$n_{\gamma < 300} = 0,49$								
$n_{\gamma > 300} = 0,66$	0,41	—	—	—	—	—	—	—
[25]	—	0,53	—	—	—	—	—	—

* Наши результаты.

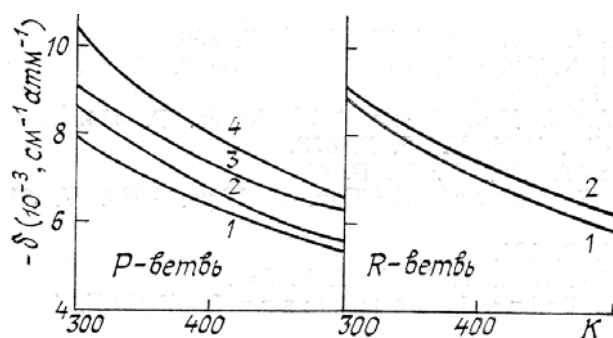
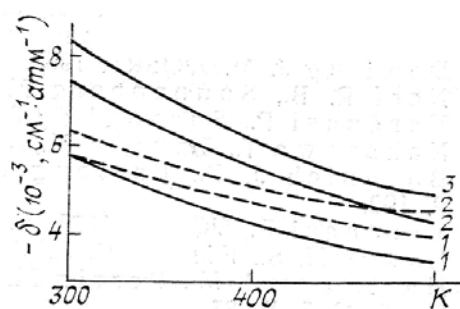
Рис. 2. Температурная зависимость параметров $\delta_{\text{CO}_2\text{-CO}}$, в области 9,6 м. P -ветвь: 1—($J_i = 8$), 2—($J_i = 10$), 3—($J_i = 20$), 4—($J_i = 30$); R -ветвь: 1—($J_i = 10$), 2—($J_i = 18$)Рис. 3. Зависимость значений $\delta_{\text{CO}_2\text{-CO}}$, воздух от T в области ν_3 (P -ветвь). Сплошные — $\text{CO}_2\text{-CO}_2$; штриховые — $\text{CO}_2\text{-воздух}$; 1—($J_i = 36$), 2—($J_i = 50$), 3—($J_i = 60$)

Таблица 6

Значения $\delta_{\text{CO-CO}}$ и температурные коэффициенты для 0—1 полосы и вращательного перехода 0→1 (10^{-3} , $\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$)

(J_i)	$R(0)$	$P(3)$	$P(4)$	$P(12)$	$P(18)$	$P(22)$	$P(27)$
δ	0,67	−0,92	−1,5	−1,8	−2,3	−3,0	−3,2
$n_{\delta < 300}$	1,0	0,4	0,4	1,0	0,96	0,75	0,7
$n_{\delta > 300}$	−0,3	0,58	1,37	1,3	0,90	1,2	0,92

Для молекулярной среды CO—CO температурные коэффициенты, представленные в табл. 6, указывают на то, что для низких температур значения сдвигов могут и увеличиваться, и уменьшаться.

В заключение отметим, что сопоставление наших и экспериментальных данных полуширин спектральных линий для разных случаев уширения показывает, что УАТКФ-модель хорошо воспроизводит температурную зависимость $\gamma(T)$. Отсутствие достаточных экспериментальных данных по зависимости сдвигов центров линий от T для CO₂ и CO, к сожалению, не позволяет сравнить значения $\delta(T)$ с нашими результатами.

1. Зуев В.В., Петрова А.И. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 11. С. 1123.
2. Bielski A., Bobkowski R., Szudy J. //Astron. Astrophys. 1989. V. 208. P. 357.
3. Anderson P.W. //Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 64.
4. Tsao C.J., Curnutte B. //JQSRT. 1962. V. 2. P. 41.
5. Varanasi P. //JQSRT. 1988. V. 39. № 1. P. 13.
6. Зуев В.В., Петрова А.И. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 5. С. 535—540.
7. Зуев В.В., Петрова А.И. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 6. С. 541—545.
8. Rosenmann L., Hartmann J.M. //J. Chem. Phys. 1988. V. 88(5). № 1. P. 2999.
9. Rosenmann L., Perrin M.J., Tainie J. //J. Chem. Phys. 1988. V. 88(5). P. 2995.
10. Margottin-Maclou M. //J. Mol. Spectr. 1988. V. 131. P. 21.
11. Gross Larry A., Griffiths Peter R. //Appl. Opt. 1989. V. 26. № 11. P. 2250
12. Arie Aric, Lalome Nelly, Levy Armand. //Appl. Opt. 1987. V. 26. № 9. P. 1636.
13. Bulanin M.O., Bulychev V.P., Khodos E.B. //Opt. Spectr. 1980. V. 48. P. 403.
14. Brimacombe R.K., Reid J. //IEEE J. Quantum Electron. 1983. QE—19. P. 1668.
15. Tubbs L.D., Williams D. //J. Opt. Soc. Am. 1973. V. 63. P. 859.
16. Colmant J.M., Monnantenil N. //JQSRT. 1986. V. 35. № 2. P. 81.
17. Dowling J.M. //JQSRT. 1969. V. 9. P. 1613.
18. Nerf R.B., Sonnenberg M.A. //J. Mol. Spectr. 1975. № 58. P. 474.
19. Varanasi P., Sarangi S. //JQSRT. 1975. V. 15. P. 473.
20. Nakazawa T., Tanaka M. //JQSRT. 1982. V. 28. P. 409.
21. Bouanich J.P., Farreng R., Brodbeck C. //Can. J. Phys. 1983. V. 61. P. 192.
22. Varanasi P. //JQSRT. 1975. V. 15. P. 191.
23. Lowry H.S., Fisher C.J. //JQSRT. 1982. V. 27. № 6. P. 585.
24. Hartmann J.M., Perrin M.Y., Taine J., Rosenmann L. //JQSRT. 1986. V. 35. № 5. P. 357.
25. Sun Jeffrey N.-P., Griffiths P.R. //Appl. Opt. 1981. V. 20. № 9. P. 1691.

V.V. Zuev, A.I. Petrova. **Description of Temperature Behavior of the Half-widths and Shifts of Spectral Lines of Linear Molecules Using the JATCF model.**

Within the frameworks of the UATCF model there is presented an analysis of temperature behavior of halfwidths and shifts of spectral lines of CO₂ and CO molecules. The temperature coefficients n_γ describing the $\gamma(T)$ dependence are shown to be dependent on the type of colliding molecules, on the quantum transition and on the temperature range as well.