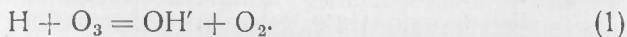


И. С. ШКЛОВСКИЙ

# КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ИНТЕНСИВНОСТИ ГИДРОКСИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА

(Представлено академиком Г. А. Шайном 25 X 1950)

В сообщении <sup>(1)</sup> практически все инфракрасное излучение ночного неба в области 7000—11000 Å было нами отождествлено с вращательно-колебательным спектром молекулы гидроксила ОН. После того как наша работа была послана в печать, мы познакомились с последней статьей Мейнела <sup>(2)</sup>, отождествившего излучение ночного неба в области 7000—9000 Å с вращательно-колебательным спектром ОН другим методом. Основное различие в методах состоит в том, что мы пользовались молекулярными константами ОН согласно Шпонер <sup>(3)</sup>, между тем как Мейнел получил их непосредственно из анализа спектра ночного неба. В области 7000—9000 Å наше отождествление находится в превосходном согласии с мейнеловским. До сих пор американцы не получили еще спектра ночного неба в области 9000—11 000 Å, который впервые получил В. И. Красовский. Проведенное нами сопоставление распределения интенсивности в указанной части спектра ночного неба с вращательно-колебательным спектром ОН, повидимому, не оставляет сомнения, что практически все излучение ночного неба в области 7000—11 000 Å обусловлено атмосферным гидроксидом. Укажем еще, что Мейнел не обращает внимания на тот знаменательный факт, что у  $\lambda$  8270 Å никакой эмиссии нет. Как мы уже указали <sup>(1)</sup>, отсутствие эмиссии у 8270 Å доказывает, что молекулы ОН возбуждаются в земной атмосфере только до 9-го колебательного уровня. Тем самым определяется реакция, приводящая к образованию возбужденных молекул ОН':



В настоящем сообщении мы делаем попытку количественного анализа гидроксильного излучения земной атмосферы.

Квантово-механический расчет интенсивностей линий вращательно-колебательного спектра двухатомных молекул был выполнен Шольцем <sup>(4)</sup> для общего случая, когда потенциальная кривая молекулы может быть представлена функцией Морзе. Тогда интенсивность, рассчитанная на одну молекулу в исходном квантовом состоянии, будет

$$I_{v, v'+1}^{j, j+1} = \frac{64}{3c^3} e^2 \pi^4 \frac{1}{a^2} \nu^4 \frac{(j+1)}{(v-v')^2} \frac{(k-1-2v)(k-1-2v')}{(k-1-v-v')^2} \frac{\binom{v}{v'}}{\binom{k-v'-1}{v-v'}}, \quad (2)$$

$j$  — вращательное квантовое число исходного состояния (для определения мы рассматриваем только линии ветви  $P$ ),  $v$  и  $v'$  — колебательные квантовые числа исходного и конечного состояний,

$a = \sqrt{\frac{2\pi^2 c \mu}{D_e h}} \omega_e$  — параметр функции Морзе,  $\nu$  — частота линии,

$k = \frac{4\pi}{ah} \sqrt{2\mu D_e} \cdot \begin{pmatrix} v' \\ v \end{pmatrix}$  и  $\begin{pmatrix} k - v' - 1 \\ v - v' \end{pmatrix}$  означают биномиальные коэффициенты.

При вычислении основных параметров  $a$  и  $k$  мы пользовались наиболее надежными из существующих экспериментальных значений молекулярных констант ОН<sup>(6)</sup>:  $D_e = 36\,800 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_e = 3727,95 \text{ см}^{-1}$ . Тогда будем иметь:  $a = 2,28 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ ,  $k = 39,3$ .

Все расчеты велись для линий  $P_1$ . В области  $7000 < \lambda < 9000 \text{ Å}$  для частот этих линий использовались экспериментальные значения Мейнела. Для больших длин волн частоты были получены теоретически, используя молекулярные константы Шпонер. В области спектра  $7000 < \lambda < 9000 \text{ Å}$  расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями частот наблюдается только в 5-м — 4-м знаке, что является хорошим контролем правильности наших вычислений для более длинноволновой части спектра.

Результаты вычислений сведены в табл. 1, где интенсивности выражены в относительных единицах, причем за единицу принята интенсивность линии  $v = 1$ ,  $v' = 0$ .

Таблица 1

$v$	$v'$	$\nu \text{ см}^{-1}$	$I/I_{10}$	$v$	$v'$	$\nu \text{ см}^{-1}$	$I/I_{10}$
9	8	2215	1,86	6	5	2720	2,49
9	7	4615	2,12	6	4	5620	1,64
9	6	7180	1,12	6	3	8665	0,45
9	5	9920	0,43	6	2	11900	0,074
9	4	12819	0,12	6	1	15300	0,007
9	3	15880	0,020	6	0	18860	3·10
8	7	2390	2,06	5	4	2880	2,51
8	6	4950	2,06	5	3	5940	1,28
8	5	7690	0,96	5	2	9150	0,26
8	4	10580	0,29	5	1	12546	0,026
8	3	13650	0,054	5	0	16120	1,3·10
8	2	16880	0,007	4	3	3040	2,46
7	6	2550	2,24	4	2	6260	0,90
7	5	5290	1,90	4	1	9645	0,12
7	4	8190	0,72	4	0	13194	0,0061
7	3	11240	0,16	3	2	3210	2,24
7	2	14470	0,023	3	1	6600	0,52
7	1	17880	0,002	3	0	10120	0,033
				2	1	3365	1,72
				2	0	6900	0,20
				1	0	3520	1,00

Эйнштейновский коэффициент спонтанного излучения связан с  $I$  простым соотношением:

$$A_{v, v'}^{j, j+1} + \frac{I_{v, v'}^{j, j+1}}{(2j+1) h\nu}; \quad (3)$$

$A_{v, v'}^{j, j+1}$  легко можно найти по данным табл. 1.

Абсолютное значение  $I_{1,0} = 2,13 \cdot 10^{-9}$ .

Обращает на себя внимание неожиданно малое уменьшение  $I$  при росте  $\Delta v$ , особенно для больших значений  $v$ . Качественно это можно объяснить большой ангармоничностью молекулы гидроксила.

Основной параметр  $k$ , как легко можно показать, приблизительно равен отношению  $\omega_e/\omega_{ex}$ . Например, для рассчитанной Шольцем молекулы CO  $k = 169$ , и уменьшение интенсивностей по мере роста  $\Delta v$  гораздо сильнее.

Мы должны теперь сравнить теоретически полученные интенсивности вращательно-колебательного спектра OH с наблюдаемыми В. И. Красовским<sup>(5)</sup> и Мейнелом. Последний оценивает интенсивность в некоторой шкале, в которой интенсивность красной линии 6300 Å принята равной 12. Из его данных непосредственно видно, что интенсивность линии  $P_1$  составляет примерно  $1/9$  суммарной интенсивности всей полосы. Так как спектрограммы Мейнела и Красовского перекрываются в области 8500—9000 Å, включающей в себя полосу (6—2) и большую часть полосы (7—3), то оказывается возможным, правда, довольно грубо, оценить интенсивность полос, расположенных в области 9000—11 000 Å в тех же единицах.

В табл. 2 приведены интенсивности всех полос гидроксила в области  $7000 < \lambda < 11\,000$  Å. В первом столбце табл. 2 приведены длины

Таблица 2

$\lambda$	Полоса	Интенсивность
7275	8—3	50
7520	4—0	36
7750	9—4	130
7905	5—1	200
8350	6—2	360
8840	7—3	410
9400	8—4	310
9790	3—0	260
10010	9—5	510
10280	4—1	620
10830	5—2	670

Таблица 3

	Набл.	Теор.
$I_{8-4}/I_{8-3}$	6,2	5,5
$I_{9-5}/I_{9-4}$	3,8	3,6
$I_{4-1}/I_{4-0}$	17	19
$I_{5-2}/I_{5-1}$	3,3	10

волн нулевых линий соответствующих полос. Мы приняли для интенсивности полосы (7—3) значение 410, между тем как по Мейнелу получается 800—900. Повидимому, так как эта полоса находится на самой границе чувствительности применявшихся пластинок, ее интенсивность Мейнел мог оценить очень неточно. Из диаграммы В. И. Красовского<sup>(5)</sup> видно, что интенсивность полосы (7—3) лишь немногим больше интенсивности полосы (6—2).

Теперь найдем отношение интенсивностей полос, у которых исходный колебательный уровень общий. В табл. 3 сопоставлены наблюдаемые и теоретические значения указанного отношения. Согласие теории с наблюдениями следует считать хорошим. Единственное исключение — аномально малое наблюдаемое отношение интенсивностей полос (5—2) и (5—1), — повидимому, объясняется резким падением чувствительности преобразователя в области полосы (5—2) у 10 800 Å.

Зная эйнштейновские коэффициенты для линий вращательной структуры, можно определить абсолютные значения концентрации гидроксила в различных колебательных квантовых состояниях. Для этого, очевидно, должны быть известны абсолютные значения интенсивностей линий вращательной структуры. Это можно сделать следующим образом. Согласно С. Ф. Родионову<sup>(7)</sup>, абсолютное значение интенсивности инфракрасного излучения ночного неба равно  $1,3 \cdot 10^{-2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}}$ . Родионов исследовал излучение  $\lambda > 9000$  Å, т. е. начиная с полосы (8—4). В единицах Мейнела суммарная интенсивность этого участка спектра равна 2370. Таким образом, мы можем перекалибровать шкалу Мейнела в абсолютные единицы. Отсюда можно

получить, учитывая, что в единицах Мейнела интенсивность линии 6300 Å равна 12, поток фотонов в этой линии, который оказывается равным  $0,67 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , что близко к действительности. Это является хорошим контролем. Из известного соотношения

$$I_{\text{набл}} = \frac{A}{4\pi} h\nu \int N ds = \frac{I}{4\pi(2j+1)} \int N ds, \quad (4)$$

Таблица 4

$v - v'$	$I_{\text{Мейн}}$	$I_{\text{абс}}$	$\int N ds \text{ в см}^{-2}$
3—0	29	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$8,6 \cdot 10^7$
4—0	4	0,22	6,4
5—1	20	1,10	7,5
6—2	37	2,0	4,8
7—3	45	2,5	2,8
8—3	5	0,27	0,89
9—4	17	0,95	1,4

где  $N$  — концентрация молекул гидроксила, мы можем найти число молекул гидроксила в столбе единичного сечения. В табл. 4 приводятся значения  $\int N ds$  для различных колебательных уровней ОН.

Числа табл. 4 относятся к первому вращательному уровню каждого колебательного состояния. Как это следует из интенсивностей вращательной структуры

(слабо развитой, что указывает на низкую температуру излучающих слоев), для получения полных населенностей колебательных уровней нужно эти числа умножить (приблизительно) на 4. Не входя в детальное обсуждение относительных населенностей различных колебательных уровней, отметим, что налицо явная тенденция увеличения населенности по мере уменьшения  $v$ .

Зная молекулярные константы ОН, а также теоретические интенсивности, мы можем предсказать спектр гидроксильного излучения ночного неба для больших длин волн. Табл. 5 содержит длины волн нулевых линий всех могущих быть полос ОН и их интенсивности в мейнеловских единицах. Звездочками обозначены полосы, которые будут сильно поглощаться водяными парами. Из-за отсутствия данных о населенности 2-го и 1-го колебательных уровней интенсивности полос (1—0), (2—0) и (2—1) не вычислялись.

Обращает на себя внимание ожидаемая огромная интенсивность далекого инфракрасного гидроксильного излучения ночного неба.

Крымская астрофизическая обсерватория

Поступило  
21 X 1950

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> И. С. Шкловский, ДАН, 75, № 3 (1950). <sup>2</sup> A. B. Meinel, Aph. Journ., 111, 555 (1950). <sup>3</sup> H. Spöner, Molekülspektren, 1 Tabellen, Berlin, 1935. <sup>4</sup> K. Schölz, Zs. f. Phys., 78, 751 (1932). <sup>5</sup> В. И. Красовский, ДАН, 73, № 4 (1950). <sup>6</sup> Г. Герцберг, Спектры и строение двухатомных молекул, 1949. <sup>7</sup> Е. Н. Павлова, С. Ф. Родионов, М. С. Соминский и Л. М. Фишкова, ДАН, 73, № 1 (1950).