

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.321

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ  
КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ МОЛЕКУЛ ВОДОРОДА,  
КИСЛОРОДА И ПАРОВ ВОДЫ  
ПРИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А. А. Елисеев, Т. Н. Попова,  
О. В. Раводина и В. В. Стенина

В последние 10—15 лет в связи с появлением лазеров стало возможным наблюдение комбинационного рассеяния (КР) от молекул газов при атмосферном давлении. Поэтому резко возросла роль КР как метода спектрального исследования атмосферы.

Основной величиной, характеризующей интенсивность КР, является эффективное поперечное сечение рассеяния. Имеется много экспериментальных работ, представленных в обзоре [1], по результатам которых определены эти сечения для различных газов. Но большая часть их выполнена при возбуждении КР видимым светом. Однако зондирование атмосферы ультрафиолетовыми (УФ) лазерами имеет ряд преимуществ, а переход от одних длин волн к другим по закону  $(\sigma \pm \Delta\nu)^4$  не всегда является справедливым, поэтому необходимы данные о сечениях КР, измеренные при УФ возбуждении. К настоящему времени таких данных в литературе немного и точность их невелика.

В частности, для  $Q$ -ветви полосы  $\nu_1$  ( $\Delta\nu=3657$  см<sup>-1</sup>) молекулы воды (пар) выполнено лишь три работы [2-4] по измерению эффективных сечений КР при УФ возбуждении. Результаты этих работ сильно отличаются друг от друга, в то время как для возбуждения КР видимым светом (488 и 514 нм) имеется значение эффективного сечения, установленное с точностью до 10% (см. таблицу). Направляется вопрос, имеем ли мы дело со слабыми резонансными

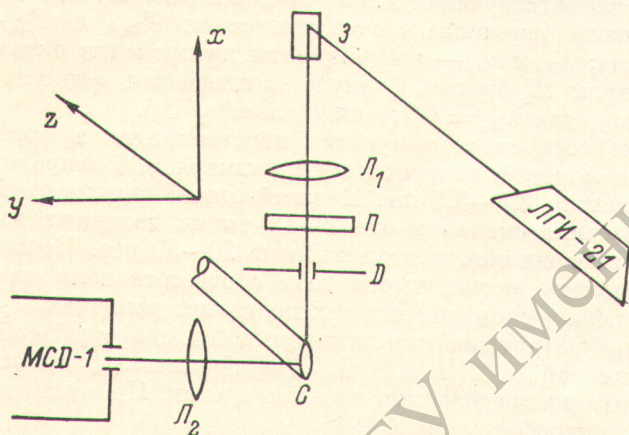
Относительные эффективные дифференциальные сечения колебательного КР при  $\lambda_{\text{возб}} = 337.1$  нм

Ссылка	$\lambda_{\text{возб}}$ , нм	$\sigma/\sigma_{\text{N}_2}$ , отн. ед.		
		O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O ( $\nu_1$ )	H <sub>2</sub>
Настоящая работа	337.1	1.23 ± 0.15	2.2 ± 0.3	2.5 ± 0.4
[2]	337.1	1.3 ± 0.4	1.5 ± 0.5	3.0 ± 0.9
[5]	337.1	1.32 ± 0.13	—	3.2 ± 0.3
[10]	337.1	1.16 ± 0.06	—	—
[3]	347.15	—	5.1 ± 3.8	—
[4]	347.15	—	3.8 ± 0.9	—
[6]	488.0	1.26 ± 0.13	—	2.6 ± 0.3
[8]	488.0	—	2.7 ± 0.4	—
[11]	488.0	—	3.6 ± 0.9	—
[12]	{ 488.0 514.5	{ — —	{ 2.8 ± 0.3 2.8 ± 0.3	{ — —
[7]	{ 488.0 514.5	{ — —	{ — —	{ 4.9 ± 0.9 6.8 ± 0.4
[13]	514.5	1.16 ± 0.06	2.8 ± 0.3	—

явлениями при некоторых длинах волн возбуждения или с различными систематическими ошибками в результатах работ [2-4]. Данная альтернатива нуждается в экспериментальной проверке.

Для молекулы водорода имеется лишь четыре работы [2, 5-7], в которых приведены данные об эффективных сечениях  $Q$ -ветви полосы 0—1 колебательного КР. В двух из этих работ возбуждение осуществлялось ультрафиолетом, в двух других — видимым светом. Результаты этих работ тоже не согласуются друг с другом. Так как для молекулы водорода нельзя ожидать резонансных явлений ни в видимой, ни в УФ областях спектра, то следует сделать вывод о каких-то особенностях данной молекулы, которые приводят к неучтенным ошибкам при измерении эффективных сечений. Выявить истинное значение в таком случае можно лишь сопоставлением результатов большого числа независимых экспериментов.

Поэтому целью настоящего исследования было измерение относительных (по отношению к сечению  $Q$ -ветви колебательной полосы КР  $N_2$ ) эффектив-



Оптическая схема экспериментальной установки.

ных сечений колебательного КР молекулами  $H_2O$ ,  $H_2$  и  $O_2$ . Эффективное сечение КР для молекулы  $O_2$  измерялось для проверки правильности методики эксперимента, так как это сечение надежно установлено для видимой и УФ областей спектра.

В качестве источника возбуждения использовался импульсный лазер ЛГИ-21 на молекулярном азоте с  $\lambda=337.1$  нм и средней мощностью  $\approx 3$  мВт. Свет от лазера шел в направлении  $z$  (рисунок), зеркало  $З$  направляло луч по оси  $X$ . На пути луча на этой оси последовательно устанавливались кварцевая линза  $L_1$  с  $F=150$  мм, поляризатор  $П$  и диафрагма  $Д$ . Поляризатор выделял из возбуждающего света компоненту с электрическим вектором, колеблющимся вдоль оси  $z$ . Анализировался свет, рассеянный в направлении оси  $y$ , т. е. направление рассеянного света перпендикулярно к направлению возбуждающего света и направлению его электрического вектора. На расстоянии 2—4 мм от точки перетяжки луча помещалось сопло с сечением овальной формы (размеры осей 3 и 14 мм). Сопло располагалось длинной осью вдоль лазерного луча. Через сопло выходила струя либо водяного пара либо газообразного азота. Водяной пар был прозрачен на расстоянии 5—7 мм от конца сопла, а дальше он конденсировался в туман. При исследовании в кислороде и водороде сопло заменялось цилиндрической металлической кюветой, имеющей кварцевые окна с торцов для входа и выхода лазерного луча и окно в боковой стенке для прохождения рассеянного света.

Рассеянный свет линзой  $L_2$  диаметром 65 мм с  $F=80$  см фокусировался на входной щели монохроматора МСД-1. Телесный угол сбора рассеянного света составлял 0.33 ср. Щели монохроматора выбирались так, чтобы через входную щель прошло по возможности больше света, а выходная щель при данной входной пропустила всю  $Q$ -ветвь колебательной полосы с учетом конечной

ширины линии возбуждения. Подробнее о выборе щелей [8]. Запись спектра осуществлялась ФЭУ-79, работающим в режиме счета фотонов, с помощью системы регистрации, описанной в [9]. Данная система регистрации позволяла снизить темновой счет до величины, составляющей доли процента по сравнению с очень слабым сигналом и со световым фоновым счетом.

Относительные дифференциальные сечения рассеяния молекул рассчитывались по формулам

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}\right)_{\text{H}_2\text{O}} / \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}\right)_{\text{N}_2} = \frac{i_{\text{H}_2\text{O}}}{i_{\text{N}_2}} \frac{c_{\text{N}_2}}{c_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{T_{\text{H}_2\text{O}}}{T_{\text{N}_2}}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}\right)_{\text{O}_2} / \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}\right)_{\text{N}_2} = \frac{i_{\text{O}_2}}{i_{\text{N}_2}} \frac{c_{\text{N}_2}}{c_{\text{O}_2}} \frac{k_{\text{N}_2}}{k_{\text{O}_2}}, \quad (2)$$

где  $i_{\text{H}_2\text{O}}$ ,  $i_{\text{N}_2}$ ,  $i_{\text{O}_2}$  — скорости счета импульсов при  $\lambda_{\text{H}_2\text{O}} = 384.4$  нм (полоса  $\text{H}_2\text{O}$ );  $\lambda_{\text{N}_2} = 365.8$  нм (полоса  $\text{N}_2$ ) и  $\lambda_{\text{O}_2} = 355.8$  нм (полоса  $\text{O}_2$ );  $c$  — чувствительность аппаратуры для соответствующих длин волн, определенная как отношение интенсивности эталонного источника к скорости счета;  $T_{\text{H}_2\text{O}}$  и  $T_{\text{N}_2}$  — температуры паров воды и азота;  $k_{\text{N}_2}$  и  $k_{\text{O}_2}$  — коэффициенты пропускания окна кюветы для  $\lambda_{\text{N}_2}$  и  $\lambda_{\text{O}_2}$ . Для молекулы  $\text{H}_2$  бралась формула, аналогичная формуле (2) с коэффициентами  $k_{\text{H}_2}$  и  $c_{\text{H}_2}$  для  $\lambda_{\text{H}_2} = 392.1$  нм (полоса  $\nu_1$   $\text{H}_2$ ).

Величины скорости счета импульсов подставлялись в формулы (1) и (2) после вычитания фоновой скорости счета, измеряемой «справа» и «слева» от полосы на расстоянии 2.5—3.5 нм. Каждый отчет является средним при накоплении на счетчике сигналов от 12—13 тысяч лазерных импульсов. При этом измерения проводились многократно по 20—30 раз. Каждому измерению интенсивности полосы исследуемого газа соответствовало измерение интенсивности полосы  $\text{N}_2$ , выполненное в тех же самых условиях.

Градуировка чувствительности установки, включающей собирающую линзу  $L_2$ , монохроматор МСД-1 и ФЭУ, проводилась с помощью эталонной лампы с известным распределением по длинам волн. Пропускание окна кюветы измерялось на спектрофотометре СФ-16.

В таблице приведены результаты измерения сечений вместе с погрешностями измерений. Для краткости отношение дифференциальных сечений исследуемого газа и азота обозначено  $\sigma/\sigma_{\text{N}_2}$ .

Погрешность измерения для настоящей работы учитывает случайную ошибку измерения интенсивностей сигналов, связанную с разбросом результатов различных измерений, а также ошибки в измерении чувствительности аппаратуры, температуры азота (при измерении относительного сечения  $\text{H}_2\text{O}$ ), пропускания окна кюветы (при измерениях сечений  $\text{O}_2$  и  $\text{H}_2$ ) и систематическую ошибку, возникающую за счет конечной величины телесного угла сбора рассеянного света.

Полученное нами эффективное сечение для  $\text{O}_2$  согласуется в пределах случайных ошибок эксперимента со всеми ранее полученными величинами (результаты других авторов пересчитаны к величинам, соответствующим условиям нашего эксперимента, и к  $\lambda_{\text{возб.}} = 337.1$  нм). Это говорит об отсутствии грубых систематических ошибок в нашем эксперименте.

Для молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  полученное нами эффективное сечение хорошо согласуется с величинами, полученными при возбуждении КР видимым светом. Это подтвердило наше предположение о том, что большие различия в результатах работ [2-4], выполненных при УФ возбуждении КР, связаны не с резонансными явлениями, а с погрешностями эксперимента.

Что касается молекулы  $\text{H}_2$ , то мы имеем шесть результатов по измерению эффективного сечения КР. Результаты четырех работ, включая нашу, в пределах случайных ошибок эксперимента совпадают. Два результата — значительно выше. Учитывая, что оба этих результата получены в одной работе [7] и с большой погрешностью, вероятно, следует считать более достоверными результатами настоящей работы и работ [2, 5, 6].

Авторы признательны М. А. Булдакову и И. И. Матросову за представленную возможность провести измерения с помощью изготовленной ими системы регистрации спектра.

## Литература

- [1] С. А. Даничкин, А. А. Елисеев, Т. Н. Попова, О. В. Раводина, В. В. Стенина. *Ж. прикл. спектр.*, в печати.
- [2] L. R. Lidholt. *Opto-electron.*, 4, 133, 1972.
- [3] J. A. Cooney. *Spectr. Lett.*, 3, 11, 12, 305, 1970.
- [4] S. H. Melfi. *Appl. Opt.*, 11, 1605, 1972.
- [5] T. Kobayasi, M. Takemura, H. Shimizu, H. Ynaba. *IEEE J. Quant. Electr.*, 8, 579, 1972.
- [6] W. R. Fenner, H. A. Hyatt, J. M. Kellam, S. P. S. Porto. *J. Opt. Soc. Am.*, 63, 73, 1973.
- [7] R. W. Carlson, W. R. Fenner. *Astrophys. J.*, 178, 551, 1972.
- [8] А. А. Елисеев, Т. Н. Попова, О. В. Раводина. *Изв. вузов, физика*, 7, 33, 1980.
- [9] М. А. Булдаков, И. И. Матросов. *Опт. и спектр.*, 47, 87, 1979.
- [10] J. L. Levatter, R. L. Sandstrom, Shao Chilin. *J. Appl. Phys.*, 44, 3273, 1973.
- [11] И. И. Кондиленко, П. А. Коротков, В. А. Клименко, О. И. Демьяненко. *Опт. и спектр.*, 43, 645, 1977.
- [12] С. М. Penney, M. Lapp. *J. Opt. Soc. Am.*, 66, 422, 1976.
- [13] С. М. Penney, L. M. Goldman, M. Lapp. *Nature Phys. Sci.*, 235, 110, 1972.

Поступило в Редакцию 31 октября 1980 г.

УДК 535.375

### МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИСПЕРСИИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ

Г. В. Пантелеев, М. Г. Черенков,  
В. И. Ямпольский и В. Н. Егоров

Нахождение показателя преломления пленок из уровня экстремумов кривых отражения и пропускания описано в ряде работ, например в [1, 2]. В некоторых случаях из спектров пропускания можно вычислить величину дисперсии показателя преломления. Рассмотрим влияние дисперсии показателя преломления пленки на положение экстремальных точек кривой пропускания.

Для нормального падения и непоглощающих сред пропускание подложки с пленкой определяется по формуле

$$T = \frac{8n_0n_1^2n_2}{(n_0^2 + n_1^2)(n_1^2 + n_2^2) + 4n_0n_1^2n_2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2)\cos 2\delta}, \quad (1)$$

где  $T$  — пропускание подложки с пленкой,  $R$  — отражение от подложки с пленкой,  $n_0$  — показатель преломления подложки,  $n_1$  — показатель преломления пленки,  $n_2$  — показатель преломления среды,  $\nu$  — волновое число,  $t$  — геометрическая толщина пленки,  $\delta = 2\pi n_1 t \nu$  — фазовая толщина пленки.

Пренебрегая дисперсией показателя преломления подложки и вычисляя производную по  $\nu$ , находим

$$\frac{dT}{d\nu} = - \frac{8n_0n_1n_2 \operatorname{tg} \delta \sec^2 \delta}{[n_1^2(n_0 + n_2)^2(n_1^2 + n_0n_2)^2 \operatorname{tg}^2 \delta]^2} \times \\ \times \left[ (n_1^2 - n_0^2n_2^2) \operatorname{tg} \delta \frac{dn_1}{d\nu} + (n_1^2 - n_2^2)(n_1^2 - n_0^2) \delta \left( \frac{dn_1}{d\nu} + \frac{n_1}{\nu} \right) \right]. \quad (2)$$

Заметим, что производная  $dT/d\nu$  отличается только знаком от производной  $dR/d\nu$ , что и следовало ожидать, так как рассматривается случай непоглощающих сред. Положение экстремальных точек определяется условием  $dT/d\nu = 0$ . Анализируя формулу (2), легко видеть, что при значениях величины  $4n_1(\nu) t \nu$ ,