

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СПЕКТРА
ИЗЛУЧЕНИЯ ХЛОРИСТОГО ВОДОРОДА,
ВОЗБУЖДЕННОГО ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ**

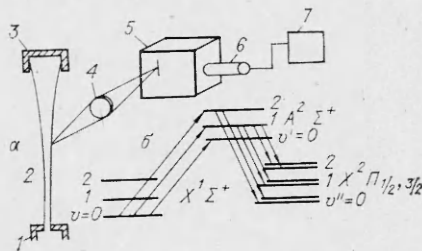
*Н. В. Карелов, В. Ж. Мадирбаев, Р. Г. Шарафутдинов
(Новосибирск)*

Электронно-пучковый метод измерения температур и заселенностей внутренних степеней свободы основан на регистрации излучения, возбужденного пучком электронов в исследуемом газе. К настоящему времени этот метод подробно разработан для азота [1, 2], есть попытки его применения в окиси углерода [3], углекислоте [4], водороде [5] и парах воды [6]. Разработка метода требует изучения механизма возбуждения верхнего излучающего состояния выбранного электронного перехода, построения модели процессов возбуждения — излучения и определения вероятностей переходов при электронном возбуждении.

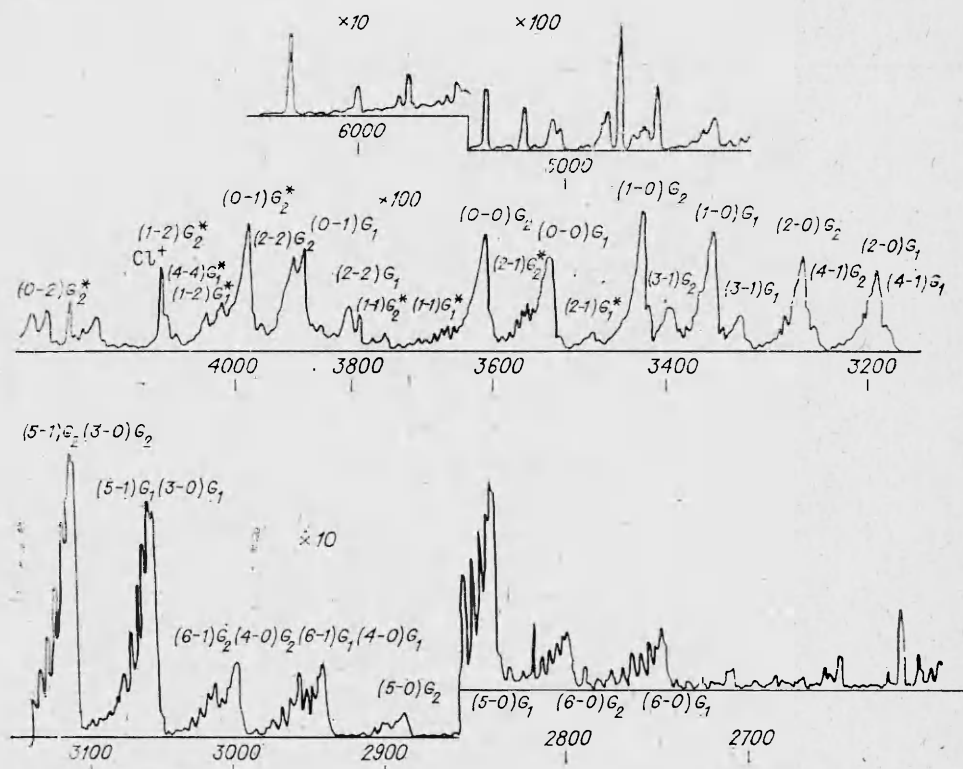
Данная работа посвящена исследованию излучения, возбужденного пучком электронов с энергией 10 кэВ, с целью построения метода электронно-пучковой диагностики хлористого водорода. Спектр излучения хлористого водорода рассматривался во многих работах (см. [7, 8]). Спектры там получены в разрядных трубках, где неизвестно состояние газа до возбуждения и, следовательно, трудно определить механизм процессов возбуждения — излучения. Использование пучка быстрых электронов существенно упрощает задачу анализа механизмов процесса возбуждения. В данной работе рассматриваются только электронно-колебательные переходы без анализа вращательной структуры полос.

Результаты измерений. Схема эксперимента показана на рис. 1, а. Электронный пучок 2, сформированный электронной пушкой 1, через систему дифференциальной откачки вводился в вакуумную камеру и попадал на коллектор электронов 3. Стационарные по давлению условия в вакуумной камере поддерживались непрерывной подачей хлористого водорода и откачкой вакуумной камеры паромасляными насосами. Использовался технически чистый хлористый водород. Излучение, возбужденное электронным пучком, наблюдалось в направлении, перпендикулярном пучку. Линзой 4 через окно вакуумной камеры это излучение передавалось на входную щель монохроматора SPM-2 5 с кварцевой призмой. Щель спектрометра устанавливалась параллельно пучку электронов. Регистрация излучения производилась ФЭУ-39А 6 с записью на диаграммной ленте потенциометра ЭППВ-60 7. Давление в вакуумной камере измерялось ионизационным вакуумметром ВИТ-3 с преобразователем МИ-10. Коэффициент пересчета показаний ионизационного преобразователя с воздуха на хлористый водород принят равным 2,65.

Спектры записывались в диапазоне длин волн от $2,2 \cdot 10^{-4}$ до $1 \cdot 10^{-3}$ мм. При длинах волн больше $6,0 \cdot 10^{-4}$ и меньше $2,8 \cdot 10^{-4}$ мм излучение не зарегистрировано. Спектр свечения в диапазоне длин волн от $2,6 \cdot 10^{-4}$ до $6,5 \cdot 10^{-4}$ мм приведен на рис. 2. Он получен при температуре газа 295 К, давлении 10,6 Па, токе пучка 8,8—9,0 мА, энергии электронов пучка 10 кэВ, с шириной входной и выходной щелей монохроматора по 0,15 мм. Спектр записывался на трех диапазонах чувствительности потенциометра ЭППВ-60. Для сравнения интенсивностей показания на наиболее



Р и с. 1



Р и с. 2

грубом диапазоне надо умножить на 100, менее грубом — на 10. Эти цифры указаны на спектрограмме. Идентификация спектра производилась по [7, 8]. В исследованном диапазоне зарегистрированы в основном полосу $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi_i$ электронного перехода (схема электронных состояний дана на рис. 1, б). Из-за большого расстояния между $^2\Pi_{1/2}$ и $^2\Pi_{3/2}$ подсостояниями (644 см^{-1} [7, 8]) наблюдаются две группы полос (G_1 и G_2). На спектрограмме в скобках указаны значения колебательных квантовых чисел: первая цифра в $A^2\Sigma^+$ состоянии, вторая в $X^2\Pi_i$ состоянии. Значения длин волн переходов, помеченных звездочкой и не указанных в [7, 8], рассчитывались по формулам

$$G(v') = T_e + \omega_e^A \left(v' + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e^A \left(v' + \frac{1}{2} \right)^2,$$

$$G(v'') = \omega_e^\Pi \left(v'' + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e^\Pi \left(v'' + \frac{1}{2} \right)^2 \pm \frac{A_e}{2},$$

$$\lambda = [G(v') - G(v'')]^{-1}.$$

Величины $\omega_e^A = 1606,4 \text{ см}^{-1}$, $\omega_e^\Pi = 2673,7 \text{ см}^{-1}$, $\omega_e x_e^\Pi = 39,6 \text{ см}^{-1}$, $\omega_e x_e^A = 53,5 \text{ см}^{-1}$, $T_e = 28628,1 \text{ см}^{-1}$, $A_e = 643,7 \text{ см}^{-1}$ взяты из [9]. Линии и полосы в области $\lambda > 4,5 \cdot 10^{-4}$ и $< 2,7 \cdot 10^{-4}$ мм не идентифицированы, так как тщательная идентификация спектра не входила в задачу данной работы. В спектре зарегистрированы все переходы, данные в таблице [7]. Полосы в спектре сильно переналожены. От наложений свободны лишь переходы (0—0), (1—0), (3—1), а также подполосы (0—1) G_2 и (2—2) G_1 .

Для определения механизма возбуждения $A^2\Sigma^+$ состояния иона необходимо выяснить зависимость соотношения интенсивностей полос в спектре от тока пучка и давления газа. Зависимость от тока пучка последовала при постоянном давлении паров HCl 3,2 Па и показана на рис. 3. Интенсивности полос $I_{v'v''}$ нормированы на сумму $\sum_{v'} \sum_{v''} I_{v'v''}$. За величину интенсивности полосы принимался интеграл под контуром полосы;

1—8 соответствуют (0—0) G_1 , (0—0) G_2 , (1—0) G_2 , (3—1) G_2 , (2—0)(4—1) G_2 , (3—0)(5—1) G_2 , (4—0)(6—1) G_2 , (5—0) G_1 . В диапазоне токов от 1 до 10 мА зависимости соотношений интенсивностей полос от тока пучка не обнаружено, а некоторый разброс экспериментальных точек для полос (0—0), (1—0), (2—0)(4—1) лежит в пределах погрешностей измерений и обработки данных.

Влияние давления на спектр излучения исследовалось в диапазоне давлений от 1,3 до 60 Па. Сравнение спектрограмм при крайних значениях давлений проведено на рис. 4. Спектр, представленный сплошной линией, получен при давлении 1,3 Па, штриховой — при 60 Па. Остальные условия для спектрограмм одинаковы: энергия пучка 10 кэВ, ширина входной и выходной щелей по 0,15 мм. Обозначения те же, что и на рис. 2. Для удобства сравнения спектрограммы приведены к одному масштабу нормировкой на интенсивность подполосы (1—0) G_2 . Видно, что с ростом давления газа все полосы расширяются за счет увеличения хвостов так, как будто бы происходит возрастание температуры газа. Интенсивность большинства полос с ростом давления относительно падает, исключение составляют подполосы (0—0) G_2 и (0—0) G_1 .

Более полная информация об изменениях в спектре при увеличении давления дана на рис. 5, где приведены нормированные на их сумму интенсивности полос в зависимости от давления. Так же как на рис. 3, интенсивности полос получены интегрированием под контуром полосы. На рис. 5 1—6 соответствуют (0—0) G_2 , (1—0) G_2 , (2—0)(4—1) G_2 , (3—1) G_2 , (3—0)(5—1) G_2 , (4—0)(6—1) G_2 . Видно, что существенно возрастают нормированные интенсивности полос, излучаемые с нулевого колебательного уровня в $A^2\Sigma^+$ состоянии, в то время как все остальные незначительно уменьшаются с увеличением давления. Линии — это расчет с учетом гашения флуоресценции. В экспериментах по определению влияния давления на спектр измерялась также зависимость интенсивности полос от давления. Для этого монохроматор устанавливался на выбранный участок спектра и регистрировались интенсивности излучения полос при различных давлениях. Результаты приведены на рис. 6 для полос (0—0) и (1—0) в виде $I_{v'v''}/p \sim p$. Данные нормированы к единице экстраполя-

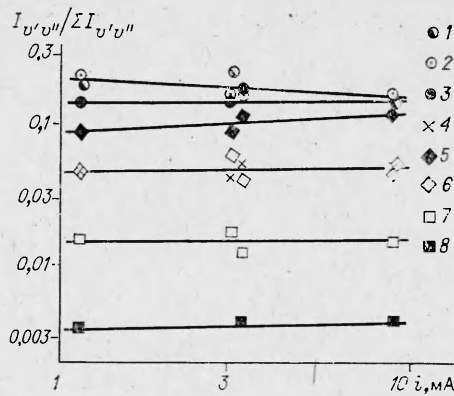


Рис. 3

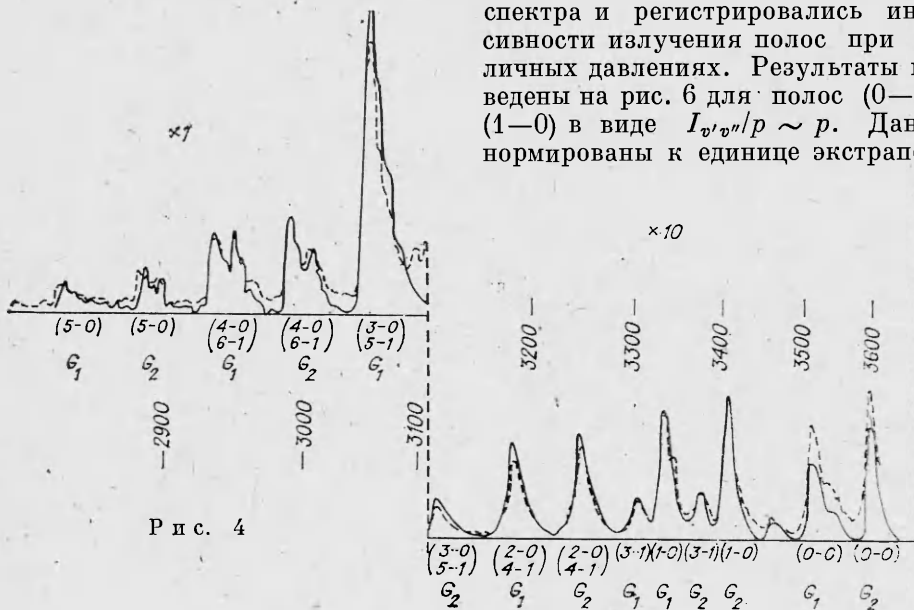
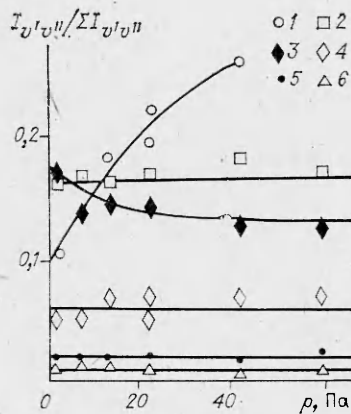
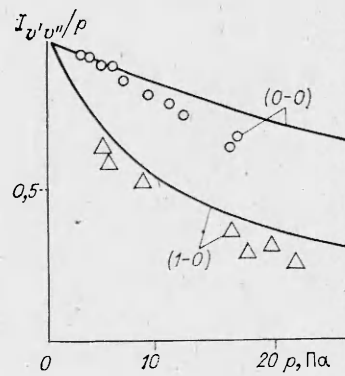


Рис. 4



Р и с. 5



Р и с. 6

цией $I_{v'v''}/p$ к нулевому давлению. Линии — это расчет по модели, описанной ниже.

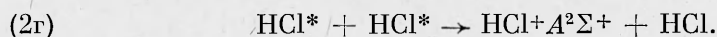
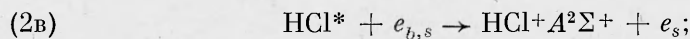
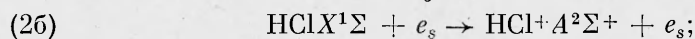
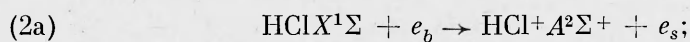
Анализ. Интенсивность излучения полосы

$$(1) \quad I_{v'v''} = Chc\nu_{v'v''}A_{v'v''}n_{v'},$$

где C , h , c , $\nu_{v'v''}$, $A_{v'v''}$ — приборная константа, постоянная Планка, скорость света, частота перехода, коэффициент Эйнштейна для данного электронно-колебательного перехода. Заселенность уровня $n_{v'}$ в $A^2\Sigma^+$ состоянии устанавливается в результате баланса между процессами его накачки и опустошения:

$$\sum_{v''} A_{v'v''}n_{v''} + n_{v'}nK_{v'}^q = \sum R_i.$$

В этом выражении первый член слева определяет скорость опустошения v' -уровня в $A^2\Sigma^+$ при спонтанном излучении, второй — это опустошение v' -уровня за счет безызлучательных переходов при столкновениях возбужденных ионов HCl^+ с нейтральными молекулами; $K_{v'}^q$ — константа гашения флуоресценции; n — плотность газа; сумма справа — скорость возбуждения $A^2\Sigma^+$ состояния. Процессы, приводящие к возбуждению $A^2\Sigma^+$, могут быть следующими:



Здесь e_b и e_s — первичный и вторичный электроны, под HCl^* подразумеваются молекулы HCl в различных как электронных, так и колебательно-возбужденных состояниях, а также молекулярный ион в $X^2\Pi$ состоянии. Определение реального процесса, приводящего к возбуждению $A^2\Sigma^+$ состояния, может быть выполнено сравнением зависимостей интенсивностей излучения от величины тока пучка и давления газа по предполагаемому процессу с полученными в эксперименте.

Возбуждение первичными электронами

$$R_a \sim nn_b v_b \sigma,$$

где n_b , v_b , σ — концентрация, скорость и сечение возбуждения $A^2\Sigma^+$ первичными электронами; произведение $n_b v_b$ пропорционально току пучка. Следовательно,

$$I_{v'v''}/R_a \sim I_{v'v''}/i_b n = \text{const.}$$

Возбуждение нейтральных молекул вторичными электронами

$$R_G \sim \int_V \int_{v_s} n n_s \sigma v_s f(v_s) dv_s dV.$$

Здесь n_s , v_s , $f(v_s)$ — концентрация, скорость и нормированная на V функция распределения вторичных электронов по скоростям. Вклад вторичных электронов существенно зависит от объема наблюдения [10]. Так как поток вторичных электронов пропорционален току пучка и давлению газа, то

$$I_{v'v''}/i_b n \sim n.$$

Так как концентрация возбужденных частиц пропорциональна току и плотности, то по механизмам возбуждения (2в) и (2г) ¹

$$I_{v'v''}/i_b n \sim i_b n.$$

Независимость распределений интенсивностей полос в спектре от тока пучка (см. рис. 3) свидетельствует о возбуждении $A^2\Sigma^+$ состояния HCl^+ прямым электронным ударом нейтральных молекул HCl . В то же время нелинейность зависимостей интенсивностей полос I_{00} и I_{10} на рис. 6 от давления и перераспределение интенсивностей полос в зависимости от давления на рис. 5 свидетельствуют о возможном вкладе в возбуждение $A^2\Sigma^+$ вторичных электронов и о гашении флуоресценции при столкновениях возбужденного иона с нейтральными молекулами. В том случае, когда возбуждение происходит прямым электронным ударом первичных и вторичных электронов, а опустошение колебательных уровней — при спонтанном излучении и гашением, интенсивность полос из выбранного объема в электронном пучке дается выражением [11]

$$(3) \quad I_{v'v''} = C(\lambda) \frac{\tau_{v'} h c v_{v'} A_{v'v''}^{\text{АП}} \left[n_b v_b \sum_v \sigma_{v'} n_v + \int_{v_s} n_s v_s \sum_v \sigma_{v'} n_v dv_s \right]}{1 + \tau_{v'} n_v K_v^q}$$

где $\tau_{v'}^{-1} = \sum_{v''} A_{v'v''}$ — время жизни v' -уровня; $C(\lambda)$ — приборная константа. При выводе этого выражения предполагалась несущественность колебательной релаксации в $A^2\Sigma^+$ состоянии и изменений в заселенности уровней из-за излучения при колебательных переходах из $A^2\Sigma^+$ состояний. При низких давлениях можно пренебречь гашением и вкладом вторичных электронов, поэтому при комнатной температуре газа, когда заселен в основном нулевой колебательный уровень в $X^1\Sigma$, выражение для интенсивностей полос упрощается:

$$I_{v'v''} = C_1(\lambda) n_b v_b h c v_{v'}^4 q_{v'v''} q_{0v'} \sigma^{XA} n_0.$$

Здесь $C_1(\lambda) = C(\lambda) \sigma^{\text{АП}} 64 \pi^4 c/3$; $A_{v'v''}^{\text{АП}} = \frac{64 \pi^4 \sigma^{\text{АП}} v_{v'}^3 q_{v'v''}}{3h}$; $\sigma_{0v'} = q_{0v'} \sigma^{XA}$. После нормировки на сумму интенсивностей полос

$$(4) \quad \frac{I_{v'v''}}{\sum_{v'v''} I_{v'v''}} = \frac{C_1(\lambda) v_{v'}^4 q_{v'v''} q_{0v'}}{\sum_{v'v''} C_1(\lambda) v_{v'}^4 q_{v'v''} q_{0v'}}.$$

В спектре зарегистрированы полосы с $v' \leq 6$, и суммирование до $v' = 6$ учитывает $\sum_{v'v''} I_{v'v''}$ неточно, но, как показывает расчет факторов Франка—

Кондона [12], $\left(1 - \sum_0^6 q_{0v'}\right) = 0,027$; эта ошибка меньше погрешности эксперимента и его обработки, и ею можно пренебречь. После нормировки равенства (4) на выражение для интенсивности полосы (0—0) имеем расчет-

ные формулы для факторов Франка—Кондона:

$$\frac{q_{0v'}}{q_{00}} = \frac{I_{v'v''} C_1(\lambda) \nu_{v'v''}^4 q_{0v''}}{I_{0v''} C_1(\lambda) \nu_{0v''}^4 q_{0v''}}$$

Из правила нормировки $\sum_{v'} q_{0v'} = 1$

$$\sum_{v'} q_{0v'}/q_{00} = 1/q_{00}.$$

Необходимые для расчета значения интенсивностей измеряются экспериментально, приборная константа $C_1(\lambda)$ определяется условиями эксперимента, а значения частот кантов полос $\nu_{v'v''}$ и факторов Франка—Кондона в излучении $q_{v'v''}$ взяты из [7, 8]. Для вычисления факторов Франка—Кондона обработаны спектрограммы, полученные при минимальном значении давления в камере (1,3 Па), когда мало влияние гашения флуоресценции и возбуждения $A^2\Sigma^+$ вторичными электронами. Учет спектральной чувствительности аппаратуры производился по спектрам первой отрицательной системы полос азота, для которых соотношение интенсивностей полос достаточно хорошо известно [1]. Результаты обработки экспериментов приведены в табл. 1, там же даны результаты расчетов $q_{0v'}$ из [12]. Как видно, наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента при всех v' , кроме $v' = 0$, что может быть связано с большой погрешностью вычисления q_{00} .

По отношению интенсивностей полос в спектрах хлористого водорода и азота может быть выполнена оценка сечения возбуждения из $X^1\Sigma$ в $A^2\Sigma^+$ электронным ударом:

$$\frac{\sigma_{\text{HCl}}^{XA}}{\sigma_{\text{N}_2}^{XB}} = \frac{I_{v'v''}^{\text{HCl}}}{I_{v'v''}^{\text{N}_2}} \left(\frac{\nu_{v'v''}^{\text{HCl}}}{\nu_{v'v''}^{\text{N}_2}} \right)^4 \frac{q_{v'v''}^{\text{HCl}}}{q_{v'v''}^{\text{N}_2}} \frac{q_{0v''}^{\text{HCl}}}{q_{0v''}^{\text{N}_2}} \frac{C_1^{\text{HCl}}(\lambda)}{C_1^{\text{N}_2}(\lambda)} \frac{i_b^{\text{N}_2} p_{\text{N}_2}}{i_b^{\text{HCl}} p_{\text{HCl}}} (1 + \tau_{v'} n_{v'} K_{v'}^q)_{\text{HCl}}.$$

Здесь индексами HCl и N_2 обозначены соответствующие величины в экспериментах с HCl и N_2 ; i_b, p — ток и давление. Результаты оценки отношений сечений приведены в табл. 2. Среднее значение равно $0,24 \pm 20\%$. Относительная погрешность оценки составляет 30% и определяется в основном неточностью определения давления газа.

Из выражения (3) следует, что нормированные на сумму интенсивности полос при произвольной плотности газа

$$\frac{I_{v'v''}}{\sum I_{v'v''}} = \frac{1 + K_{\Sigma}^q \tau_{\Sigma} n_0}{1 + K_{v'}^q \tau_{v'} n_0} \left(\frac{I_{v'v''}}{\sum I_{v'v''}} \right)_0,$$

где $(I_{v'v''}/\sum I_{v'v''})_0$ — нормированные интенсивности полос в тех условиях, когда можно пренебречь гашением флуоресценции; $K_{v'}^q$ — константы гашения v' -колебательных уровней в $A^2\Sigma^+$;

$$K_{\Sigma}^q = \frac{\sum K_{v'}^q n_{v'}}{\sum n_{v'}}; \tau_{v'} = \frac{1}{\sum_{v''} A_{v'v''}}; \tau_{\Sigma} = \frac{1}{\sum_{v'} \sum_{v''} A_{v'v''}}.$$

Таблица 1

v'	$q_{0v'}$		Переход	$\sigma_{\text{HCl}}^{XA}/\sigma_{\text{N}_2}^{XB}$
	Теория	Эксперимент		
0	0,1528	0,202	(1—0) G_1	0,198
1	0,2462	0,240	(1—0) G_2	0,237
2	0,2293	0,258		
3	0,1632	0,109	(3—1) G_2	0,223
4	0,0992	0,079		
5	0,0545	0,090	(0—0) G_1	0,257
6	0,0281	0,022	(0—0) G_2	0,287

Таблица 2

Таблица 3

ν'	$\tau_{\nu'} K_{\nu'}^q, \text{см}^3$	$\tau_{\nu'} \cdot 10^5, \text{с}$	$K_{\nu'}^q, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	ν'	$\tau_{\nu'} K_{\nu'}^q, \text{см}^3$	$\tau_{\nu'} \cdot 10^5, \text{с}$	$K_{\nu'}^q, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$
Σ	$3,73 \cdot 10^{-16}$	0,26	$1,43 \cdot 10^{-10} \pm 40\%$	3	$3,40 \cdot 10^{-16}$	1,64	$2,08 \cdot 10^{-11} \pm 40\%$
0	$8,11 \cdot 10^{-17}$	1,26	$6,42 \cdot 10^{-12} \pm 40\%$	4	$3,73 \cdot 10^{-16}$	1,83	$2,05 \cdot 10^{-11} \pm 70\%$
1	$3,59 \cdot 10^{-16}$	1,37	$2,63 \cdot 10^{-11} \pm 40\%$	5	$3,73 \cdot 10^{-16}$	2,05	$1,82 \cdot 10^{-11} \pm 90\%$
2	$5,14 \cdot 10^{-16}$	1,50	$3,42 \cdot 10^{-11} \pm 40\%$				

По экспериментально полученным зависимостям интенсивностей полос в спектре от давления (см. рис. 5) могут быть найдены константы гашения. Для этого экспериментально измеренные зависимости интенсивностей от давления аппроксимировались расчетными, а подбор коэффициентов осуществлялся методом наименьших квадратов. Результаты расчетов $\tau_{\nu'} K_{\nu'}^q$, $\tau_{\nu'}$ и $K_{\nu'}^q$ и погрешности определения $K_{\nu'}^q$ даны в табл. 3. Расчетные значения интенсивностей полос в спектре представлены на рис. 5 линиями. Видно, что описание экспериментальных данных с помощью полученных констант удовлетворительно. Удовлетворительно описываются гашением флуоресценции и данные по зависимостям интенсивностей полос I_{00} и I_{10} от давления (см. рис. 6). Некоторое отличие расчета (сплошные линии) от эксперимента при высоких давлениях вызвано неполным захватом излучения из ореола вокруг пучка. Как видно из табл. 3, константы гашения $K_{\nu'}^q$ зависят от колебательного квантового числа ν' . Подобная зависимость констант гашения от ν' наблюдается и для азота [13]. Селективное по квантовому числу гашение флуоресценции приводит к тому, что инверсное распределение заселенностей колебательных уровней, обнаруженное в [12], с повышением давления газа нарушается.

Экспериментальное подтверждение прямого механизма возбуждения $A^2\Sigma^+$ состояния и принципа Франка — Кондона для возбуждения $A^2\Sigma^+$ состояния HCl^+ дает возможность измерения заселенностей колебательных уровней и колебательных температур в основном состоянии HCl по излучению, возбужденному пучком электронов. О том, насколько чувствительно распределение интенсивностей полос к температуре газа, можно судить по расчету интенсивностей, приведенному на рис. 7. Он получен по формуле (1) при больцмановском распределении заселенностей колебательных уровней в $X^1\Sigma$ состоянии HCl и по факторам Франка — Кондона из [12], 1—7 соответствуют $(2-0)(4-1)G_2$, $(3-0)(5-1)G_2$, $(1-0)G_2$, $(0-0)G_1$, $(0-0)G_2$, $(3-1)G_2$, $(4-0)(6-1)G_2$. Учет гашения флуоресценции может быть проведен по константам данной работы, причем, как следует из [13], зависимость констант гашения от температуры незначительна. Из рис. 7 видно, что, начиная с 10^3 К, соотношение интенсивностей полос в спектре достаточно сильно зависит от температуры газа, и по этим соотношениям возможно вычисление колебательных температур.

Авторы выражают искреннюю признательность А. К. Реброву за помощь в реализации экспериментальной программы исследований.

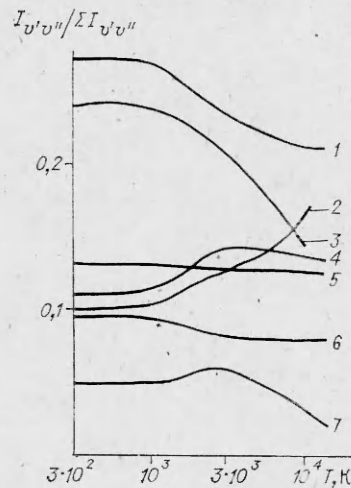


Рис. 7

ЛИТЕРАТУРА

1. Muntz E. P. Static temperature measurements in a flowing gas // *Phys. Fluids*.— 1962.— V. 5, N 1.
2. Беликов А. Е., Зарвин А. Е. и др. Электронно-пучковая диагностика азота. Многоквантовые вращательные переходы при возбуждении // *ПМТФ*.— 1984.— № 3.
3. Косинов В. А. Определение колебательной температуры окиси углерода с помощью электронного пучка // *ПМТФ*.— 1974.— № 5.
4. Beylich A. E. Experimental investigation of carbon dioxide jet plumes // *Phys. Fluids*.— 1971.— V. 14, N 5.
5. Reich H. I., Smoranzer H. Rotational temperatures von H_2 bei Beschuss mit 15 Kev Elektronen // *Z. für Physik*.— 1965.— Bd 186, N 4.
6. Leutwyler J., Klapstein D., Maier J. Anomalous rotational distributions in electronic emission of supersonically cooled H_2O^+ ($A^2A_1 - X^2B_1$) // *Chem. Phys.*— 1983.— V. 74.
7. Sheasley W. D., Mathews C. D. The emission spectra of $H^{35}Cl^+$, $H^{37}Cl^+$, $D^{35}Cl^+$, $D^{37}Cl^+$ in the region 2700—4000 Å // *Molec. Spectr.*— 1973.— V. 47, N 3.
8. Naugh M. J., Schneider B. S., Smith A. L. Transition moment variation in the $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi_i$ transition of HCl^+ , DCl^+ and HBr // *Molec. Spectr.*— 1974.— V. 5, N 1.
9. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике.— М.: Атомиздат, 1980.
10. Беликов А. Е., Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Измерения с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении $B^2\Sigma$ состояния иона азота // *Диагностика потоков разреженного газа*.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1979.
11. Ребров А. К., Сухинин Г. И. и др. Электронно-пучковая диагностика в азоте. Вторичные процессы // *ЖТФ*.— 1980.— Т. 51, вып. 5.
12. Карелов Н. В., Мадирбаев В. Ж. и др. Инверсное распределение заселенностей колебательных уровней в $A^2\Sigma^+$ состоянии иона HCl^+ , возбужденного электронным ударом // *ЖТФ*.— 1982.— Т. 53, вып. 8.
13. Jolly J., Plain A. Determination of the quenching rates of N_2^+ ($B^2\Sigma_v^+ v = 0, 1$) by using laser-induced fluorescence // *Chem. Phys. Lett.*— 1983.— V. 100, N 3.

Поступила 20/1 1986 г.

УДК 539.196

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОМ МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ

*С. В. Добкин, Э. Е. Сон
(Москва)*

В последнее время значительно возрос интерес к исследованию и использованию молекулярных газов в сильно неравновесных условиях, когда запас колебательной энергии молекул заметно превосходит равновесное значение, соответствующее температуре газа. Такие состояния возникают в газовых разрядах, при истечениях сильно нагретого газа из сопла, в релаксационных зонах за ударными волнами и т. д. Распределение молекул по колебательным состояниям в этих условиях может быть не-больцмановским, поэтому процессы переноса в неравновесном колебательно-возбужденном газе отличаются от равновесного случая.

При небольшом отрыве колебательной температуры от поступательной, когда вследствие быстрых VV -процессов реализуется больцмановское распределение по колебательным степеням свободы, коэффициенты переноса вычислялись в [1, 2]. В настоящей работе анализируется случай сильного отрыва колебательной температуры от поступательной, когда реализуется режим квазирезонансного обмена [3]. При этом на низких колебательных уровнях ($i \leq i_*$) распределение молекул по колебательным уровням триновское с характерной «колебательной температурой» T_v , определяемой полным запасом колебательной энергии; на более высоких уровнях ($i_* < i \leq i_{**}$) распределение молекул образует «плато», которое из-за сильного VT -обмена переходит при $i > i_{**}$ в равновесное больцмановское распределение с газовой температурой T . Ограничимся случаем, когда пространственные неоднородности незначительно возмущают указанное распределение. При слабом временном или пространственном изменении параметров осуществляется квазистационарный квазидиффузионный режим, когда распределение, сохраняя свою форму, определяется локальными значениями параметров распределения — газовой и колебательной температурами. Это приближение выполняется, если поток молекул по колебательным уровням гораздо больше потока пространственной диффузии [4].