

численных результатов с опытными данными позволяет сделать вывод о приемлемости предложенного алгоритма для инженерных расчетов.

Впервые обнаруженный эффект шарнирного вращения грунта требует, по мнению авторов данной работы, обязательного его учета в практике расчетов заглубленных элементов на предельную нагрузку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качанов Л. М. Основы теории пластичности.— М.: Наука, 1969.

г. Новосибирск

Поступила 26/IV 1993 г.

УДК 533.6.011.8+537.533

Г. Г. Гартвич, А. Е. Зарвин, В. Ж. Мадирбаев

ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВАЯ ДИАГНОСТИКА ФТОРИСТОГО ВОДОРОДА. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЕЕ ОГРАНИЧЕНИЯ

В процессе исследования многих молекулярных систем с помощью электронно-пучковой диагностики (ЭПД) по методу Мюнтца [1] обнаруживаются отличия от оптической модели, проявляющиеся при плотностях свыше $1 \cdot 10^{15}$ частиц/см³. Установлено, что эти отклонения могут быть связаны с наличием нелинейных по давлению вторичных процессов в возбуждении и дезактивации молекул: многоквантовыми переходами [2], возбуждением вторичными электронами [3], гашением флуоресценции (может быть, селективным) при столкновениях возбужденных ионов с молекулами фона [4] и др. Поэтому использование методики ЭПД для изучения новых молекулярных систем невозможно без построения адекватной модели возбуждения — излучения с детальным анализом вероятных каналов заселения и опустошения излучающих состояний. Такая модель становится тем более сложной, чем сложнее структура электронных состояний. В настоящее время отработана методика ЭПД и построены модели для молекул N₂, CO₂, CO, HCl [5—8].

В данной работе представлены результаты исследования спектров излучения фтористого водорода, возбужденного пучком электронов, построения модели процессов возбуждения — дезактивации иона HF⁺ и определения границ применимости для фтороводородных смесей техники ЭПД. Спектры HF представляют большой интерес в связи с широким использованием галогеноводородов в качестве оптических сред мощных химических лазеров.

1. Рассмотрим процесс возбуждения — излучения HF при электронном ударе. Интенсивность излучения вращательной линии имеет вид [9]

$$I_{\nu}^{j,j'} = Chc\nu_{\nu}^{j,j'} A_{\nu}^{j,j'} n_j,$$

где C — аппаратная функция; h — постоянная Планка; c — скорость света в вакууме; $\nu_{\nu}^{j,j'}$ — частота вращательного перехода; $A_{\nu}^{j,j'}$ — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения; n_j — заселенность вращательного уровня в $A^2\Sigma^+$ состоянии HF⁺, устанавливающаяся в результате баланса между процессами заселения и опустошения излучающего состояния.

Основными каналами заселения уровней являются: прямой удар первичных и быстрых вторичных электронов — механизм 1.1, возбуждение через промежуточное состояние — 1.2, колебательно-вращательный нагрев медленными (ниже порога ионизации) вторичными электронами с последующей ионизацией — 1.3, возбуждение медленными (но выше порога ионизации) вторичными электронами с нарушением оптических правил отбора — 1.4, релаксация с вышележащих уровней — 1.5.

© Г. Г. Гартвич, А. Е. Зарвин, В. Ж. Мадирбаев, 1994

Опустошение уровней может происходить: спонтанным излучением — механизм 2.1, за счет гашения флуоресценции (может быть, селективного) при столкновениях возбужденных ионов с молекулами фона, приводящих к уходу иона из $A^2\Sigma^+$ состояния — 2.2, за счет колебательно-вращательной релаксации внутри $A^2\Sigma^+$ состояния — 2.3.

В случае, когда процесс заселения определяется механизмом 1.1, а опустошения — 2.1, т. е. когда $R_{11} \gg (R_{12}R_{13}R_{14}R_{15})$ и $R_{21} \gg (R_{22}R_{33})$, нетрудно построить модель, с помощью которой по регистрируемому спектру излучения можно определить заселенности уровней энергии (колебательные или вращательные) в основном состоянии, а при изменении параметров газовой среды (исследования в сверхзвуковом потоке) — кинетику релаксационного процесса. Однако на практике процесс возбуждения электронным ударом не столь идеален.

Для экспериментального определения влияния тех или иных вторичных процессов необходимо знать зависимость их скоростей от плотности газа и тока пучка электронов. При возбуждении прямым электронным ударом (механизм 1.1) скорость заселения R_{11} пропорциональна плотности молекул и плотности тока электронов ($R_{11} \sim in$). Для механизма 1.2 скорость возбуждения в $A^2\Sigma^+$ пропорциональна произведению заселенности промежуточного состояния на плотность тока ($R_{12} \sim (in) i = i^2n$). При колебательно-вращательном нагреве основного состояния с последующим возбуждением в $A^2\Sigma^+$ (механизм 1.3) $R_{13} \sim (in) ni = i^2n^2$. При прямом возбуждении медленными вторичными электронами с нарушением оптических правил отбора (механизм 1.4) $R_{14} \sim (in) n = in^2$. Наконец, для релаксационного заселения (механизм 1.5) скорость процесса пропорциональна заселенности вышележащего уровня n и плотности газа n , т. е. $R_{15} \sim (in) n = in^2$. Таким образом, проверка зависимости интенсивностей полос и распределения интенсивностей внутри полосы от тока пучка электронов и плотности паров HF позволяет определить каналы возбуждения уровней в $A^2\Sigma^+$ HF⁺.

2. При проведении исследований регистрировались спектры излучения перехода $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$, иона HF⁺, атомарных водорода и фтора. Эксперименты выполнялись по обычной схеме ЭПД на стенде, специально подготовленном для работы с галогеноводородами. Использовался спектрометр ДФС-12 с фотоумножителем ФЭУ-118, охлаждаемым жидким азотом. Сигнал с ФЭУ подавался на усилитель ИМТ-05 и записывался потенциометром КСП-4. Измерения проводились в статических по давлению условиях, задаваемых непрерывной подачей газа в камеру и непрерывной откачкой, что поддерживало слабый равновесный проток. Для того чтобы обеспечить преобладание столкновений молекул HF с бесструктурными частицами, применялась смесь HF — He с содержанием HF 6—8% от объема. Техника электронно-пучковых измерений в HF, а также обзорные спектры в широком спектральном диапазоне описаны в [10]. Расчет длин волн вращательных линий производился по формулам из [11].

Зависимость соотношения интенсивностей полос в спектре излучения иона HF⁺ от тока определялась в интервале $i = 3,35 \div 18$ мА. Отсутствие данных при меньших значениях i объясняется тем, что интенсивности излучения линий в полосах (1—0), (2—0) и (3—0) при оптимальных для таких измерений давлениях малы и при меньших токах не удавалось достоверно зарегистрировать сигнал. Однако, как известно из данных [3], отклонения от линейных зависимостей следует ожидать при больших значениях тока, а потому эти измерения более информативны. Поскольку полосы излучения иона HF⁺ перекрыты линиями атомарных фтора, водорода и других примесей [10], то запись спектров производилась с максимально высоким разрешением, обеспечиваемым системой регистрации. В полученном спектре выделялись линии HF⁺, и по ним проводилось суммирование интенсивностей. При такой обработке не регистрировалась полная интенсивность полосы, и потому можно говорить лишь об относительных измерениях. На рис. 1 приведены зависимости от тока обработанных таким

образом интенсивностей участков полос (1—0) и (2—0) (точки 1 и 2) и их отношение I_{2-0}/I_{1-0} (точки 3). В пределах погрешности измерений наблюдаемые зависимости интенсивностей I_{1-0} , I_{2-0} линейны (штриховая и штрихпунктирная аппроксимирующие прямые соответственно), а их отношение не зависит от тока (сплошная прямая).

Распределение интенсивностей линий внутри полосы исследовалось в том же интервале токов. Участок полосы (1—0) в диапазоне длин волн $383,0 \div 386,5$ нм приведен на рис. 2. Под спектром дана для удобства нумерация отдельных пиков (указаны стрелками), показаны положения отдельных вращательных линий перехода $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$, HF^+ , а также линии примесей и продуктов диссоциации. Спектр HF^+ в значительной степени перекрыт линиями бальмеровской серии водорода и линиями атомарного фтора, в результате от наложения примесей на этом участке свободны только линии $R_1Q_{21}(3/2)$, $R_1Q_{21}(5/2)$, $Q_1P_{21}(5/2)$ и $R_1Q_{21}(9/2)$ (пики 1, 2, 5, 6). Кривыми 1—4 нанесены контуры спектров при токах 3,35; 9,5; 14,3; 18,3 мА соответственно. Каждый спектр нормирован на сумму интенсивностей нескольких линий HF^+ (пики 1, 2, 5, 6). Пик 3 полностью перекрыт мощной линией атомарного водорода (пик 4).

С ростом тока структура спектра сохраняется неизменной, но соотношение интенсивностей линий изменяется: наблюдается сильный рост нормированных интенсивностей линий примесей (в основном это атомарный фтор), тогда как соотношение между линиями иона фтористого водорода практически остается неизменным. Эти тенденции отчетливо прослеживаются на рис. 3, где представлены зависимости от тока абсолютных значений интенсивностей отдельных пиков, нормированных на ток и давление газа и приведенных к единице при минимальном значении тока (3,35 мА). Таким образом, по каждому пику функции $f = |I_i(i)/(ip)| / |I_i(i=3,35 \text{ мА})/(ip)|$ соотнесены значения тока. Принятая нормировка позволяет выявлять наличие нелинейных каналов при возбуждении или дезактивации излучающего состояния. Нумерация пиков та же, что и на рис. 2. В этом масштабе по

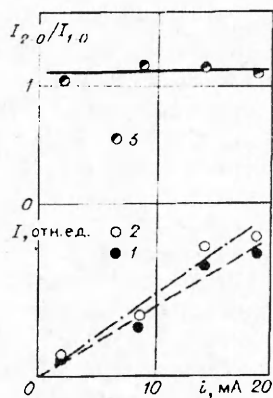


Рис. 1

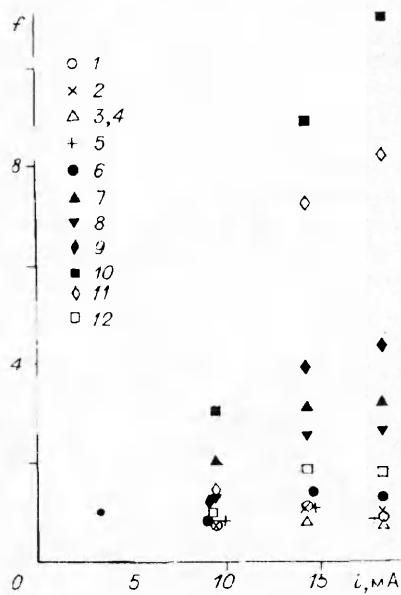
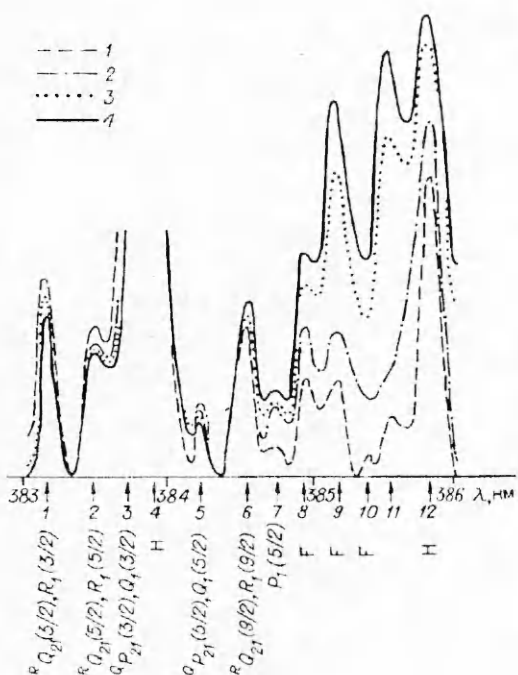


Рис. 3

← Рис. 2

определению при $i = 3,35$ мА $f = 1$ для всех пиков. Как видно из графика, в пределах погрешности эксперимента интенсивности линий иона HF^+ линейны по току. Поскольку водород и фтор появляются в результате диссоциации молекулы фтористого водорода, ожидалось, что и в спектре они будут присутствовать в неизменной пропорции. Однако этого не наблюдается. Для водорода (пики 4, 12) зависимость от тока слабая, тогда как для атомарного фтора (пики 8—10) обнаруживается резкий рост интенсивности при увеличении тока электронов. Причины такого отличия между интенсивностями водорода и фтора авторами в настоящее время не установлены, хотя есть основания предполагать, что это связано с существенно более высокой скоростью миграции водорода из области наблюдения.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что влияние механизмов 1.2 и 1.3 на заселение состояния $A^2\Sigma^+ \text{HF}^+$ в рассматриваемом интервале изменений тока пренебрежимо мало.

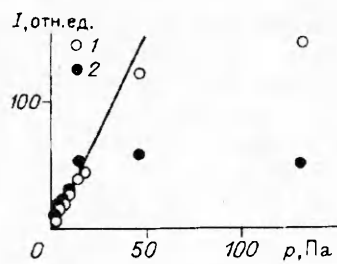
3. Аналогичное исследование было проведено для определения зависимости интенсивностей полос от давления p смеси. Измерения проводились в диапазоне $p = 3 \div 133$ Па при фиксированном токе электронного пучка $i = 10$ мА. Интенсивности измерялись так же, как и в предыдущих случаях. На рис. 4 показаны интенсивности полос (1—0) и (2—0) (точки 1 и 2 соответственно) в зависимости от давления. Характер изменения интенсивностей этих полос различается. Интенсивность полосы (2—0) линейно растет до давления порядка 13 Па, после чего выходит на насыщение. Интенсивность полосы (1—0) на начальном участке также линейна, но переход к плато более плавный и начинается только при давлении около 40 Па.

Иной вид имеет зависимость от плотности отношения интенсивностей этих полос I_{2-0}/I_{1-0} . Такая зависимость представлена на рис. 5 от обратного давления ($1/p$) при нормировке к единице при минимальном давлении $p = 3$ Па. Нетрудно видеть, что в новых координатах это отношение изменяется по линейному закону (сплошная прямая).

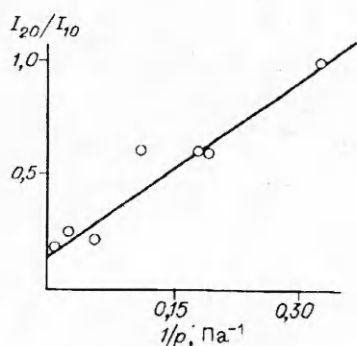
Таким образом, линейная зависимость интенсивностей от давления (а следовательно, и плотности при фиксированной температуре газа) имеет место только при низких давлениях. Отклонение от линейности происходит при различных значениях давления для разных полос. Поскольку аналогичные результаты ранее получены и для других двухатомных газов [12], можно говорить о распространении на HF принципиального ограничения по плотности на применимость оптической модели возбуждения при использовании высоковольтного электронного пучка. Это ограничение связано с возникновением в зоне наблюдения при давлениях ~ 10 Па значительного количества вторичных электронов. В [13] такого влияния не обнаружено в связи с измерениями только при низких давлениях газовой среды. Создание системы импульсной электронно-пучковой диагностики [14], по-видимому, позволит продвинуться в область более высоких плотностей.

Обнаруженная в настоящей работе линейная зависимость отношения интенсивностей полос HF от обратного давления, не зарегистрированная в других газах, связана либо, вопреки выводам [15], с гашением флуоресценции в HF , селективным по колебательным уровням, либо с колебательно-вращательной релаксацией в возбужденном состоянии иона HF^+ .

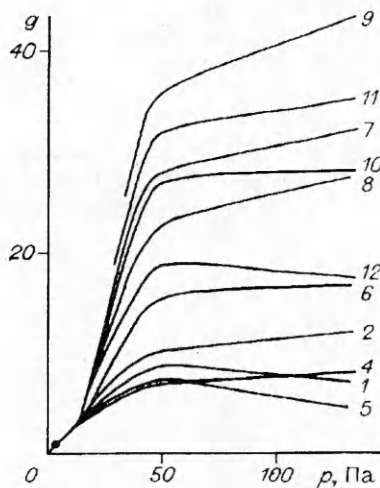
Распределение интенсивностей линий внутри полосы исследовалось в диапазоне давлений $p = 1,8 \div 130$ Па. Обнаружено, что с увеличением давления структура спектра сохраняется неизменной, но соотношение интенсивностей линий меняется, причем перестройка спектра идет иначе, чем в экспериментах с варьированием тока пучка. В частности, если при увеличении тока в спектре наблюдался сильный рост нормированных интенсивностей линий примесей, а соотношение между линиями иона HF^+ оставалось фиксированным, при увеличении давления изменяется спектр иона. На рис. 6 приведены зависимости от давления параметра $g = (I/i)/I/i$ ($p = 5,2$ Па) для пиков спектра (цифры 1—12, обозначения пиков см. на рис. 2, пик 11 не отождествлен). Характер изменений практически одинаков для большинства пиков. При давлениях ниже 15 Па рост интенсивности с увеличением давления линейен, что свидетельствует о преобладающем влиянии возбуждения быстрыми первичными электронами с соблюдением оптических



Р и с. 4



Р и с. 5



Р и с. 6

правил отбора и соответствует классическим представлениям [1]. При росте давления в интервале $15 \leq p \leq 45$ Па для большинства пиков отмечается более крутой рост интенсивности, причем у каждого пика свой угол наклона кривой. При этом первый перегиб зависимости локализуется в узком интервале давлений вблизи 15 Па. Видно, что наименьший рост интенсивности наблюдается для пиков HF^+ 1, 2, 6 и атомарного водорода 4, тогда как для атомарного фтора 8, 9, 10 наклон кривых растет более резко. При давлении $p \sim 45$ Па четко прослеживается второй перегиб зависимости, после которого угол наклона кривых уменьшается (пики 2, 6—11) либо даже становится отрицательным (пики 1, 5, 12). В целом можно отметить, что, хотя зависимость интенсивностей линий от давления индивидуальна для каждого пика, линии HF^+ идут компактной группой и нарастают медленнее, чем линии примесей. Подобное изменение интенсивностей пиков HF^+ может быть вызвано либо влиянием вторичных электронов, либо релаксацией с верхних заселенных уровней. С другой стороны, для атомарных водорода и фтора, являющихся продуктами диссоциации HF при электронном ударе, обнаруженные особенности, по-видимому, также обуславливаются влиянием вторичных электронов. При давлениях выше 45 Па основную роль должны играть процессы гашения флуоресценции.

Однако некоторые особенности изменений спектров от давления остаются необъясненными, поэтому авторы не исключают возможности влияния других, не рассмотренных здесь механизмов либо сложной суперпозиции нескольких. Следует также указать на недоразрешенность спектра, при которой суперпозиция отдельных линий может дать неожиданные эффекты.

4. Таким образом, как следует из экспериментальных данных, соотношение интенсивностей в спектре HF^+ не зависит от тока пучка электронов, но существенно изменяется с ростом давления. Значит, существуют вторичные по давлению каналы в возбуждении и дезактивации $A^2\Sigma^+ \text{HF}^+$ (R_{14} , R_{15} , R_{22} и \bar{R}_{23}), и маловероятны механизмы R_{12} и R_{13} . Тогда скорость накачки j' -го уровня может быть представлена в виде

$$\frac{dn_j}{dt} = \frac{1}{V} \left\{ \sum_{r,j} \int_{\Gamma} n_r n_p v_r \sigma_{jr}^{mnr} dV + \sum_{r,j} \int_{\Gamma} \int_{v_{E_1}}^{v_{E_2}} n_r n_p v_r \sigma_{jr}^{mnr} f(v_r) dv_r dV \right\},$$

где первая сумма — скорость возбуждения молекул первичными электронами, вторая — вторичными; n_i и n_j — заселенности вращательных уровней в состояниях $X^1\Sigma^+ \text{ HF}$ и $A^2\Sigma^+ \text{ HF}^+$; n_p и n_s — концентрации; v_p и v_s — скорости первичных и вторичных электронов; $f(v_s)$ — функция распределения по скоростям вторичных электронов. Интегрирование по энергии идет от порога возбуждения $A^2\Sigma^+$ до энергии первичных электронов.

Скорость опустошения описывается выражением

$$\frac{dn_j}{dt} = - \left\{ n_j \sum_{r,j'} A_{j'j}^{r,r'} + n_j n_0 K_j^q \right\}.$$

Здесь первый член справа — скорость опустошения j' -го уровня из-за спонтанного излучения, второй — за счет безызлучательных переходов (гашение флуоресценции и колебательно-вращательная релаксация в $A^2\Sigma^+$); K_j^q — константа гашения флуоресценции (в нее введена интегральная скорость колебательно-вращательной релаксации в $A^2\Sigma^+$).

В равновесии скорости опустошения и накачки равны, и потому

$$n_j = \frac{\left\{ \sum_{r,j'} \int n_p n_p \sigma_{jj'}^{lmr} dV + \sum_{r,j'} \int \int_{V \in E_i} n_j n_s \sigma_{jj'}^{lmr} f(v_s) dv_s dV \right\}}{V \left\{ \sum_{r,j'} A_{j'j}^{r,r'} + n_j n_0 K_j^q \right\}}.$$

Подставляя коэффициент Эйнштейна в излучении [9] и учитывая, что в рамках оптической модели возбуждения $\sigma_{jj'}^{lmr} = \sigma_e^m q_{rv} P_{jj'}$ (σ_e^m — сечение возбуждения $A^2\Sigma^+$ состояния электронами, q_{rv} — фактор Франка — Кондона в возбуждении, $P_{jj'}$ — фактор Хейнля — Лондона в возбуждении), имеем интенсивность вращательной линии

$$I_{r,r'}^j = C \frac{hc i_p \sigma_e^m S_e^{mm}}{1 + \tau_j n_0 K_j^q} \frac{v_{j'j}^4 q_{rv} P_{jj'}}{\sum_{r,j'} (q_{rv} P_{jj'} v_{j'j}^3)} \sum_r \left[q_{rv} \sum_j n_j P_{jj'} \right] [1 + f(n_0, f(v_s), E_p)],$$

где S_e^{mm} — момент электронного перехода; q_{rv} — фактор Франка — Кондона в излучении; $P_{jj'}$ — фактор Хейнля — Лондона в излучении; $i_p = n_p v_p$ — ток пучка первичных электронов; τ_j — излучательное время жизни j' -уровня; $f(n_0, f(v_s), E_p)$ — вклад вторичных электронов в возбуждение $A^2\Sigma^+$ состояния, описываемый выражением

$$f(n_0, f(v_s), E_p) = \frac{\sum_{r,j'} \int \int_{V \in E_i} n_j n_s \sigma_{jj'}^{lmr} f(v_s) dv_s dV}{\sum_{r,j'} \int n_p n_p \sigma_{jj'}^{lmr} dV}.$$

Подставляя в формулу для интенсивности соответствующие значения факторов Хейнля — Лондона [16], получаем интенсивности линий для каждой ветви перехода $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi, \text{ HF}^+$.

Для расчета структуры полос и распределения интенсивностей линий указанного перехода была составлена программа (учитывающая аппаратную функцию измерительной системы), позволяющая делать расчеты контура полосы и интенсивностей линий и проводить их сравнение с экспериментально измеренными спектрами. Так, для проверки равновесности спектров при измерениях в статических условиях проведено сравнение расчетных спектров, базирующихся на предположении равновесного распределения заселенностей вращательных уровней в $X^1\Sigma^+ \text{ HF}$ с температурой, равной температуре стенок камеры, и экспериментально записанных спектров, полученных в парах чистого HF в статике при малых давлениях, когда влияние вторичных процессов, квадратичных по плотности, пренебрежимо мало (см. таблицу). Из сравнения спектров следует, что при малых давлениях расчет удовлетворительно описывает эксперимент. Проведенные оценки вклада вторичных электронов в возбуждение линий HF⁺ позволяют пренебречь им в диапазоне

Полоса (2—0) G_2 перехода $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi; HF^+$

| Номер пика | Линии | Нормированные интенсивности пиков | |
|------------|--|-----------------------------------|-------------|
| | | Расчет | Эксперимент |
| 1 | $R_2(1/2, 3/2, 5/2); Q_{R12}, Q_2(1/2)$ | 0,105 | 0,094 |
| 2 | $R_2(7/2); Q_{R12}, Q_2(3/2, 5/2); P_{Q12}, P_2(1/2, 3/2); O_{P12}(1/2)$ | 0,292 | 0,277 |
| 3 | $R_2(9/2); Q_{R12}, Q_2(7/2); P_{Q12}, P_2(5/2); O_{P12}(3/2)$ | 0,190 | 0,210 |
| 4 | $R_2(11/2); Q_{R12}, Q_2(9/2), P_{Q12}, P_2(7/2); O_{P12}(5/2)$ | 0,230 | 0,193 |
| 5 | $Q_{R12}, Q_2(11/2); P_{Q12}, P_2(9/2)$ | 0,096 | 0,097 |
| 6 | $O_{P12}(7/2)$ | 0,024 | 0,043 |
| 7 | $P_{Q12}, P_2(11/2)$ | 0,038 | 0,046 |
| 8 | $O_{P12}(9/2)$ | 0,026 | 0,040 |

давлений до ~ 25 Па. Оценка констант гашения вращательных уровней даст величины, сопоставимые с литературными данными по гашению колебательных состояний [15].

Полученные результаты доказывают возможность использования техники ЭПД при исследованиях в потоках фтороводородных смесей. Однако существенное перекрытие регистрируемых полос продуктами диссоциации HF накладывает серьезные ограничения как на диапазон длин волн, так и на выбор измеряемых параметров потока.

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., Карелов Н. В. и др. Электронно-пучковая диагностика азота. Многоквантовые вращательные переходы при возбуждении // ПМТФ.— 1984.— № 3.
3. Ребров А. К., Сухинин Г. И., Шарафутдинов Р. Г., Ленгран Ж.-К. Электронно-пучковая диагностика в азоте. Вторичные процессы // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, № 5.
4. Карелов Н. В., Мадирбаев В. Ж., Шарафутдинов Р. Г. Исследование электронно-колебательного спектра излучения хлористого водорода, возбужденного пучком электронов // ПМТФ.— 1987.— № 2.
5. Борзенко Б. И., Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Экспериментальное исследование заселенности вращательных уровней молекул в свободной струе азота // ПМТФ.— 1980.— № 5.
6. Beylich A. E. Experimental investigation of carbone dioxide jet plumes // Phys. Fluids.— 1971.— V. 14, N 5.
7. Косинов В. А., Сковородко П. А. Расчет факторов Франка — Кондона процессов возбуждения молекулярных полос первой отрицательной системы азота и окиси углерода // Оптика и спектроскопия.— 1973.— Т. 35, № 3.
8. Карелов Н. В., Мадирбаев В. Ж., Шарафутдинов Р. Г. и др. Инверсное распределение заселенностей колебательных уровней в $A^2\Sigma^+$ состоянии иона HCl, возбужденного электронным ударом // ЖТФ.— 1982.— Т. 52, № 8.
9. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул/Под ред. Р. В. Хохлова.— М.: Мир, 1980.
10. Гартвич Г. Г., Зарвин А. Е., Каляда В. В., Мадирбаев В. Ж. Использование электронно-пучковой диагностики для исследования газовых потоков фтористого водорода // ПМТФ.— 1993.— № 5.
11. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул.— М., 1949.
12. 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: ИТ СО АН СССР, 1979.
13. Gewurtz S., Lew H., Flainek P. The electronic spectrum of HF^+ // Can. J. Phys.— 1975.— V. 53.
 14. Зарвин А. Е., Колеватов В. Н., Каляда В. В., Мадирбаев В. Ж. Формирователь коротких токовых импульсов для управления электронно-лучевой пушкой // ПТЭ.— 1992.— № 2.
 15. Van Sprang H. A., De Heer F. J. A study of the emission spectrum of HF excited by electrons // J. Chem. Phys.— 1978.— V. 33.
 16. Kovacs J. Rotational structure in the spectra of diatomic molecules.— Budapest: Akademiai Kiado, 1969.

г. Новосибирск

Поступила 11/III 1993 г.
