

УДК 539.194 : 533.6.011.8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОКСИДИ УГЛЕРОДА С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В. А. Косинов

(Новосибирск)

Получено выражение для отношения интенсивностей электронно-колебательных, возбужденных электронным пучком полос окиси углерода в зависимости от колебательной температуры. Экспериментально измеренная колебательная температура согласуется с температурой газа в струе за звуковым соплом с замороженной колебательной температурой.

При прохождении электронного пучка высокой энергии через молекулярный газ низкой плотности возбуждаются несколько систем полос, механизм возбуждения которых в общем случае различный. Измерение колебательной температуры разреженного газа с помощью зондирования электронным пучком основывается на использовании зависимости эмиссии какой-либо электронно-колебательной полосы молекулярного спектра от заселенности нижних колебательных уровней молекулы.

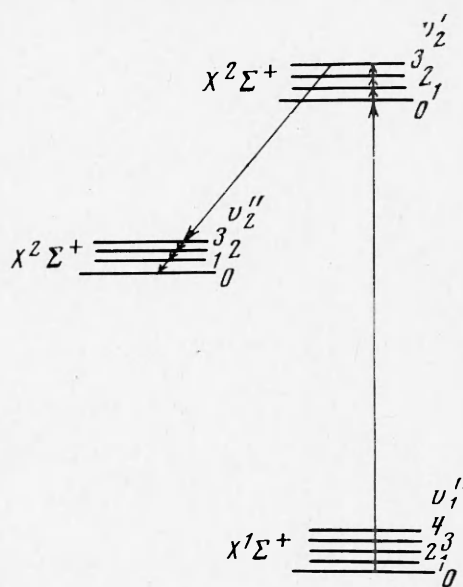
В работе [1] показано, что для целей электронно-пучковой диагностики потоков разреженного газа подходят только такие полосы молекулярного спектра, механизм возбуждения которых прямой и не возмущен газокинетическими столкновениями в диапазоне исследуемых плотностей потока. Первое условие соответствует тому, чтобы молекула газа из основного состояния возбуждалась первичными электронами пучка и уровень, испускающий выбранную полосу, не имел каскадного заселения. Второе условие требует, чтобы уровень, испускающий выбранную полосу, имел малое время жизни.

Полосы спектра эмиссии окиси углерода, возбужденной электронным пучком, исследовались в работе [2]. Было показано, что для целей электронно-пучковой диагностики потоков окиси углерода пригодны только полосы первой отрицательной системы молекулярного иона CO^+ (переход $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$). На фиг. 1 показан механизм возбуждения эмиссии полос первой отрицательной системы, расположенной в области спектра 2000—2500 Å, доступной для регистрации ее прибором с кварцевой оптикой. Молекула газа из основного состояния $X^1\Sigma^+$ переводится электронами пучка в состояние $B^2\Sigma^+$ иона CO^+ . Колебательные уровни этого состояния имеют малое время жизни ($4 \cdot 10^{-8}$ сек [3]); поэтому возмущениями, вносимыми газокинетическими столкновениями, можно пренебречь до давления 0.2 мм рт. ст. при температуре 300° К [2]. Более высокого возбужденного состояния иона CO^+ замечено не было, поэтому состояние $B^2\Sigma^+$ не имеет каскадного заселения. В этих условиях интенсивность эмиссии электронно-колебательной полосы ($v_2'v_2''$) определяется выражением

$$(1) \quad I_{v_2'v_2''} = K(\lambda_{v_2'v_2''}) N_{v_2} h\nu_{v_2'v_2''} c A_{v_2'v_2''}$$

при регистрации ее каким-либо спектральным прибором. Здесь индекс 2 относится к состояниям иона CO^+ , v_2' — номер колебательного уровня состояния $B^2\Sigma^+$, v_2'' — номер колебательного уровня состояния $X^2\Sigma^+$, $K(\lambda)$ — масштабная постоянная регистрирующего прибора, которая включает в себя коэффициент пропускания прибора и в общем случае зависит от длины волны регистрируемой эмиссии, N_{v_2} — заселенность колебательного уровня v_2' , $\nu_{v_2'v_2''}$ — волновое число перехода, h — постоянная Планка, c — скорость света.

При достаточно высокой температуре газа колебательные уровни основного состояния существенно заселены. В этом случае скорость возбуждения какого-либо колебательного уровня v_2' состояния $B^2\Sigma^+$ электронным пучком с плотностью тока i



Фиг. 1

определяется выражением [4, 5]

$$(2) \quad \xi = \frac{c_1 i}{e} \sum_{v_1''} N_{v_1''} P_{v_2' v_1''}$$

где $N_{v_1''}$ — заселенность колебательного уровня v_1'' состояния $\bar{X}^1 \Sigma^+$, c_1 — постоянная, зависящая от выбранной системы единиц, e — заряд электрона, $P_{v_2' v_1''}$ — сила возбуждения колебательной полосы быстрыми электронами.

Скорость девозбуждения уровня v_2' при отсутствии влияния тушащих столкновений определяется переходами с уровня v_2' на все уровни v_2'' состояния $X^2 \Sigma^+$ в пренебрежении переходами между колебательными уровнями состояния $B^2 \Sigma^+$

$$(3) \quad \beta = N_{v_2'} \sum_{v_2''} A_{v_2' v_2''}$$

При равновесии скорость возбуждения должна равняться скорости девозбуждения. Отсюда

$$(4) \quad N_{v_2'} = \frac{c_1 i}{e} \sum_{v_1''} P_{v_2' v_1''} N_{v_1''} / \sum_{v_2''} A_{v_2' v_2''}$$

Сила возбуждения электронно-колебательной полосы из основного состояния быстрыми электронами определяется выражением [6]

$$(5) \quad P_{v_2' v_1''} = \left| \int \psi_{v_2'}(r) G(r) \psi_{v_1''}(r) dr \right|^2$$

Здесь $G(r)$ — интеграл возмущения при возбуждении уровня v_2' электронным ударом, $\psi_{v_2'}(r)$ и $\psi_{v_1''}(r)$ — волновые функции движения ядер в состояниях $B^2 \Sigma^+$ и $X^1 \Sigma^+$ соответственно.

Если зависимость интеграла возмущения от межядерного расстояния можно пренебречь, то

$$(6) \quad P_{v_2' v_1''} = |G_e|^2 q_{v_2' v_1''}$$

$$(7) \quad q_{v_2' v_1''} = \left| \int_0^\infty \psi_{v_2'}(r) \psi_{v_1''}(r) dr \right|^2$$

где $q_{v_2' v_1''}$ — факторы Франка — Кондона процесса возбуждения.

С использованием (1), (4), (6) и в предположении, что заселенность колебательных уровней основного состояния определяется формулой Больцмана, отношение интенсивностей двух полос эмиссии, имеющих различные верхние уровни, имеет вид

$$(8) \quad \frac{I_{v_2' v_2''}}{I_{v_2' v_2''}} = \frac{K(\lambda_{v_2' v_2''}) v_{v_2' v_2''} A_{v_2' v_2''} \left[\sum_{v_1''} q_{v_2' v_1''} \exp(-G_{v_1''} hc / kT) \right] / \sum_{v_2''} A_{v_2' v_2''}}{K(\lambda_{v_2' v_2''}) v_{v_2' v_2''} A_{v_2' v_2''} \left[\sum_{v_1''} q_{v_2' v_1''} \exp(-G_{v_1''} hc / kT) \right] / \sum_{v_2''} A_{v_2' v_2''}}$$

Здесь $G_{v_1''}$ — энергии колебательных уровней v_1'' основного состояния, T — колебательная температура, k — постоянная Больцмана.

Поскольку масштабные постоянные зависят от длины волны и в общем случае остаются неизвестными, выражение (8) определено с точностью до отношения $K(\lambda_{v_2' v_2''}) / K(\lambda_{v_2' v_2''})$ при известных вероятностях переходов $A_{v_2' v_2''}$ и $A_{v_2' v_2''}$. Для определения масштабных постоянных требуется специальная тарировка спектрального прибора по эталонному источнику света, что в ультрафиолетовой области спектра связано с большими трудностями. Для исключения масштабных постоянных поделим выражение (8) на отношение интенсивностей этих же полос при достаточно низкой колеба-

тельной температуре, когда заселенностью верхних колебательных уровней можно пренебречь по сравнению с заселенностью нулевого уровня. Для окиси углерода такое пренебрежение заведомо справедливо уже при температуре 300° К. Тогда выражение для приведенного отношения интенсивностей полос примет вид

$$(9) \quad F(T) = \frac{\left(\frac{I_{v_2'v_2''}}{I_{v_2'a'v_2'a''}} \right)_T \left(\frac{I_{v_2'v_2''}}{I_{v_2'a'v_2'a''}} \right)_{T=300^\circ \text{К}}^{-1}}{\frac{q_{v_2'0}}{q_{v_2'a'0}} \frac{\sum_{v_1''} q_{v_2'v_1''} \exp(-G_{v_1''} hc / kT)}{\sum_{v_1''} q_{v_2'a'v_1''} \exp(-G_{v_1''} hc / kT)}}$$

В выражение (9) входят только факторы Франка — Кондона процесса возбуждения полос и энергетические величины основного состояния. Факторы Франка — Кондона, входящие в выражение (9), определяются выражениями типа (7) для различных колебательных уровней состояний $X^1\Sigma^+$ и $B^2\Sigma^+$. Эти величины можно найти в работе [6]. Достаточно точные значения энергий колебательных уровней состояния $X^1\Sigma^+$ приведены в работе [7].

Выражение (9) представляет собой трансцендентное уравнение для T и в общем виде не разрешимо. Для определения колебательной температуры была рассчитана зависимость $F(T)$ с шагом в 50° К от 400 до 2000° К на ЭВМ типа «Мир-1». Результаты расчетов для отношений интенсивностей полос I_{01}/I_{23} , I_{12}/I_{23} и I_{03}/I_{36} первой отрицательной системы CO^+ представлены на фиг. 2. Как следует из выражения (9), кривые с различными нижними колебательными уровнями и с одним верхним уровнем совпадают. Вследствие этого отношения интенсивностей полос I_{03}/I_{25} и I_{03}/I_{36} совпадают с отношениями I_{01}/I_{23} и I_{01}/I_{34} . Анализ наблюдаемых полос показал, что наиболее удобными полосами являются полосы с $\Delta v = v_2' - v_2'' = -3$, т. е. полосы 0,3, 1,4, 2,5 и 3,6. Отношения интенсивностей полос I_{01}/I_{12} и I_{03}/I_{14} слабо зависят от температуры.

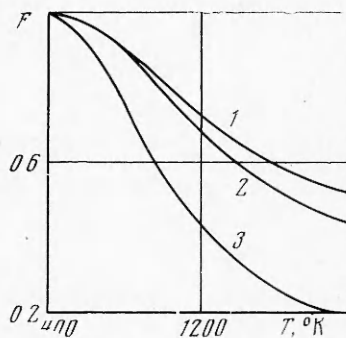
С использованием результатов расчета (фиг. 2) неизвестная колебательная температура может быть определена в эксперименте, если измерены отношения интенсивностей выбранных полос. Точность определения температуры будет зависеть от точности измерения отношения интенсивностей полос и справедливости описания процесса возбуждения факторами Франка — Кондона, а также от точности расчета факторов Франка — Кондона.

Результаты расчета сравнивались с экспериментально измеренными значениями $F(T)$ для полос первой отрицательной системы CO^+ в окиси углерода, расширяющейся в вакуум.

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе низкой плотности [8] в свободной струе окиси углерода за звуковым соплом. Свечение газа, возбужденное электронным пучком (с энергией 20 кэВ), фокусировалось кварцевой линзой на входную щель монохроматора СРМ-2, оборудованного кварцевой призмой и фотоумножителем ФЭУ-39. Сигнал с фотоумножителя регистрировался с помощью потенциометра ЭППВ-60 без предварительного усиления. Интенсивности полос записывались на диаграммной ленте прибора сканированием спектра через всю последовательность полос с $\Delta v = -3$ и $\Delta v = -1$. Погрешность измерения отношений интенсивностей, зависящая только от стабильности работы фотоумножителя и потенциометра ЭППВ-60, не превышала $\pm 2\%$.

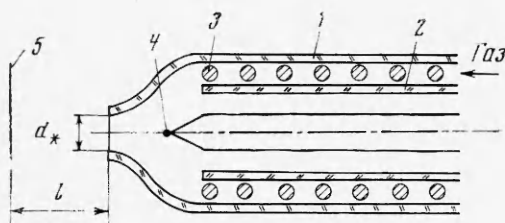
Электронный пучок генерировался электронной пушкой с магнитной фокусировкой, состоящей из двух линз, которые позволяли получать достаточно тонкий пучок электронов в рабочей зоне аэродинамической трубы низкой плотности. Отдельная вакуумная система позволяла получать в области катодного узла пушки давление порядка 10^{-5} мм рт. ст. при давлении в рабочей зоне аэродинамической трубы до 1 мм рт. ст.

В качестве эмиттера электронов использована таблетка из гексаборида лантана, спеченного в вакууме. Для устойчивой эмиссии электронов таблетка нагревалась до температуры не менее 1600° С при помощи нагревательного элемента из вольфрамовой проволоки. Все нагреваемые узлы катодного узла изготовлены из молибдена и тантала.



Фиг. 2

Ускоряющее напряжение 20 кэВ подавалось на катод пушки, а управляющее напряжение — на специальный управляющий электрод. Тщательная стабилизация ускоряющего и управляющего напряжений и стабилизация тока в магнитных линзах позволяли получать пучок диаметром $1.5 \div 2$ мм при токе пучка $2 \div 3$ ма стабильностью $\sim 2\%$ в течение 8 час работы.



Фиг. 3

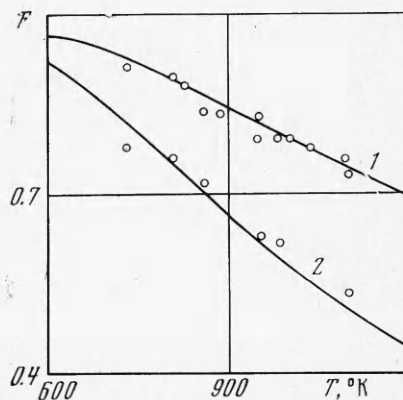
Газ нагревался в теплообменнике с электрическим подогревом, схема которого показана на фиг. 3. В зазоре между двумя коаксиальными кварцевыми трубками 1 и 2 помещался нагревательный элемент 3 в виде спирали из нихрома. Сужением наружной трубки образовано звуковое сопло с критическим диаметром 3 мм. Температура газа определялась образцовой платино-платинородиевой термопарой 4. Измерение температуры и давления газа в форкамере производилось через внутреннюю трубку.

Электронный пучок 5 находился на расстоянии 10 мм от среза сопла.

Давление торможения выбиралось таким, чтобы колебательная температура была замороженной при значении, близком к температуре торможения. В работе [9] показано, что время колебательной релаксации окиси углерода при температуре 1500° К составляет 10^{-3} сек·атм, что при максимальном в эксперименте давлении торможения 140 мм рт. ст. составляло $5.4 \cdot 10^{-3}$ сек. Таким образом, время колебательной релаксации значительно больше времени пролета газа от точки измерения температуры в форкамере до точки наблюдения, составляющего примерно $6 \cdot 10^{-4}$ сек. Использование свободной струи позволило получить узкие полосы с низкой вращательной температурой, что устраняло опасность перекрытия полос.

Эксперименты проводились в диапазоне температур $300 \div 1100^\circ$ К. Дальнейшее увеличение температуры ограничивалось возможностями нагревателя. Результаты экспериментов для отношения интенсивностей полос I_{01} / I_{23} и I_{03} / I_{36} представлены на фиг. 4, где сплошными кривыми показан расчет, а точками — экспериментальные значения. Эти значения в пределах погрешности измерения $F(T)$, составляющей $\pm 5\%$, согласуются с расчетом. Совпадение температуры, измеренной по полосам 2.3 и 3.6, в пределах погрешности измерения может косвенно указывать на наличие распределения Больцмана заселенностей в колебательных уровнях основного состояния молекулы при замороженной температуре.

В заключение автор благодарит А. К. Реброва и А. А. Бочкарева за ценные консультации и Н. И. Тимошенко за помощь в проведении эксперимента.



Фиг. 4

Поступила 14 V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Muntz E. P. Measurement of rotational temperature, vibrational temperature and molecule concentration in nonradiating flows of low density nitrogen. Univ. Toronto, Inst. Aerophys., 1961, Rept No. 71.
2. Косинов В. А., Бочкарев А. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Измерение плотности газов CO_2 , CO , H_2 и H_2O с помощью пучка электронов. В сб. «Вопросы гидродинамики и теплообмена». Новосибирск, 1972.
3. Lawrence G. M. Lifetimes and transition probabilities in CO . J. Quant Specrosc. and Radiat. Transfer, 1965, vol. 5, No. 2.
4. Атомные и молекулярные процессы. М., «Мир», 1964.
5. Lewis J. W. L., Williams W. D. Vibrational temperature measurements using the electron beam. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 6.

6. *Nicholls R. W.* Franck—Condon factors for ionizing transitions of O_2 , CO, NO and H_2 and for NO^+ ($A^1\Sigma - X^1\Sigma$) band system. *J. Phys. B (Proc. Phys. Soc.)*, 1968, vol. 1, No. 6.
7. *Mantz A. W.*, *Watson J. K. G.*, *Harahari Rao K.*, *Albritton D. L.*, *Schmeltekopf A. L.*, *Zare R. N.* Rydberg — Klein — Rees potential for the $\bar{X}^2\Sigma$ state of CO molecule. *J. Mol. Spectrosc.*, 1971, vol. 39, No. 1.
8. *Бочкарев А. А.*, *Косинов В. А.*, *Приходько В. Г.*, *Ребров А. К.* Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме. ПМТФ, 1970, № 5.
9. *Russo A. L.* Spectrophotometric measurements of the vibrational relaxation of CO in shock-wave and nozzle expansion-flow environments. *J. Chem. Phys.*, 1967, vol. 47, No. 12.

УДК 537.529

РАСЧЕТ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЭЛЕКТРОДНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ТЕРМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

В. И. Белых

(Москва)

Рассматривается контакт термически неравновесной плотной плазмы с эмиттирующим электродом в канале дозвукового МГД генератора. Учитывается только трехчастичная реакция рекомбинации, магнитное поле отсутствует. Приэлектродный слой разбивается на две области — квазинейтральности и пространственного заряда. Уравнения, описывающие электрофизические процессы в этих областях, численно решены на ЭВМ БЭСМ-6. Результаты расчетов представлены в виде вольт-амперных характеристик приэлектродного пограничного слоя при различных температурах стенки, ядра потока и электронов.

Рабочие характеристики МГД устройств зависят от коэффициента электропроводности плазмы, поэтому важно знать, каким образом можно его увеличить, учитывая в то же время конструктивные возможности используемых материалов.

Вообще говоря, в результате взаимодействия плазмы с электрическим полем температура электронов становится отличной от температуры ионов и нейтралов, а так как коэффициент электропроводности плазмы зависит от температуры электронов, то неравновесная ионизация в плазме вызывает большой интерес. В работах [1–3] предпринята попытка теоретически и экспериментально показать наличие неравновесной ионизации в плазме аргона с присадкой калия. В [4, 5] также исследовалась неравновесная ионизация благородных газов с присадкой щелочного металла.

В [6, 7] рассматривалось влияние повышенной электронной температуры вблизи поверхности изоляционной стенки в предположении равновесной концентрации электронов поперек пограничного слоя. Равновесная концентрация электронов определялась из уравнения Саха при температуре электронов. Для электродной стенки подобное допущение справедливо в ядре потока и в какой-то части пограничного слоя. Вблизи же стенки концентрации электронов будут определяться конечными скоростями рекомбинации [8], причем, если ионизационная неравновесность распространяется в достаточно большой области пограничного слоя ($l_s h \sim 0$ (δ_T)), то необходимо учитывать взаимодействие пограничного и приэлектродного слоев, так как температура тяжелых частиц, т. е. ионов, атомов присадки и основного газа, в данном случае будет отличаться от температуры поверхности проводящей стенки.

В данной работе исследуется приэлектродный пограничный слой с учетом диффузии, ионизации и рекомбинации заряженных частиц при заданных распределениях температуры и скорости основного газа. Рассматривается плотная плазма при давлении $P = 1 \text{ ата}$, так что температуру ионов и основного газа можно считать одинаковой. В общей постановке задача требует совместного решения уравнений диффузии и Пуассона с уравнениями магнитогидродинамического пограничного слоя. Однако при малой степени ионизации и малом параметре магнитного взаимодействия уравнения для определения скорости и температуры основного газа разделяются и могут решаться независимо.

В работе используются следующие допущения: 1) плазма квазинейтральная (за исключением приэлектродного слоя); 2) все компоненты плазмы, за исключением электронов, находятся в термическом равновесии; 3) поверхность электродов является поглощающей для заряженных частиц, движущихся к электродам. Поверхность эмитти-