

04; 07; 09

© 1992

ЛОКАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННОГО РЕАКТОРА  
ПРИ ДИССОЦИАЦИИ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА В СВЧ РАЗРЯДЕЮ.Б. Ефимова, М.А. Керимкулов,  
В.Г. Кириллова, В.Н. Очкин,  
С.Ю. Савинов, С.Н. Цхай

Диссоциация  $\text{CO}_2$  исследовалась в различных разрядных системах — в тлеющем, ВЧ, СВЧ, плазменно-пучковом, дуговом разрядах и др. Интерес к этому процессу связан с широким спектром технологических применений и возможностью на его примере изучать особенности плазмохимической кинетики [1–3]. Наибольший КПД разложения (до 80–90%) был достигнут в СВЧ разряде умеренного давления (50–200 Тор). По сложившемуся мнению, в последнем случае это связано с эффективным возбуждением нижних колебательных уровней электронным ударом с последующим колебательно-колебательным  $VV$  обменом, приводящим молекулы к границе диссоциации. При такой интерпретации естественно ожидать заметных различий скорости разложения в различных областях плазмы, в частности из-за влияния температуры газа на скорости процессов колебательной релаксации. Однако попытки соответствующих экспериментальных исследований до настоящего времени не были обеспечены адекватными пространственно-локальными методиками диагностики.

В данной работе методом КАРС проведены локальные измерения газовой и колебательной температур, а также плотностей молекул  $\text{CO}$ .

Схема реактора в целом близка к исследовавшимся ранее [3, 4]. Разряд осуществлялся в кварцевой трубке с внутренним диаметром 27 мм. Трубка пересекала волноводный СВЧ тракт прямоугольного сечения 4,5 x 9 см. Мощность СВЧ излучения  $\sim 1,2$  кВт, частота  $f = \frac{\omega}{2\pi} = 2,4$  ГГц. Давление  $\text{CO}_2$  70...120 Тор. Для предотвращения контакта плазмы со стенками трубки струя газа на входе в трубку закручивалась [3, 4].

Используемый КАРС-спектрометр и его параметры описаны в [5]. Зондирующие лазерные пучки распространялись в направлении, параллельном оси трубки. Ось трубки могла смешаться относительно лазерных пучков. Оптическая фокусирующая система обеспечивала локализацию области генерации КАРС-сигнала с размерами  $\sim 1$  мм вдоль и  $\sim 0,1$  мм поперек лазерных пучков.

Измерения колебательных  $T_K$  и газовых  $T_G$  температур проводились по интенсивностям в колебательной и вращательной структурах КАРС спектров  $\text{CO}$  соответственно. Плотность молекул  $\text{CO}$  определялась из полных интенсивностей КАРС-сигналов. Коррект-

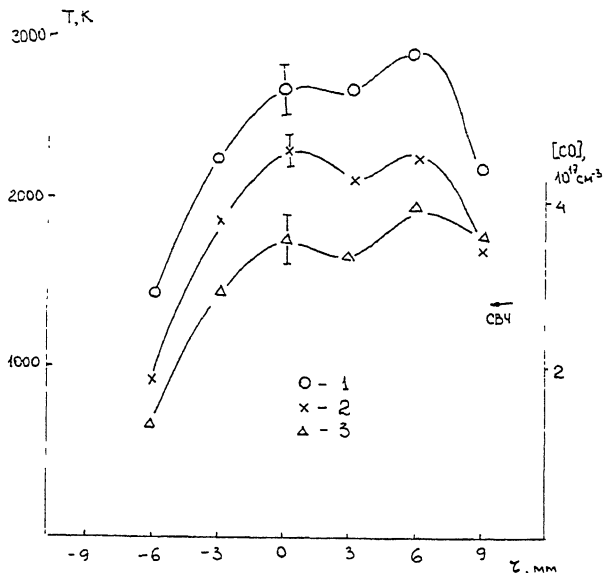


Рис. 1. Распределение по диаметру разряда колебательных (1), газовых (2) температур и плотность молекул CO (3).

ность калибровок контролировалась, в частности в экспериментах с равновесным газом.

На рис. 1 представлены примеры распределений  $T_K$ ,  $T_G$  и  $[CO]$  по диаметру разрядной трубки при давлении  $p=120$  Тор, удельном энергозкладе  $J=5$  Дж·см<sup>-3</sup>. Зависимости, характерные для всех исследованных условий, существенно несимметричны относительно оси трубки. Они достаточно хорошо коррелируют друг с другом, имея большие значения со стороны падения СВЧ волны. Другая, обращающая на себя систематическая особенность, связана с наличием провала на всех зависимостях. Отметим в этой связи, что асимметрия достаточно сильна и использование процедур восстановления пространственных параметров, основанных на решении обратных задач типа инверсия Абея, было бы некорректным.

Интерпретация первой особенности достаточно понятна и состоит в ослаблении СВЧ волны, проходящей через плазму. Природа провала менее очевидна и, на наш взгляд, связана с эффектом скинирования.

Оценим в связи с этим предположением толщину  $\delta$  скин-слоя исходя из экспериментальных усредненных данных о параметрах электронной компоненты, приведенных в [2] для близких условий. В соответствии с указанными измерениями плотность электронов  $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов  $T_e \sim 1.5$  эВ, эффективная частота столкновений электронов с молекулами  $\nu_{\text{эфф}} \sim 1.2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . В таких условиях [2], т. е.  $n_e > n_c \nu_{\text{эфф}} / \omega^2$ ,  $\nu_{\text{эфф}} > \omega$

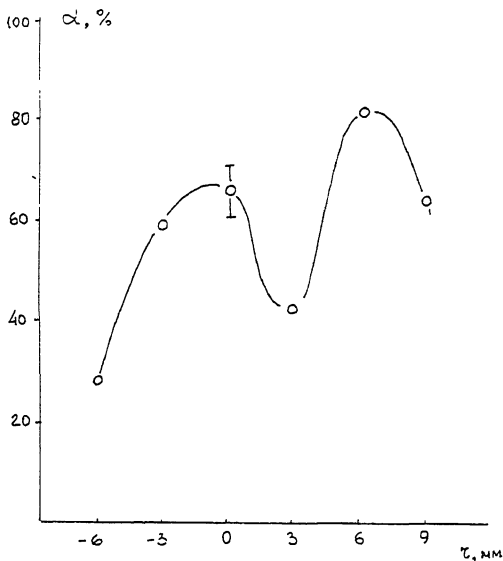


Рис. 2. Распределение по диаметру разряда степени диссоциации  $\alpha$  молекул  $\text{CO}_2$ .

$$\delta = \frac{c}{\omega} \left( \frac{2n_c \nu_{\text{эфф}}}{n_e \omega} \right)^{1/2},$$

где  $n_c = m\omega^2(4\pi e^2)^{-1}$  – критическая концентрация, при которой плазменная частота равна частоте поля,  $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона. В рассматриваемом случае  $\delta \sim 7$  мм.

Визуально наблюдаемый диаметр светящегося плазменного контурированного столба  $\sim 10$  мм сопоставим с толщиной  $\delta$ , что и приводит к не очень резко выраженному провалу и поглощаемой СВЧ мощности в середине плазменного шнура. Большая часть мощности поглощается на периферии, что и соответствует максимумам в зависимостях для нагрева и колебательного возбуждения молекул.

На рис. 2 показано распределение степени диссоциации  $\alpha$  молекул  $\text{CO}_2$  по диаметру разрядной трубки, соответствующее данным рис. 1 (предполагалось выполнение баланса по углероду и постоянство давления по диаметру). Видно, что локальные значения  $\alpha$  достигают значений  $\sim 80\%$  в областях наибольшего энерговыклада. Эти данные позволяют объяснить насыщение в зависимости суммарной степени диссоциации  $\alpha$  на выходе плазмохимического реактора от энерговыклада  $J$  на уровне  $\sim 25\%$  [3, 6]. Поскольку время нахождения частиц рабочего газа в разряде при используемых скоростях протока газа  $Q \sim 0.1-0.35$  л/с  $\tau_p \leq 10^{-2}$  с меньше времени термодиффузии частиц по радиусу трубки  $\tau_d \sim 0.2$  с, то насы-

шение  $\alpha(J)$  определяется долей потока молекул, протекающего через химически активную область.

С этой точки зрения „модельная“ геометрия реактора и частота СВЧ поля, характерные для большинства ранее проведенных, в том числе упомянутых выше экспериментов, не являются вполне оптимальными в отношении достижения наибольшей степени диссоциации  $\text{CO}_2$ . Это обстоятельство, связанное со скинированием энергоклада, должно особенно внимательно учитываться при масштабировании реакторов для практических нужд технологии.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] О ч к и н В.Н. // Тр. ФИАН. 1974. Т. 78. С. 3-59.
- [2] С л о в е ц к и й Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 310 с.
- [3] Р у с а н о в В.Д., Ф р и д м а н А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984. 415 с.
- [4] Б у т ы л к и н Ю.П., Ж и в о т о в В.К., К р а ш е н и н - н и к о в Е.Г. // ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 925-932.
- [5] О ч к и н В.Н., С а в и н о в С.Ю., С о б о л е в Н.Н., Ц х а й С.Н. // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 1283-1290.
- [6] К е р и м к у л о в М.А., О ч к и н В.Н., С а в и н о в С.Ю., С п и р и д о н о в М.В., Ц х а й С.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. В. 4. С. 212-216.

Поступило в Редакцию  
28 февраля 1992 г.