



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Беспалашников, В. И. Блохин, В. Б. Воронин, В. А. Мыслин, С. В. Пашкин, А. Д. Петрова, Н. В. Симонова, Н. А. Соколов, Об особенностях образования озона в тлеющем разряде в поперечном потоке смеси $N_2 + O_2$, *ТВТ*, 1983, том 21, выпуск 2, 383–385

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

9 декабря 2024 г., 23:41:43



При этом свободная энергия системы принимает вид

$$F = F_{\text{ид}} + \frac{nN}{V} \frac{2\pi\hbar^2 a}{m} \left(1 + \frac{8}{3} \pi a N \frac{\pi a}{4a_0 r_0 a} \right), \quad (6)$$

где n — плотность электронов; V — объем системы.

Интересным является случай $a < 0$. При отрицательных длинах рассеяния, как видно из (5), (6), с ростом плотности атомов второй вириальный коэффициент и выражение в круглых скобках формулы (6) уменьшаются, следовательно, уменьшается «неидеальность» на один атом нейтральной компоненты. При $N = -(3/2\pi^2) a_0 r_0 a / \alpha^2$ второе слагаемое в (6) обращается в нуль, и неидеальность плазмы обуславливается членами более высокого порядка. При дальнейшем увеличении плотности поправка изменяет знак, т. е. притяжение между электронами и атомами переходит в отталкивание.

Прежде чем перейти к объяснению причин, вызвавших изменение характера взаимодействия электрон — атом, обсудим кратко специфику рассеяния электрона на атомах в случае, когда в сечении рассеяния наблюдается минимум Рамауэра. При наличии минимума в сечении можно утверждать, что вклады от короткодействующего отталкивания электрона атомом и дальнедействующего притяжения в сечении рассеяния близки между собой. При этом дальнедействие несколько преобладает, что и определяет отрицательное значение длины рассеяния. Резкое уменьшение сечения с ростом энергии электрона обусловлено уменьшением вклада дальнедействующего потенциала, так как его асимптотика «отскакивает» осциллирующей волновой функцией электрона, имеющего конечную длину волны. При определенной длине волны отталкивание и притяжение полностью компенсируют друг друга, что соответствует минимуму в сечении рассеяния. При дальнейшем повышении энергии электрона преобладающим становится отталкивание и происходит возрастание сечения рассеяния.

Нечто подобное происходит и в плазме по мере увеличения плотности, только здесь вместо осцилляций волновой функции причиной, уменьшающей вклад дальнедействия в сечении рассеяния, является взаимодействие наведенных диполей атомов. Последнее влияет только на дальнедействующую часть потенциала [5] и, как видно из (2), при отрицательной длине рассеяния уменьшает ее. В результате при определенной плотности нейтральной компоненты начинает превалировать отталкивание и «неидеальность» плазмы меняет знак.

Отметим, что переход от притяжения к отталкиванию происходит при умеренных плотностях, когда $8/3\pi a N \ll 1$, так как для атомов большой поляризуемости комбинация $\pi a / (4a_0 r_0 a)$ может быть много больше единицы, т. е. даже малые вариации дальнедействующей части потенциала способны изменить характер взаимодействия электронов с атомами.

Описанный выше эффект объясняет, по-видимому, отсутствие в плотном аргоне связанных с присутствием электронов кластеров [6], которые, казалось бы, должны там образовываться вследствие отрицательной длины рассеяния электронов на атомах аргона.

Институт физической химии
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
19.III.1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Якубов И. Т. В кн.: Химия плазмы. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1974.
2. Iakubov I. T., Roldughin V. I. Phys. Lett., 1975, v. 50A, № 6.
3. O'Malley T. F. Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 1020.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
5. Lekner J. Phys. Rev., 1967, v. 158, p. 130.
6. Храпак А. Г., Якубов И. Т. УФН, 1979, т. 129, № 1, с. 45.

УДК 539.196

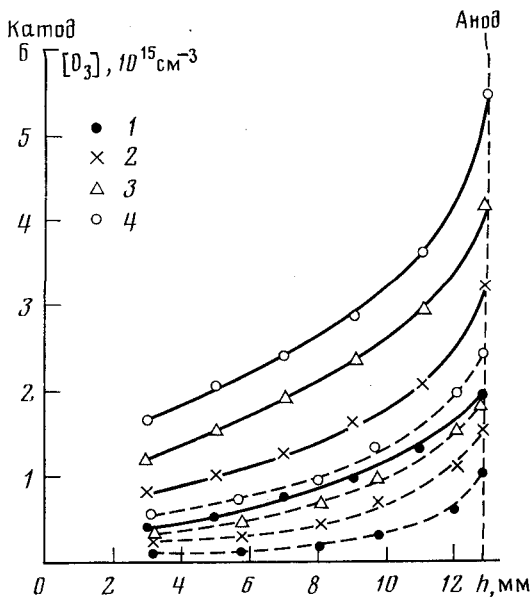
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ОЗОНА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ СМЕСИ $N_2 + O_2$

Бесшапошников А. А., Блохин В. И., Воронин В. Б., Мыслин В. А.,
Пашкин С. В., Петрова А. Д., Симонова Н. В., Соколов Н. А.

Как показано в [1–3], газоразрядные камеры быстропоточных лазеров являются эффективными производителями озона. Поскольку образование озона идет посредством трехтельного процесса $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$, где концентрация атомов кислорода определяется скоростью диссоциации молекул кислорода электронным ударом, величина напряженности электрического поля E/N оказывает существенное влияние на выход озона. Тлеющий разряд среднего давления ($p = 30\text{--}300$ мм рт. ст.) имеет сравнительно узкие, толщиной много меньше миллиметра, приэлектродные области и протяженный ($h = 1\text{--}10$ см) слабооднородный положительный столб (ПС), напряженность поля в котором растет от катода к аноду [4, 5]. Следует поэтому ожидать, что скорость образования и, как следствие этого, концентрация озона в разных

областях разрядного промежутка будет различна. Цель данной работы — исследование особенностей образования озона в тлеющем разряде в поперечном потоке сухого воздуха (содержание паров воды не превышало $10^{-4}\%$).

Эксперимент проводился в плоской газоразрядной камере с поперечным относително потока газа разрядом. Для увеличения удельного энерговклада катод секционировался вдоль и поперек потока, причем каждый катодный элемент подключался к источнику электропитания через индивидуальное балластное сопротивление. Подробно конструкция газоразрядной камеры описана в [6]. Расстояние между катодными элементами и анодом составляло в разных опытах $h=1,3$ и $2,4$ см, размер камеры по потоку $L=25$ и 50 см, поперек потока (вдоль зондирующего луча) $l=15$ см. Давление сухого воздуха изменялось в пределах $p=70-170$ мм рт. ст., скорость потока $V=50-250$ м/с, разрядный ток $I=1-2,5$ А.



Распределение концентрации озона в межэлектродном зазоре газоразрядной камеры (сплошные кривые соответствуют $L=50$ см, пунктир — 25) при токе разряда: 1 — 1А; 2 — 1,5; 3 — 2; 4 — 2,5

Измерения концентрации озона проводились методом абсорбционной спектроскопии на длине волны $\lambda=253,3$ нм в центре полосы Хартли, где сечение поглощения максимально и равно $\sigma=1,08 \cdot 10^{-17}$ см². Толщина зондирующего луча составляла ~ 1 мм при ширине 5 мм. Погрешность измерений не превышала 10%, за исключением прианодной области, где вследствие наложения на полосу поглощения O_3 излучения γ -полосы NO ее величина составляла $\sim 25\%$. С целью уменьшения возможного влияния рефракции на погрешность измерений, эксперименты проводились при ширине входной щели монохроматора МДР-3, равной 0,5 мм. Из-за конструктивных особенностей газоразрядной камеры измерения в области толщиной 3 мм вблизи катода не проводились.

На рисунке представлены измеренные распределения концентрации озона в межэлектродном промежутке $h=13$ мм для $p=108$ мм рт. ст., $V=105$ м/с, $T=270$ К в короткой ($L=25$ см) и длинной ($L=50$ см) по потоку камерах. Измерения в обоих случаях проводились непосредственно в разряде у последних электродов. Видно, что концентрация озона сильно растет от катода к аноду, при этом концентрация озона у анода в несколько раз превышает концентрацию озона вблизи катода. Аналогичные зависимости наблюдались во всем исследуемом диапазоне давлений, температур и скоростей потока и разных межэлектродных зазоров, что находится в соответствии с моделью тлеющего разряда в потоке газа [4]. Во всех точках разрядного промежутка (при разных h) $[O_3]$ монотонно растет с ростом тока. Сравнение зарегистрированных распределений $[O_3]$ на длинной и короткой камерах свидетельствует об увеличении выхода озона с увеличением длины камеры при одинаковом энерговкладе. Качественно это объясняется сравнительно малой скоростью накопления озона ($O+O_2+M \rightarrow O_3+M$) по сравнению с временем пролета газа через разрядную камеру.

Замечено также, что при одинаковом удельном энерговкладе усредненный по сечению выход озона тем больше, чем меньше межэлектродный зазор. Кажущееся противоречие с моделью [4] устраняется, если сделать предположение о турбулентном переносе O от прианодной к прикатодной части разряда. За счет увеличения скорости отлпания у катода растет напряженность электрического поля в ПС и, следовательно, генерация атомарного кислорода.

В [7] высказывалось предположение, что большой выход озона связан с существованием в ПС разряда неоднородностей типа движущихся доменов сильного поля [8]. В наших экспериментах во всем исследуемом диапазоне изменения параметров разряда p , V , I , как показывают осциллограммы пульсации напряжения, а также скоростная фотография с помощью ЭОП с экспозицией 10^{-7} – 10^{-5} с, домены такого типа, а также неустойчивости в ПС разряда отсутствуют.

Таким образом, проведенные эксперименты подтверждают факт существования неоднородности ПС в поперечном тлеющем разряде – напряженность поля в ПС растет от катода к аноду. Относительно большой выход озона не связан с появлением в ПС различного вида неустойчивостей, образованием дуг, страт и доменов, а определяется в основном величиной напряженности электрического поля в разряде.

Институт атомной энергии
имени И. В. Курчатова

Поступило в редакцию
26.IV.1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Артамонов А. В., Напартович А. П., Наумов В. Г., Шашков В. М. Физика плазмы, 1978, т. 5, № 1, с. 194.
2. Besshaposnikov A. A., Blokhin V. I., Voronin V. B. et al. ICPIG, Minsk, 1981, p. 227.
3. Бессапошников А. А., Блохин В. И., Воронин В. Б. и др. ХВЭ, 1982, т. 16, № 4, с. 643.
4. Бреев В. В., Пашкин С. В. Препринт ИАЭ им. И. В. Курчатова № 2959, М., 1978.
5. Блохин В. И., Пашкин С. В. ТВТ, 1976, т. 14, № 2, с. 378.
6. Борисов В. М., Блохин В. И., Пашкин С. В., Шулаков В. Н. Письма ЖЭТФ, 1980, т. 6, № 18, с. 1446.
7. Артамонов А. В., Напартович А. П. ХВЭ, 1978, т. 14, № 1, с. 152.
8. Акишев Ю. Ф., Напартович А. П., Пашкин С. В. Физика плазмы, 1978, т. 14, № 1, с. 152.

УДК 533.93

БАЛАНС ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

Елецкий А. В., Назарян А. О., Смирнов Б. М.

1. Относительный вклад различных процессов электронно-молекулярных соударений в баланс энергии электронов в разряде молекулярного газа необходим для определения электрических, оптических и химических свойств такого разряда. Подробные и достаточно надежные расчеты такого рода, основанные на измерениях коэффициентов диффузии и подвижности электронов, а также на вычислении неравновесной функции распределения электронов по энергиям, выполнены для N_2 [1–4], H_2 [5], CO [3, 6–8]. Возможность осуществления таких расчетов для указанных газов обусловлена тем, что области изменения отношения E/N (E – напряженность электрического поля, N – плотность молекул), где определяющий вклад в баланс энергии электронов дают процессы возбуждения вращательных, колебательных и электронных состояний молекул, перекрываются лишь в небольших диапазонах. Это позволяет, используя результаты измерений кинетических коэффициентов электронов в определенной области изменения отношения E/N , однозначно восстанавливать сечение того из процессов неупругого взаимодействия электрона с молекулой, который вносит основной вклад в баланс энергии электронов в рассматриваемой области.

Цель данной работы – определение баланса энергии электронов в разряде молекулярного кислорода. Поскольку энергия возбуждения нижних электронных состояний молекулы кислорода относительно невысока, в широкой области изменения E/N процессы возбуждения колебательных и электронных состояний молекулы кислорода дают сопоставимый вклад в баланс энергии электронов. Поэтому традиционная методика расчета баланса энергии электронов в смесях, содержащих кислород, приводит к противоречивым результатам [3, 10]. В данной работе для преодоления указанных противоречий используются результаты недавних экспериментов [11, 12], в которых измерена константа скорости возбуждения нижних электронных уровней молекулы кислорода ($a'\Delta_g$ и $b'\Sigma_g$) в смесях кислорода с инертными газами. Обработка этих результатов, а также экспериментальных данных по диффузии и подвижности электронов в кислороде позволяет достаточно надежно отделить долю энергии, идущую на возбуждение электронных состояний молекулы, от доли энергии, расходуемой на возбуждение колебательных и вращательных состояний молекул.

При этом отметим, что используемые измерения отвечают быстро растущей части кривой зависимости константы скорости процесса от напряженности электрического поля. Поэтому константа скорости процесса представляется в логарифмическом масштабе, что снижает точность ее определения. Используемый метод, который опирается на измерение плотности возбужденных молекул кислорода, не позволяет отделить вклад каскадных процессов возбуждения рассматриваемых состояний от прямого канала заселения этого уровня. Поэтому при выяснении путей расхо-