

индекс 3624

Препринт ЕФН-1037(87)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՄԻՏ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՆԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՄԻՏ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Գ.ԳԱՐՄԻՆՅԱՆ, Լ.Ս.ԲԱԲԱԿՅԱՆ

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՆԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՄԻՏ



ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН — 1987

Գ.Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Լ.Պ. ԲԱՐԱՆՅԱՆՑ

ԹՔՎԱԾՆԱՅԻՆ ՊԼԱՋՄԱՅԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԲՆՈՒՓԱՎԳՐԵՐԸ

Կատարված են թթվածնի ցածր ջերմաստիճանային պլազմայի հետազոտություններ ջերմազույգային, զոնդային և սպեկտրալ մեթոդներով 2-8 Թոր մնշումների, 30-100 մՄ պարպումային հոսանքների և զազի մղման 0,5, 10 մ/վրկ արագությունների տիրույթներում: Չափված են զազի ջերմաստիճանը, էլեկտրոնների և $3p^5P$ վիճակում գտնվող ատոմական թթվածնի խտությունները, երկայնական էլեկտրական դաշտի լարվածությունը: Ստացված են զազի ջերմաստիճանի և էլեկտրոնային խտության ըաշխումները ըստ պարպման դրական սյան շառավղի: Կատարված է թթվածնի պարպման դրական սյան մոդելի դիտարկում, որը ինքնահամաձայնեցված էլեկտրական դաշտի և սարքական փոխազդեցությունների արագությունների հաստատունների վերլուծության հիման վրա որակազույց բացատրում է էլեկտրոնների շտապիային ըաշխումը: Գտնված են արարման հոսանքների և մնշման այն սահմանները, որտեղ զազի մղում կիրառելիս դիտվում է արարումային լարման, դաշտի լարվածության զազի և էլեկտրոնների ջերմաստիճանների զազի մեծացումը: Գտնված են $O_2(2^1g)$ վիճակի ատոմների խտությունը արագության հաստատունը: Գտնված են խտությունների լուծումից և մեր փորձնական տվյալներից ստացված են հիմնական վիճակում գտնվող ատոմական թթվածնի խտությունը և էլեկտրոնային հարգանքով $O(3p^2P)$ տրայկի զրգոման արագության հաստատունը:

Իրևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ
Նրևան 1987

ВВЕДЕНИЕ

Измерение энергетических и оптических характеристик разрядной плазмы в газе имеет большой научный и практический интерес. Научный интерес вызван возможностью получения в плазме сильных электрических полей для ускорения заряженных частиц [1], определения констант скоростей элементарных процессов и физических механизмов тепловыделения в плазме. Практический интерес обусловлен необходимостью получения однородного распределения электронов и возбужденных частиц в квантах для улучшения энергетических и оптических параметров газовых лазеров [2].

Увеличение давления газа P и разрядного тока I_p приводит к разогреву газа, увеличению температурной неоднородности и, вследствие резкой зависимости многих констант реакций от температуры газа T и приведенного электрического поля E/N , к развитию продольной и поперечной неустойчивостей в положительном столбе (ПС) разряда [3-7]. С целью получения однородного пространственного распределения возбужденных и заряженных частиц в ПС разряда при высоких давлениях и разрядных токах применяют ламинарную прокачку газа вдоль оси разряда [8-II]. Как показано в [II], прокачка в электроположительном газе охлаждает газ, но ведет к некоторому стягиванию разряда к оси, тогда как в элек-

троотрицательных газах наблюдается уплощение профиля распределения заряженных частиц.

Как известно, разряд в чистом кислороде может гореть при весьма низких значениях параметра E/P (≤ 30 В/см Торр), когда константа скорости ударной ионизации меньше константы прилипания, таким образом как бы создается ситуация, когда разряд не должен гореть. В работах [3,12] делается предположение, что доминирующим механизмом образования электронов в этих режимах горения разряда является ступенчатая ионизация (через метастабильные состояния $O_2(\alpha^1\Delta_g)$ и $O_2(\beta^1\Sigma)$). Однако в указанных работах, во-первых, не учитывается процесс отлипания электронов, и, во-вторых, предположение о ступенчатом механизме ионизации не подтверждено убедительными экспериментальными данными. Следует отметить, что несмотря на основополагающий характер ионизации для горения разряда, о кислороде до сих пор нет удовлетворительного согласия между данными различных авторов (так, для значений константы ударной ионизации различия в разных работах достигают двух порядков).

В данной работе экспериментально найдена область разрядных токов и давлений, при которых в разряде чистого кислорода продольная ламинарная прокачка ведет к повышению температуры газа T и одновременному росту разрядного напряжения U_R и продольного электрического поля E . Показано, что в разрядных условиях, соответствующих низким значениям параметра E/P , необходим учет ступенчатой ионизации как основного механизма рождения электронов.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты проводились в разрядной трубке из молибденового стекла диаметром 3,6 см и межэлектродным расстоянием 55 см. Кислород получался нагревом марганцевокислого калия (XЧ) и очищался системой ловушек с жидким азотом. Исследовался диапазон разрядных токов 30 - 100 мА, давлений 2 - 8 Торр при скоростях прокачки 0,5, 10 м/с. Оптические измерения производились посредством соосной трубки монохроматора МДР-2, сигнал регистрировался ФЭУ-79, селективным усилителем У2-8 и самопишущим вольтметром. Калибровка оптической системы для абсолютных измерений производилась градуировочной банд-лампой СИ10-300У. Температура газа на оси разряда измерялась двумя методиками: оптической - по анализу вращательной структуры Р-ветви атмосферной полосы кислорода и методом двух термосар. Продольное электрическое поле измерялось двумя электрическими зондами компенсационным методом. Распределение концентрации электронов и плотности разрядного тока измерялось двухзондовой методикой в области насыщения зондового тока; спаренные зонды имели возможность перемещаться по диаметру трубки.

Анализ вращательных спектров

При измерении температуры газа в разрядной плазме посредством анализа разрешенной вращательной структуры $e-v-r$ перехода $\beta^1\Sigma_g^+, v=0, j' \rightarrow \alpha^3\Sigma_g^-, v=0, j''$ мы основывались на предположении о равенстве вращательной температуры T_R и газовой температуры T в наших разрядных условиях. Подобное предположение можно считать обоснованным только в случае равновесного

(бальмановского) распределения молекул по вращательным уровням. Как известно, для большинства молекул установление равновесного распределения по вращательным уровням происходит сравнительно быстро: за число столкновений $z \approx 2 - 30$ (исключением являются дейтерий и протий, у которых $z \approx 200 - 500$, что связано с высокой энергией вращательного кванта) [13]. Спонтанное время жизни возбужденной молекулы $O_2(\beta' \Sigma)$ порядка 10^6 с [14]. В условиях нашего эксперимента тушение уровня $\beta' \Sigma_g^+$ происходило в основном в реакциях I и II (см. таблицу реакций) при существенном доминировании второго процесса. По оценкам частота тушения озоном не превосходила $2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, в то время, как частота упругих столкновений $O_2(\beta' \Sigma)$ с $O_2(\chi^3 \Sigma)$ была не менее, чем $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, таким образом за время жизни молекула $O_2(\beta' \Sigma)$ претерпевает не менее 15 столкновений с молекулами в основном состоянии. Упругими столкновениями $O_2(\beta' \Sigma)$ с электронами можно пренебречь в виду двух соображений. Во-первых, достаточно мало соотношение частот электрон-атомных и атом-атомных столкновений $n_e k_{ea} / n k_{aa} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ (максимум соответствует скорости прокачки $v = 0$ при давлении 2 Торр и разрядном токе 100 мА, в случае прокачки соотношение еще меньше, так, при $P = 2$ Торр, $v = 5$ м/с, $I_p = 100$ мА - соотношение $\gamma_{ea} / \gamma_{aa} \approx 2 \cdot 10^{-5}$). Во-вторых, из-за малости массы электрона при электрон-атомных столкновениях изменение вращательного квантового числа как правило не происходит.

Атмосферная полоса кислорода (переход $\beta' \Sigma_g^+, v=0 \rightarrow \chi^3 \Sigma_g^-, v=0$) состоит из R и P ветвей, для которых правило отбора по вращательному квантовому числу Δj соответственно -1 и $+1$. В общем случае для электронно-колебательно-вращательного перехода

возможен также $\Delta j = 0$ (Q - ветвь), который в данном случае запрещен, так как имеем переход $\Sigma - \Sigma$.

Вид разрешенной по вращательной структуре P-ветви атмосферной полосы кислорода представлен на рис.1а. Эффективное разрешение системы $\Delta \nu = \nu \Delta \lambda / \lambda$ при входной щели 0,1 мм и выходной щели 0,15 мм было не хуже $1,7 \text{ см}^{-1}$; здесь $\Delta \lambda$ - минимальный разрешимый интервал длин волн (дисперсия реплики монохроматора 600 мм^{-1} в диапазоне частот 300-800 нм равнялась 40 нм/мм).

Если заселенность вращательных уровней молекул подчиняется распределению Больцмана, то для интенсивности каждого пучка, составляющего полосу, можно записать

$$J = C(j' + j'' + 1) \exp[-B_v j'(j'+1) / kT_R], \quad (I)$$

где j' и j'' - вращательные квантовые числа верхнего и нижнего уровней, для P-ветви $j'' = j' + 1$, B_v - вращательная постоянная уровня $\beta' \Sigma_g^+$, $v=0$, C - постоянная для данной полосы, T_R - вращательная температура. В эксперименте критерием бальмановского распределения является линейность зависимости $\ln[J/(j'+1)]$ от $j'(j'+1)$, следующая из (I) (см. рис.1б). Полученная таким образом экспериментальная вращательная температура T_R в силу вышеизложенных соображений идентифицировалась с газовой температурой. Ошибка измерений была порядка 10-15% (см. рис.2а,б,в,г; табл.1).

Измерение радиального распределения плотности тока и концентрации электронов

Распределение плотности разрядного тока и электронной кон-

центрации по радиусу положительного столба измерялось при помощи спаренных цилиндрических молибденовых зондов диаметром 0,1 мм и длиной 1 мм, впаянных в капилляры из молибденового стекла. Зонды имели возможность перемещаться по всему диаметру разрядной трубки.

Полный ток, протекающий по сечению ПС разряда, выражается в виде:

$$I_p = 2\pi R^2 e n_e(0) \int_0^1 v_d(\rho) \psi(\rho) \rho d\rho, \quad (2)$$

где R - радиус трубки, $n_e(0)$ - концентрация электронов на оси, $v_d(\rho)$ - дрейфовая скорость электронов, $\rho = r/R$ - безразмерный радиус, $\psi(\rho)$ - функция, характеризующая профиль концентрации электронов $n_e(\rho) = n_e(0) \cdot \psi(\rho)$. Функцию $\psi(\rho)$ удобно выбрать в виде однопараметрической нормированной на единицу функции, предложенной Б.М.Смирновым [15] (см.рис.2):

$$\psi(\rho) = \psi(\rho, \xi) = [\exp(-\rho^2 \xi) - \exp(-\xi)] / [1 - \exp(-\xi)].$$

Такой вид удобен тем, что при изменении параметра ξ от $-\infty$ до $+\infty$ и $-1 \leq \rho \leq +1$ функция хорошо описывает всевозможные распределения от "плоского" до контрагированного. При

$\xi = 0,823$ различие между $\psi(\rho, \xi)$ и функцией Бесселя $J_0(2,405 \rho)$ на всем отрезке ρ не превышает 0,002.

Значения параметра ξ в каждом экспериментальном случае определялись нами численным решением уравнения (см.рис.3а,б; табл.2):

$$\int_{-1}^1 \exp(-\rho^2 \xi) d\rho = S(\xi) [1 - \exp(-\xi)] + \exp(-\xi), \quad (2a)$$

где $S(\xi)$ - экспериментально найденная площадка под нормированным на единицу распределением зондового тока по всему диаметру трубки. Указанный метод нахождения ξ дает возможность коррекции некоторой асимметрии распределений, наблюдающейся иногда в случае контрагированного разряда. Концентрация электронов на оси разряда определялась из уравнения (2). В [6] показано, что в широком диапазоне разрядных условий $v_d(\rho)$ достаточно слабо зависит от ρ ; поэтому, если принять

$v_d(\rho) = \text{const}$, уравнение (2) можно решить аналитически:

$$\Phi(\rho, \xi) = \int_0^\rho \psi(x, \xi) x dx = [1 - \exp(-\xi \rho^2) - \exp(-\xi)(\xi \rho^2)] / [2\xi(1 - \exp(-\xi))],$$

таким образом (см.табл.2),

$$n_e(0) = I_p / 2\pi R^2 v_d(0) \Phi(1, \xi). \quad (3)$$

При расчете ξ средняя ошибка могла достигать 50% (при ξ близких к нулю), такую точность, однако, можно считать удовлетворительной, так как $\psi(\rho, \xi)$ и $\Phi(\rho, \xi)$ являются достаточно главными функциями от ξ , особенно при ξ , близком к нулю.

Контактный метод измерения температуры газа

Об исследованиях температуры газа в тлеющем разряде термометрическими методами сообщается в [13,16]. Введение термометра в разрядную область приводит к искажениям температурного профиля, распределения плотности источников тепла $q(\rho)$; если в отсутствие термометра распределение плотности тока $j(\rho)$ задает-

ся функцией Бесселя $j(\rho) = j(0) J_0(2,405\rho)$, то для плотности источников тепла справедливо выражение:

$$q(\rho) = 2,31 \frac{\eta I_p E}{\pi R^2} J_0(2,405\rho). \quad (4)$$

Здесь η - доля энергии электрического тока, переходящая в тепло в объеме: $q = \eta j E$, E - продольное электрическое поле, R - радиус трубки, J_0 - функция Бесселя нулевого порядка, $j(0)$ - плотность тока на оси. Зная $q(\rho)$, можно найти температуру нейтральной компоненты плазмы из уравнения теплопроводности:

$$\text{div}(\kappa \text{grad } T) = -q(z),$$

где κ - теплопроводность газа: $\kappa = c T^n$, для кислорода $c = 2,43 \cdot 10^{-6}$ Вт/см, $n = 0,827$ [5]. Однако κ удобнее взять в виде $\kappa(T) = \kappa(T_0) + \chi [T(z) - T_0]$. Как показано в [16], при условии $R/z_0 < 500$, где z_0 - радиус капилляра термопары, вносимые термопарой изменения могут существенно изменить профиль $q(z)$, таким образом, выражение (4) перестает быть справедливым.

При термопарных измерениях следует иметь в виду также и то, что регистрируемая термопарой температура в зависимости от различных условий может быть как больше, так и меньше истинной газовой температуры в исследуемой области. Процессами, приводящими к завышению показаний термопары, являются рекомбинация атомов, ионов, дезактивация атомов и молекул в гетерогенных процессах однако чаще всего доминирует вклад колебательной релаксации на стенках термопары или термосонда. Вклад гетеро-

генных процессов в нагрев термопары можно в широких пределах изменять посредством выбора материалов и их обработки. В [13] сообщается, что помещение термопары в капилляр из кварцевого или молибденового стекла может уменьшить вклад гетерогенных процессов на 2-3 порядка. Дальнейшего уменьшения можно достичь, обработав термосонд борной кислотой. Факторами, снижающими показания термопары, являются: 1) отвод тепла по проводам, который на эксперименте реально можно сделать пренебрежимо малым ($\approx 1\%$); 2) потери на излучение, учет которых обязателен. Баланс тепловых потоков дается формулой:

$$\frac{\kappa Nu}{d} (T - T_{гн}) + q_{гет} = \epsilon \sigma T_{гн}^4. \quad (5)$$

Здесь Nu - число Нуссельта для теплопередачи от газа к термопаре, d - диаметр термопары, $T_{гн}$ - измеряемая температура термопары, $q_{гет}$ - вклад гетерогенных процессов, ϵ - коэффициент черноты термопары, σ - постоянная Стефана-Больцмана. Для двух термопар $d_2 > d_1$, пренебрегая гетерогенными процессами, из совместного решения двух уравнений типа (5) получаем выражение для определения истинного T :

$$T = T_1 + \frac{(T_1 - T_2)}{\left(\frac{d_2}{d_1} \frac{T_2^4}{T_1^4} - 1\right)}. \quad (5a)$$

Здесь T_1 и T_2 - показания термопар. Таким образом, можно определить величину поправки, обусловленной излучением $\Delta T = T - T_{гн}$, после чего, зная ΔT , можно пользоваться уже одной термопарой.

В наших экспериментах температура на оси разряда измерялась двумя термомпарами, изготовленными из хромель-алюмеля $d_1 = 0,18$ мм, $d_2 = 0,47$ мм. Диаметры кварцевых капилляров были $\varnothing_1 = 5,5$ мм и $\varnothing_2 = 8$ мм. Для уменьшения искажений в плазме термозонды вводились с торца трубки по оси разряда на глубину ≈ 10 см. Применение двух термозондов \varnothing_1 и \varnothing_2 позволило исключить в вычислениях влияние их искажающего действия на плазму.

На рис.4а приведена зависимость поправки на излучение от температуры термомпары, определенная в наших условиях. Рис.4б иллюстрирует определение истинной температуры газа по показаниям двух термомпар d_1 и d_2 . Полученные этой методикой температуры находились в хорошем согласии с соответствующими данными, полученными из анализа вращательных спектров. Расхождение не превышало 15% (см. табл.3).

При цилиндрической симметрии, если принять, что коэффициент теплопроводности $\kappa = cT^n$, уравнение теплопроводности имеет в общем случае вид:

$$\frac{c}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left[T^n(\rho) \rho \frac{dT(\rho)}{d\rho} \right] = -j_0 E \eta(\rho) \psi(\rho, \xi) R^2. \quad (6)$$

Здесь $j_0 = n_e(0) v_{g0} e$ - плотность разрядного тока на оси,

$\eta(\rho)$ - доля энергии, вкладываемой в разряд, которая идет на разогрев газа, т.е. правая часть уравнения представляет собой распределение "источников тепла" в объеме. Величину $\eta(\rho)$ можно с большой точностью принять за постоянную $\eta(\rho) \equiv \eta$ [6,13]. Дважды проинтегрировав от 0 до x и от 0 до ρ , уравнение (6) с учетом (2) и граничных условий $T|_{\rho=1} = T(1)$, $T|_{\rho=0} = T(0)$,

$(dT/d\rho)|_{\rho=0} = 0$ получим выражение:

$$T(0)^{n+1} - T(\rho)^{n+1} = \frac{I_p E (n+1) \eta \left[\xi \rho^2 \exp(-\xi) - 2 \int_0^\rho \frac{1 - \exp(-\xi x^2)}{x} dx \right]}{4\pi c [1 - (1 + \xi) \exp(-\xi)]} \quad (7)$$

Несложными преобразованиями интеграл в правой части можно свести к модифицированной интегральной показательной функции, не имеющей особенностей при любом действительном ξ .

$$2 \int_0^\rho \frac{1 - \exp(-\xi x^2)}{x} dx = \text{Ein}(\rho^2 \xi) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n (\rho^2 \xi)^n}{n n!}$$

Для доли энергии, переходящей в тепло, в плазме получим (см. рис.5а,б,в; табл.1):

$$\eta = \frac{[T(0)^{n+1} - T(1)^{n+1}] 4\pi c [1 - (1 + \xi) \exp(-\xi)]}{J_p E (n+1) [\xi \exp(-\xi) - \text{Ein}(\xi)]} \quad (8)$$

Имея η , можно с точностью до постоянства $\eta(\rho)$ по радиусу получить из (7) распределение температуры по радиусу ПС разряда. Если для коэффициента теплопроводности взять вид, предложенный в [3,13,16] $\kappa(T) = \kappa(T(0)) + \chi(T(0) - T(\rho))$, то при бесселевском распределении концентрации электронов по ρ уравнение теплопроводности можно написать в виде:

$$\kappa T(0) (T(0) - T(\rho)) + 0,5 \chi (T(0) - T(\rho))^2 = 0,128 \eta I_p E J_0 (2,405\rho)$$

Для сравнения мы рассчитывали η таким же образом, однако в правой части уравнения вместо функции Бесселя пользовались более гибкой функцией $\psi(\rho, \xi)$, при этом χ для каждого

случая рассчитывалось по формуле $\chi = C(T(0)^n - T(1)^n) / (T(0) - T(1))$. Расхождение полученных этой методикой данных с результатами расчета по (8) составляло не более 1%.

Стеночная температура $T(1)$ находилась нами как среднее арифметическое между показаниями двух симметричных стеночных термопар, измерения проводились методикой изложенной выше (табл. I).

Измерение концентрации $O(3p^5P)$

Для определения абсолютной интенсивности излучения объемного источника (разрядной трубки) при освещении им щели монохроматора, необходимо сравнить исследуемое излучение с излучением эталонного источника света, в качестве которого чаще всего используют калиброванные ленточные лампы. В работе [17] исследован вопрос о вычислении потока, падающего на протяженную щель, и сформулирован критерий, которому должны удовлетворять геометрические размеры измерительной системы. В наших экспериментах критерий, сформулированный в работе Голубовского Ю.Б., был удовлетворен. Спектральная лучеиспускающая способность разогретой вольфрамовой ленты банд-лампы $E_{\lambda T}$ исследована в работе [18]. Рассмотрен диапазон 0,4 - 2,0 мкм при температурах тела накала 1200 - 3000°K. Для использованной нами банд-лампы СИО-300У при токе 22,0 А яркостная температура составляла 1850°K, а истинная соответственно 2010°K, коэффициент серости ленты 0,44.

Световой поток от разрядной трубки вычислялся по формуле:

$$\Phi = \frac{4E_{\lambda T}}{L} K_{сер} \frac{d\lambda}{d\ell} \delta\ell \frac{\alpha}{\alpha'}, \quad \text{Вт}\cdot\text{см}^{-2} \quad (9)$$

Здесь $d\lambda/d\ell$ - дисперсия монохроматора, $\delta\ell$ - ширина щели, L - длина ПС разряда, α' и α - сигналы в произвольных единицах от банд-лампы и от разряда, соответственно, $K_{сер}$ - коэффициент серости вольфрама.

Концентрация излучающих частиц выражается через световой поток: $N_i = \Phi_i / A_i h \nu_i$, где A_i - вероятность перехода на частоте ν_i . Средняя вероятность триплета $\lambda = 777$ нм была определена по данным [19] с учетом вероятностей трех переходов $3p^5P_{1-3} - 3s^5S_2^o$ по формуле

$$A = \frac{\sum_{i=1}^3 (1,49 \cdot 10^{-8} q_i \frac{g_{2i} \lambda_i^2}{g_i f_i})}{\sum_{i=1}^3 q_i},$$

где q_i - вероятность каждого перехода, g_i - статистический вес уровня $3s^5S$, g_{2i} - статистические веса уровней $3p^5P_{1-3}$, λ_i и f_i - соответственно длины волн и силы осцилляторов переходов. Рассчитанная таким образом величина вероятности перехода равнялась $A = 0,299 \cdot 10^8 \text{с}^{-1}$. При определении концентрации $O(3p^5P)$ экспериментальная ошибка не превосходила 1-2% (см. табл. 2).

Измерение продольного электрического поля и разрядного напряжения

Напряженность продольного электрического поля E в плазме измерялась двумя цилиндрическими электрическими зондами из молибдена на расстоянии 6,0 см друг от друга. Длина неизолированной части зондов 1 мм, диаметр зондов 0,1 мм. Зонды располагались перпендикулярно оси трубки. Для исключения влияния двойных слоев, образующихся вокруг зондов, находящихся под

плавающим потенциалом, измерения электрического поля проводились компенсационной методикой. Погрешность измерений не превышала 10%. Напряжение на разрядной трубке измерялось с ошибкой, не превосходящей 2% (см. табл. I).

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проанализируем результаты обработки экспериментальных данных, которые приведены в табл. I, 2 и на рис. 2, 3, 5, 6.

Ступенчатая ионизация кислорода через метастабильное состояние $\alpha^1\Delta_g$.

Рассмотрим процесс ступенчатой ионизации - реакция IV (см. табл. 4). Как следует из приведенных в табл. I экспериментальных данных, прокачка O_2 вдоль разрядной области приводит к реализации двух форм существования разряда - низковольтной и высоковольтной. Отметим, что при включении прокачки газа происходит более однородное распределение электронов по радиусу ПС (параметр ξ уменьшается, см. табл. 2), и концентрация электронов в центре также уменьшается независимо от того, какой режим устанавливается и как при этом меняется отношение E/N . Эти особенности можно объяснить существованием в плазме кислорода двух конкурирующих механизмов ионизации: ударной (реакция III, табл. 4) и ступенчатой, через метастабильное состояние $O_2(\alpha^1\Delta_g)$, реакция IV.

Предположим, что ионизация происходит только прямым ударом. Рассмотрим для примера случаи $P = 2$ Торр, $I_p = 100$ мА, $v = 0$

и 5 м/с. Из эксперимента следует, что при $v = 5$ м/с концентрация электронов уменьшается в три раза, их радиальное распределение становится более однородным (параметр ξ уменьшается от 2,45 до 0,4), а отношение E/N увеличивается на полпорядка по сравнению с режимом без прокачки. Для того, чтобы поддержать в разряде ток 100 мА при скорости прокачки 5 м/с, необходимо компенсировать уменьшение концентрации электронов. Поэтому продольное поле устанавливается таким, чтобы на соответствующую величину увеличивалась средняя энергия электронов. Отметим, что при этом характерное время ударной ионизации $\tau_{iy} = 1/[O_2]K_{III}$ уменьшается от 0,1 с при $v = 0$ м/с до $6 \cdot 10^{-6}$ с при $v = 5$ м/с, и выполняется неравенство $\tau_g \gg \tau_{iy}$ ($\tau_g = 0,035$ с). Приведенным физическим механизмом можно объяснить увеличение продольного поля, если ионизация происходит в основном только прямым электронным ударом [3I]. Но оценки объемных выходов процессов ионизации, прилипания, отлипания и перезарядки (табл. 4, реакции III, V, VI, VII, VIII, XIII) показали, что при прокачке объемный выход реакции ударной ионизации увеличивается в $\sim 6 \cdot 10^3$ раз, а нейтрализация электронов $\nu_g p_e$ на стенке уменьшается в ~ 4 раза из-за уменьшения радиального градиента $n_e(r)$. Отметим, что n_e в центре плазмы при этом уменьшается. Такая ситуация может реализовываться только в том случае, когда: 1) реакция ударной ионизации не является доминирующим процессом рождения электронов, так как увеличение ее константы скорости от $\sim 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ при $v = 0$ м/с до $7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ при $v = 5$ м/с из-за роста E/N не приводит к увеличению n_e ; 2) в плазме существует другой, конкурирующий процесс рождения

электронов, объемный выход которого уменьшается с увеличением E/N , а константа при $(E/P) \approx 10$ В/см Торр достаточно велика, чтобы выполнялось неравенство $\tau_i \gg \tau_g$. Расчет показал, что процессы отлипания (УП) и прилипания (У,УІ) не могут быть искомыми реакциями, так как изменяются сравнительно мало и компенсируются процессом диффузии (УШ). Наши экспериментальные данные показывают, что, действительно, при малых значениях отношения $(E/P) \approx 5$ В/см Торр доминирующим механизмом ионизации в плазме кислорода является ступенчатый, через состояние $\alpha^1\Delta_g$. Это подтверждается приведенными в табл.1,2 и рис.2,5,6 данными, из которых следует, что при $P = 4$ Торр, $I = 60$ мА, $v = 5$ м/с реализуются оба режима: высоковольтный и низковольтный с $E/P = 8,5$ В/см Торр и 2 В/см Торр, т.е. при $P = 4$ Торр, $I_p = 60$ мА, $v = 0$ м/с, $(E/P) = 2,22$ В/см Торр в плазме устанавливается переходный бистабильный режим, при котором вклады обоих механизмов ионизации сравниваются. Действительно, увеличение давления газа $P > 4$ Торр или уменьшение тока $I_p \approx 60$ мА, $P = 4$ Торр (см. табл.1,2) приводит к уменьшению E/P и $E/N < 12$ Тд, и ионизация в основном обусловлена ступенчатым процессом (ІУ). В этом случае устанавливается низковольтный режим кислородной плазмы. Характерное время ударной ионизации в этих условиях $\tau_{iу} = ([O_2] K_{III})^{-1} \approx 10^7$ с, т.е. вклад реакции Ш пренебрежимо мал (см. рис.2,5).

Наиболее вероятными реагентами при столкновении с электроном в процессе ступенчатой ионизации могут быть возбужденные молекулы кислорода в метастабильных электронно-колебательных состояниях $\alpha^1\Delta_g$ и $\beta^1\Sigma_g^+$ [3,12]. В разрядной плазме кислорода $[O_2(\alpha^1\Delta_g)] \gg [O_2(\beta^1\Sigma_g^+)]$ [20], так как $\beta^1\Sigma_g^+$ бо-

лее эффективно тушится озоном (реакции П и ХІУ), а характерное время жизни $\tau_{en}(\beta) \approx 12$ с, $\tau_{en}(\alpha) = 10^8$ с [32], поэтому основным реагентом в ступенчатой ионизации можно считать $O_2(\alpha^1\Delta)$.

Оценим константу ступенчатой ионизации по реакции ІУ. Следуя нашему предположению, при $P = 4$ Торр, $I_p = 60$ мА, $v = 10$ м/с должно выполняться неравенство:

$$K_{IV} \gg K_{III} [O_2] n_e' / n_\alpha n_e'',$$

где n_e' и n_e'' — концентрации электронов при $v = 0$ м/с и $v = 5$ м/с (высоковольтный режим, см. табл.2)

$n_\alpha = [O_2(\alpha^1\Delta)] \approx 10^{16}$ см⁻³, тогда получаем для $E/P \approx 8,5$ В/см Торр, величину $K_{IV} \approx 4 \cdot 10^{-12}$ см³/с. Численная оценка, сделанная нами из уравнения баланса для электронов и отрицательных ионов в случае $P = 4$ Торр, $I_p = 60$ мА, $v = 0$ м/с дала величину $K_{IV} \approx 7 \cdot 10^{-12}$ см³/с при $E/P = 2,25$ В/см Торр. Приведенные величины K_{IV} нужно рассматривать как оценочные с погрешностью $\sim 100\%$.

Доля энергии, вкладываемая в разогрев газа

Из выражения (8) можно получить долю энергии электронов, расходуемую на процессы ионизации, диссоциации, прилипания, возбуждения электронных и колебательных уровней и т.д. Действительно, для плотности мощности, вкладываемой в разряд, имеем:

$$jE = P_y + P_{ep} + P_k + P_n.$$

Уравнение теплопроводности газа записывается в виде:

$$-\text{div}(\kappa \text{grad } T) = P_y + P_{ep} + P_k - P_g,$$

откуда можно получить:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \alpha \frac{dT}{d\rho} \right) = jE(1-\delta), \quad (10)$$

где $\delta = (P_H + P_g)/jE$ - доля энергии электронов, которая расходуется на неупругие процессы, не приводящие к нагреву газа и выносятся прокачкой. P_H , P_{gp} , P_k - характеризуют скорость потерь энергии электронов на упругое рассеяние, вращательное и колебательное возбуждение (размерность - Вт/см³).

Сравнивая (10) и (6), видим, что

$$\delta = 1 - \eta = \frac{n_e \sum \epsilon_i K_i n_i + P_g}{jE}, \quad (11)$$

где K_i , ϵ_i - константы скоростей и пороговые энергии неупругих процессов, n_i - концентрация O_2 или возбужденных молекул, если это ступенчатый процесс. Из экспериментальных данных мы определили η , jE , n_e , P_g , $[O_2]$. Используя литературные данные по ϵ_i и K_i можно определить долю энергии электронов, уходящую на определенные неупругие процессы в каждом конкретном случае. Из рис.5 следует, что при $P \leq 4$ Торр прокачка газа приводит к росту δ из-за увеличения E/N , т.е. доля энергии электронов, расходуемая на возбуждение электронных состояний, увеличивается.

Самосогласованное поле плазмы кислорода

Радиальное распределение заряженных частиц в плазме определяется пространственным изменением самосогласованного потенциала, который устанавливается в плазме. Оно определяет распределение зарядов по радиусу трубки.

В работе [33] получено, что при низких давлениях и малых плотностях токов распределение концентрации электронов по радиусу разряда в электроотрицательных газах устанавливается значительно более однородное, чем функция Бесселя нулевого порядка. Это связано с тем обстоятельством, что при рассматриваемых условиях концентрация отрицательных ионов имеет такое большое значение, что квазинейтральность плазмы соблюдается благодаря равенству ион-ионной компоненты, а величина самосогласованного поля порядка ионной температуры. Вследствие этого, электроны, свободно растекаясь по радиусу столба, однородно заполняют разрядную камеру [34].

Однако при повышенном давлении газа концентрация отрицательных ионов уменьшается, значение самосогласованного поля возрастает, а радиальное распределение электронов становится более крутым. При средних давлениях $n_e(\rho)$, как показано в [8], является значительно более сжатым, чем функция Бесселя, так как электроны, возникшая вследствие ионизации в присевой области, диффундируют в радиальном направлении и на периферии прилипают к атомам и молекулам. В этом разделе рассматривается модель положительного столба, которая позволяет описать разряд при низких давлениях, когда форма радиального распределения электронов является более однородной, чем параболическая, и при средних давлениях, когда электронный профиль по сечению имеет колоколообразный вид (см.рис.2,3).

Напишем систему уравнений баланса в разряде электроотрицательного газа:

$$\begin{cases} \text{div } \Gamma_e = (K_u - K_{\bar{Y}})[O_2]n_e + K_{отл.}[O]n_- - K_{gp}n_e n_+ - \bar{\nu}_e n_e \\ \text{div } \Gamma_- = K_{\bar{Y}}[O_2]n_e - K_{отл.}[O]n_- - K_p n_+ n_- - \bar{\nu}_e n_- \\ \text{div } \Gamma_+ = K_u[O_2]n_e - K_p n_+ n_- - K_{gp} n_+ n_- - \bar{\nu}_e n_+ \end{cases} \quad (I2)$$

$K_u = K_{III} + K_{IV} n_a / [O_2]$ - суммарная константа скорости ионизации, K_{gp} - константа скорости диссоциативной рекомбинации, Γ - плотность потока заряженных частиц, $K_{пр.}$, $K_{отл.}$ - константы прилипания и отлипания. Из условия квазинейтральности и (I2) имеем:

$$\Gamma_+ - \Gamma_e - \Gamma_- = \text{const.} \quad (I3)$$

Из (I2) и (I3) и уравнения $\text{div } E = 4\pi e(n_+ - n_- - n_e)$ с учетом условия квазинейтральности получим следующее выражение для самосогласованного поля в ПС разряда [35]:

$$E_r = \frac{\mathcal{D}_+ \Delta n_+ - \mathcal{D}_- \Delta n_- - \mathcal{D}_e \Delta n_e}{\mu_+ \nabla n_+ + \mu_- \nabla n_- + \mu_e \nabla n_e} \quad (I4)$$

Зависимость самосогласованного поля от констант элементарных процессов [35] получим из системы уравнений (I2) и соотношения (I4):

$$E_r^2 = \left\{ [(K_u - K_{gp}\beta)(\mathcal{D}_e/\mathcal{D}_e^3) + (K_{\bar{Y}} - K_{отл.}\alpha\gamma)(\mathcal{D}_-/\mathcal{D}_e^3 - \mathcal{D}_e/\mathcal{D}_e^3) + K_p\alpha\beta(\mathcal{D}_+/ \mathcal{D}_+^3 - \mathcal{D}_-/\mathcal{D}_e^3)] n^2 \tilde{\mathcal{D}}_e^3 (\mathcal{D}_e/\mathcal{D}_e^3 - 1) / \tilde{\mu}_e \right\} / \{ (1+\alpha)\tilde{\mu}_+ \times \quad (I5)$$

$$\times \frac{(\mathcal{D}_e^3 - \mathcal{D}_e)/\mu_e}{(\mathcal{D}_+ - \mathcal{D}_+^3)/\mu_+} + \alpha\tilde{\mu}_- \frac{(\mathcal{D}_e^3 - \mathcal{D}_e)/\mu_e}{(\mathcal{D}_- - \mathcal{D}_e^3)/\mu_-} + \tilde{\mu}_e \}, \quad \alpha = \frac{n_-}{n_e}, \quad \tilde{\mu}_i = \mu_i n_i,$$

$$n = [O_2]$$

где $\beta = n_+ / n$, $\gamma = [O] / n$, $\mathcal{D} = n\mathcal{D}$ - приведенный коэффициент диффузии, \mathcal{D}_i^3 - эффективные коэффициенты диффузии, устанавливающиеся в плазме электроотрицательных газов. Соотношение (I5) дает зависимость радиального самосогласованного поля от констант скоростей процессов образования и нейтрализации заряженных частиц, их подвижностей, степеней диссоциации и ионизации, а также относительного отклонения функции распределения электронов и ионов от соответствующей равновесной. Так, для случая разряда низкого давления в инертных газах при малых токах имеем:

$$E_r \approx \left(\frac{\mathcal{D}_e - \mathcal{D}_+}{R(\mu_+ + \mu_e)} \right) \left(\frac{K_u n^2 R^2}{\tilde{\mathcal{D}}_e^3} \right)^{1/2}, \quad (I6)$$

что хорошо согласуется с моделью [36]. Радиальное распределение с учетом (I6) можно записать в виде $n_e = n_e(0) J_0 \left(E \frac{\mu_+ + \mu_e}{\mathcal{D}_e - \mathcal{D}_+} \rho \right)$. Отсюда для градиента электронов имеем

$$\nabla n_e \approx -n_e(0) \left(E_r \frac{\mu_+ + \mu_e}{\mathcal{D}_e - \mathcal{D}_+} + \rho \frac{\mu_+ + \mu_e}{\mathcal{D}_e - \mathcal{D}_+} \frac{dE_r}{d\rho} \right) J_1 \left(E \frac{\mu_+ + \mu_e}{\mathcal{D}_e - \mathcal{D}_+} \rho \right).$$

Следовательно, неоднородность радиального распределения электронов возрастает с увеличением градиента радиального поля.

В случае разряда электроотрицательного газа, когда квазинейтральность плазмы обеспечивается положительными и отрицательными ионами, т.е. $\alpha \gg 1$ ($n_+ \approx n_-$), и коэффициенты эффективных диффузий стремятся к соответствующим значениям свободных диффузий ($\mathcal{D}_e^3 \rightarrow \mathcal{D}_e$, $\mathcal{D}_i^3 \rightarrow \mathcal{D}_i$), самосогласованное поле становится пренебрежимо малым ($E_r \rightarrow 0$). Анализ выражения (I5) для конкретных условий может дать интересную и полезную

информацию о механизме и условиях возникновения неустойчивостей в низкотемпературной плазме.

Распределение электронов по радиусу

Найдем распределение электронной концентрации по радиусу ПС разряда в кислороде. Если пренебречь электрон-ионной рекомбинацией по сравнению с ион-ионной, то уравнение баланса будет иметь вид

$$\operatorname{div}(\mathcal{D}_e \nabla n_e + n_e \mu_e E_r) + (\nu_u - \nu_{np} - \nu_g) \cdot n_e + K_{отл} [O] n_e = 0. \quad (17)$$

После несложных преобразований из уравнения (17) получим

$$\frac{d^2 n_e}{d\rho^2} + \left(\frac{1}{\rho} + \frac{\tilde{\mu}_e E_r}{\mathcal{D}_e} R - \frac{d}{d\rho} \ln(n) \right) \frac{dn_e}{d\rho} + \left[\frac{\tilde{\mu}_e E_r}{\rho} + \tilde{\mu}_e R \frac{dE_r}{d\rho} - \tilde{\mu}_e E_r R \frac{d}{d\rho} \ln(n) + n(\nu_u - \nu_{np} - \nu_g + \nu_{отл} \alpha \chi) R^2 \right] \frac{n_e}{\mathcal{D}_e} = 0 \quad (18)$$

Радиальное изменение температуры нейтрального газа аппроксимируем следующей функцией

$$T(\rho) = T(0) e^{-\frac{A}{2} \rho^2}, \quad (19)$$

где $A \sim \eta$, η - характеризует долю вкладываемой в разряд энергии, идущей на разогрев газа, $T(0)$ - температура газа в центре ПС, причем $0 < A < 1$, ($\alpha = CT^n$). Давление газа постоянно по сечению трубки, $P = NT = \text{const}$, следовательно

$$n(\rho) = n(0) e^{\frac{A}{2} \rho^2}. \quad (20)$$

Распределение степени диссоциации по радиусу ПС разряда кислорода $\chi = [O]/n$ легко получается, если рассмотреть

радиальное распределение $\chi(\rho)$ с малой примесью легкого одноатомного газа в молекулярной при данной температурной неоднородности [37]. Тогда при диффузионном равновесии для равномерно нагретого газа получим

$$\chi(\rho) = \frac{T}{\langle v/\mathcal{D}_t \rangle} \text{const}, \quad (21)$$

где v - средняя тепловая скорость атомов, $\mathcal{D}_t = \int (1 - \cos \alpha) d\mathcal{D}(\alpha)$ - транспортное сечение столкновений, $d\mathcal{D}_t = F(\rho, \alpha) d\Omega$ - сечение столкновений, в результате которых легкая частица с импульсом \vec{P} приобретает импульс $\vec{P}' = m\vec{v}'$, направленный в элементе с телесным углом $d\Omega$, α - угол между векторами \vec{P} и \vec{P}' , абсолютные величины которых одинаковы. Предположим, что сечение \mathcal{D}_t не зависит от скорости, и так как $\langle v \rangle \sim (T/m_A)^{1/2}$, то из (21) получаем, что $\chi(\rho) \sim T^{1/2}$ или

$$\chi(\rho) = \chi(0) T^{1/2}; \quad \chi(\rho) = \chi(0) e^{-\frac{A}{4} \rho^2}, \quad (22)$$

где $\chi(0) = [O]/n$ - доля диссоциации на оси трубки.

Для облегчения аналитического исследования радиальную зависимость частоты ионизации представим в виде

$$\nu_u(\rho) = \nu_u(0)(1 - B\rho^2), \quad (23)$$

где B - параметр, характеризующий радиальные градиенты E/n и T . Экспериментальные данные [10, 33, 38] показывают, что распределение относительной концентрации отрицательных ионов хорошо описывается функцией $\alpha(\rho) = \alpha(0)[\exp(1 - \rho^2) - 1]$. Уравнение (18) будет исследоваться при однородных граничных

условиях

$$n_e(1) = 0; \quad \left. \frac{dn_e}{d\rho} \right|_{\rho=0} = 0. \quad (24)$$

Качественно изменение самосогласованного поля по радиусу ПС можно аппроксимировать в виде $E_r(\rho) = E(0)\rho$ [39], где $E(0)$ — значение самосогласованного поля в центре с точностью до постоянной, равной продольному полю.

В области значений параметров, характеризующих давление газа и энерговклад в разряд, где $0 < A < 2$ и $0 < B < 1$, уравнение (18) примет вид

$$\frac{d^2 n_e}{d\rho^2} + \left[\frac{1}{\rho} + \left(\frac{\tilde{\mu}_e}{\tilde{\omega}_e} E(0)R - A \right) \rho \right] \frac{dn_e}{d\rho} + \left[2 \frac{\tilde{\mu}_e E(0)}{n(0)R} + \nu_u(0) + \nu_{отл}(0) \gamma(0) \alpha(0) - \nu_{np}(0) - \nu_g(0) + \left(\nu_u(0) \left(\frac{A}{2} - B \right) - \nu_{np}(0)A - \nu_{отл}(0) \gamma(0) \alpha(0) - \frac{\tilde{\mu}_e E(0)}{n(0)R} - A \right) \rho^2 \right] \frac{n(0)R^2}{\tilde{\omega}_e} n_e = 0. \quad (25)$$

Решение уравнения (25) будет

$$n_e(\rho) = \exp(-\theta \rho^2 / 2) \cdot F(\xi, 1, \varepsilon \rho^2), \quad (26)$$

где $F(\xi, 1, \varepsilon \rho^2)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, параметры θ, ξ, ε определяются следующими соотношениями

$$2(\theta - \varepsilon) = \mu_e E(0)R / \tilde{\omega}_e - A \equiv \Omega$$

$$\theta^2 - 2\theta\varepsilon = \frac{\nu_u(0)(A/2 - B)}{\nu_g} - \frac{\nu_{np}(0)A + \nu_{отл}(0)\gamma(0)\alpha(0)}{\nu_g} - \frac{\mu_e E(0)R}{\tilde{\omega}_e} \equiv \Pi \quad (27)$$

$$2\theta - 4\xi\varepsilon = \frac{2\mu_e E(0)R}{\tilde{\omega}_e} - \frac{\nu_u(0) - \nu_{np}(0) - \nu_{отл}(0)\gamma(0)\alpha(0) - \nu_g(0)}{\nu_g} \equiv \Phi,$$

где $\nu_g = \tilde{\omega}_e / R^2$.

Проведем анализ полученного решения и рассмотрим два случая:

I. Распределение $n_e(\rho)$ в разряде электроположительного газа; из (27) имеем

$$2(\theta - \varepsilon) = \mu_e E(0)R / \tilde{\omega}_e - A = \Omega_n$$

$$\theta^2 - 2\theta\varepsilon = \frac{\nu_u(0)}{\nu_g} \left(\frac{A}{2} - B \right) - \frac{\mu_e E(0)R}{\tilde{\omega}_e} = \Pi_n \quad (28)$$

$$2\theta - 4\xi\varepsilon = \frac{2\mu_e E(0)R}{\tilde{\omega}_e} - \frac{\nu_u(0) - \nu_g(0)}{\nu_g} = \Phi_n.$$

Здесь $\nu_u(0)/\nu_g > 1$, $0 < A/2 - B < 1$, $\frac{\mu_e E(0)R}{\tilde{\omega}_e} \approx \frac{E(0)R}{T_e} \ll 1$, т.е. энергия, приобретаемая электроном в радиальном поле много меньше его характерной энергии. Следовательно, в плазме электроположительного газа $\Pi_n > 0$, $(\theta > 2\varepsilon)$ и $\Phi_n > 0$ ($0 > 4\xi\varepsilon$). Это означает, что при $\nu_g = 0$ решения (26) лежат не выше функции Бесселя. Как видно из выражений (15) и (28), увеличение давления газа приводит к увеличению самосогласованного поля и параметра Ω_n , что приводит к более неоднородному радиальному распределению концентрации электронов. Отметим, что эта модель указывает на невозможность реализации в ПС электроположительных газов более однородных распределений концентрации электронов по радиусу, чем функция Бесселя, а также хорошо описывает экспериментальные данные о контракции ПС при увеличении давления и разрядного тока.

2. Анализ решения (26) и выражений (27) показывает, что учет констант скоростей элементарных процессов образования и разрушения отрицательных ионов, а также доли диссоциации кислорода приводит к отрицательным значениям параметров Π и Φ , а так как $\theta = \sqrt{\Omega^2 - 1} + \Omega$, то реализуется неравенство $\theta < 2\varepsilon$.

При этом радиальное распределение концентрации электронов в плазме электроотрицательных газов становится более однородным, чем шоткинское распределение по функции Бесселя, а радиальное самосогласованное поле сильно уменьшается.

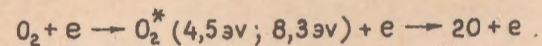
Следовательно, присутствие большой относительной концентрации отрицательных ионов в плазме при малых давлениях газа ($\alpha \gg 1$) приводит к установлению почти однородных радиальных распределений самосогласованного поля и концентрации электронов. При этом наличие отрицательных ионов уменьшает значения давления газа и разрядных токов, при которых устанавливается контрагированное состояние ПС разряда в электроотрицательных газах, что согласуется с экспериментальными и расчетными данными [3,7,10,33]. Кроме того, из выражений (27) и (28) следует, что прокачка газа в разряде кислорода будет приводить к более однородному распределению электронов по радиусу трубки (уменьшается параметр θ), что качественно согласуется с нашими экспериментальными данными - уменьшается экспериментально определяемый параметр ξ (см. табл. 2).

Определение концентрации атомарного кислорода в основном состоянии

В табл.2 приведены экспериментальные значения концентрации атомов в состоянии $3p^5P$ для всех исследуемых токов и давлений.

Зная концентрацию $[O(^5P)]$ можно определить концентрацию атомарного кислорода в основном состоянии $[O(^3P)]$, если предположить, что 1) диссоциация кислорода происходит в про-

цессах [22]



с результирующей константой скорости

$$K_{\text{гис}}(E/N) = \begin{cases} 9,213 \cdot 10^{-14} (E/N - 4,89)^{2,6556} & 7,06 - 14,12 \text{ Тд} \\ 2,198 \cdot 10^{-12} (E/N - 8,47)^{1,5766} & 14,12 - 28,25 \text{ Тд} \\ 4,898 \cdot 10^{-12} (E/N - 10,75)^{1,3631} & 28,25 - 79,1 \text{ Тд} \end{cases}$$

2) гибель атомов $O(^3P)$ происходит в основном за счет диффузии к стенкам трубки $\tilde{\nu}_{\text{диф}}$ и выноса потоком газа $\nu_{\text{г}}$

$$\tilde{\nu}_{\text{диф}} = \gamma N \varnothing 5,8/R^2; \quad \gamma = 0,05, \quad N \varnothing = 7,5 \cdot 10^{18} (T/273)^{0,774} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$$

$$\nu_{\text{вын}} = 2v/l = \begin{cases} 0 & - 0 \text{ м/с} \\ 28,6 & - 5 \text{ м/с} \\ 57,14 & - 10 \text{ м/с} \end{cases}$$

3) возбуждение триплета $O(3p^5P_{3-1})$ происходит в основном электронным ударом [40],

4) дезактивация состояния $3p^5P$ происходит излучательно с $\lambda = 777 \text{ нм}$, переход $3p^5P \rightarrow 3s^5S$ и тушением при столкновении с O_2 [40], константа K_T равна $1,4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [28]. Тогда уравнения для определения $[O(^3P)]$ и константы возбуждения уровня $3p^5P$ $K_E(E/N)$ будут иметь вид

$$\frac{d}{dt} [O(^5P)] = K_E(E/N)[O]n_e - (K_T[O_2] + 1/\tau_p)[O(^5P)]$$

$$\frac{d}{dt} [O(^3P)] = K_{\text{гис}}(E/N)[O_2]n_e - (\tilde{\nu}_{\text{диф}} + N\nu_{\text{вын}})[O(^3P)]/N,$$

где $N = [O_2] + [O]$. Из совместного решения системы уравнений для $O(^3P)$ и $O(3p^5P)$ можно получить выражение для доли

Диссоциации кислорода в разряде

$$\frac{[O]}{[O_2]} = \frac{K_{дис}(E/N)Npe}{\gamma_{дис} + N\gamma_{вын}} \quad (29)$$

Отсюда определяется $[O]/[O_2] + [O_2]$ (см. рис. 7, табл. 2). Для константы возбуждения уровня Zr^5P получаем выражение (см. рис. 8)

$$K_g = \frac{(K_T [O_2] + 1/c_p) [O(^5P)]}{pe [O(^3P)]}, \quad (30)$$

где c_p - радиационное время жизни.

Для диапазона параметра E/N от 10 до 80 ТД полученная константа возбуждения уровня Zr^5P с точностью порядка 80% описывается формулой (см. рис. 8)

$$K_g = \text{ext} (0,016(E/N)^{-11,63}). \quad (31)$$

Здесь параметр E/N в ТД, ext - показательная функция по основанию 10.

Таблица I

P, Торр		2					4					8				
I_p , мА	V , м/с	U_p кВ	E В/см	T_0 К	T_c К	η	U_p кВ	E В/см	T_0 К	T_c К	η	U_p кВ	E В/см	T_0 К	T_c К	η
100	0	1,27	8,9	550	362	0,550	1,33	9,2	594	365	0,711	1,41	12,2	810	428	0,999
	5	1,76	24,8	630	400	0,316	2,21	37,9	774	444	0,312	1,45	14,4	649	399	0,555
	10	1,74	23,8	615	402	0,305	2,09	35,0	754	435	0,328	1,35	15,0	630	391	0,497
80	0	1,25	0,9	503	353	0,517	1,22	8,7	560	351	0,743	1,49	12,7	725	359	0,964
	5	1,77	25,9	595	389	0,308	2,03	31,8	647	431	0,270	1,32	14,3	614	362	0,592
	10	1,72	24,7	577	387	0,302	2,23	38,8	691	426	0,273	1,29	15,6	580	355	0,488
60	0	1,26	9,1	483	333	0,659	1,24	8,9	516	333	0,782	1,60	14,0	609	342	0,751
	5	1,84	28,1	571	378	0,340	1,23	8,0	451	331	0,644	1,18	15,0	512	343	0,455
	5						2,05	34,0	580	396	0,260					
	10	1,78	26,6	565	374	0,355	2,00	35,8	595	400	0,268	1,27	16,5	496	347	0,372
30	0	1,20	9,3	391	308	0,637	1,23	9,1	424	319	0,623	1,37	15,0	505	318	0,683
	5	1,97	30,1	498	346	0,450	1,00	11,4	438	326	0,862	1,15	16,0	488	319	0,659
	10	1,90	28,8	479	347	0,403	1,00	8,6	427	332	0,975	1,23	17,0	476	318	0,633

Таблица 2

P, Торр	I _p , мА	V, м/с	E/N, Тд	\bar{v}	n _e (0), см ⁻³	I(777) фот/см ² с	(777) см ⁻³	[O] см ⁻³
2	100	0	25,3	2,5	2,79(10)	7,6(14)	2,5(7)	4,90(15)
		5	80,9	0,4	9,43(9)	2,7(15)	9,1(7)	5,43(15)
		10	75,8	0,3	9,63(9)	2,5(15)	8,3(7)	3,95(15)
	80	0	23,4	2,4	2,35(10)	6,3(14)	2,1(7)	4,50(15)
		5	79,8	1,1	8,65(9)	1,7(15)	5,7(7)	5,52(15)
		10	73,9	0,8	8,57(9)	1,6(15)	5,5(7)	3,80(15)
	60	0	22,6	2,3	1,75(10)	4,4(14)	1,5(7)	3,60(15)
		5	83,1	1,3	6,58(9)	1,0(15)	3,5(7)	4,99(15)
		10	77,8	1,2	6,72(9)	1,1(15)	3,8(7)	3,41(15)
	30	0	18,7	2,2	9,62(9)	4,4(13)	1,5(6)	2,18(15)
		5	77,6	1,4	3,50(9)	3,3(14)	1,1(7)	3,33(15)
		10	71,4	1,3	3,62(9)	3,4(14)	1,1(7)	2,19(15)
4	100	0	13,2	2,6	4,29(10)	5,3(14)	1,8(7)	3,51(15)
		5	75,9	1,5	1,20(10)	2,1(15)	6,9(7)	1,51(16)
		10	68,3	1,2	1,21(10)	2,1(15)	7,0(7)	7,56(15)
	80	0	12,6	3,0	3,80(10)	4,4(14)	1,5(7)	3,00(15)
		5	53,3	1,7	1,24(10)	1,6(15)	5,3(7)	9,93(15)
		10	69,4	2,0	1,12(10)	1,3(15)	4,3(7)	8,25(15)
	60	0	11,9	3,3	3,15(10)	4,2(14)	1,4(7)	2,51(15)
		5	9,3	1,1	2,35(10)	1,9(14)	6,3(6)	2,43(14)
		10	51,1	1,9	9,93(9)	9,5(14)	3,2(7)	9,22(15)
	30	0	10,3	6,7	3,07(10)	1,4(14)	4,6(6)	2,17(15)
		5	12,9	0,6	8,82(9)	2,5(14)	8,5(6)	4,57(14)
		10	9,5	0,4	1,02(10)	2,4(14)	8,0(6)	7,31(13)
8	100	0	12,8	3,0	4,74(10)	7,6(14)	2,5(7)	5,79(15)
		5	12,1	1,7	3,77(10)	1,2(15)	4,0(7)	1,95(15)
		10	12,2	1,4	3,53(10)	1,2(15)	4,0(7)	1,16(15)
	80	0	11,9	3,8	4,62(10)	5,4(14)	1,8(7)	5,68(15)
		5	11,3	2,7	3,02(10)	7,7(14)	2,7(7)	1,27(15)
		10	11,7	2,2	3,40(10)	7,7(14)	2,6(7)	1,03(15)
	60	0	11,0	4,0	3,77(10)	3,9(14)	1,3(7)	5,33(15)
		5	9,9	2,9	3,24(10)	5,4(14)	1,8(7)	9,22(14)
		10	10,6	2,3	2,78(10)	5,1(14)	1,7(7)	7,00(14)
	30	0	9,8	8,0	3,76(10)	1,1(14)	3,8(6)	4,87(15)
		5	10,1	4,6	2,22(10)	1,5(14)	5,0(6)	7,34(14)
		10	10,5	4,0	1,95(10)	1,4(14)	4,6(6)	4,40(14)

Таблица 3

P, Торр	2			4			8		
V, м/с	0	5	10	0	5	10	0	5	10
T _{вр} , К	550	630	615	594	774	754	810	649	630
T _{пл} , К	500	650	640	530	750	734	800	610	600

Таблица 4

Реакции			
№	Реакции	Константы, см ³ с ⁻¹	Литература
I	$O_2(\beta) + O \rightarrow O_2 + O$	8(-I4)	20
II	$O_2(\beta) + O_3 \rightarrow 2O_2 + O$	2(-II)	20,21
III	$O_2 + e \rightarrow O_2^+ + 2e$	$K(E/N)$	14,22
IV	$O_2(\alpha) + e \rightarrow O_2^+ + 2e$	$K_c \exp(0,98/T)$	23, см. текст
V	$O_2 + e \rightarrow O^- + O$	$K(E/N), \alpha/P(E/P)$	22,24,25,26
VI	$2O_2 + e \rightarrow O_2^- + O_2$	$\alpha/P(E/P)$	24
VII	$O^- + O \rightarrow O_2 + e$	1,9(-IO), 2(-IO)	25,26
VIII	e - диффузия	$ND_e(E/N)$ при н.у.	27
IX	O - диффузия	$ND_o = 7,5 \cdot 10^{18} \left(\frac{T}{273}\right)^{0,774}$	28
X	$O(^3P) + e \rightarrow O(^5P_{1-3}) + e$	$K_B(E/N)$	см. текст
XI	$O(^5P_{1-3}) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2$	1,4(-IO)	29
XII	$O_2 + e \rightarrow 2O + e$	$K(E/N)$	см. текст
XIII	$O_2^- + O \rightarrow O^- + O_2$	3(-IO)	30,25
XIV	$O_2(\alpha) + O_3 \rightarrow 2O_2 + O$	$7 \cdot 10^{13} \exp\left(-\frac{1564}{T}\right)$	20

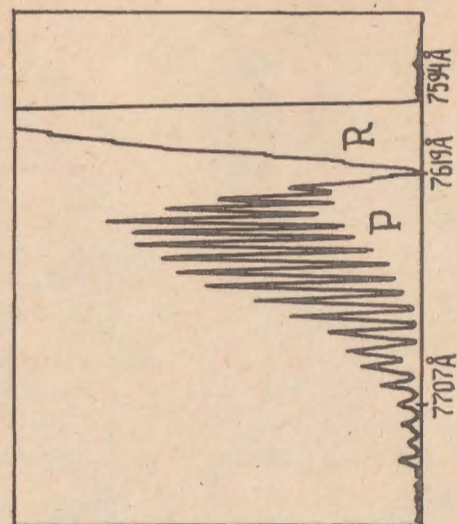


Рис. 1а

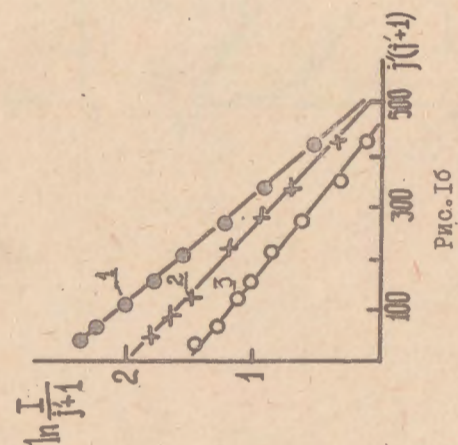


Рис. 1б

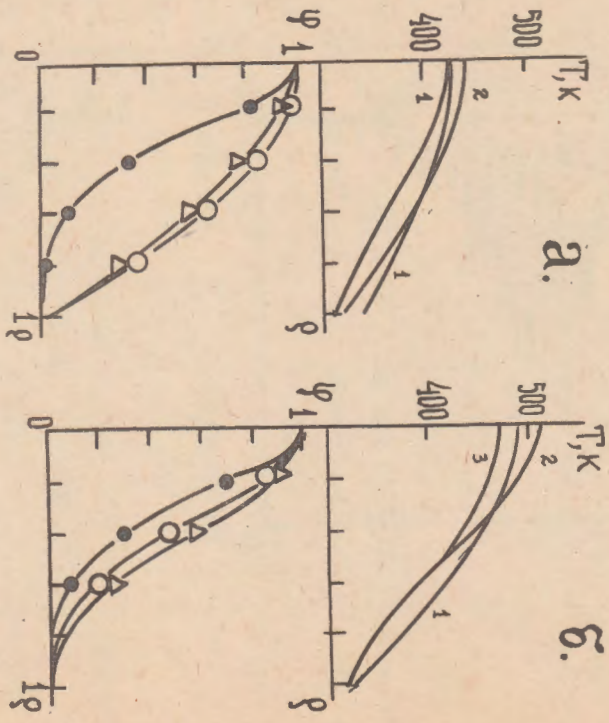


Рис. 2

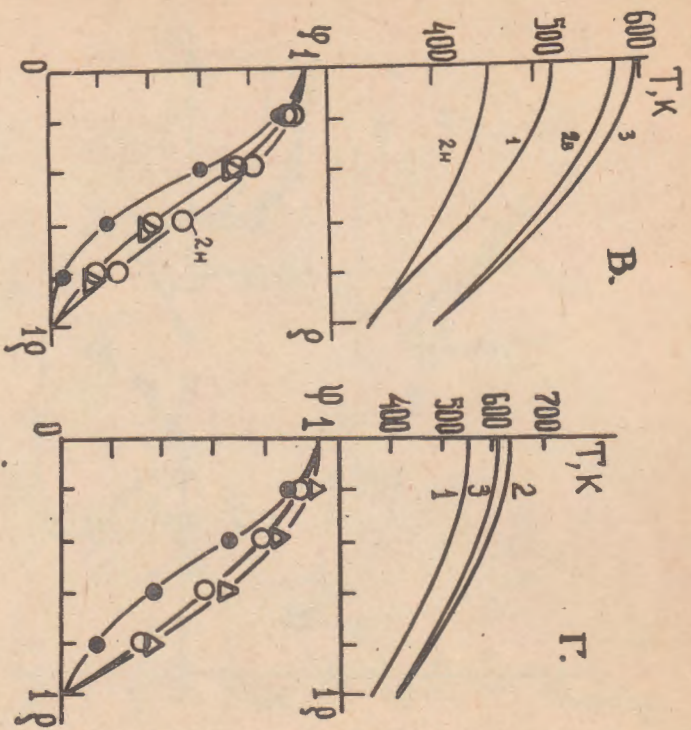


Рис. 2

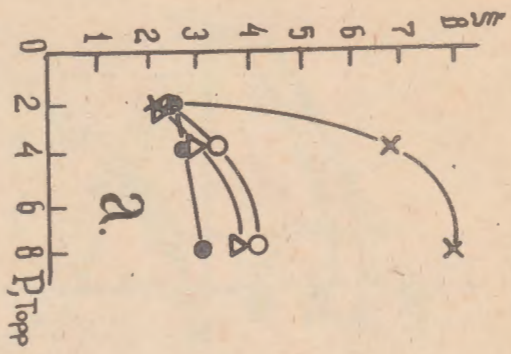


Рис.3

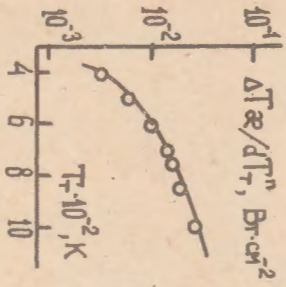
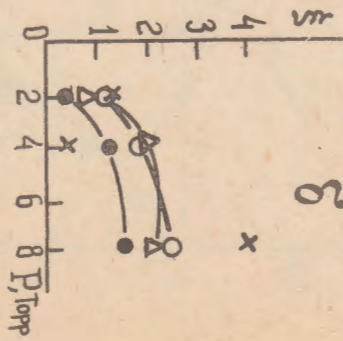


Рис.4

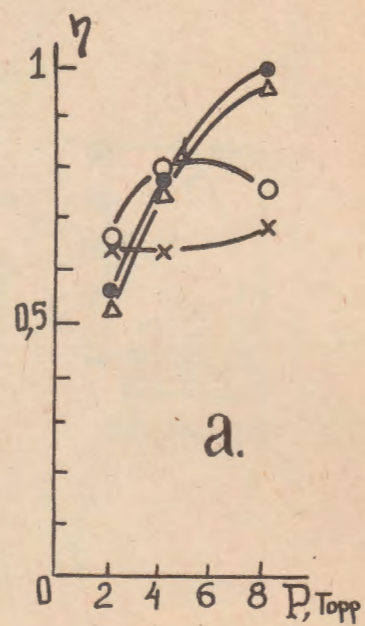
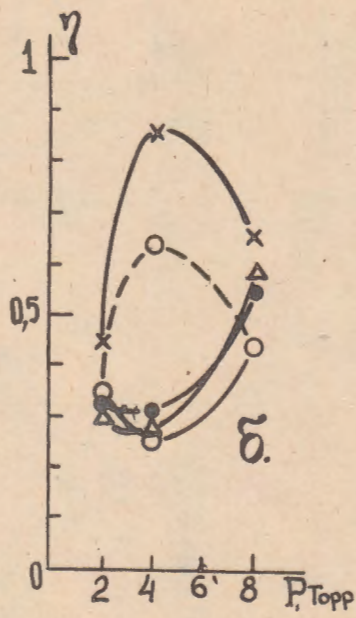
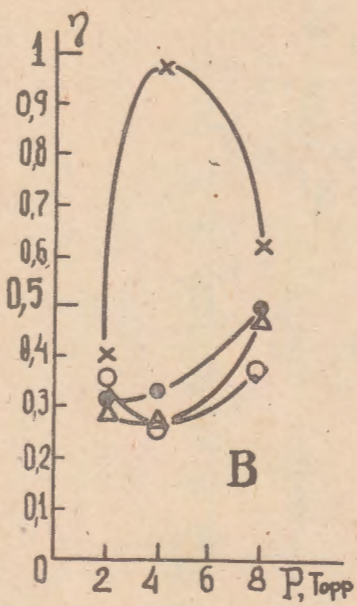
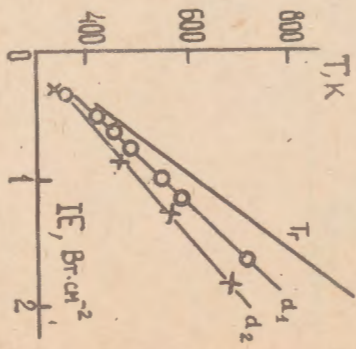


Рис.5

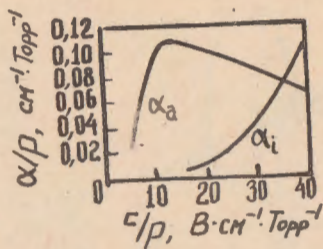


Рис. 6

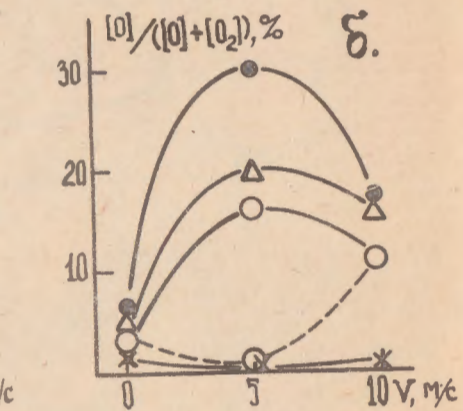
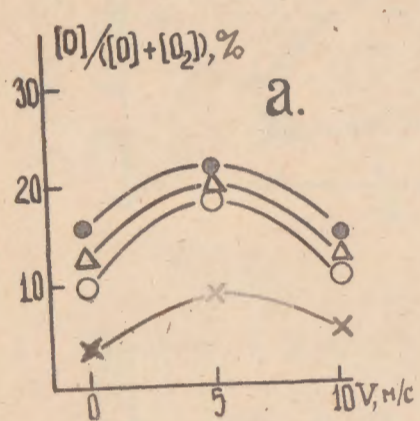


Рис. 7

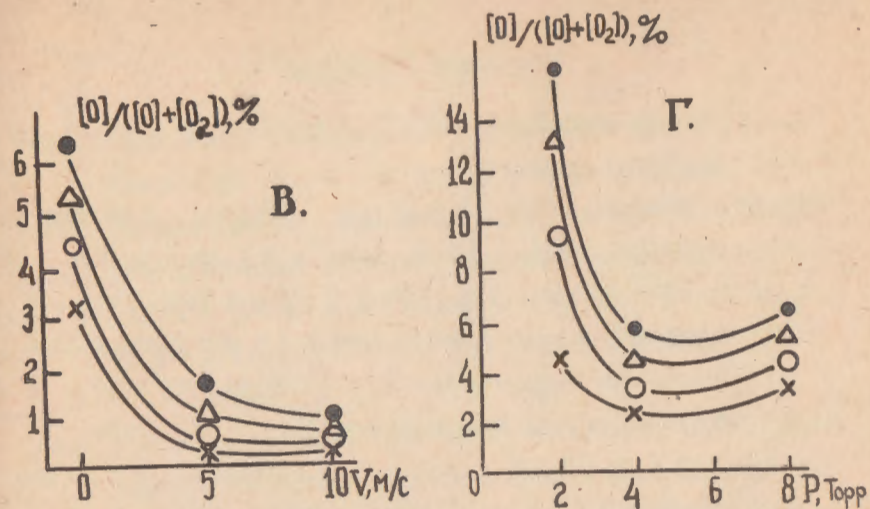


Рис. 7

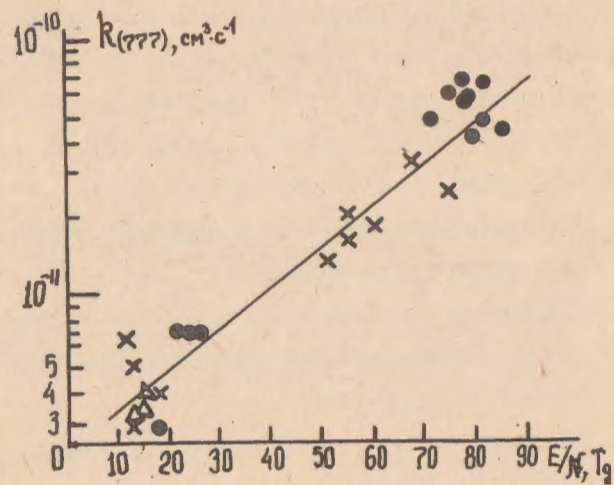


Рис. 8

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1а Р-ветвь атмосферной полосы кислорода с разрешенной вращательной структурой

Рис.1б Зависимость $\ln[J/(j'+1)]$ от $j'(j'+1)$ в разряде кислорода при $I_p = 80$ мА, 1 - P = 2 Торр, $v = 0$ м/с; 2 - P = 4 Торр, $v = 0$ м/с; 3 - P = 4 Торр, $v = 5$ м/с

Рис.2 Распределение температуры газа $T(\rho)$ и концентрации электронов $n_e(\rho)/n_e(0) = \psi(\rho)$ по радиусу трубки в разрядной плазме кислорода при I, • - $v = 0$ м/с, 2, ◦ - $v = 5$ м/с, 3, Δ - $v = 10$ м/с. а) $I_p = 30$ мА, P = 4 Торр, б) $I_p = 30$ мА, P = 8 Торр, в) $I_p = 60$ мА, P = 4 Торр, здесь на кривых 2и и 2в обозначены низко-вольтовый и высоковольтный режимы, соответственно, при $v = 5$ м/с, г) $I_p = 100$ мА, P = 2 Торр

Рис.3 Зависимость параметра ξ (см. выражение (2а)) от давления газа при а) $v = 0$ м/с, б) $v = 10$ м/с; • - 100 мА, Δ - 80 мА, ◦ - 60 мА, X - 30 мА

Рис.4а Зависимость поправки на излучение от температуры термометра в разряде кислорода

Рис.4б Определение истинной температуры газа T_r в плазме кислорода по показаниям двух термометров с диаметрами $d_1 = 0,18$ мм $d_2 = 0,47$ мм по (5а)

Рис.5 Доля энергии η , вкладываемой в разряд кислорода, переходящая в теплоту в зависимости от давления газа при разрядных токах • - 100 мА, Δ - 80 мА, ◦ - 60 мА, X - 30 мА; а) $v = 0$ м/с; б) $v = 5$ м/с. Пунктиром обозначен высоковольтный режим при $I_p = 60$ мА; в) $v = 10$ м/с

Рис.6 Зависимость коэффициентов ударной ионизации α_1/P и прилипания α_0/P от E/P в разряде кислорода [3]

Рис.7 Зависимость процента диссоциации кислорода от давления газа и скорости прокачки, определенная из (29) при токах • - 100 мА, Δ - 80 мА, ◦ - 60 мА, X - 30 мА; а) P = 2 Торр; б) P = 4 Торр; в) P = 8 Торр; г) $v = 0$ м/с

Рис.8 Константа скорости возбуждения состояния $3p^5P$ атомарного кислорода электронным ударом в зависимости от E/N . X, ◦, Δ - наш эксперимент (согласно (30)), сплошная линия - расчет по выражению (31).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амагуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Возбуждение сильных продольных волн в плазме электронными сгустками. Физика плазмы, 1986, т.12, вып.9, с.1145-1147.
2. Баранов В.Ю., Малюта Д.Д. Импульсно-периодические CO₂-лазеры. В кн. Химия плазмы. М.: Атомиздат, 1982, вып.9, с.117-151.
3. Елецкий А.В. Механизмы скатия тлеющего разряда. В кн. Химия плазмы; М.: Атомиздат, 1982, вып.9, с.151-178.
4. Напартович А.В., Старостин А.Н. Механизмы неустойчивостей в плазме повышенного давления. В кн. Химия плазмы. М.: Атомиздат, 1979, вып.6, с.153-179.
5. Минаев С.В., Янковский В.А. Влияние неупругих процессов на нагрев газа в тлеющем разряде. Химическая физика, 1983, т.2, № 9, с.1177-1180.
6. Янковский В.А. Влияние неупругих процессов на нагрев газа в тлеющем разряде кислорода. Статие положительного столба. Химическая физика, 1986, т.5, № 3, с.352-359.
7. Галечян Г.А. Свойства плазм электроотрицательных газов. В кн. Химия плазмы. М.: Атомиздат, 1980, вып.7, с.218-251.
8. Арутюнян Г.Г., Галечян Г.А. Влияние диссоциативного прилипания в плазме газового разряда на поперечную устойчивость положительного столба в электроотрицательных газах. ЖТФ, 1978, т.48, № 3, с.631-633.
9. Галечян Г.А. Плазменный столб в потоке газа. В кн. Химия плазмы. М.: Атомиздат, 1983, вып.10, с.73-108.
10. Arutunian G.G., Galechian G.A., Tavacalian L.B. On Electron Concentration Distribution Along the Radius of the Positive Column of a glow Discharge in Electronegative Gases, - Beitr. Plasmaphys. 1983, B23, N.3, p.271-277.
11. Арутюнян Г.Г., Галечян Г.А., Тавакалян Л.В. Влияние продольной ламинарной прокачки на пространственное распределение концентрации электронов в тлеющем разряде электроотрицательного газа. ТВТ, 1982, т.20, № 6, с.1191-1194.
12. Nobata K., Kondo M. Characteristics and Contraction of Oxygen Glow Discharge. - J.Appl.Phys., 1979, vol.50, N.6, p.3956,3963.
13. Животов В.К., Русанов В.Д., Фридман А.А. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. М.: Энергоиздат, 1985, с.216.
14. Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Левгов В.Г. Анализ процессов взаимодействия электронов с молекулой кислорода. Препринт ФИАН № 169, 1977, с.49.
15. Смирнов Б.М. Физика слабоионизированного газа. М.: Наука, 1978, с.416.
16. Максимов А.И., Сергиенко А.Ф., Словецкий Д.И. Измерение температуры газа в тлеющем разряде термометрическим методом. Физика плазмы, 1978, т.4, вып.2, с.347-351.
17. Голубовский Ю.Б. Об определении интенсивности излучения объемного источника. Вестник Ленинградского университета, 1967, № 10, с.64-68.
18. Дмитриев В.Д., Холопов Г.К. Спектральная лучеиспускающая способность вольфрамовой ленты в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. ЖПС, 1967, т.6, вып.4, с.425-430.

19. Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1973, с.160.
20. Хворостовская Л.Э., Янковский В.А. Экспериментальные исследования процессов с участием метастабильных атомов и молекул в тлеющем разряде в кислороде. Химическая физика, 1984, т.3, № II, с.1561-1572.
21. Amimoto S.T., Wiesenfeld J.R. $O_2(^6\Sigma_g^+)$ Production and deactivation following quenching of $O(^1D_2)$ in O_3/O_2 mixtures.- J.Chem.Phys. 1980, vol.72, p.3899-3903.
22. Masek K., Laska L., Ruzicka T. Electron Collision Rates in Oxygen Glow Discharge. Czech J.Phys., 1978, vol.B28, p.1321-1334.
23. Sabadil H., Bachmann P., Kastelewiak H. Reaktionskinetik der Ozonbildung in der Sauerstoffglimmenladung.- Beitr. Plasmaphys., 1980, B20, p.283-295.
24. Chanin L.M., Phelps A.V., Biondi M.A. Measurements of the Attachment of Low-Energy Electrons to Oxygen Molecules-Phys.Rev., 1962, vol.128, N.1, p.219-230.
25. Мессе Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979, с.756.
26. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. М.: Мир, 1978, с.376.
27. Masek K., Ruzicka T., Laska D. Electron gas in molecular oxygen discharge. Czech J.Phys., 1977, vol.B27, p.888-898.
28. Таблицы физических величин. Справочник./Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976, с.290.
29. Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной фторсодержащей плазме. В кн. Химия плазмы. М.: Атомиздат, 1983, вып.10, с.108-146.
30. Albritton D.L. Ion-Neutral Reaction-Rate Constants Measured in Flow Reactions Through 1977. Atom Data and Nucl. Dat. Tabl, 1978, vol.22, p.1-101.
31. Арутюнян Г.Г., Бабалянц Л.П., Галечян Г.А. Особенности нагрева газа в разряде кислорода. ТВТ, 1987, т.25, № 2, с.391-395.
32. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980, с.240.
33. Tompson J.B. Negative Ions in Positive Column of Oxygen Discharge.- Proc.Phys.Soc., 1959, vol.79, p.818-821.
34. Арутюнян Г.Г. Диффузионные потоки частиц в плазме электроотрицательных газов. Молодой научный работник ЕГУ, 1980, № 2(32), с.130-136.
35. Карапетян А.А., Арутюнян Г.Г. Положительный столб тлеющего разряда электроотрицательного газа. В сб. Научная конференция молодых ученых, Ереван, 1982, с.75.
36. Schottky W. Wandstromme und Theorie der positive Saule, Physik Zeitscher. 1924, vol.B25, p.342-348.
37. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979, с.528.
38. Грановский В.А. Электрический ток в газах. М.: Наука, 1971, с.534.
39. Amiryany A.A., Arutunian G.G., Galechian G.A., Tavakalyan L.B. The Influence of Negative Ions on the Self-Consistent Field and the Positive Column Diameter in the Oxygen Discharge. Beitr. Plasmaphys., 1985, vol.B25, p.289-293.

40. Максимов А.И., Рыбкин В.В. Механизм образования и гибели некоторых уровней в положительном столбе тлеющего разряда O_2 . ЖПС, 1982, т.37, вып.5, с.738-741.

Рукопись поступила 27 октября 1987 г.

Г. Г. АРУТЮНЯН, Л. П. БАБАЛЯНЦ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Редактор Л. П. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

Подписано в печать 31/ХП-87г. ВФ-09588 Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч. изд. л. 2,0 Тираж 299 экз. Ц. 30 к.
Зак. тип. № 839 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2