

11. Sharafutdinov R. G. Interaction of background molecules with a low density free jet.— In: Rarefied Gas Dynamics.: Proc. of 7th Internat. Symp. Vol. 1. Pisa, Italy, 1971.
12. Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Заселенность вращательных уровней молекул азота при неравновесной конденсации в свободно расширяющемся газе.— ПМТФ, 1978, № 3.
13. Бочкарев А. А., Великанов Е. Г., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г., Ярыгин В. Н. Газодинамические установки низкой плотности.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1974.
14. Беликов А. Е., Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Измерения с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении  $B^2\Sigma_u^+$  состояния иона азота.— В кн.: Диагностика потоков разреженного газа. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1979; Ребров А. К., Сухинин Г. И., Шарафутдинов Р. Г., Ленгран Ж.-К. Электронно-пучковая диагностика в азоте. Вторичные процессы.— ЖТФ, 1981, т. 51, вып. 5.
15. Sharafutdinov R. G., Sukhinin G. I., Belikov A. E., Karelov N. V., Zarvin A. E. Electron beam diagnostics in nitrogen: multiquantum rotational transitions.— In: 13th Internat. Symp. on Rarefied Gas Dynamics: Book of Abstracts. Vol. 1. Novosibirsk, USSR, 1982.
16. Sharafutdinov R. G., Skovorodko P. A. Rotational levels population kinetics in nitrogen freejets.— In: Progress in Astronautics and Aeronautics. Vol. 74. N. Y.: AIAA, 1981.

УДК 533.932

### О ВЛИЯНИИ ЭФФЕКТОВ СИЛЬНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИКАТОДНОГО СЛОЯ В ПЛАЗМЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ

*М. С. Бенилов, Г. А. Любимов, А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис  
(Москва)*

Как известно, при достаточно больших значениях напряженности электрического поля  $E$  кинетические и переносные коэффициенты слабоионизованной плазмы начинают зависеть от  $E$ . Данная работа посвящена оценке влияния этого эффекта на характеристики заряженного слоя вблизи холодного катода в плазме продуктов сгорания с прикладной калии для условий, реализующихся в каналах МГД-генераторов открытого цикла.

Распределение концентраций ионов и электронов  $n_i$ ,  $n_e$  и напряженности электрического поля  $E$  в пристеночном слое объемного заряда (дебаевском слое) на катоде описывается следующей нелинейной краевой задачей [1]:

$$(1) \quad \begin{aligned} J'_i &= f, \quad j' = 0, \quad J_i = \mu_i n_i E, \quad J_e = -\mu_e n_e E, \\ j &= e(J_i - J_e), \quad E' = 4\pi e(n_i - n_e); \\ y = 0, \quad J_e &= 0; \quad y = y_D, \quad E = 0, \quad \frac{J_i}{n_{iD}} + \frac{J_e}{D_{eD}} = -2n_D x'_D. \end{aligned}$$

Здесь  $J_i$ ,  $J_e$ ,  $\mu_i$ ,  $\mu_e$ ,  $D_i$ ,  $D_e$  — диффузионные потоки, подвижности и коэффициенты диффузии ионов и электронов;  $j$  — плотность электрического тока (заданная величина), члены в правых частях первого уравнения и последнего граничного условия учитывают соответственно увеличение числа заряженных частиц за счет объемной ионизации и перенос из квазинейтральной области за счет концентрационной диффузии, ось  $y$  направлена по нормали от поверхности электрода,  $y_D$  — координата внешней границы дебаевского слоя, штрих означает дифференцирование по  $y$ , индекс  $D$  приписан значениям соответствующих величин при  $y = y_D$ .

При записи граничного условия на поверхности катода предполагалось, что ток эмиссии отсутствует.

Для решения сформулированной задачи необходимо задать функцию ионизации  $f$  и переносные коэффициенты  $\mu_i$ ,  $\mu_e$ ,  $D_{iD}$ ,  $D_{eD}$ .

Функцию ионизации  $f$  можно представить в виде суммы

$$(2) \quad f = f_1 + f_2,$$

где  $f_1$  соответствует ступенчатой ионизации атомов присадки с участием тяжелых частиц (главным образом молекул воды) и электронов;  $f_2$  описывает прямую ионизацию тяжелых частиц электронным ударом.

Величина  $i_1$  в пределе слабого поля (при температуре электронов  $T_e$ , равной температуре газа  $T$ ) с приемлемой точностью может быть представлена в аддитивном виде [2]

$$(3) \quad f_1 = n_K (K_{H_2O} n_{H_2O} + K_e n_e),$$

где  $n_K$ ,  $n_{H_2O}$  — концентрации атомов калия и молекул воды;  $K_{H_2O}$  и  $K_e$  — константы ступенчатой ионизации калия при столкновении с молекулами воды и электронами. При этом в типичных режимах работы МГД-канала вторым членом в скобках в (3) можно пренебречь. При  $T_e \neq T$  аддитивное представление скорости ступенчатой ионизации становится неприменимым. Расчет  $f_1$  в этих условиях, проведенный по схеме [2, 3] и учитывающий переходы между возбужденными уровнями атома калия при столкновениях с электронами, а также с молекулами воды и азота, показал следующее. При большом превышении  $T_e$  над  $T$  величина  $i_1$  может значительно превосходить изотермическое значение (3), если только относительная концентрация электронов не слишком мала. Однако в таких условиях еще больший вклад в (2) дает прямая ионизация атомов из основного состояния. В той же области параметров, где главным источником заряженных частиц является ступенчатая ионизация, можно использовать выражение (3), ограничиваясь в нем первым членом (учетом вклада молекул).

Для определения скорости прямой ионизации  $f_2$  использовалось максвелловское распределение электронов по энергиям. Температура электронов определялась из уравнения энергетического баланса

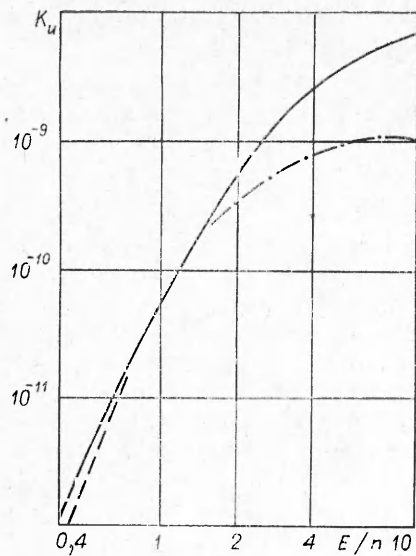
$$(4) \quad e(E/n)^2 \mu_e n = \sum_i x_i \sum_j I_{ij} \langle v \sigma_{ij} \rangle [1 - \varphi_{ij}(T)/\varphi_{ij}(T_e)],$$

где

$$(5) \quad \mu_e n = \frac{e}{3T_e} \sum_i \frac{1}{x_i} \left\langle \frac{v}{\sigma_i} \right\rangle,$$

по локальным значениям параметра  $E/n$  (отношения напряженности поля к концентрации молекул) и температуры газа. Здесь  $v$  — скорость электрона;  $x_i$  — мольная доля  $i$ -й компоненты;  $\sigma_i$  — соответствующее сечение рассеяния электрона с передачей импульса; индекс  $j$  нумерует неупругие процессы рассеяния с сечениями  $\sigma_{ij}$  и передаваемыми энергиями  $I_{ij}$ ; угловые скобки означают усреднение с энергетическим распределением электронов. Функции  $\varphi_{ij}$  характеризуют роль соударений второго рода — с передачей энергии от тяжелых частиц к электронам. Так, для возбуждения вращений  $\varphi(T) = T$ , при возбуждении колебаний молекул  $\text{CO}_2$   $\varphi(T) = [\exp(\omega/T) - 1]^{-1}$ , где  $\omega$  — колебательный квант, и т. д. (см. [4]).

В балансе энергии (4) учитывались потери на возбуждение вращательных уровней  $\text{H}_2\text{O}$ , колебательных и электронных уровней  $\text{N}_2$ , колебательных уровней  $\text{CO}_2$  и резонансного уровня атома калия (вклад остальных процессов несуществен). Сечение возбуждения вращений  $\text{H}_2\text{O}$  из основного состояния рассчитано в дипольном приближении [5]; использовано то обстоятельство, что скорость потерь энергии при возбуждении вращений не зависит от температуры газа [6]. Учет потерь энергии при возбуждении колебаний  $\text{N}_2$  проведен согласно [4], для  $\text{CO}_2$  использованы данные [7]. Колебательная и вращательная температуры молекул принимались равными  $T$ , что оправдано вследствие малости соответствующих времен релаксации. Для констант возбуждения электронных состояний  $\text{N}_2$  приняты значения [8], возбуждение калия рассчитано с использованием сечения [9]. Вычисление подвижности электронов проведено усреднением транспортных сечений [10] с максвелловским распределением.

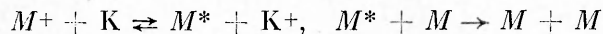


Ф и г. 1

Скорость прямой ионизации  $f_2$  рассчитывалась согласно выражению  $f_2 = n_e n \sum_i x_i \langle \sigma v_i \rangle \equiv n_e n K_u$  с использованием сечений из [11]. На фиг. 1 приведена зависимость  $K_u$  (в  $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ) от  $E/n$  (в  $10^{-15} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ ) в продуктах сгорания природного газа в воздухе при мольной доле калия 1%. Сплошная линия соответствует температуре газа  $T = 2000 \text{ К}$ , штриховая —  $T = 1000 \text{ К}$ . Штрихпунктирная кривая соответствует ионизации только атомов калия. Видно, что в достаточно сильных полях существенной становится ионизация основных компонентов продуктов сгорания.

Отметим, что замена истинного энергетического распределения электронов максвелловским может приводить к неверным значениям константы ионизации  $K_u$  при малых температурах электронов,  $T_e \leq 1 \text{ эВ}$  ( $E/n \leq (6-8) \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ ). Однако при малых  $T_e$  скорость прямой ионизации мала по сравнению со ступенчатой, и неточность в определении  $K_u$  не сказывается на результатах расчетов.

Определение подвижности ионов  $\mu_i$  требует, вообще говоря, расчета ионного состава плазмы. В сильном поле вблизи катода образуются преимущественно ионы  $\text{N}_2^+$  и  $\text{H}_2\text{O}^+$ . Далее происходит перезарядка молекулярных ионов на атомах калия с образованием возбужденных состояний молекул и их последующим тушением:



( $M$ ,  $M^*$ ,  $M^+$  — молекула в основном и электронно-возбужденном состоянии и молекулярный ион). Поскольку тушение происходит достаточно быстро, а обратный ему процесс вследствие малости температуры газа по сравнению с энергией возбуждения (величиной порядка разности потенциалов ионизации молекулы  $M$  и атома калия) неэффективен, то перезарядка в обратном направлении оказывается несущественной. Оценка с использованием сечений перезарядки [12, 13] показывает, что времена перезарядки молекулярных ионов малы по сравнению с временами пролета ионов через дебаевский слой, т. е. основным сортом ионов являются ионы калия. Их подвижность определялась согласно [14], слабой зависимостью  $\mu_i$  от  $E$  пренебрегалось. Величина  $\mu_e$  рассчитывалась согласно формуле (5). Величины  $D_{iD}$ ,  $D_{eD}$  определялись из соотношения Эйнштейна (при  $y = y_D$ ,  $E = 0$  и  $T_e = T$ ).

Величина  $n_D x_D$  определялась так же, как в [1], тем самым предполагалось, что в условиях, когда вклад этого члена является существенным (т. е. при не слишком больших значениях  $|j|$  [1]), неизотермичность не влияет на решение в квазинейтральной области.

Концентрация частиц  $n$  определялась по уравнению состояния, давление принималось заданным и постоянным в дебаевском слое, также заданным предполагалось распределение температуры газа в пристеночной области (оценки показывают, что в рассматриваемых условиях джоулево тепловыделение в дебаевском слое на единицу площади поверхности катода  $j\psi_w$ , где  $\psi_w$  — падение напряжения в слое, мало по сравнению с плотностью конвективного теплового потока, поэтому распределение температуры плазмы в первом приближении не зависит от электрического поля и может быть найдено из решения соответствующей газодинамической задачи).

В пределе изотермической плазмы (т. е. в пределе слабого поля), когда в выражении для величины  $\mu_e$  можно пренебречь зависимостью от  $E$ , а в выражении для величины  $f$  — вторым членом, сформулированная задача имеет точное аналитическое решение [1]. В общем случае такое решение отсутствует и эту задачу необходимо решать численно. Введем предварительно новую независимую переменную  $z = E^2$  и выразим  $n_i$ ,  $n_e$ ,  $J_i$ ,  $E$ ,  $j$  через  $J_e$ ,  $z$ :

$$(6) \quad n_i = -\frac{J_i}{\mu_i \sqrt{z}}, \quad n_e = \frac{J_e}{\mu_e \sqrt{z}}, \quad J_i = \frac{\mu_i z'}{8\pi e} - \frac{\mu_i}{\mu_e} J_e,$$

$$E = -\sqrt{z}, \quad j = e \left[ \frac{\mu_i z'}{8\pi e} - \left( 1 + \frac{\mu_i}{\mu_e} \right) J_e \right].$$

Для функций  $J_e$ ,  $z$  получаем задачу

$$(7) \quad J_e' = f;$$

$$(8) \quad z' = -8\pi e \frac{J_{eD}(1 + D_{iD}/D_{eD}) - J_e(1 + \mu_i/\mu_e) + 2D_{iD}n_D x_D'}{\mu_i};$$

$$(9) \quad y = 0, \quad J_e = 0; \quad y = y_D, \quad z = 0.$$

Заметим, что при  $y = y_D$  функции  $n_i$ ,  $n_e$ , определяемые формулами (6), имеют особенности. Это связано с тем обстоятельством, что вблизи внешней границы дебаевского слоя находится переходный слой [15], в котором вырожденная система уравнений (1) неприменима. Поэтому возникает, вообще говоря, вопрос о способе вычисления второго члена выражения для величины  $f$  в окрестности точки  $y = y_D$ . Однако, поскольку в этой окрестности основным в выражении (2) является первый член, указанный вопрос является несущественным. В данной работе величина  $n_e$  в члене  $f_2$  определялась как наименьшая из величин  $J_e/(\mu_e \sqrt{z})$ ,  $n_{er}$  ( $n_{er}$  — локальная химически равновесная концентрация заряженных частиц). Заметим, что введение здесь перед величиной  $n_{er}$  множителя 0,1 не сказывается на результатах решения, что подтверждает сказанное выше о малости в окрестности точки  $y = y_D$  второго члена выражения для величины  $f$ .

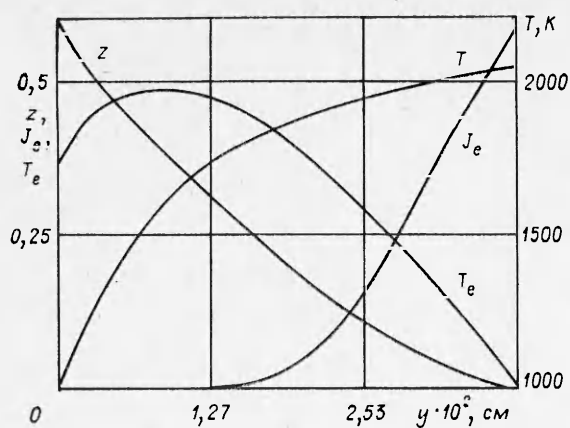
Сформулированная задача решалась при фиксированном значении  $y_D$ . После ее решения определялись соответствующие данному  $y_D$  значения плотности тока на электрод  $j$  и падения напряжения в дебаевском слое  $\psi_w$ . Повторяя этот процесс при различных  $y_D$ , можно получить полное параметрическое описание вольт-амперной характеристики дебаевского слоя.

Такой подход применим, если функция  $y_D(j)$  является монотонно возрастающей: в условиях, рассматриваемых в данной работе, ситуация именно такова. С другой стороны, при немонотонной зависимости задача может решаться аналогичным методом при задаваемой величине  $j$ .

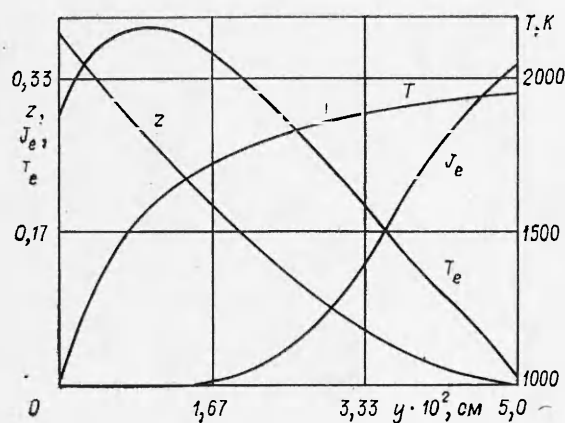
Для решения сформулированной задачи применялся итерационный процесс, на каждом шаге которого последовательно интегрировались уравнение (7) с первым граничным условием (9) (использовался метод Рунге — Кутты, уравнение (4) в каждом узле разностной сетки решалось методом Ньютона) и уравнение (8) со вторым граничным условием (9) (по формуле Симпсона).

В качестве начального приближения использовалось аналитическое решение, полученное в приближении изотермической плазмы [1].

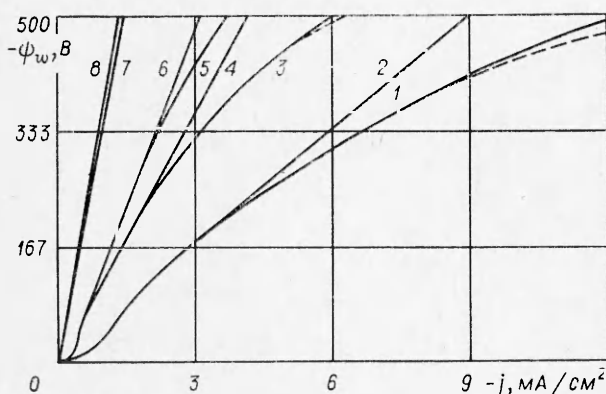
Ниже приводятся результаты расчетов, выполненных для следующих условий: давление  $10^5$  Па, молярная концентрация атомов калия постоянна в дебаевском слое и равна 1%, температура поверхности электрода 1000 К. Для распределения температуры плазмы брались два типичных расчетных профиля, приведенных на фиг. 2, 3 и относящихся соответственно к условиям в начале и конце канала крупномасштабного МГД-генератора [16].



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

На фиг. 4 представлены вольт-амперные характеристики (профилям температуры, представленным на фиг. 2, 3, соответствуют кривые 1, 3). Кривые 2, 4 представляют вольт-амперные характеристики, рассчитанные в приближении изотермической плазмы по аналитическим формулам [1]. Нетрудно видеть, что при  $|\psi_w| \leq 200$  В влияние неизотермичности вообще отсутствует, а при  $200 \text{ В} \leq |\psi_w| \leq 400$  В не превосходит  $\sim 20\%$ . Столь слабый эффект, по-видимому, связан с обсуждавшейся выше малостью числа электронов во внутренней части дебаевского слоя.

Для оценки влияния неизотермичности при меньших концентрациях атомов калия был проведен расчет при уменьшенной на порядок молярной доле атомов калия (0,1%). Вольт-амперные характеристики представля-

На фиг. 2, 3 представлены распределения функций  $z$  (в  $10^9 \text{ В}^2 \cdot \text{см}^{-2}$ ),  $J_e$  (в  $10^{17} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ),  $T_e$  (в  $2 \cdot 10^5 \text{ К}$ ) для указанных профилей температуры плазмы соответственно при  $j = -13 \text{ МА/см}^2$  ( $\psi_w = -516 \text{ В}$ ),  $j = -6,9 \text{ МА/см}^2$  ( $\psi_w = -534 \text{ В}$ ). Распределения на фиг. 2, 3 качественно аналогичны, хотя соответствующие численные значения на фиг. 2 несколько выше. Интересно, что при монотонном профиле электрического поля профиль электронной температуры оказывается немонотонным, что связано с сильным изменением плотности газа в дебаевском слое (функция  $E/n$  оказывается немонотонной).

Основной вклад в генерацию заряженных частиц вносит внешняя часть дебаевского слоя. Это связано с тем обстоятельством, что во внутренней (примыкающей к катоду) части дебаевского слоя из-за уменьшения температуры газа ионизация атомов калия при столкновениях с молекулами воды идет очень слабо. Ионизация при столкновениях с электронами из-за малости числа первичных электронов также идет весьма слабо (заметьте, что если в выражении для величины  $f$  опустить первый член, то рассматриваемая задача имеет решение  $n_e = J_e = 0$ ).

ют на фиг. 4 кривые 5, 7, кривые 6, 8 — результаты расчета по аналитическим формулам в пределе слабого поля (при  $T_e = T$ ). Видно, что эффект в этом случае является еще более слабым.

Все приведенные выше результаты получены в предположении, что эмиссия с катода полностью отсутствует. Однако при наличии сильного поля вблизи электрода даже малый по сравнению с полным током ток эмиссии вследствие лавинообразного нарастания в процессе ионизации может сильно влиять на параметры плазмы в дебаевском слое. Оценку роли тока эмиссии можно получить, используя соотношение

$$\tilde{j}_e(y) = j_e(0) \exp \left\{ \int_0^y \frac{nK_u}{\nu_e E} dy \right\},$$

где  $\tilde{j}_e$  — добавка к плотности тока электронов, связанная с наличием тока эмиссии  $j_e(0)$ . Так, для условий фиг. 2 эта добавка мала, т. е. эмиссия незначительна, если  $j_e(0) \leq 2 \cdot 10^{-3}$  мА/см<sup>2</sup>. Используя формулу Ричардсона — Дэшмана — Шоттки, получим, что ток термоэмиссии при температуре катода 1000 К меньше указанной величины, если работа выхода электрона с поверхности катода  $\phi \geq 2,8$  эВ. Ток ионно-электронной эмиссии удовлетворяет приведенному неравенству, если соответствующий коэффициент эмиссии  $\gamma_i \leq 2 \cdot 10^{-4}$ . Поскольку, как уже отмечалось выше, основной вклад в ионный ток дают ионы калия, которые не могут выбивать электроны из катодов с работой выхода, превышающей половину потенциала ионизации атомов калия,  $\phi > 2,2$  эВ, то можно ожидать, что величина  $\gamma_i$  достаточно мала и ток ионно-электронной эмиссии незначителен. Поэтому в рассматриваемых условиях основным источником эмиссии электронов может служить фотоэффект, обусловленный излучением высоковозбужденных электронных состояний молекул, в первую очередь молекул азота. Для оценки влияния этого эффекта был проведен расчет, где в качестве граничного условия для  $j_e$  задавался ток эмиссии  $j_e(0)$ , определяемый по формуле

$$j_e(0) = \frac{1}{2} \gamma_p \theta \int_0^{y_D} n_{N_2} n_e \langle \nu \sigma_v \rangle dy.$$

Здесь  $\gamma_p$  — коэффициент фотоэмиссии;  $\sigma_v$  — сечение возбуждения излучения; множитель  $\theta$  учитывает тушение излучающих состояний при соударениях с молекулами, а также поправку к току эмиссии, связанную с наличием обратного тока. Величина  $\gamma_p$  для большинства металлов резко увеличивается с ростом энергии фотонов  $\epsilon_p$  при  $\epsilon_p \leq 10$  эВ и остается примерно постоянной на уровне 0,03—0,1 при  $\epsilon_p \geq 10$  эВ [17]. В расчете принято значение  $\gamma_p = 0,1$  и использовано сечение возбуждения излучения молекул азота с  $\epsilon_p \geq 10$  эВ из [18]. Константа тушения излучающих состояний принималась такой же, как в воздухе [19]. Поглощением излучения в дебаевском слое пренебрегалось, что дает для  $j_e(0)$  оценку сверху. Результат расчета вольт-амперной характеристики с учетом фотоэффекта приведен на фиг. 4 штриховыми линиями. Видно, что в рассматриваемом диапазоне параметров влияние фотоэффекта мало.

Во всех рассмотренных в данной работе случаях вольт-амперная характеристика дебаевского слоя является монотонной (падающие участки отсутствуют). С другой стороны, из экспериментов известно, что при достижении некоторого критического значения плотности тока диффузная форма разряда переходит в дуговую (происходит пробой приэлектродного слоя). Очевидно, этот пробой является результатом развития некоторой неустойчивости. Для описания этой неустойчивости, вероятно, можно использовать модель, рассматриваемую в данной работе. В этой связи заметим, что, хотя неизотермичность плазмы в соответствии со сказанным выше слабо влияет на вольт-амперную характеристику в предпробойной

области, эта неизотермичность может оказаться определяющей в механизме пробоя.

Поступила 10 XII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бенилов М. С., Ковбасюк В. П., Любимов Г. А. Расчетная модель диффузного разряда на электродах в слабоионизованной плазме.— ДАН СССР, 1982, т. 266, № 4.
2. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Ионизация атомов и рекомбинация атомарных ионов и электронов в неравновесной атомно-молекулярной плазме. Препринт ИВТАН № 1—43, 1979.
3. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Ионизация и рекомбинация в смесях паров щелочных металлов и молекулярных газов.— ТВТ, 1980, т. 18, № 2.
4. Мнацаканян А. Х. Кинетика элементарных процессов в плазме инертных газов, молекул и паров щелочных металлов.— ТВТ, 1974, т. 12, № 4.
5. Crawford O. H. Scattering of low energy electrons from polar molecules.— J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, N 3.
6. Shimamura I. Energy loss by slow electrons and by slow atoms in a molecular gas.— Phys. Rev., 1981, vol. A23, N 6.
7. Lowke J. J., Phelps A. V., Irvin B. W. Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of CO<sub>2</sub>—N<sub>2</sub>—He laser mixtures.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 10.
8. Cartwright D. C. Rate coefficients and inelastic momentum transfer cross sections for electronic excitation of N<sub>2</sub> by electrons.— J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, N 7.
9. Chen S. T., Gallagher A. C. Electron excitation of the resonance lines of the alkali — metal atoms.— Phys. Rev., 1978, vol. A17, N 2.
10. Spencer F. E., Phelps A. V. Momentum transfer cross sections and conductivity integrals for gases of MHD interest.— In: Proc. 15th Symp. Eng. Asp. MHD, Philadelphia, 1976.
11. Kieffer L. J. A compilation of electron collision cross section data for modeling gas discharge lasers. University of Colorado, Boulder, 1973.
12. Barrett J. L., Leventhal J. J. Electron transfer and excitation in low energy N<sub>2</sub><sup>+</sup>-alkali atom collisions.— J. Chem. Phys., 1979, vol. 71, N 10.
13. Rutherford J. A., Mathis R. F. et al. Formation of sodium ions by charge transfer.— J. Chem. Phys., 1972, vol. 56, N 9.
14. Mason E. A., Viehland L. A. et al. Mobilities of K<sup>+</sup> ions in hot gases.— Phys. Fluids, 1975, vol. 18, N 8.
15. Бенилов М. С. Приэлектродная область в химически равновесной слабоионизованной плазме.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 1.
16. Битюрин В. А., Желнин В. А., Сатановский В. Р. Расчетное исследование гидравлических моделей течения в канале МГД-генератора с различным уровнем точности описания пограничного слоя.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 3.
17. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
18. Zipf E. C., McLaughlin R. W. On the dissociation of nitrogen by electron impact and by EUV photoabsorption.— Planet. Space Sci., 1978, vol. 26, N 3.
19. Teich T. H. Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronenlawinen.— Z. Physik, 1967, Bd 199, H. 4.

УДК 537.523

### ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД В ЦЕЗИИ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 10<sup>8</sup> Па

В. М. Мельников

(Москва)

**Схема эксперимента.** В данной работе в качестве источника плазмы использована схема импульсного квазиизобарического капиллярного разряда [1]. В этой схеме сочетается стабилизированный импульсный разряд в парах рабочего тела и разряд с испаряющейся стенкой. Отличием от разряда с испаряющейся стенкой является то, что материал стенки не является рабочим телом и давление возникает не в процессе интенсивного испарения стенки, а предварительно статически создается в капилляре. Катодом разряда служит «бесконечный» резервуар жидкого рабочего тела, испаряющегося в разряд в процессе горения. В качестве рабочего тела выбран цезий, обладающий низким потенциалом ионизации ( $E = 3,87$  эВ) и являющийся оптимальным веществом (из технически доступных) для получения сильной неидеальности. Оценки, проведенные для