

коэффициента диффузии с моментом перехода четвертого порядка, т. е. B_2 с B_4 . Для применимости (1.4) в случае осциллятора, возбуждаемого силой $F(t)$, необходимо, чтобы параметр $\zeta_{\omega 1}$ (2.15) был мал по сравнению с единицей; энергетическая область применимости ограничена условиями $\zeta_{\omega 1} < \varepsilon/kT < 1/\zeta_{\omega 1}$. Условие малости $\zeta_{\omega 1}$ реализуется, если взаимодействие адиабатично или соотношение масс молекулы и среды такое же, как для броуновской частицы. Расчет $\langle (\Delta \varepsilon)^2 \rangle$ с помощью формулы (2.12) и применимость уравнения (1.4) имеют одинаковую степень приближения.

Поступила 6 XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Сафарян М. Н. Учет ангармоничности колебаний в диффузионной теории колебательной релаксации двухатомных молекул. — «Докл. АН СССР», 1974, т. 217, № 6; Сафарян М. Н. Кинетика колебательно-поступательного обмена двухатомных молекул — ангармонических осцилляторов в среде инертного газа. I. Диффузионное приближение. Препринт Ин-та проблем механики АН СССР, 1974, № 41.
2. Сафарян М. Н., Скребков О. В. Кинетика колебательно-поступательного обмена двухатомных молекул — ангармонических осцилляторов в среде инертного газа. — ФГВ, 1975, № 4.
3. Сафарян М. Н., Стуноченко Е. В. К теории колебательной релаксации двухатомных молекул. — ПМТФ, 1965, № 1; Сафарян М. Н., Пручкина Н. М. К колебательной релаксации ангармонических осцилляторов. — «Теор. и эксперим. химия», 1970, т. 6, № 3.
4. Сафарян М. Н. Об аппроксимации интегро-дифференциального уравнения уравнением фоккер-планковского типа. — ПМТФ, 1977, № 5.
5. Keilson J., Storer J. On brownian motion, Boltzmann's equation, and the Fokker — Planck equation. — «Quart. Appl. Math.», 1952, vol. 10, N 3; Berman P. R. Brownian motion of atomic systems: Fokker — Planck limit of the transport equation. — «Phys. Rev», 1974, vol. 9, N 5.
6. Takayanagi R. Vibrational and rotational transitions in molecular collisions. — «Progress of Theor. Phys.», 1963, Suppl. N 25.
7. Brau C. A. Classical theory of vibrational relaxation of anharmonic oscillators. — «Physica», 1972, vol. 58, N 4.

УДК 537.521

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ИМПУЛЬСНЫМ ПУЧКОМ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СМЕСИ He — Ne ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Ю. Д. Королев, А. П. Хузеев

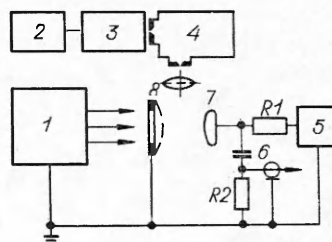
(Томск)

К низкотемпературной плазме, образованной при воздействии электронных пучков на плотные газы, проявляется в последнее время повышенный интерес. Он обусловлен возможностью изучения плазмохимических реакций в условиях глубокой неравновесности [1], а также перспективностью реализации новых методов накачки газовых лазеров: при рекомбинации [2], перезарядке [3], образовании сложных комплексов [4, 5] и др. Рассматриваемая плазма характеризуется высокими скоростями реакций с участием заряженных и нейтральных частиц, что в значительной степени определяет сложность ее экспериментального

исследования. Так, становятся нетривиальными задачи определения сорта ионов, преобладающих в плазме, выяснение механизма рекомбинационного распада, выяснение природы свечения на отдельных спектральных переходах и т. д. В данной работе исследуется распад плазмы в неоне и в смеси $\text{He} - \text{Ne}$ при высоком давлении газа.

1. Методика эксперимента. Кинетика процессов рекомбинации исследовалась с помощью фотоэлектрического метода регистрации спектра и измерения спада электронной плотности в плазме. Схема экспериментальной установки изображена на фиг. 1. Пучок быстрых электронов от ускорителя 1 инжектируется в газовую кювету через окно, герметизированное титановой фольгой толщиной 20 мкм. Плотность тока пучка 25 А/см^2 , длительность тока по основанию $1,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, энергия электронов 200 кэВ. Время рекомбинационного распада плазмы намного превышает длительность тока пучка, так что пучок электронов, ионизируя газ в кювете, задает начальную плотность электронов и ионов n_0 .

Фотоэлектрическая система для регистрации спектра излучения состояла из монохроматора с дифракционной решеткой МДР-3 4, фотоумножителя ФЭУ-38 3 и двухлучевого запоминающего осциллографа



Фиг. 1

С8-2 2. Временное разрешение канала регистрации спектра 25 нс.

Наложение электрического поля на плазму осуществлялось при подключении конденсаторной батареи 6, заряжаемой от источника напряжения 5, к аноду 7 газовой кюветы. Анод представляет собой диск диаметром 4 см. Катодом 8 служила латунная сетка с ячейкой $0,2 \times 0,2 \text{ мм}^2$. Межэлектродное расстояние составляло 4,5 см. Подача напряжения на плазму преследовала две цели: стабилизацию электронной температуры и определение концентрации электронов во времени по току через промежутки. В отсутствие поля электронная температура определяется балансом между процессами, приводящими к нагреву электронов и их охлаждению [6—8]. Охлаждение электронов осуществляется в упругих и неупругих соударениях с атомами газа. Появление быстрых электронов может происходить при ионизации газа электронами пучка, при девозбуждении метастабилей электронным ударом, при рождении электронов в метастабиль-метастабильных соударениях и т. п. В рассматриваемых условиях (концентрация электронов $n > 10^{14} \text{ см}^{-3}$, давление газа $\sim 1 \text{ атм}$) превышение электронной температуры над газовой будет определяться плотностью метастабилей, изменяющейся во времени. Это вносит неопределенность в значение T_e . При наложении электрического поля температура электронов возрастает настолько, что эффект ее изменения за счет реакций с участием метастабилей становится несущественным. С другой стороны, чрезмерное повышение T_e также может приводить к некорректности измерений. Исследование распада плазмы необходимо проводить в условиях превышения электронной концентрации над равновесной. Для примера отметим, что при $T_e = 0,6 \text{ эВ}$ и $p = 1 \text{ атм}$ равновесная плотность электронов в гелии составляет 10^{12} см^{-3} , что значительно ниже реализуемой в эксперименте.

Концентрация электронов во времени определялась из осциллограмм тока через промежутки

$$n(t) = I(t)/ev_S,$$

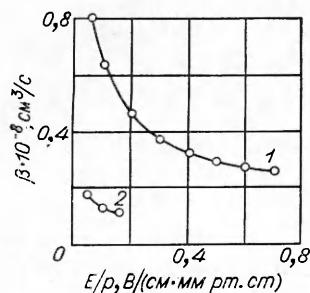
где e — заряд электрона; v_- — дрейфовая скорость; S — площадь разрядного столба.

При использовании данной методики необходимо знать отношение напряженности поля к давлению E/p на столбе разряда и зависимость дрейфовой скорости от E/p . Были проведены измерения распределения напряженности в плазме с помощью двух зондов, находящихся под плавающим потенциалом. Расстояние между зондами составляло 1 см. Ближний к катоду зонд был расположен от катода на расстоянии 1 см. Замечено, что разность потенциалов между зондами, а также между зондами и катодом не изменяется при распаде плазмы. Следовательно, катодное падение потенциала оставалось неизменным: $U_K = 180-200$ В. При обработке экспериментальных результатов отношение напряженности поля на плазме к давлению принималось равным $E/p = (U_0 - U_K)/pd$, где U_0 — напряжение, приложенное к зазору; d — длина зазора. Скорость дрейфа электронов в области $E/p = 0,05-0,8$ В/(см·мм рт. ст.) для чистого гелия бралась из табл. II.3.1 работы [9], а для чистого неона — из [10]. В случае гелия с добавками неона использовалась та же зависимость $v_-(E/p)$, что и для чистого гелия.

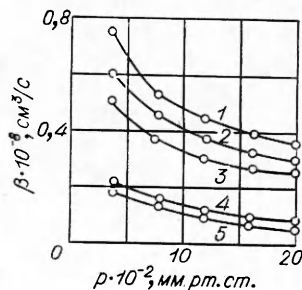
В экспериментах применяется гелий и неон высокой чистоты. Кроме того, газы подвергались дополнительной очистке адсорбционным способом путем их пропускания через активированный уголь, находящийся при температуре жидкого азота. Перед наполнением газом кювета откачивалась диффузионным насосом с вымораживанием паров масла до давления 10^{-6} мм рт. ст. После многократного введения электронного пучка в газовую кювету наблюдалось выделение примесей из стенок кюветы и изолятора, что проявлялось появлением в спектре свечения дополнительных линий (например, иона азота N_2^+) и увеличением скорости распада плазмы. В связи с этим после 2-, 3-кратного введения пучка в газ кювета откачивалась и наполнялась новой порцией газа.

2. Обсуждение результатов. Параметром, характеризующим скорость спада электронной плотности в плазме, является эффективный коэффициент рекомбинации β . На фиг. 2 показана зависимость $\beta(E/p)$ при общем давлении $p = 800$ мм рт. ст. в смеси He + 0,5% Ne (кривая 1) и в чистом неоне (кривая 2) при начальной плотности электронов $n_0 = 2 \cdot 10^{14}$ и 10^{15} см $^{-3}$ соответственно. Во всех случаях уменьшение концентрации электронов описывается законом $1/n(t) = 1/n_0 + \beta t$. Обработка осциллограмм проводилась в диапазоне от n_0 до $(0,1-0,15)n_0$. Коэффициент рекомбинации в смеси He — Ne при одних и тех же E/p выше, чем в чистом гелии.

Обнаружено, что при последовательном увеличении содержания неона в смеси значение β сначала монотонно возрастает, а затем при 0,2—2% неона остается неизменным. Соответственно остается неизменной и форма осциллограмм тока через плазму.



Фиг. 2

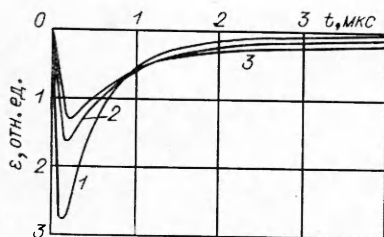


Фиг. 3

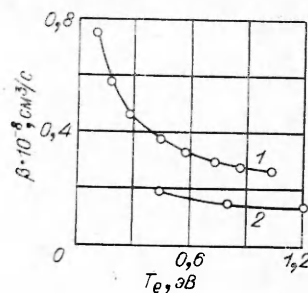
На фиг. 3 показаны зависимости коэффициента рекомбинации от давления газа в смеси He + 0,5% Ne (кривые 1—3) и в чистом неоне (кривые 4, 5). Отношение напряженности поля к давлению соответственно было $E/p = 0,15; 0,2; 0,3; 0,05; 0,1$ В/(см·мм рт. ст.). Уменьшение β с ростом давления происходит несколько быстрее в неоне, чем в смеси He—Ne.

Экспериментальные данные относительно рекомбинации неоновой плазмы при высоком давлении газа свидетельствуют о преобладании ионов Ne_2^+ и о диссоциативной рекомбинации этих ионов [1]. В работе [11] также обнаружена зависимость β от давления. Согласно существующим представлениям о механизме диссоциативной рекомбинации, возбужденные атомы неона должны образовываться преимущественно в группе состояний $2p$. Наблюдение свечения спектральных линий при переходах в неоне из группы уровней $2p$ в группу $1s$ показало, что при рекомбинации преимущественно заселяется уровень $2p_1$ и наблюдается интенсивное свечение на переходах с длинами волн $\lambda = 585,2$ ($2p_1 - 1s_2$) и $540,0$ нм ($2p_1 - 1s_4$).

В чистом гелии, возбуждаемом электронным пучком, регистрируется сильный рекомбинационный спектр молекулы He_2 , но по мере возрастания концентрации неона интенсивность молекулярных полос ослабевает, а интенсивность линий неона $585,2$ и $540,0$ нм растет. При содержании неона 0,2—0,4% спектр молекул гелия практически исчезает. Из тридцати разрешенных переходов с уровней $2p$ на уровни $1s$ отмеченные линии имеют интенсивность на порядок выше, чем остальные. Заметим, что переход $2p_1 - 1s_4$ обладает самым малым значением силы осциллятора, поэтому наблюдение свечения на данном переходе говорит о большой населенности уровня $2p_1$. На фиг. 4 показан временной ход свечения линии $585,2$ нм в смеси He + 0,5% Ne при $E/p = 0; 0,35$ и $0,7$ В/(см·мм рт. ст.) (кривые 1—3 соответственно). Форма свечения и характер влияния электрического поля указывают на рекомбинационную природу заселения уровня $2p_1$. Спад относительной интенсивности $\varepsilon/\varepsilon_0$ хорошо описывается законом $\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon(t)} = 1 + \beta n_0 t$, причем определенный по этой формуле коэффициент рекомбинации совпадает с измеренным по спаду электронной плотности. Этот факт, а также сходный характер зависимости $\beta(p)$ в смеси He—Ne и в чистом неоне позволяет утверждать, что распад плазмы гелия, содержащей небольшие добавки неона, в рассматриваемых экспериментальных условиях обусловлен диссоциативной рекомбинацией ионов Ne_2^+ . На фиг. 5 построена зависимость коэффициента рекомбинации в неоне (кривая 2) и в смеси He—Ne (кривая 1) от электронной температуры, пересчитанная из данных фиг. 2 по зависимостям $T_e(E/p)$, взятым из работы [12]. Абсолютные значения коэффициентов рекомбинации при одинаковых электронных температурах близки друг к другу, что также свидетельствует об идентичности механизма рекомбинации в чистом неоне и в смеси He—Ne. Температурная зависимость в обоих случаях представляется в виде $T_e^{-0,43}$.



Ф и г. 4

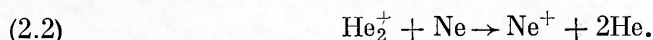


Ф и г. 5

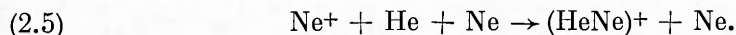
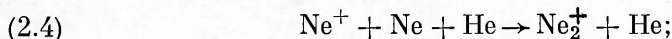
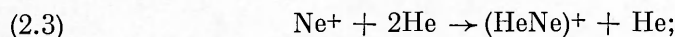
По-видимому, точное совпадение коэффициентов рекомбинации ионов Ne_2^+ в смеси, содержащей в качестве буферного газа гелий, и в чистом неоне ожидать трудно. Это обусловлено тем, что коэффициент диссоциативной рекомбинации зависит от распределения заселенности колебательных состояний молекулярных ионов [1]. Такое распределение, естественно, будет различным в разных газах. С более быстрой релаксацией колебательной энергии иона Ne_2^+ при повышении давления может быть связана также зависимость $\beta(p)$.

Для выделения канала образования молекулярных ионов неона анализируем характерные времена преобладающих в плазме реакций. Наиболее быстрыми реакциями, в которые могут вступать ионы гелия, образованные при прохождении через газ пучка ускоренных электронов, являются конверсия атомарных ионов в молекулярные (константа процесса $k_1 \approx 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ [1], характерное время $\tau_1 = 1/k_1 [\text{He}]^2 = 10^{-8} \text{ с}$) и перезарядка иона He_2^+ на атомах неона ($k_2 = 1,4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [13], $\tau_2 = 1/k_2 [\text{Ne}] = 10^{-7} \text{ с}$).

Указанные процессы идут по схеме



Поскольку плотность нейтральных частиц высока, протекают реакции с образованием комплексных ионов



Константы процессов (2.3), (2.4) [1] соответственно $k_3 = 0,2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \times \times \text{с}^{-1}$, $k_4 = 3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$. Так как для комплексных ионов $(\text{HeNe})^+$ характерна слабая связь (энергия диссоциации $\sim 0,034 \text{ эВ}$ [14]), то, как показывают оценки, их влиянием на распад плазмы можно пренебречь. Таким образом, молекулярные ионы Ne_2^+ , обуславливающие рекомбинационный распад $\text{He}-\text{Ne}$ плазмы, образуются вследствие протекания цепи реакций (2.1), (2.2), (2.4).

Свечение на переходах, верхний уровень которых заселяется при диссоциативной рекомбинации ионов Ne_2^+ , оказывается наиболее интенсивным в спектре плазмы гелия с добавками неона, создаваемой электронным пучком. Так как общепринятый механизм свечения неона в смесях $\text{He}-\text{Ne}$ при низких давлениях и низких электронных концентрациях связывается с передачей возбуждения от метастабилей гелия на неон [15], необходимо проанализировать этот процесс применительно к рассматриваемым условиям.

Известно, что при ионизации гелия быстрыми электронами энергия электронов, расходуемая на создание заряженных частиц, примерно равна энергии, расходуемой на возбуждение. Это значит, что после прекращения действия пучка плотность атомарных метастабилей гелия $n_m \approx n_0$. При $n_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ переход метастабилей $\text{He} (2^1S)$ в метастабиль $\text{He} (2^3S)$ в тушащих соударениях с электронами протекает за характерное время $\sim 10^{-7} \text{ с}$ [1], т. е. в реакциях передачи возбуждения необходимо учитывать лишь метастабиль 2^3S . Отсутствие излучения на переходе $632,8 \text{ нм}$ подтверждает это утверждение. Экспериментально факт передачи возбуждения от метастабиль 2^3S на уровни $2s$ можно зафиксировать, регистри-

руя излучение переходов $2p - 1s$. Константа скорости передачи возбуждения от He (2^3S) ($k = 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$) на порядок меньше, чем для метастабиль 2^1S [15]. Сравнивая скорость накачки уровня $2p_1$ при рекомбинации ($\beta n_0^2 \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и при передаче возбуждения ($[\text{He}_m][\text{Ne}]k \approx 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), получаем соизмеримые величины. Однако в экспериментах интенсивность рекомбинационного излучения намного превосходит интенсивность на переходах 703,5; 640,2; 724,5 нм и др. По-видимому, это объясняется, во-первых, избирательностью заселения уровня $2p_1$, во-вторых, побочными процессами, приводящими к разрушению метастабилей. Такими процессами являются пеннинговская ионизация при метастабиль-метастабильных соударениях ($k = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau = 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ [16]), тушение метастабилей при соударениях с электронами ($k \geq 0,5 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau \leq 10^{-6} \text{ с}$ [16]), конверсия атомарных метастабилей 2^3S в молекулярные $2^3\Sigma$ ($k = 0,3 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau = 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ [1]).

В заключение отметим, что уже обсуждался вопрос о возможности использования процессов диссоциативной рекомбинации для получения инверсии в лазерах [15]. Обнаруженное здесь селективное возбуждение уровня $2p_1$ неона может приводить при определенных условиях к возникновению инверсии на переходах $2p_1 - 1s_4$ и $2p_1 - 1s_2$. Благоприятными факторами в этом плане являются высокая концентрация плазмы, создаваемой пучком электронов, и высокий коэффициент рекомбинации, что может обеспечить достаточные уровни накачки. Например, при $n = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\beta = 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ оценка для коэффициента усиления стимулированного излучения в самоограниченном режиме дает $\chi \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Авторы выражают благодарность Г. А. Месяцу за поддержку работы, Ю. И. Бычкову и В. В. Рыжову за обсуждение результатов.

Поступила 22 II 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М., Атомиздат, 1974.
2. Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А., Яковленко С. И. Усиление в рекомбинирующей плазме (плазменные лазеры). — «Усп. физ. наук», 1974, т. 114, вып. 3, с. 457.
3. Collins C. B., Cunningham A. J., Curry S. M., Johnson B. W., Stocton M. Stimulated emission from charge-transfer reactions in the afterglow of an e-beam discharge into high-pressure helium-nitrogen mixtures. — «Appl. Phys. Lett.», 1974, vol. 24, N 10, p. 477.
4. Басов И. Г., Брунин А. Н., Данпльчев В. А., Дегтярев А. Г., Долгих В. А., Керимов О. М., Лобанов А. Н. Лазер в зеленой области спектра на молекуле HeO. — «Письма в ЖТФ», 1976, т. 2, вып. 8, с. 337.
5. Джонсон А., Вейн, Жерардо Дж. Б., Паттерсон Е. Л., Гербер Р. А., Райс Д. К., Бингем Ф. В. Исследование газовых лазеров с накачкой электронным пучком. — «Квант. электроника», 1976, т. 3, № 4, с. 914.
6. Антипов С. В., Незлин В. М., Снежкин Е. И., Трубников А. С. Квазистационарная переохлажденная (рекомбинирующая) плазма, создаваемая электронным пучком в плотном газе. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 5 (11), с. 1866.
7. Johnson A. W., Gerardo J. B. Recombination and ionization in a molecular — ion-dominated helium afterglow. — «Phys. Rev.», 1972, vol. 5A, N 3, p. 1410.
8. Благоев А. Б., Каган Ю. М., Колоколов Н. Б., Лягущенко Р. И. Исследование функции распределения электронов по энергиям в плазме послесвечения. — ЖТФ, 1974, т. 44, вып. 2, с. 339.
9. Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М., Атомиздат, 1975.
10. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961.
11. Виноградов Г. К., Голубовский Ю. Б., Иванов В. А., Каган Ю. М. Об измерении коэффициента диссоциативной рекомбинации при высоких электронных температурах в неоне. — ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 12, с. 2584.

12. Голубовский Ю. Б., Каган Ю. М., Лягуценко Р. И. О распределении по энергиям и подвижности электронов в газах и полупроводниках. — ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 6 (12), с. 2222.
13. Fensenfeld F. C., Schmeltekopf A. L., Goldan P. P., Schiff H. J., Fergusson E. E. Thermal energy ion-neutral reaction rate. I. Some reactions of helium ions. — *J. Chem. Phys.*, 1966, vol. 44, N 1, p. 4087.
14. Ефремкова Л. Я., Радцог А. А., Смирнов Б. М. Параметры слабосвязанных молекулярных ионов. — *«Оптика и спектроскопия»*, 1974, т. 36, вып. 1, с. 61.
15. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Газовые лазеры. М., Атомиздат, 1971.
16. Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F. High-pressure helium afterglow at room temperature. — *«Phys. Rev. A: Gen. Phys.»*, 1976, vol. 13, N 3, p. 1410.

УДК 533.9.082.76

**КОНЦЕНТРАЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ
НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ
ПЛАЗМЫ АРГОНА
МАГНИТОПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА**

Г. А. Лукьянов, В. В. Сахин

(Ленинград)

Картина течения и параметры в сверхзвуковых струях плазмы существенным образом зависят от типа источника и его характеристик. В работе [1] проведено экспериментальное исследование газодинамической структуры начального участка струй плазмы аргона и гелия при истечении в разреженную среду из магнитоплазмодинамического источника (МПДИ). Значительный самостоятельный интерес представляют данные о полях концентрации и температуры электронов, ионном составе и кинетике электронно-ионных процессов в струях МПДИ.

Результаты измерений электронных параметров в струях плазмы источников без внешнего магнитного поля рассматривались в работах [2, 3]. Данные для струй плазмы источников с внешним магнитным полем приводятся в работах [4, 5]. Следует, однако, отметить, что результаты указанных работ не дают полного представления о полях электронных параметров на начальном участке, а анализ результатов выполнен без должного внимания к газодинамической структуре струй этого типа.

В данной работе делается попытка объяснения закономерностей изменения электронных параметров в струе плазмы аргона МПДИ с внешним магнитным полем с учетом газодинамической структуры начального участка и кинетики электронно-ионных процессов. Конструкция источника плазмы и схема начального участка струи даны на фиг. 1, а. Источник состоит из вольфрамового катода 1, анода-сопла 2, нейтральной вставки 3, магнитной катушки 4 и магнитопровода 5. Минимальный внутренний диаметр анода $d = 40$ мм. Источник размещался внутри вакуумной камеры объемом около 10 м^3 на координатном устройстве с двумя степенями свободы в горизонтальной плоскости. Измерительные приборы были неподвижны относительно вакуумной камеры.

В струе можно выделить несколько характерных областей: *I* — высокоэнтальпийный поток, называемый обычно катодной струей, *II* — зона расширения, *III* — слой смешения струи с окружающей средой. Условия