

КОАКСИАЛЬНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ИНЖЕКТОР В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

I. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛЯ

*В. П. Афанасьев, И. О. Блинов, Д. А. Дричко, Г. А. Дюжев, М. А. Жаков,
Д. А. Орлов, С. В. Касьяненко*

Проведены исследования коаксиального плазменного инжектора в квазистационарном режиме работы на водороде с массовым расходом $\dot{m} = 0.1-4$ г/с при токах разряда $I \leq 30$ кА. В плазменном факеле измерены параметры плазмы (потенциал, концентрация, температура электронов), скорость направленного движения плазменного потока и распределение токов, протекающих по плазме. Показано, что для данного инжектора не удастся реализовать электродинамический механизм ускорения плазмы.

Введение

Стационарный, или квазистационарный, поток квазинейтральной плазмы, в котором сочетались бы большие концентрации заряженных частиц ($n \sim 10^{16}$ см $^{-3}$) и большие энергии направленного движения ($\epsilon \sim 10^2-10^3$ эВ), позволил бы принципиально по-новому подойти к разработке целого ряда плазменных технологий.

На теоретическую возможность реализации стационарного механизма электромагнитного ускорения плазмы впервые было указано в работе [1]. Элементарная теория, базирующаяся на законах сохранения, дает для ламинарного течения в узком канале следующие зависимости скорости истечения плазмы v и напряжения на электродах V от разрядного тока:

$$v \text{ (см/с)} \approx 10^4 \frac{I^2 \text{ (кА)}}{\dot{m} \text{ (г/с)}}, \quad (1)$$

$$V \text{ (В)} \approx 10^{-2} \frac{I^3 \text{ (кА)}}{\dot{m} \text{ (г/с)}}. \quad (2)$$

Вольт-амперная характеристика ускорителя $V(I)$ и скорость плазмы $v(I)$, рассчитанные по формулам (1) и (2) для массового расхода водорода $\dot{m} = 0.5$ г/с, приведены на рис. 1. Видно, что даже при сравнительно малых точках I скорость плазмы v может достигать больших значений.

Однако уже первые эксперименты [2] показали существенные расхождения с предсказаниями теории: ВАХ ускорителя была прямолинейной, и скорость плазмы заметным образом не росла с ростом тока. Такое расхождение было связано [3] с большой ролью эффекта Холла, скольжением тока вдоль поверхности анода и с возникновением так называемого предельного режима, когда

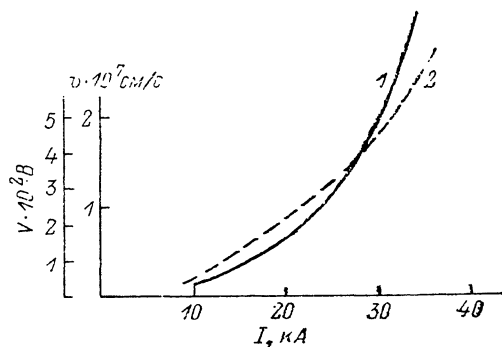


Рис. 1. Расчетная вольт-амперная характеристика (1) и зависимость скорости плазмы (2) от разрядного тока.

Водород, $\dot{m} = 0.5$ г/с.

большая часть приложенного к электродам ускорителя напряжения сосредоточена не в объеме плазмы, а в узком слое вблизи анода. Естественно, что в этом случае электродинамическое ускорение плазмы должно отсутствовать.

Целью настоящей работы являлась экспериментальная проверка возможности квазистационарного электродинамического ускорения плазмы при токах, заведомо меньших, чем критический ток возникновения предельного режима.

1. Конструкция ускорителя (инжектора) и экспериментальная установка

В экспериментах исследовалась широко распространенная конструкция коаксиального плазменного ускорителя, схематически показанная на рис. 2. Чтобы придать ускорительному каналу соплообразную геометрию, конец катода был профилирован. Длина профилированной части катода 30 мм, максимальный диаметр $2r_k = 30$ мм. Остальные размеры конструкции варьировались в следующих пределах: $2r_a = 50-60$ мм, $l_{ак} = 37-150$ мм, $L = 90-200$ мм.

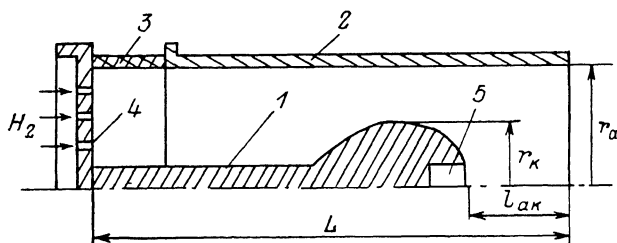


Рис. 2. Конструкция инжектора.

1 — катод, 2 — анод, 3 — диэлектрик, 4 — напускные отверстия, 5 — дивертор.

Напуск рабочего газа (водород) осуществлялся через отверстия в торцевом катодном фланце. В работе использовались как электромагнитные, так и индукционно-динамические импульсные газовые клапаны. Система газоснабжения, состоящая из электролизера и палладиевого натекателя, позволяла накапливать в ресиверном объеме чистый водород при давлении до 0.9 атм. После срабатывания импульсного клапана газ, пройдя через напускные отверстия в катодном фланце, попадает в канал инжектора. Через регулируемое время задержки $\tau_{зад}$ относительно начала импульса тока в магнитной катушке клапана на электроды инжектора подается напряжение с накопительной конденсаторной батареи емкостью $C_0 \approx 1$ мФ. Разрядная цепь батареи, собранная по схеме «длинной линии», позволяет сформировать импульс тока, близкий к прямоугольному с плоским участком длительностью ~ 100 мкс. Обычно $\tau_{зад}$ выбиралось так, чтобы разряд начинался на вершине газового импульса. В этом случае концентрация молекул H_2 в канале была практически постоянна на квазистационарной стадии тока.

Инжектор монтировался на торцевом оргстеклянном фланце металлической вакуумной камеры диаметром 190 мм и длиной 2000 мм. Часть измерений проводилась в камере диаметром 500 мм и длиной 1500 мм. Откачка камер производилась масляным или эфирными диффузионными насосами до давлений $\sim 10^{-5}$ Тор.

2. Методы измерений

Газодинамические измерения. Форма газового импульса и концентрация молекул водорода определялись двумя методами: с помощью пьезодатчика и датчика тока тлеющего разряда, представлявшего собой два металлических зонда, расположенных на расстоянии 1—3 мм друг от друга, на которые подавалось постоянное напряжение ~ 1 кВ.

Оба метода определения концентрации давали близкие значения. Во время работы ускорителя концентрация на срезе анода была в пределах $10^{16}-10^{18}$ см $^{-3}$.

в зависимости от давления в ресиверном объеме под бойком газового клапана и тока через магнитную катушку клапана.

Электрические измерения. Измерение электрических характеристик инжектора производилось стандартными методами с помощью поясов Роговского и омических делителей напряжения, сигналы с которых записывались на запоминающем осциллографе с выходом на самописец и ЭВМ. Для изучения распределения токов по плазме как внутри ускорительного канала, так и за его пределами пояса различного диаметра помещались внутрь вакуумной камеры и могли перемещаться с помощью координатного устройства.

Типичные осциллограммы тока и напряжения на электродах инжектора приведены на рис. 3.

Диагностика плазмы. Для определения параметров плазмы использовались два метода: зондовый и оптический.

Зондовый метод прост в наладке, обладает хорошей локальностью, но интерпретация полученных результатов представляет значительные трудности.

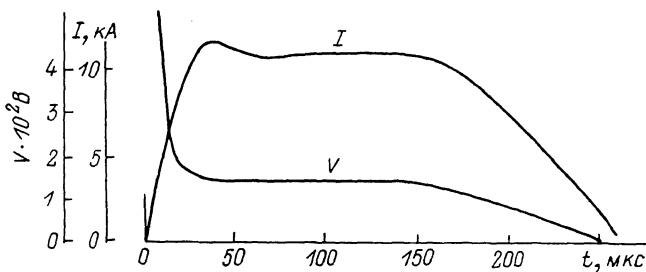


Рис. 3. Типичные осциллограммы тока и напряжения на электродах инжектора.

И если в неподвижной плотной плазме теория [4] позволяет с помощью зондов получать количественную информацию о плазме в широком диапазоне параметров, то в быстрых плазменных потоках высокой плотности (направленная скорость потока порядка тепловой скорости ионов) зондовая методика может дать лишь качественные результаты.

За срезом инжектора в плазменном факеле обычно хорошо выполнялось условие $a < \lambda$, (радиус зонда меньше длины свободного пробега) и для оценки параметров плазмы можно было использовать стандартные методики обработки зондовых характеристик [5].

В данных экспериментах зондовый узел представлял собой три остеклованные Мо проволоочки диаметром 0.1–0.3 мм, длиной 1–2 мм, расположенные в одной плоскости на расстоянии 0.5–3 мм друг от друга и закрепленные на общем стеклянном держателе. Такая конструкция позволяла одновременно и приблизительно в одной точке определять концентрацию плазмы n (методом двойного зонда), температуру электронов T_e (методом тройного зонда) и напряженность электрического поля E (по разности потенциалов между двумя соседними зондами). Абсолютные значения потенциала определялись по плавающему потенциалу V_f одиночного зонда относительно одного из электродов инжектора. При зондовых измерениях особое внимание уделялось тщательной очистке поверхности зонда, поскольку только «чистые» зонды давали правильные результаты, особенно при измерении температуры электронов T_e .

Для диагностики плазмы в факеле широко использовались и оптические методики. В экспериментах определялись абсолютные интенсивности и контуры спектральных линий водорода H_α , H_β и H_γ . Сканирование по спектру проводилось с помощью монохроматора МДР-23. На выходе из монохроматора излучение плазмы регистрировалось ФЭУ-100, а затем сигнал с ФЭУ записывался на запоминающем осциллографе. При такой технике измерений контуры спектральных линий снимались по точкам за несколько пусков установки. Естественно, точность этих измерений была невелика.

Исследование распределения свечения плазмы по пространству проводилось с помощью телескопической системы с подвижным оптико-волоконным

узлом. Для получения радиальных распределений использовалась абелевская инверсия по методу Олсона.

С целью определения чистоты плазмы в экспериментах фоторегистрировался спектр излучения с помощью спектрографа СТЭ-1. Поскольку уровень примесей (медь, углерод) был низок, то обычно на фотопленке чувствительностью несколько тысяч единиц спектр получался за большое количество импульсов (~ 100).

3. Вольт-амперные характеристики инжектора и параметры плазмы в плазменной струе

Вольт-амперные характеристики инжектора для момента времени, соответствующего квазистационарной стадии разряда, приведены на рис. 4. Во всем диапазоне параметров работы инжектора (массовый расход водорода $\dot{m} \sim 0.1-4.0$ г/с, время задержки $\tau_{\text{зад}} \sim 300-1000$ мкс) вольт-амперная характеристика с большой степенью точности остается линейной. Все измеренные ВАХ находились в пределах заштрихованной на рис. 4 области.

На рис. 5 приведены зависимости параметров плазмы на срезе анода инжектора от тока при $\dot{m} = \text{const}$. Видно, что потенциал плавающего зонда V_f вблизи анода ($r/r_a = 0.95$) растет пропорционально напряжению на разряде V . Поскольку потенциал плазмы $V_{\text{пл}} = V_f + \gamma (kT_e/q)$, а для наших условий коэффициент γ может достигать больших значений ($\gamma \sim 10$), то $V_{\text{пл}} \approx V$, т. е. во всем диапазоне токов инжектор работает в заведомо допредельном режиме $I < I_{\text{кр}}$.

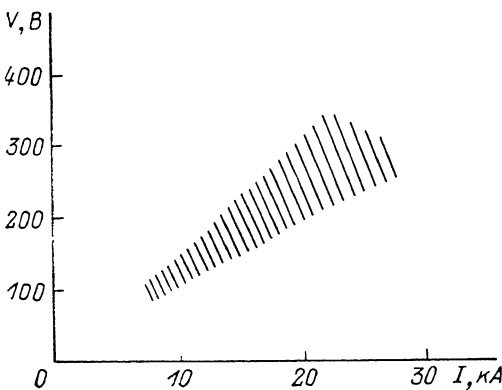


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики инжектора.

$\dot{m} = 0.2-4.0$ г/с, $\tau_{\text{зад}} = 300-1000$ мкс.

Ионный ток насыщения на зонд I_{is} , а вместе с ним и концентрация плазмы n при $I > 10$ кА слабо зависят от тока, в то время как температура электронов растет. Это указывает на высокую степень ионизации плазмы. Постоянству концентрации плазмы при больших токах не противоречат и результаты оптических измерений. Проведенные эксперименты показали, что с ростом тока (при $I > 10$ кА) ширина спектральной линии H_β меняется незначительно.

В условиях эксперимента контур линии H_β определяется в основном штарковским уширением, по его полуширине можно оценить значение концентрации плазмы $n \approx 0.8-1.0 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Следует отметить, что максимум свечения атомарного водорода соответствует расстоянию $r = 2-3$ см от оси системы. Поэтому приведенная оценка n относится к периферии плазменной струи.

При изменении массового расхода \dot{m} , как показали эксперименты, температура электронов T_e меняется мало, в то время как концентрация плазмы прямо пропорциональна величине массового расхода ($n \sim \dot{m}$).

Были проведены также подробные измерения распределений параметров плазмы вдоль плазменной струи. Некоторые из полученных результатов представлены на рис. 6. Видно, что электрическое поле в плазменной струе весьма мало ($E < 1$ В/см), а потенциал струи гораздо ближе к потенциалу катода, чем к потенциалу анода. Температура электронов вдоль струи падает, однако падение T_e не очень значительно. Кривые 3, 4 и 5 относятся к распределению концентрации плазмы, кривая 3 — экспериментальные данные, кривая 4 — расчет падения концентрации вследствие теплового разлета плазмы в вакуум, кривая 5 — расчет падения концентрации вследствие рекомбинации в плазменной струе. Видно, что из двух механизмов уменьшения концентрации плазмы вдоль струи (рекомбинация и тепловой разлет) экспериментальные данные явно свидетельствуют в пользу последнего. Отметим, что вне инжектора характер

разлета струи определяется диаметром вакуумной камеры и структурой токов, протекающих по плазменной струе (раздел 4).

Важнейшей характеристикой работы инжектора (ускорителя) является направленная скорость плазменного потока. В данных экспериментах скорость струи изменялась двумя методами: по времени пролета плазменного фронта между двумя электрическими зонами и по смещению линии H_{α} вследствие эффекта Доплера. Однако оба этих метода в плазодинамических системах обладают существенными недостатками.

При определении скорости по времени пролета очень важно, чтобы плазма распространялась в вакуум, а не в неподвижный (или малоподвижный) газ. По этой причине в экспериментах время задержки разряда $\tau_{\text{зад}}$ выбиралось

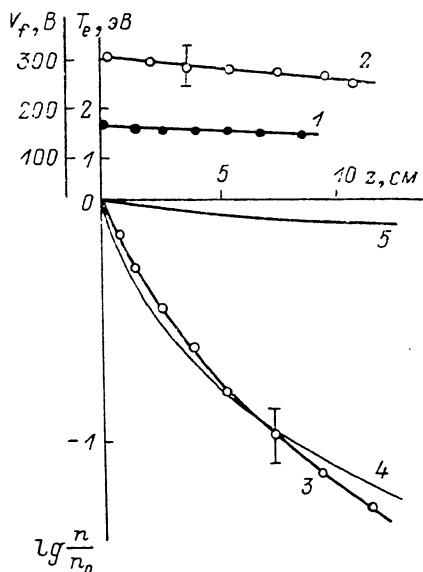
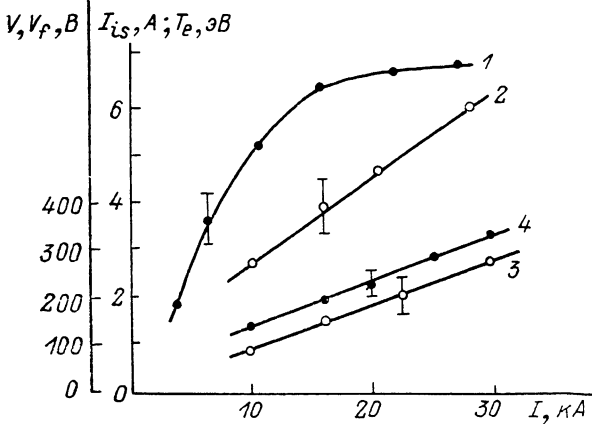


Рис. 5. Зависимость параметров плазмы на срезе анода инжектора ($z=0$) от тока разряда. 1 — I_{i_s} (ионный ток насыщения на двойной зонд), 2 — T_e (температура электронов), 3 — V_f (потенциал плавающего зонда вблизи анода), 4 — V (напряжения на электродах).

Рис. 6. Осевое распределение параметров плазмы.

1 — V_f (плавающий потенциал зонда относительно анода), 2 — температура электронов, 3 — концентрация плазмы, 4 — расчет падения концентрации в предположении свободного разлета ($\alpha=60^\circ$), 5 — падение концентрации за счет рекомбинации в струе плазмы.

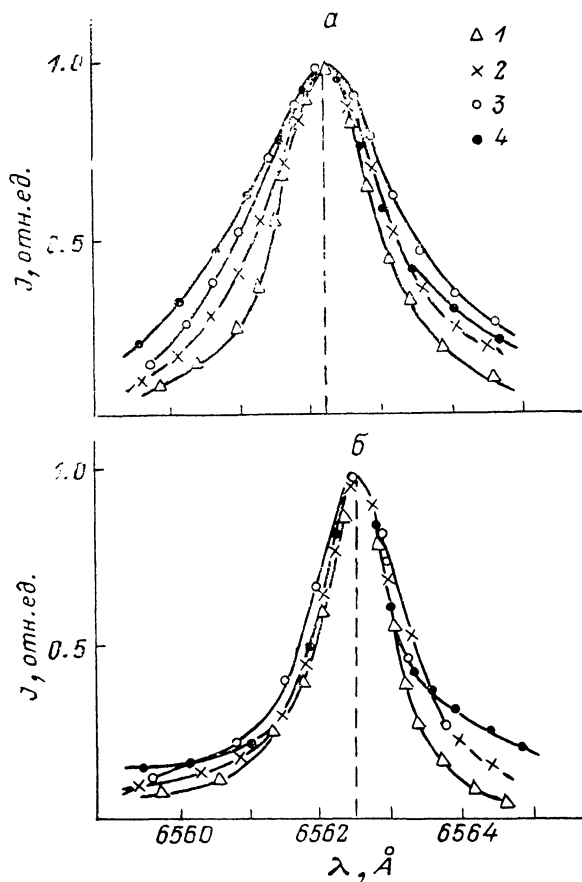
минимально возможным для стабильной работы инжектора для того, чтобы между плазменным фронтом и вакуумом отсутствовала газовая пробка. При этом, конечно, может случиться так, что скорость распространения плазменного фронта будет меньше, чем скорость плазмы на квазистационарной стадии разряда. В этом случае на осциллограммах ионного тока на зонд в плазменном факеле должны наблюдаться немонотонности. Поскольку в проведенных экспериментах немонотонности в осциллограммах ионного тока не были обнаружены, то можно предположить, что в данных условиях скорость плазменного фронта близка к скорости плазмы на квазистационарной стадии разряда. Многочисленные измерения, проведенные при различных расстояниях между зондами (вплоть до 1 м), показали, что в пределах погрешности измерений скорость плазменного фронта слабо зависит от тока разряда и имеет величину $v \approx 2 \pm 1 \times 10^6$ см/с.

Более надежными являются измерения скорости плазмы по доплеровскому сдвигу, поскольку в этом случае измерения можно провести на квазистационарной стадии разряда с хорошим временным разрешением ($\sim 2-3$ мкс). Однако и здесь влияние неподвижного нейтрального газа может внести значительную ошибку. Поэтому в этих экспериментах $\tau_{\text{зад}}$ также выбиралось мини-

мальным. Определенную уверенность в том, что в начале квазистационарной стадии разряда неподвижный газ не оказывает решающего влияния, вселяет следующий факт: в конце разряда, когда газ заполняет всю вакуумную камеру, доплеровское смещение линии H_{α} отсутствовало.

Излучение спектральной линии H_{α} с помощью телескопической системы с подвижным оптико-волоконным узлом анализировалось для трех направлений: на оси системы перпендикулярно потоку при $z=3$ см, и вдогонку, и навстречу потоку плазмы. Необходимо отметить, что при этом, конечно, излучение усреднялось либо по радиусу, либо по длине плазменного факела.

На рис. 7 приведены контуры спектральных линий для двух направлений регистрации излучения. Видно, что с ростом тока сдвиг линии H_{α} не увеличивается.



Максимум интенсивности соответствует следующим длинам волн: при регистрации перпендикулярно потоку $\lambda_{\max} \approx 6562.8$ А, навстречу потоку $\lambda_{\max} \approx 6562.2$ А, вдогонку $\lambda_{\max} \approx 6563.4$ А. Положение несмещенного контура контролировалось по излучению водородной лампы ТРШ. Абсолютная величина скорости плазмы, оцененная по формуле $\Delta\lambda/\lambda = v/c$, дает величину $v \approx 2.5 \cdot 10^6$ см/с. Подчеркнем, что расчет по формуле (1) дает для $I=30$ кА и $m=0.5$ г/с $v=2 \cdot 10^7$ см/с.

Анализ несмещенного контура H_{α} в предположении доплеровского уширения позволяет оценить поперечную температуру $T_{\perp} \approx 2-4$ эВ. Однако интерпретация этой температуры без проведения дополнительных экспериментов для

Рис. 7. Контурсы спектральной линии H_{α} при регистрации навстречу (а) и перпендикулярно (б) потоку плазмы при различных значениях тока инжектора.

1 — 12, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40 кА.

наших условий практически невозможна, поскольку вклад в уширение H_{α} вносит не только хаотическое движение тяжелых частиц плазмы, но и направленный разлет плазменной струи в конус за срезом анода и турбулентное движение плазмы. Последнее дает, вероятно, наибольший вклад. Это подтверждается, в частности, экспериментами по высокоскоростному фоторегистрированию плазменной струи с временным разрешением $\Delta t \leq 1$ мкс. На СФР-граммах в области плазменного факела отчетливо регистрировалась микроструктура в свечении плазмы, хаотически перемещающаяся по пространству.

Форма контура H_{α} при наблюдении вдоль потока из-за усреднения по лучу зрения интерпретации практически не поддается.

Резюмируя, нужно отметить, что проведенные измерения ВАХ и характеристик плазмы на срезе анода инжектора показали полное несоответствие теории и эксперимента. В эксперименте ВАХ линейна, а скорость плазмы слабо зависит от тока, тогда как в теории $V \sim I^3$ и $v \sim I^2$.

Одной из причин отсутствия ускорения плазмы может являться наличие

токов, вытекающих за срез укорителя (так называемые токи выноса). Впервые такие токи были обнаружены в работе [6], где их появление связывалось с выполнением условия вмороженности магнитного поля в плазму.

4. Исследование токов выноса

Исследование токов выноса проводилось с помощью поясов Роговского различного диаметра, которые могли перемещаться вдоль оси z . На рис. 8 приведены результаты измерений поясом диаметром 54 мм (больше, чем внешний диаметр анода) для трех случаев: 1) анод инжектора медной шиной соединен с вакуумной камерой, 2) с вакуумной камерой соединен катод инжектора и 3) электроды инжектора изолированы от металлической вакуумной камеры. Видно, что в том случае, когда с вакуумной камерой соединен анод инжектора, электронный ток действительно выносится за срез и растекается по плазме, замыкаясь на камеру (ток на закоротке совпадает с током выноса). Если с камерой соединен катод инжектора, то направление тока выноса меняется на обратное. В этом случае на поверхности вакуумной камеры хорошо наблюдаются вспышки катодных пятен. И наконец, если источник питания инжектора изолирован от вакуумной камеры, то ток выноса с помощью каскадных дуг замыкается частью на кромку анода, а частью вдоль изоляционного фланца (кривая 3).

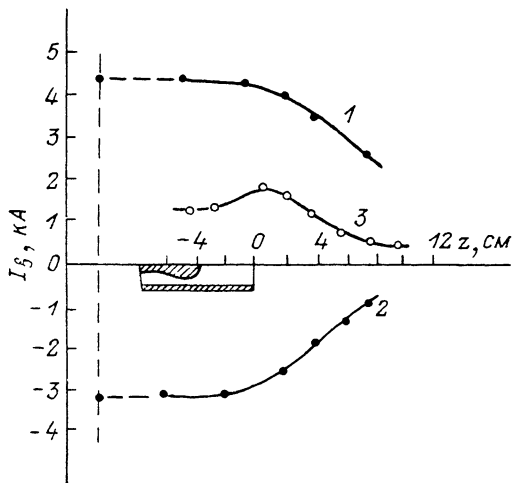


Рис. 8. Аксиальное распределение токов выноса при различных способах соединения электродов инжектора и вакуумной камеры при $I=12$ кА, $R_k=0.25$ м.

1 — с камерой соединен анод, 2 — с камерой соединен катод, 3 — электроды изолированы от камеры.

Казалось бы, полученные результаты говорят о том, что ток выноса представляет собой либо обычную, либо каскадную дугу между металлическими деталями, которые погружены в плазму и между которыми имеется разность потенциалов. В этом случае, избавившись от металлической камеры, можно было бы полностью убрать токи выноса.

Чтобы проверить это предположение был изготовлен диэлектрический экран длиной 150 см, который на время горения разряда полностью исключал контакт плазмы с металлической вакуумной камерой. Проведенные при изолированном источнике питания эксперименты дали неожиданные результаты: введение диэлектрического экрана не изменяло величину токов выноса. Таким образом, образование каскадных дуг на вакуумной камере (замыкание токов выноса) является, по-видимому, следствием, а не причиной возникновения токов выноса.

В работе подробно была исследована феноменология токов выноса и были получены следующие закономерности.

1. Нестабильность тока выноса существенно больше, чем тока разряда. В ряде случаев глубина модуляции тока выноса достигает 100 % с периодом колебаний ~ 1 мкс.

2. Ток выноса появляется позже тока разряда. Задержка обычно составляет $\sim 20-30$ мкс. Именно за такое время плазма появляется вблизи торцевого фланца вакуумной камеры и создаются условия для замыкания тока выноса на внешнюю поверхность анода (при изолированном источнике питания).

3. Величина тока выноса I_v зависит от времени задержки $\tau_{зд}$ между началом газового и токового импульсов, расстояния $l_{кк}$ между концом катода и срезом анода и от величины разрядного тока I .

При малых временах ($\tau_{\text{зад}} \sim 200-300$ мкс), когда перед летящей плазмой нет подушки нейтрального газа, $I_{\text{в}}$ больше по величине и спадает при удалении от среза анода существенно медленнее.

Существенное влияние на ток выноса оказывает расстояние $l_{\text{ак}}$. Чем глубже утоплен катод, тем меньше $I_{\text{в}}$. В наших экспериментах при диаметре анода

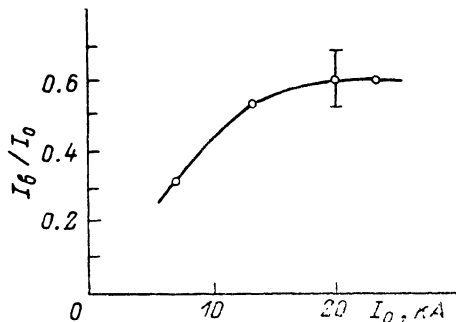


Рис. 9. Зависимость доли токов выноса от тока разряда.

58 мм и $l_{\text{ак}} \approx 150$ мм токи выноса практически исчезают, при $l_{\text{ак}} \approx 100$ мм они составляют $\sim 10\%$, а при $l_{\text{ак}} < 40$ мм могут достигать 60 % разрядного тока.

На рис. 9 представлена зависимость тока выноса от величины разрядного тока. Видно, что с ростом тока доля тока выноса $I_{\text{в}}/I_0$ выходит на насыщение.

2. Распределение токов выноса по пространству плазменной струи сильно зависит от внешних условий (размеры и материал вакуумной камеры) и является, таким образом, индивидуальной характеристикой установки. Типичная картина распределения токов выноса для металлической камеры диаметром

190 мм, полученная с помощью поясов Роговского различного диаметра, представлена на рис. 10, где виден хорошо выраженный переход от колоколообразной формы радиального распределения на близких расстояниях от инжектора к профилю с провалом на оси при больших расстояниях. При этом при малых z на периферии струи ток выноса отрицателен, при больших z ток выноса положи-

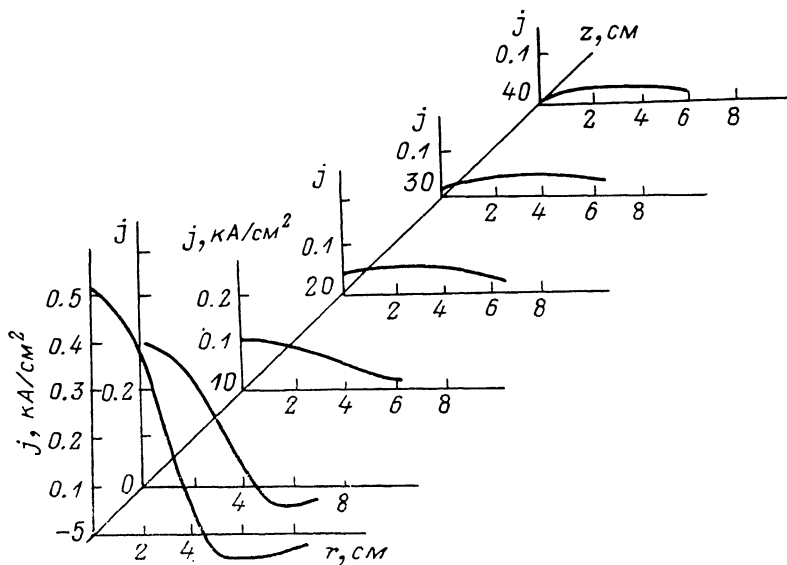


Рис. 10. Распределение плотности токов выноса по плазменному факелу.

$I=13$ кА, $\tau_{\text{зад}}=500$ мкс, радиус вакуумной камеры 9.5 см.

телен вплоть до стенки вакуумной камеры, в этом случае ток обязан протекать по металлу вакуумной камеры.

В настоящее время мы не в состоянии предложить сколь-нибудь удовлетворительной физической картины, объясняющей всю совокупность наблюдаемых в эксперименте закономерностей возникновения и формирования токов выноса. Следует отметить, что кроме замороженности магнитного поля в плазму на токи выноса может оказывать влияние еще целый ряд физических процессов.

Токи выноса могут возникать еще и потому, что в канале инжектора вследствие эффекта Холла токовые линии наклонены по отношению к радиусу.

При выносе тока в плазменный факел и образовании токовой петли будет происходить расширение такой петли в пространстве вследствие расталкивания токов по закону Ампера. Если на пути обратного тока петли попадается кусок металла (вакуумная камера) и в плазме будут условия, при которых может образоваться каскадная дуга, то, естественно, такая каскадная дуга возникнет и ток выноса будет замыкаться через вакуумную камеру.

Токовая петля не может вытягиваться на очень большие расстояния, поскольку с ростом длины петли растет падение напряжения на ней. Поэтому при определенной длине токовой петли произойдет либо обрыв, либо пере замыкание тока. По-видимому, это и является причиной интенсивных колебаний, которые наблюдаются на осциллограммах тока выноса.

Если анод достаточно длинный (расстояние $l_{ак}$ велико), то может произойти пере замыкание токовой петли на внутреннюю поверхность анода и ток выноса не выйдет за срез анода. Такого рода процессы происходят в плазматронах и довольно хорошо изучены (так называемые плазматроны с самоустанавливающейся длиной дуги [7]).

При выходе привязки тока выноса на внешнюю поверхность анода на токовый шнур будет действовать амперова сила обратного направления. С этим, по-видимому, связано то обстоятельство, что большая часть тока выноса (при изолированном источнике питания) всегда замыкается вдоль изоляционного фланца.

Однако, по нашему мнению, наличие токов выноса не может объяснить отсутствия электродинамического ускорения плазмы в инжекторе хотя бы по той причине, что доля токов выноса не велика (при больших $l_{ак}$). Поэтому, для того чтобы понять работу инжектора, необходимо было провести диагностику плазмы в ускорительном канале.

Список литературы

- [1] Морозов А. И. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. Вып. 2. С. 305—310.
- [2] Абрамов В. А., Виноградова А. К., Денцов Ю. П. и др. // VIII Междунар. конф. по явлениям в ионизованных газах. Вена, 1967. Докл. 3.1.11.8.
- [3] Киселев А. Я., Морозов А. И., Тилинин Г. П. // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 6. С. 975—978.
- [4] Бакиш Ф. Г., Дюжев Г. А., Каплан В. Б. и др. Препринт ФТИ. № 532. М., 1978. 17 с.
- [5] Диагностика плазмы // Под ред. Халдстоуна. М.: Мир, 1967. С. 148—194.
- [6] Ковров П. Е., Шубин А. П. Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, 1974. С. 78—102.
- [7] Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 апреля 1990 г.