

04

© 1991 г.

## КОАКСИАЛЬНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ИНЖЕКТОР В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

### II. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ВНУТРИ ИНЖЕКТОРА

*А. 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. Внутри инжектора измерены параметры плазмы (потенциал, концентрация, температура электронов). Показано, что для данного инжектора не удается реализовать электродинамический механизм ускорения плазмы. Анализируются возможные причины отсутствия такого ускорения плазмы.

### Введение

Первая часть работы, где изложены задачи, схема и методика экспериментов, была посвящена исследованию интегральных характеристик и параметров плазмы в плазменном факеле. Полученные результаты свидетельствуют о наличии принципиальных расхождений с предсказаниями существующей теории квазистационарного ускорения плазмы. Для того чтобы понять причины такого несоответствия, необходимо было провести исследование плазмы внутри инжектора.

### 1. Распределение параметров плазмы внутри инжектора

Так же как и в плазменном факеле, диагностика плазмы в канале инжектора проводилась с помощью зондовой и оптической методики. Тройной зонд перемещался как вдоль оси  $z$ , так и по радиусу  $r$  и углу  $\varphi$ . Излучение линий водорода, меди и углерода выводилось через систему узких ( $\sim 0.5$  мм) щелей, прорезанных в аноде инжектора вдоль образующей и по радиусу.

На рис. 1 приведены аксиальные распределения ионного тока на зонд  $I_i$  при различных радиусах  $r$ . Если экстраполировать такие кривые на нулевой ионный ток и считать, что в этой точке находится граница зоны ионизации газа, то экспериментально можно определить положение и форму границы. На рис. 2 показана граница зоны ионизации при различных токах инжектора.

Из рис. 1 и 2 видно, что 1) ширина зоны ионизации довольно мала (величина  $I_i$  возрастает быстро), 2) зона ионизации наклонена по отношению к радиусу, 3) с ростом тока зона ионизации смещается в глубь инжектора. Эксперименты показали, что при  $I = \text{const}$  зона ионизации с ростом массового расхода  $\dot{m}$ , напротив, смещается к срезу анода. Зависимость положения зоны ионизации от  $I$  и  $\dot{m}$  в близких условиях наблюдалась и ранее в работе [1]. Перекос зоны ионизации также не является неожиданным, поскольку в работе [2] экспериментально наблюдался перекас линий тока. В [2] такой перекас связывался с большой ролью эффекта Холла. Никак не умаляя значения эффекта Холла, хотелось бы отметить еще одну возможную причину перекаса фронта ионизации. Если на катоде положение фронта ионизации фиксируется катодными

пятнами и в силу ретроградного движения катодные пятна затягиваются внутрь инжектора, то на аноде при диффузной привязке дуги к аноду (во всех наших экспериментах анодные пятна отсутствовали) дуга может просто сноситься потоком газа. Это также может привести к перекосу фронта ионизации.

Проведенные измерения показали, что плазма равномерно заполняет межэлектродное пространство между катодом и анодом, а граница плазмы при токах  $I > 15$  кА расположена заведомо до критического сечения канала. Однако для понимания процесса ускорения необходимо знать распределение тока

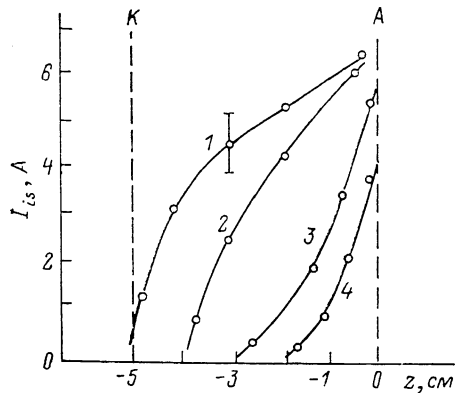


Рис. 1. Зависимость полного тока на зонд от  $z$  при различных  $r$ .

$I_0 = 12$  кА; 1 —  $r = 1.5$ , 2 — 1.8, 3 — 2.1, 4 — 2.4 см.

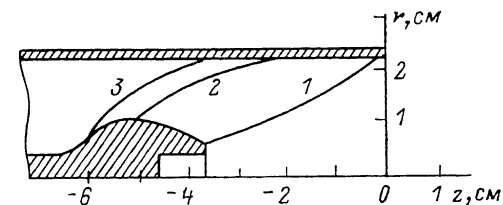


Рис. 2. Положение границы зоны ионизации.

$I$ , кА: 1 — 8, 2 — 12, 3 — 20.

по плазме. Такие распределения измерялись нами двумя методами: с помощью подвижного пояса Роговского диаметром 32 мм (максимальный диаметр катода равен 30 мм), который мог перемещаться по оси  $z$ , и на макетах инжектора с секционированными электродами.

На рис. 3 приведены результаты измерений поясом Роговского. Видно, что, во-первых, эти результаты хорошо коррелируют с измерениями положения

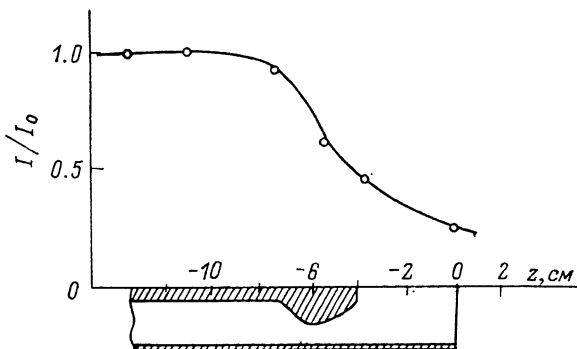


Рис. 3. Аксальное распределение тока, измеренное поясом Роговского.

$I_0 = 13$  кА.

фронта ионизации с помощью зондовой методики, а во-вторых, ток по плазме вблизи катода инжектора распределен довольно равномерно.

Равномерное распределение тока подтверждают и эксперименты с секционированным катодом. На рис. 4 схематически показан катод, приведены осциллограммы токов на его различные секции и распределение тока по секциям катода по квазистационарной стадии разряда. Секции были изолированы друг от друга, причем каждая из них имела отдельный малоиндуктивный вывод, допускающий измерение тока наружным поясом Роговского. Видно, что пробой газоразрядного промежутка происходит на секции 1 (по-видимому, вблизи отверстий, через которые производится напуск газа), а затем разряд переходит на остальные секции. На квазистационарной стадии разряда при  $I > 10$  кА после зоны ионизации ток по секциям катода распределен более или менее равномерно.

Интересные результаты были получены и в модельных экспериментах с секционированным анодом. Распределение тока по секциям анода для двух различных схем эксперимента приведено на рис. 5. Видно, что для малого расстояния между торцом катода и срезом анода  $l_{ак} = 4$  см (рис. 5, а) ток на секцию 4 существенно больше, чем на секциях 2 и 3 (на секцию 1 ток равен нулю). Это связано с тем, что данная секция кроме радиального тока воспринимает еще и ток выноса на свою внешнюю поверхность. Величина тока выноса, измеренная поясом Роговского на срезе анода, показана на рис. 5, а крестиком. При большом  $l_{ак}$  ток выноса практически отсутствует, но распределение тока по секциям анода становится неравномерным (рис. 5, б). Токи на первую и последнюю секции существенно больше, чем токи на секциях 2 и 3.

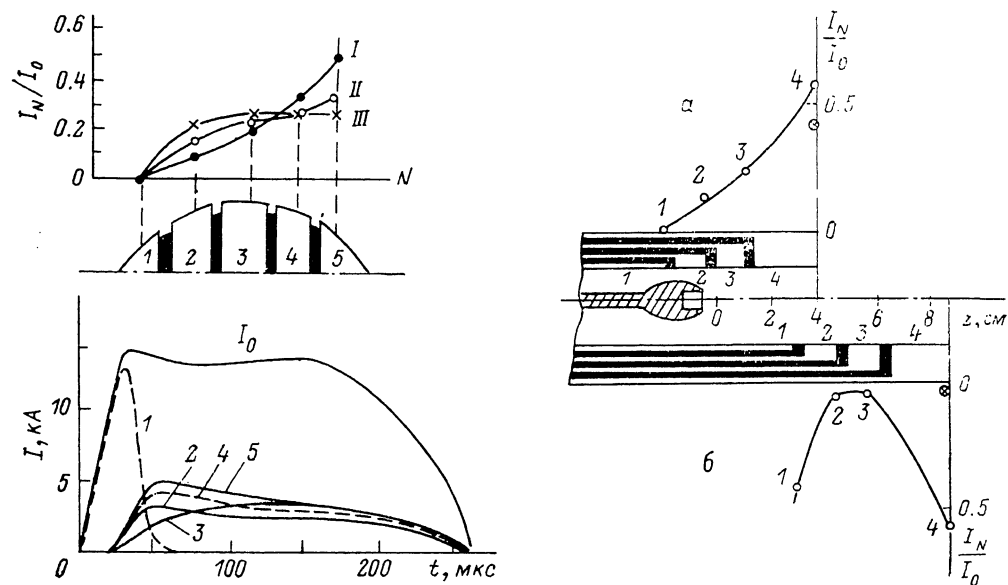


Рис. 4. Осциллограммы токов на секции катода и распределение тока по секциям на квазистационарной стадии разряда.

$I_0$ , кА: I — 7, II — 13, III — 20.

Рис. 5. Распределение тока по секциям анода при различных расстояниях  $l_{ак}$  между срезами катода и срезом анода.

$I_1 = 15$  кА; 1—4 — номера секций анода.

Это дает основание предположить наличие двух выделенных направлений протекания разрядного тока в инжекторе: часть тока с небольшим углом наклона замыкается вблизи критического сечения, а кроме того, имеется значительная продольная составляющая тока, которая либо формирует ток выноса, либо при больших  $l_{ак}$  замыкается на внутреннюю поверхность анода. На рис. 6 приведены результаты измерений продольного тока поясом Роговского диаметром 40 мм (кривая 1). Кривая 2 — это  $\Delta I/I_z$ , представляющая собой радиальную составляющую тока в плазме. Видно, что она имеет два максимума: в критическом сечении и на некотором расстоянии  $L_g$  от среза катода. С ростом  $\dot{m}$  ( $I = \text{const}$ ) расстояние  $L_g$  увеличивается, а с ростом  $I$  (при  $\dot{m} = \text{const}$ ) — уменьшается.

В плазменных ускорителях, как и в любом другом газоразрядном приборе, важнейшим параметром является распределение потенциала в плазме. На рис. 7 приведены результаты измерений потенциала плавающего зонда  $V_f$  в межэлектродном зазоре инжектора и в начале плазменного факела. Здесь приведены значения  $V_f$ , а не потенциала плазмы  $V_{пз} = V_f + \gamma(kT_e/q)$ , потому что внутри инжектора пока не удается работать с «чистыми» зондами и надежно определять температуру электронов  $T_e$ . Кроме того, в этих условиях зонд работает с генерацией ионов в призондовом слое [3] и численное значение коэффициента  $\gamma$  изве-

стно не очень хорошо. Видно, что за срез анода инжектора в основном выносятся потенциал, близкий к потенциалу прикатодной зоны, а при  $z > 3$  см плазменный факел практически эквипотенциален.

С существенно большей точностью, чем потенциал плазмы, можно измерять напряженность электрического поля  $E$ , которая определялась по разности  $V_f$  двух соседних зондов зондовой гребенки при известном расстоянии между зон-

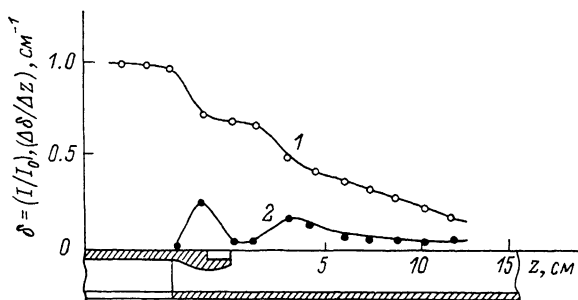


Рис. 6. Распределение продольного тока внутри инжектора.  
 $I_0 = 15$  кА.

дами. Результаты измерений приведены на рис. 8 для трех различных значений  $z = -5$  (критическое сечение),  $-3.5$  (срез катода) и  $+0.5$  см (в плазменном факеле).

Радиальная составляющая напряженности электрического поля в зазоре инжектора равна

$$E_r = \frac{j_r}{\sigma_0} [1 + (\omega\tau)^2] + \frac{1}{c} v_z H - \omega\tau \left( E_z + \frac{v_r H}{c} \right),$$

где  $\sigma_0 = 38.1 \cdot T_e^{3/2}$  эВ  $\cdot$  Ом $^{-1}$  — кулоновская проводимость,  $\omega\tau = 2.15 \cdot 10^{14}$ ,  $I$  (кА)  $T_e$  (эВ) /  $n$  (см $^{-3}$ )  $r$  (см) — параметр Холла.

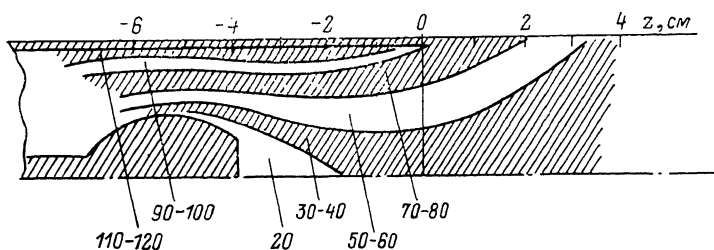


Рис. 7. Распределение потенциала внутри инжектора.

Указаны величины потенциала плавающего зонда относительно катода;  $I_0 = 12$  кА,  $V = 160$  В.

Как видно из рис. 7, величина аксиальной составляющей электрического поля  $E_z$  мала, и если радиальная скорость  $v_r = 0$ , то радиальная составляющая электрического поля складывается из трех членов: омического  $j_r/\sigma_0$ , холловского  $j_r/\sigma_0 \cdot (\omega\tau)^2$  и лоренцовского  $\frac{1}{c} v_z H$ .

Для тока  $I = 12$  кА экспериментально определенная величина напряженности электрического поля для критического сечения  $E \approx 90$  В/см. При  $T_e = 3$  эВ  $\sigma_0 = 198$  Ом $^{-1}$ . Определенная в экспериментах с секционированным катодом плотность тока  $j_r \approx 0.7$  кА/см $^2$ . Отсюда  $E_{ом} = j_r/\sigma_0 \approx 3.5$  В/см. Значение электронной температуры  $T_e = 3$  эВ соответствует срезу анода инжектора. Внутри инжектора  $T_e$ , естественно, выше, а  $E_{ом}$  еще меньше. Поэтому омический член не может объяснить наблюдаемую напряженность электрического поля.

Холловская составляющая электрического поля существенным образом зависит от концентрации плазмы. Зондовая методика не позволяет количественно

определить концентрацию плазмы внутри инжектора. Если  $n=10^{16} \text{ см}^{-3}$ , то при  $T_e=3 \text{ эВ}$  холловская напряженность поля  $E_x=(j_r/\sigma_0)(\omega\tau)^2=1.57 \text{ В/см}$ , но если  $n=10^{15} \text{ см}^{-3}$ , то  $E_x=157 \text{ В/см}$ , что уже существенно превышает экспериментальное значение.

Напряженность лоренцовского поля  $E_L=(1/c)v_e H$  при  $v=2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  и  $I=12 \text{ кА}$ ,  $E_L \approx 24 \text{ В/см}$ . Это меньше экспериментального значения, но скорость плазмы  $v \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  измерена на выходе инжектора. В критическом сечении в принципе скорость плазмы может быть и выше, если за критическим сечением в силу каких-либо причин происходит торможение плазменного потока.

Выбор между холловской и лоренцовской составляющими электрического поля можно сделать, рассматривая зависимость  $E_r$  от тока. Результаты такого рассмотрения приведены на рис. 9. Кривая 1 — это экспериментальные данные. К сожалению, надежно измерить распределение потенциала внутри инжектора при больших токах  $I > 20 \text{ кА}$  пока не удалось, но качественно было показано,

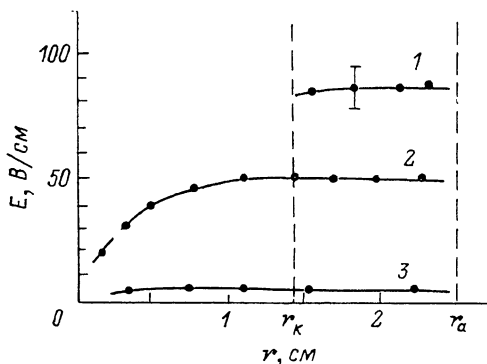


Рис. 8. Напряженность электрического поля в канале инжектора.

$I_0=12 \text{ кА}$ ; 1 — критическое сечение, 2 — срез катода, 3 — вблизи среза анода в плазменном фанеле.

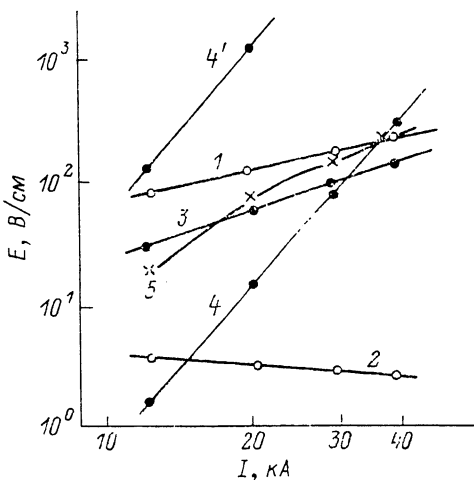


Рис. 9. Экспериментальная и расчетные зависимости напряженности электрического поля от тока.

1 — эксперимент, 2 —  $j_r/\sigma_0$ , 3 —  $(1/c)v_e H$ , 4 —  $(j_r/\sigma_0)(\omega\tau)^2$ , 5 —  $(j_r/\sigma_0)(\omega\tau)$ .

что приэлектродные падения потенциала слабо зависят от тока. Поэтому кривая 1 получена следующим образом: при  $I=12 \text{ кА}$   $E_{\text{экс}}=90 \text{ В/см}$ , для получения  $E$  при больших токах предполагалось, что приэлектродные падения постоянны, а все добавочное напряжение, которое падает на инжекторе, сосредоточено в объеме плазмы.

Кривая 2 — это омическая составляющая  $E_{\text{ом}}=j_r/\sigma_0$ . При построении этой кривой считалось, что  $j_r \sim I$ , и использовалась экспериментальная зависимость  $T_e=f(I)$ . Следует отметить, что если плазма будет турбулентной, то ее электропроводность  $\sigma$  может быть существенно меньше, чем  $\sigma_0$ . Это приведет, естественно, к возрастанию роли омической составляющей электрического поля.

Лоренцовское поле представлено кривой 3. При расчете полагалось, что скорость плазмы равна скорости звука  $v=v_T=\sqrt{2kT_e/M}$ , и использовалась зависимость  $T_e=f(I)$ .

Холловское поле рассчитано для двух значений концентрации  $n=10^{16}$  (кривая 4) и  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  (кривая 4'). Если плазма турбулентная, то холловское поле пропорционально не  $(\omega\tau)^2$ , а первой степени  $\omega\tau$ . Величина  $E_x=(j_r/\sigma_0)(\omega\tau)$  для  $n=10^{15} \text{ см}^{-3}$  показана кривой 5.

Из рис. 8 видно, что наиболее близко к экспериментальным данным как по абсолютной величине, так и по характеру зависимости от тока подходит лоренцовская составляющая электрического поля.

Для того чтобы убедиться в правильности этого очень важного вывода и его подтвердить, были проделаны специальные модельные эксперименты.

## 2. Результаты модельных экспериментов

Идея модельных экспериментов сводилась к следующему. В обычных условиях радиальный ток инжектора протекает в магнитном поле, которое создается тем же самым током. В модельных экспериментах ток инжектора и магнитное поле были сделаны независимыми. Для этой цели сквозь диверторный канал катода пропущены изолированный керамикой провод, создающий магнитное поле и запитываемый от отдельного источника.

На рис. 10, б приведены ВАХ инжектора при различных значениях тока  $I_2$ , создающего магнитное поле. Причем ток  $I_2$  пропусклся как в прямом, так и в обратном направлениях. Видно, что с ростом прямого тока  $I_2$  ВАХ остаются прямолинейными и сдвигаются параллельно себе на напряжение  $\Delta V$ . При этом

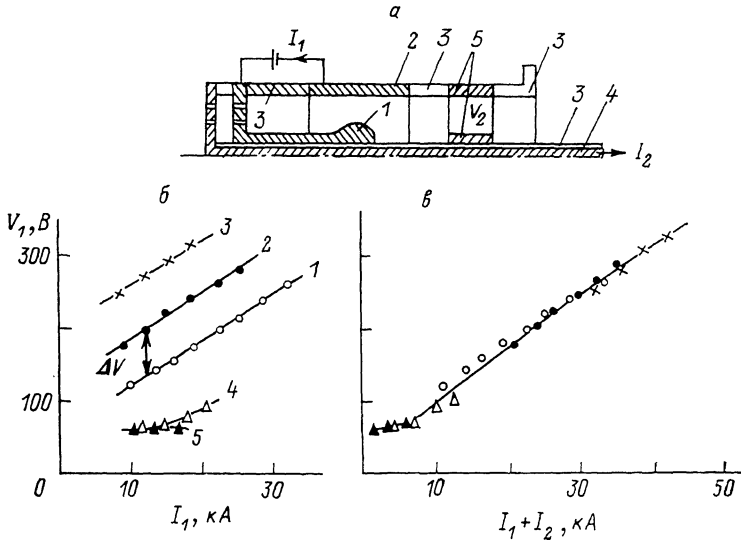


Рис. 10. Схема (а) и вольт-амперные характеристики (б, в) в модельных экспериментах.

а: 1 — катод, 2 — анод, 3 — изоляторы, 4 — изолированный провод, 5 — электроды «датчика Холла»; б — ВАХ инжектора при различных значениях тока  $I_2$ , кА: 1 — 0, 2 — 12, 3 — 24, 4 — 5, 5 — 12; в — зависимость напряжения на электродах от суммарного осевого тока.

$\Delta V \sim I_2$ , так что если построить зависимость напряжения на инжекторе от суммы токов  $I_1 + I_2$ , то экспериментальные точки при различных значениях тока  $I_2$  укладываются на единую кривую (рис. 10, в).

Интересно поведение ВАХ при пропускании встречного тока. При  $|I_1| \approx |I_2|$ , т. е. при отсутствии магнитного поля в зазоре, напряжение на инжекторе слабо зависит от тока и составляет величину  $\sim 50$  В. По всей вероятности эта величина складывается из падения потенциала в прикатодной области

и падения на объеме плазмы  $V_{06} = \int_{r_k}^{r_a} j_a / \sigma dr$ , при этом возможно, что  $\sigma \ll \sigma_0$ .

Если считать, что наклон ВАХ определяется лоренцовским полем  $dV/dI = (1/c) \ln(r_a/r_k) \cdot v$ , то скорость плазменного потока, определенная из наклона, имеет величину  $v \sim 3-5 \cdot 10^6$  см/с и при прямолинейной ВАХ, естественно, не зависит от тока.

К аналогичным выводам можно прийти, используя и другие экспериментальные данные. Как видно из рис. 9, а, в данных экспериментах за срезом анода инжектора на пути плазменного потока помещались два коаксиальных электрода, между которыми можно было измерять напряжение (своего рода макроскопический датчик Холла). На рис. 11 приведена зависимость напряжения  $V_2$  между электродами такого датчика при  $I_2 = \text{const}$  от величины тока инжектора  $I_1$ . Видно, что рост  $I_1$  не приводит к увеличению напряжения  $V_2$ , а значит, и скорость плазменного потока не растет. Осциллограммы напряжения  $V_2$

(рис. 12) показывают, что в пределах стабильности работы инжектора скорость плазмы на квазистационарной стадии разряда постоянна и совпадает со скоростью плазменного фронта.

Таким образом, совокупность полученных экспериментальных данных позволяет нарисовать следующую картину протекания физических процессов в инжекторе. Газ, пройдя через зону ионизации, разогревается и ускоряется до скорости порядка скорости ионного звука  $v_T$ . Дальнейшее ускорение плазмы не происходит, поскольку в объеме плазмы существует лишь лоренцовское электрическое поле  $E_x \simeq (1/c) v_T H$ . Так как лоренцовское поле линейно с током, то и ВАХ инжектора получается линейной.

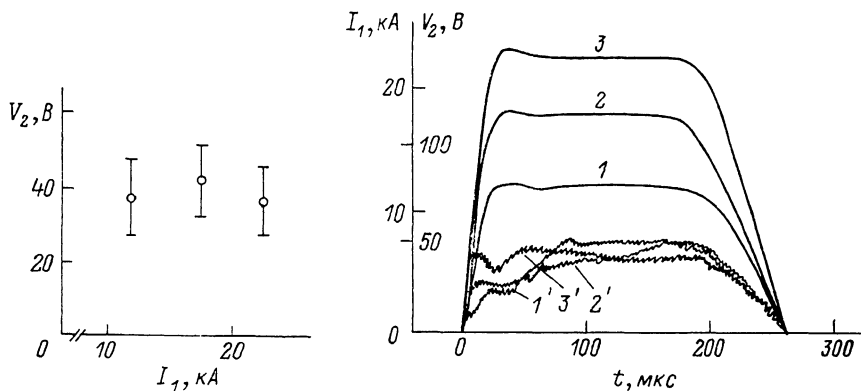


Рис. 11. Напряжения на «датчике Холла» в зависимости от тока инжектора  $I_1$  при  $I_2=6$  кА.

Рис. 12. Осциллограммы напряжения с «датчика Холла» ( $1'-3'$ ) при различных значениях тока инжектора ( $1-3$ ).  
 $I_2=6$  кА.

### 3. Обсуждение результатов

Главный вопрос, который требует обсуждения, — это вопрос о причинах расхождения между теорией и экспериментом. В элементарной теории [4] и в большинстве дальнейших теоретических расчетов на базе двухжидкостной МГД модели [5] предполагалось, что на вход ускорителя поступает ламинарный поток полностью ионизованной плазмы. При этом в расчетах не учитывалась возможность возникновения в плазме различного вида неустойчивостей, скачков уплотнения, ударных волн и т. д. В эксперименте, к сожалению, такую возможность исключить нельзя.

На базе полученных экспериментальных результатов и достигнутого уровня понимания физических процессов можно, по-видимому, указать на две основные причины отсутствия квазистационарного электродинамического ускорения плазмы в данной системе: 1) неоптимальность выбранной формы электродов и отсутствие внутреннего согласования формы канала, величины массового расхода и разрядного тока; 2) возникновение в плазме неустойчивостей, приводящих к турбулизации плазменного потока.

В газодинамике хорошо известно [6], что при отклонении формы сопла от расчетной возникает система скачков уплотнения, приводящих к тому, что скорость течения не может перейти через скорость звука (сигнала). В экспериментах форма катода, как правило, выбиралась произвольной. Кроме того, расчет сопла с профилированным центральным телом представляет большие трудности, такой профиль сопла вряд ли можно признать удачным. Однако даже если все газодинамические требования к работе инжектора выполнены, то ускорение может отсутствовать, если плазма будет турбулентной.

Обсудим некоторые возможные причины турбулизации плазмы. В исследуемом инжекторе нейтральный газ поступает в канала газовой напусчной отверстия в катодном фланце. Для условий эксперимента газовой число Рейнольдса

порядка нескольких тысяч. При таких значениях числа Рейнольдса ламинарное течение газа принципиально невозможно. Таким образом, в зону ионизации будет поступать турбулентный поток газа, возможно, что образовавшаяся плазма также будет турбулентной. Поэтому необходимо ламинаризовать поток газа, поступающего в зону ионизации. Способы ламинаризации газового потока хорошо известны в газодинамике [6], и их реализация особых трудностей не вызывает.

Однако и при ламинарном потоке газа фронт ионизации не всегда будет устойчивым. В расчетах [5] было показано, что при определенных условиях возникают колебания не только положения фронта ионизации в пространстве, но и колебания температуры электронов на фронте ионизации. Поэтому необходимо тщательнейшим образом выбирать соотношение между массовым расходом и током по фронту ионизации с тем, чтобы вероятность возникновения таких колебаний была минимальной.

По-видимому, решить проблему фронта ионизации можно, разделить зоны ионизации и ускорения, т. е. перейдя к двухступенчатой схеме ускорителя [7, 8]. Однако при этом необходимо будет, во-первых, ламинаризовать поток уже полностью ионизованной плазмы после первой ступени, а во-вторых, осуществить вход этого потока в магнитное поле второй ступени таким образом, чтобы не возникло МГД торможение потока [9]. В противном случае в плазме вновь возникнут вихри и она станет турбулентной.

Но и при выполнении всех отмеченных выше условий остается еще одна опасная причина возникновения неустойчивостей в плазме, которые будут срывать дрейф электронов вдоль магнитных силовых линий и не позволят получить в плазме большие значения ( $\omega\tau$ ). Эта причина связана с наличием в инжекторе холодного катода.

Несмотря на довольно большую долю ионного тока, катод обязан эмиттировать электроны. Единственная возможность получить электронную эмиссию с холодного катода — это образование на его поверхности катодных пятен. Известно [10, 11], что катодное пятно принципиально раскачивает в плазме ионно-звуковые колебания. Очень важно, что такая ионно-звуковая неустойчивость будет присутствовать не только в зоне ионизации, но и в зоне ускорения. Последнее недопустимо, поскольку, если неустойчивости не позволят замагнитить электронную компоненту плазмы, плазме нельзя будет получить большой напряженности электрического поля и, конечно, ни о каком электродинамическом ускорении плазмы не может быть и речи.

Ионно-звуковую неустойчивость плазмы, связанную с катодом, можно, вероятно, погасить, используя катоды с термоэмиссионным режимом работы.<sup>1</sup> Для этого, естественно, катод даже при использовании эмиссионно активных присадок должен быть достаточно горячим [13].

Мы обсудили некоторые возможные причины отсутствия ускорения плазмы в инжекторе. Возможно, эти причины не являются единственными и даже, может быть, главными, но, по нашему мнению, не устранив эти причины, нельзя надеяться на успех в деле создания плазменного ускорителя, работающего в квазистационарном режиме.

Резюмируя всю работу в целом, можно сказать, что практическая реализация идеи квазистационарного ускорения плотной плазмы потребует, по-видимому, еще значительных усилий как в области эксперимента, так и теории плазодинамических процессов.

В заключение мы искренне благодарим В. Е. Голанта, А. В. Жаринова, Г. А. Любимова, С. М. Школьника и В. Г. Юрвева за обсуждения полученных результатов. Выражаем благодарность А. И. Морозову, который инициировал данную работу.

<sup>1</sup> Следует отметить, что попытки побороть неустойчивости плазмы не всегда приводили к успеху. Например, в проблеме МГД генераторов, несмотря на многолетние усилия, не удается получить параметр Холла ( $\omega\tau$ )  $> 2.5-3$  [12].



## Список литературы

- [1] *Киселев А. Я., Ковров П. Е., Морозов А. И.* и др. // VIII Междунар. конф. по явлениям в ионизованных газах. Вена, 1967. Доклад 3.1.11.
- [2] *Ковров П. Е., Морозов А. И., Токарев Л. Г.* и др. // ДАН СССР. 1967. Т. 172. № 6. С. 1305—1321.
- [3] *Бакиш Ф. Г., Дюжев Г. А., Каплан В. Б.* и др. Препринт ФТИ. № 532. Л., 1978.
- [4] *Морозов А. И.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. Вып. 2. С. 305—310.
- [5] *Брушлинский К. Б., Морозов А. И.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 8. М.: Атомиздат, 1974. С. 178—205.
- [6] *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. С. 307.
- [7] *Ерофеев В. С., Жариков А. В., Ляпин Е. А.* // Плазменные ускорители / Под ред. Л. А. Арцимовича. М.: Машиностроение, 1973.
- [8] *Морозов А. И., Шубин А. П.* // Физика плазмы. 1984. Т. 5. С. 186—243.
- [9] *Квасников Л. А., Латышев Л. А., Севрук Д. Д.* и др. Теория и расчет энергосиловых установок космических летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1984. Гл. 17.
- [10] *Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.* // Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. С. 216.
- [11] *Любимов Г. А., Раховский В. И.* // УФН. 1978. Т. 125. № 4. С. 665—706.
- [12] *Недоспасов А. В., Хаит В. Д.* // Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979. С. 343.
- [13] *Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К., Старцев Е. А.* и др. Препринт ФТИ. № 583. Л., 1978. С. 27—32.

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

Поступило в Редакцию  
19 апреля 1990 г.