

УДК 533.9.07

СПД — фокусирующая плазменная система с поверхностно-доминантным разрядом.

А. И. Морозов

Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

В. М. Балебанов

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

А. И. Бугрова, А. С. Липатов, В. К. Харчевников

Московский Государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
(Технический университет), Москва, Россия

Дано описание принципов стационарного плазменного ускорителя (двигателя) с замкнутым дрейфом электронов второго поколения (СПД АТОН). Обсуждается влияние влета частиц в канал ускорителя на интегральные и локальные параметры двигателя.

Для многих задач космонавтики скорости истечения рабочего вещества из современных термохимических ракетных двигателей (порядка нескольких километров в секунду) недостаточно велики, так как требуется выбрасывать очень большие массы вещества для обеспечения нужного маневра. Поэтому все большее значение приобретают сейчас электрореактивные двигатели, способные создавать потоки вещества со скоростями истечения, измеряемыми десятками километров в секунду. Конечно, они могут выводить аппараты прямо с земли в космос, но после такого выведения они в состоянии экономно решать основные задачи.

Среди электрореактивных двигателей наиболее эксплуатируемыми и перспективными являются стационарные плазменные двигатели (СПД). До последнего времени они использовались на космических аппаратах для ориентации и стабилизации орбиты. В последнее время рассматриваются проекты, в которых плазменные двигатели будут использоваться в качестве маршевых для выведения малых спутников связи на заданную орбиту.

СПД имеют ряд достоинств: простота в изготовлении и эксплуатации, надежность, имеют ресурс, подтвержденный прямыми испытаниями в России, США, до 8000 ч [1]. Их КПД достаточно высок: $\approx 55\%$ — без учета затрат на вспомогательные элементы (катод, магнитная система) и $\approx 50\%$ — с их учетом.

Недостатком этих “классических” СПД является большой угол расходимости потока ($\sim \pm 45^\circ$).

Цель настоящей работы — повысить КПД на 15–20 % и резко уменьшить угол расходимости ($< \pm 10^\circ$).

С физической точки зрения СПД — это плазменный ускоритель с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения (УЗДП). В нем электроны замагничены, а ионы не замагничены и ускоряются электрическим полем. Схема традиционного (“классического”) УЗДП изображена на рис. 1. Исследованию физических процессов в УЗДП посвящено большое число публикаций [2–5].

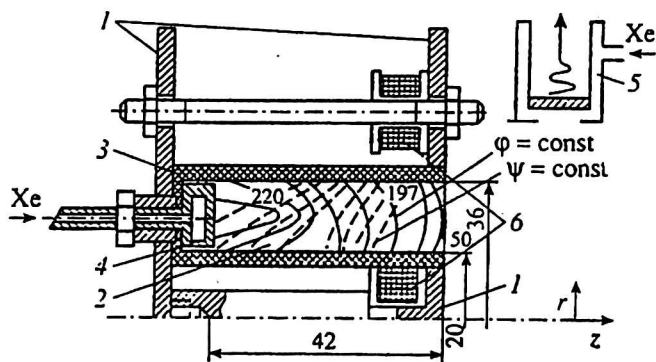


Рис. 1. Схема традиционного УЗДП-СПД:

- 1 — магнитопровод;
- 2 — ускорительный канал;
- 3 — диэлектрическая стенка;
- 4 — анод; 5 — катод;
- 6 — магнитные катушки

Исходной физической предпосылкой, положенной в основу УЗДП–СПД, является создание в кольцевом канале нужного рельефа электрического потенциала. Такое поле должно удовлетворять как минимум двум условиям: оно должно быть макростойчивым; эквипотенциали поля должны быть выпуклыми в сторону анода. В этом случае будет иметь место “фокусировка” ионного потока, т. е. отжатие его от стенок камеры на середину канала.

Макростойчивость E -поля, т. е. устойчивость в области сравнительно низких частот $\omega \leq v_i/L$, определяется двумя факторами.

Первый из них связан с возникновением так называемой “спицы”, т. е. узкого (по азимуту) проводящего канала, вращающегося в направлении дрейфа электронов. Эта неустойчивость реально подавляется, как показано в упомянутых теоретических и экспериментальных работах, путем создания магнитного поля, нарастающего от анода к срезу,

$$(\nu \nabla) H > 0.$$

Второй фактор, который вызывает сильные макроколебания (при этом предполагается, что наиболее сильные азимутальные колебания уже подавлены), связан с недостаточной проводимостью канала для электронов, образующихся при ионизации. Эта проводимость создается разными механизмами:

столкновениями электронов с тяжелыми частицами в канале (“классическая” проводимость);

рассеянием электронов на стенках канала (“пристеночная” проводимость); высокочастотными колебаниями.

В канале реально работают все указанные механизмы. Однако в зоне ускорения, где велико магнитное поле и все-таки заметная доля атомов, в том числе образующихся при рекомбинации ионов на стенках, еще продолжает ионизоваться, особая роль, как показывают эксперименты, принадлежит пристеночной проводимости [6].

Объяснение этого фактора изложено ниже.

Остановимся на обеспечении фокусировки, т. е. выпуклости E -поля в сторону анода. Возможность создания E -поля, фокусирующего ионы на середину канала, связана с эквипотенциализацией магнитных силовых линий в плазме. Известно, что для многих плазмодианамических систем, в частности для СПД, в законе Ома можно пренебречь членом j/σ , и тогда уравнение движения электронов имеет вид:

$$0 = \nabla p_e + eE + 1/c[V_e, H], \quad E = -\text{grad}\Phi.$$

Интегрирование этого уравнения вдоль магнитной силовой линии в приближении максвелловского распределения дает

$$\Phi^*(\gamma) = \Phi(x) - (kT_e/e)\ln(n_e/n_0),$$

где γ — номер силовой линии;

n_e — концентрация электронов;

n_0 — произвольная постоянная;

$\Phi^*(\gamma)$ — величина, постоянная вдоль силовой линии, которая была названа термализованным потенциалом;

$\Phi(x)$ — электрический потенциал [3].

Отсюда видно, что магнитные силовые линии являются эквипотенциалами, если $T_e \rightarrow 0$ или $n_e = n_e(\gamma)$, т. е. плотность электронов постоянна вдоль силовой линии. Отсюда следует, что создавая заданный профиль магнитного поля, можно получить пучок ионов разной геометрии: расходящийся, сходящийся, трубчатый, а также реализовать системы типа ускорителей, рекуператоров, сепараторов [3].

Если бы в плазменном ускорителе типа СПД было максвелловское распределение электронов, то при $n_e \rightarrow 0$ величина $\ln(n_e/n_0) \rightarrow -\infty$ и, следовательно, мы в принципе не можем получить фокусирующую геометрию эквипотенциалей. При этом линии $\Phi(x) = \text{const}$ будут всегда выпуклыми к срезу. Однако, как показали эксперименты [7], функция распределения электронов в канале СПД далека от максвелловской и имеет вид линейного сплайна:

$$f_e = A \begin{cases} \mu - \varepsilon^*, & \mu > \varepsilon^* \\ 0, & \mu < \varepsilon^* \end{cases};$$

$$\varepsilon^* = \frac{m}{2}[(v_z^2 + v_r^2 + (v_\theta^2 - \Omega r)^2)],$$

где величина μ имеет смысл максимальной энергии, $A = \text{const}$.

При такой функции распределения и естественных граничных условиях ($n_e \rightarrow 0$ на стенке) эквипотенциалы могут быть выпуклыми к аноду, так как в этом случае вблизи стенок

$$\Phi^*(\gamma) \rightarrow \Phi(x).$$

Сформулированные выше требования к магнитному полю не были выполнены в канале “классического” СПД. Магнитные силовые линии в канале в оптимальном режиме работы имеют вид почти прямых, наклоненных к центральному изолятору, причем ход магнитных силовых линий и эквипотенциалей совершенно различен (см. рис. 1). Это означает, что отжатие ионного потока от стенок отсутствует. Странная с точки зрения теоретических предпосылок, геометрия магнитного поля не была делом произвола. Она была выбрана при оптимизации параметров СПД, и только сравнительно недавно нам стала видна наиболее вероятная причина этой аномалии. Причиной ее были неподходящие условия испытаний в вакуумных камерах [8]. А именно, поток распыляемых атомов и отрицательных ионов с мишеней подавляет пристеночную проводимость в режиме оторванного от стенок потока. Поэтому приходилось часть ускоряемого потока специально направлять на внутренний изолятор, чтобы обеспечить его очистку и форсировать пристеночную проводимость.

Таким образом, для создания двигателей с более высокими параметрами внимание должно быть привлечено к решению двух проблем: во-первых, к созданию максимально равномерной плотности потока ионов (а, следовательно, и нейтралов) вблизи анода, что ослабляет ∇P_e , и, во-вторых, к созданию предельно выпуклой к аноду геометрии магнитных силовых линий.

СПД АТОН и условия его испытаний

В свете сказанного видно, что обеспечить всюду в канале пренебрежимо малую величину термической поправки к $\Phi(x)$ нельзя даже с учетом немаксвелловского распределения электронов. Но особенно важно обеспечить нужную фокусировку ионов в зоне ионизации, где их скорость мала. Это можно сравнительно легко сделать, создав вблизи анода нуль магнитного поля, а перед входом в канал сделать буферный объем с газораспределителем. Тем самым мы создаем предпосылки для отрыва потока от стенок канала в зоне ускорения. Такой буфер позволяет добиться однородности поступающего в канал потока нейтралов.

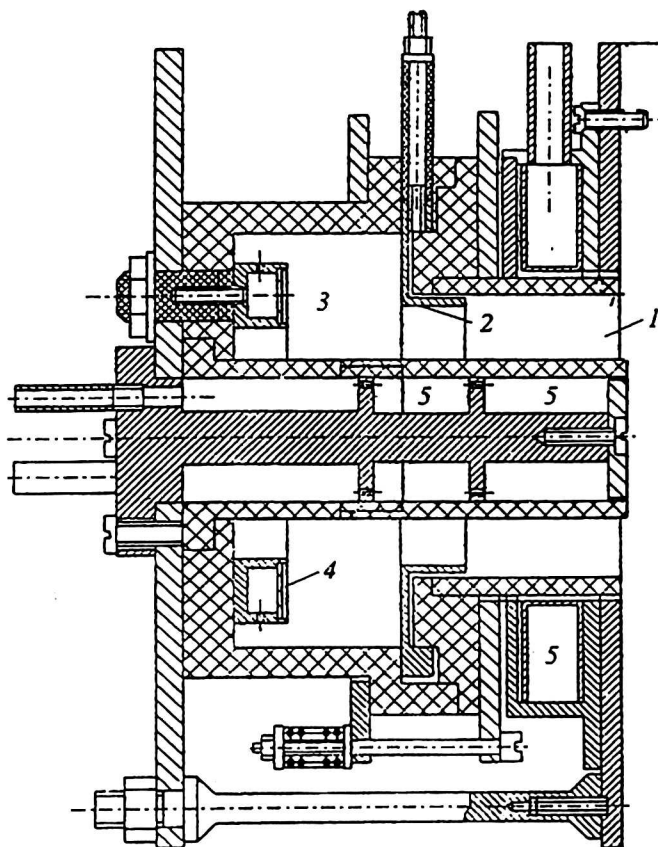
Проведя оптимизацию по ряду конструктивных параметров, приходим к схеме, которая приведена на рис. 2: ускорительный канал 1 длиной $L = 30$ мм при расстоянии между стенками $h = 16$ мм; цилиндрический анод 2 расположен на входе в ускорительный канал заподлицо с внешними стенками канала; буферная емкость 3, внутри которой размещен газораспределитель 4. Магнитное поле создается тремя катушками 5, одна из которых расположена на внешнем изоляторе, а две другие — внутри центрального изолятора.

Эта модель СПД получила название АТОН [9]. Конфигурация магнитного поля двигателя АТОН характеризуется тремя параметрами: положением нуля магнитного поля, ориентацией сепаратрис и изменением магнитного поля по длине канала. Оптимизация магнитного поля достигалась выбором положения трех катушек, создающих магнитное поле. Смещение нулевой точки вдоль оси достигается смещением катушек вдоль оси, смещение по r -координате — изменением токов в них. Положение максимума H задается полюсами и изменяется при их смещении относительно друг друга, а также при смещении катушек вдоль оси. Изменение наклона сепаратрисы достигается за счет изменения их относительного положения вдоль оси.

Изменением тока в катушках можно управлять формой струи. Так, если силовые линии направлены по радиусу, то плазменная струя имеет вид цилиндра на выходе из источника, и КПД ускорителя максимален. Если же

силовые линии имеют наклон к оси системы, то струя имеет форму “спицы” или конуса, и КПД двигателя падает.

Рис. 2. Схематическая конструкция СПД АТОН



Интегральные характеристики двигателя

Вольт-амперные характеристики. Колебания разрядного тока

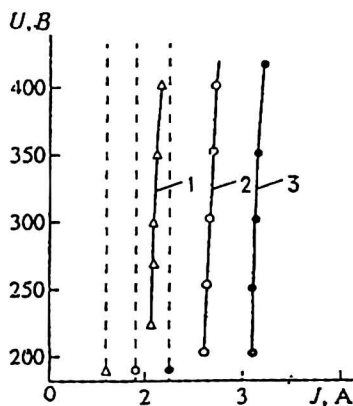
Снятие инерционными приборами “статические” вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда при различных значениях рабочего вещества и в оптимальном (для каждого U и \dot{m}) по магнитному полю режиме приведены на рис. 3. Здесь через $I_{\dot{m}}$ обозначен так называемый ток расхода

$$I_{\dot{m}} = e\dot{m}/M.$$

Рис. 3. Вольт-амперные характеристики разряда:

- 1 — Δ — $\dot{m} = 2$ мг/с; 2 — $\dot{m} = 2,5$ мг/с;
3 — $\dot{m} = 3$ мг/с. Пунктирные линии
соответствуют массовому току

$$(J_{\dot{m}} = e \frac{\dot{m}}{M}).$$



Из ВАХ видно, что в диапазоне $200 \text{ В} \leq U \leq 400 \text{ В}$ величина J практически не увеличивается с увеличением разрядного напряжения, что говорит о высокой степени ионизации рабочего вещества. В этой области ток разряда превосходит величину $I_{\dot{m}}$, что объясняется наличием "сквозного" электронного тока в канале и определенной доли двухзарядных ионов в заряде. Отношение разрядного тока J к току расхода $I_{\dot{m}}$ в свое время было названо параметром обмена [3]. Из рис. 3 видно, что характерное значение этого параметра для оптимизированного СПД АТОН

$$\xi = J/I_{\dot{m}} = 1,15 - 1,25.$$

Разрядный ток в СПД колеблется, причем вид и величина этих колебаний зависят от параметров внешней цепи. Поэтому вначале исследований были определены параметры внешней цепи, при которых усредненные по частотам в диапазоне 1–300 кГц колебания разрядного тока при разрядном напряжении $U = 250 - 350 \text{ В}$ были минимальны. Именно при такой цепи снимались ВАХ (см. рис. 3). Эксперимент показал, что при оптимальной цепи питания и оптимальном магнитном поле типичное значение величины $\bar{J}/J \approx 20 \%$.

Здесь \bar{J} — характерная амплитуда колебаний в диапазоне частот 0–300 кГц;
 \bar{j} — постоянная составляющая разрядного тока.

Было обнаружено, что колебания разрядного тока имеют регулярную низкочастотную составляющую 15–100 кГц, на которую наложены высокочастотные колебания $f > 100 \text{ кГц}$.

Тяговые характеристики

На рис. 4, а приведены результаты измерений тяги для тех же расходов ($\dot{m} = 2; 2,5; 3 \text{ мг/с}$), при которых снимались ВАХ разрядов. Приведенные кривые могут быть аппроксимированы формулой

$$F = \Theta \dot{m} \sqrt{2e(U - \Delta) / M}.$$

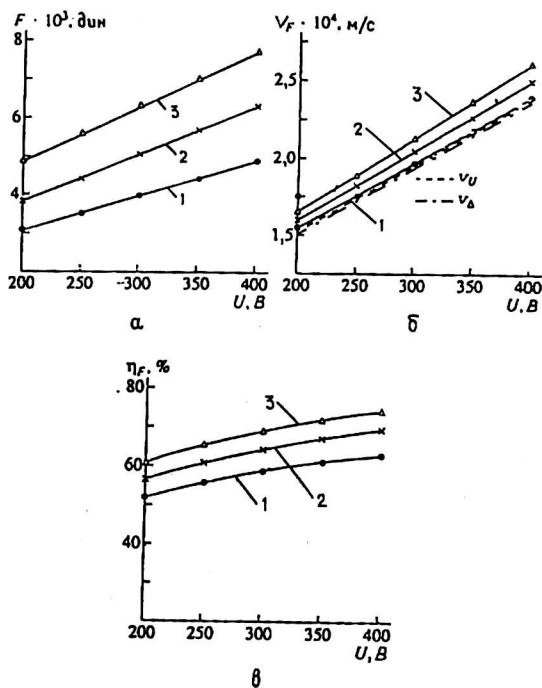


Рис. 4. Интегральные параметры ускорителя:
 1 — $\dot{m} = 2,0 \text{ мг/с}$; 2 — $\dot{m} = 2,5 \text{ мг/с}$; 3 — $\dot{m} = 3,0 \text{ мг/с}$

При этом величина $\Theta \approx 1$, а $\Delta \approx 40$ В. Величину Δ можно сопоставить со средним потенциалом зоны ионизации.

Значения величины тяги F и расхода \dot{m} позволяют найти среднюю массовую скорость потока

$$V_F = F / \dot{m} = \Theta \sqrt{2e(U - \Delta) / M}.$$

Представление о значениях V_F дает рис. 4, б. На этом же рисунке изображены значения скорости однозарядных ионов

$$V_U = \sqrt{2eU / M} \quad \text{и} \quad V_\Delta = \sqrt{2e(U - \Delta) / M},$$

рассчитанные, соответственно, по полной разности потенциалов, приложенной между анодом и катодом двигателя, и по разности потенциалов между зоной ионизации и катодом.

Хорошо видно, что среднемассовая скорость V_F в СПД АТОН, как правило, больше и V_Δ , и V_U . Это говорит о существенном вкладе в тягу дважды ионизированных атомов Хе. Фактически их вклад нашел свое отражение в том, что параметр $\Theta > 1$.

Зная \dot{m} , U , J , F , можно определить тяговый КПД двигателя:

$$\eta_F = \frac{\dot{m} V_F^2}{2JU} = \frac{F^2}{2\dot{m}JU}.$$

Здесь не учитываются расход рабочего вещества в катод, затраты на его накал и на магнитную систему. Все это позволяет понизить приведенное значение на 5—7 %. Зависимость η_F от входных параметров (\dot{m} , U) изображены на рис. 4, в; η_F превосходит почти на 15 % лучшие значения η_F , достигнутые на "классических" СПД.

Характеристики выходящей струи

Локальные характеристики струи

($\dot{m} = 3$ мг/с, $U = 300$ В, оптимальное магнитное поле)

С помощью ленгмюровского зонда были измерены локальные параметры струи n , T_e , Φ .

Распределения параметров в плазменном потоке ($T_e(z)$, $\Phi(z)$, $n_e(z)$) для $z = 0, 30, 60, 90, 120, 140$ мм от среза приведены на рис. 5, из которого видно, что в данном случае поток имеет форму трубы с малой расходимостью. Потенциал пространства изменяется от 40 до 25 В, а температура электронов — от 12 до 5 эВ, соответственно; плотность плазмы достигает $1,1 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

Расходимость струи

Для определения расходимости струи использовался зонд с двумя собирающими поверхностями. Одна из поверхностей зонда была ориентирована параллельно потоку и фиксировала хаотический ток J_{ch} , вторая поверхность — перпендикулярна потоку для измерения как направленного тока, так и хаотической "примеси" J_{ch+d} в каждой точке пространства.

Измерения проводились для расстояний от 6 до 33 см от среза двигателя. Для каждого поперечного сечения зонды перемещались по радиусу на 12 см от положения на оси. Рабочая точка ВАХ зонда соответствовала ионному току насыщения. По измеренным значениям токов на зонды рассчитывалась величина плотности направленного тока

$$J_d = \frac{1}{S_p} (J_{ch+d} - J_{ch}),$$

где S_p — площадь зонда, которая затем интегрировалась по сечению в целях получения полной величины направленного тока при $r < r$.

$$J_d = 2\pi \int_0^r j_d \rho d\rho.$$

Если за границу потока взять конус, в котором лежит 90 % J_d , то угол расходимости потока составляет $\pm 11^\circ$.

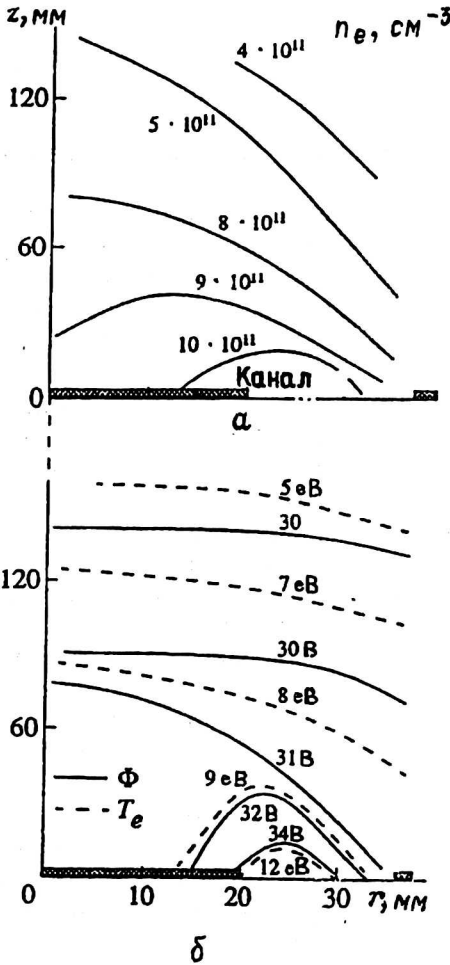


Рис. 5. Распределение концентрации электронов (а); температуры электронов и потенциала плазмы (б) в струе двигателя:
 $\dot{m} = 3,0$ мг/с; $U = 300$ В

СПД — плазменная система с поверхностно-доминантным разрядом

Стационарный плазменный двигатель (СПД), помещенный в вакуумную камеру, в ряде физических моментов отличается от СПД в космосе (это справедливо и для любого электрореактивного двигателя в вакуумной камере). Если в космосе за срезом СПД имеется только пучок быстрых ионов и нейтрализующее их объемный заряд облако электронов, поступивших из катода компенсатора, то при наличии вакуумной камеры в системе появляется ряд новых компонентов. Имеют место специфические "граничные условия": стенки камеры и отверстия (или криопанели) насосов. К плазме, выходящей из СПД, добавляются нейтральный газ (Xe), вторичная плазма ($\text{Xe}^+ + e$), поток распыленных частиц (M^+ , M^- , M^0) от мишени, примесные газы (из-за масла насосов, щелей в камере и т. д.). Существенно усложняется в этой "бурлящей" среде по сравнению с космосом и электрическое поле. Всю эту

очень сложную систему, далекую от равновесия, будем называть “камерной динамической системой” (КДС), и она требует кинетического описания.

При анализе процессов в КДС фундаментальную роль играют параметры Кнудсена

$$(Kn^{\alpha/\beta})_N = \frac{\lambda_{\alpha/\beta}^{(N)}}{L},$$

где $\lambda_{\alpha/\beta}^{(N)}$ — свободный пробег частиц сорта α среди частиц сорта β по отношению к N -му процессу (упругому столкновению, перезарядке, ионизации и др.);

L — характерный пространственный масштаб системы (например диаметр камеры).

Весьма распространено мнение, что моделирование космических условий в камере тем лучше, чем ниже давление, т. е. чем больше число Kn для упругих столкновений быстрых ионов He^+ с остаточным газом. Однако при этом упускается из виду интенсивное распыление ионным пучком мишеней, поскольку при энергии ионов ~ 300 эВ каждый ион выбивает ~ 1 частицу из мишени.

Таким образом, при $(Kn)_{el} \geq 1$ в вакуумной камере имеется не один, а два источника частиц: сам двигатель и мишень. Идущие из камеры в канал двигателя частицы могут “отравить” рабочие поверхности двигателя. Особенно в явном виде мы столкнулись с этим при исследовании СПД второго поколения (СПД АТОН), где заметно ослаблена ионная бомбардировка стенок ускорительного канала и, следовательно, очистка рабочих поверхностей ускоряемым ионным пучком. В настоящей работе речь будет идти именно об СПД АТОН, хотя многое справедливо и для других СПД.

Из сказанного следует, что нужно в идеале иметь нераспыляемые мишени. Лучшими мишенями могут быть газовые, но для этого должно быть $(Kn)_{el} = \lambda/L \ll 1$. Здесь L — длина камеры. Но в то же время, давление газа вблизи среза должно быть достаточно мало, чтобы не влиять на работу СПД. Выполнение этих двух противоречивых условий требует весьма обстоятельного анализа, который частично будет освещен в данной работе.

Большую роль в формировании и составе плазмы в камере играет попадание достаточно быстрых (и не обязательно прямо из СПД) частиц на стенке камеры, покрытые рыхлыми слоями частиц, пришедших с распыляемой мишени. Такие слои легко распыляются и попадают в КДС.

Наконец, свойства двигателя и откачных систем сильно влияют на состав вакуума и покрытий стенок камеры. Поступление частиц из вакуумной камеры (ВК) в канал двигателя (КД) приводит к множеству последствий. Отметим основные из них:

1. Нейтральные атомы, попав в КД, ионизируются дрейфующими электронами, в результате чего возрастает разрядный ток, по крайней мере, на величину

$$\delta J_d = e \dot{N}_*,$$

где \dot{N}_* — число частиц, влетающих в единицу времени в канал и ионизованных там (при этом для величины δJ_d несущественно, где произошла ионизация).

Одновременно с этим может возрастать и тяга на величину

$$\delta F = \bar{M} \dot{N} \sqrt{\frac{2e\Phi_*}{\bar{M}}},$$

где \bar{M} — средняя масса влетающих частиц;

Φ_* — потенциал в точке из ионизации.

Разумеется, приводимые оценки предполагают, что влет частиц в канал не перестраивает электрического поля в канале.

2. Влет нейтральных атомов с последующей ионизацией может приводить как к увеличению, так и к уменьшению КПД (η). Уменьшение η имеет место, если

$$\frac{\Phi_*}{U_i} < \frac{1}{4},$$

где U_i — характерный потенциал зоны ионизации основной массой частиц N_0 , поступающих со стороны анода.

Действительно, считая, что у частиц, влетающих со стороны среза и со стороны анода, соответственно, величины Φ_* и U_i постоянны, имеем:

$$\eta = \eta_0 \frac{(1 + \varepsilon\theta)^2}{(1 + \theta)}$$

Здесь $\theta = N_*/N_0$, $\varepsilon^2 = \Phi_*/U_i$; η_0 — КПД при отсутствии потока со стороны среза канала (при $N_* = 0$).

Полагая $\theta \ll 1$, находим, что

$$\delta\eta - \eta_0 \approx \eta_0(2\varepsilon - 1)\theta.$$

Отсюда непосредственно следует вышеприведенная формула. В случае произвольного θ критическое значение ε_{cr} , при котором, $\delta\eta = 0$, выражается формулой

$$\varepsilon_{cr} = \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \theta}}.$$

3. Фундаментальную роль в переносе электронов поперек магнитного поля играет пристеночная проводимость. Но она эффективна только в том случае, если величина “порога размножения” ε_* (т. е. энергия частиц, при которой коэффициент вторичной электронной эмиссии $\sigma(\varepsilon_*) = 1$) порядка средней энергии электронов в канале. Для типичных диэлектриков $\varepsilon_* \sim 20-40$ эВ. Таков же масштаб и средней энергии электронов в КД. Однако для металлов либо вообще не достигается значение $\sigma = 1$, либо оно существует при $\varepsilon_* \sim 150-200$ эВ [10]. Отсюда видно, что запыление металлом, идущее от мишеней, может совсем сорвать пристеночную проводимость, причем для этого достаточно покрыть изолятор небольшим числом атомных слоев металла. Срыв пристеночной проводимости за счет запыления ведет к перестройке разряда. В нем резко возрастает уровень колебаний и зона ионизации смещается к срезу [11]. В результате ухудшается ионизация, возрастает разброс частиц по энергиям, возрастает электронная температура и происходит перестройка формы выходящего потока (поток принимает форму “спицы”). Наоборот, влет в канал частиц, приводящих к понижению ε_* , будет способствовать понижению T_e и, как следствие, вести к понижению степени ионизации. А это также ухудшает КПД. Указанные явления лишней раз экспериментально подтверждают, что разряд в СПД — это “поверхностно-доминантный разряд”, т. е. разряд, в котором самую существенную роль играют процессы взаимодействия электронов с поверхностями.

Наконец, хорошо известно образование “черных” или “желтых” пленок на внутренних стенках КД. Они также могут влиять на работу двигателя.

4. При использовании только криогенной откачки в камере обычно наблюдается относительно высокое парциальное давление водорода. Попадая в канал СПД, водород может способствовать восстановлению окислов металлов, находящихся, например, в толще изолятора, что приводит к ухудшению

свойств изолятора (например на его поверхности могут появиться металлические пленки). Прямыми экспериментами было показано, что небольшие добавки (4 % объемных) водорода в Хе срывают режимы работы с высокими характеристиками [12].

Влет продуктов распыления мишени в канал

Эксперимент показывает, что внутренности канала СПД обычно покрываются темным налетом. При этом, как правило, степень запыления внутренних поверхностей выражена существенно сильнее, чем запыление прилегающих стенок вакуумной камеры. Было такое впечатление, что распыляемые частицы "втягиваются" в канал ускорителя. Для проверки этого предположения были поставлены специальные эксперименты с СПД, бьющим в металлические мишени, размещенные на расстоянии 0,5 м от среза. В этих условиях через 20—40 мин наблюдается обычно завал характеристик. Промеры тестером проводимости стенок канала двигателя после ~ 1 ч работы показали, что на задней стенке буферного объема образуется узкий проводящий поясok из распыляемого металла. Наличие этого пояса говорит о том, что мы имеем хорошо сфокусированный поток металлических ионов, идущих из вакуумной камеры в канал. Такой же поясok образуется и в окрестности анода. Все это позволило высказать предположение, что из вакуумной камеры в канал идет поток отрицательных ионов, образующихся на поверхности мишени (или в вакууме). Такой поток благодаря положительному потенциалу струи транспортируется к выходному отверстию в СПД и далее в самом ускорителе, где часть ионов разваливается в разряде. Поэтому образуются две проводящие зоны.

Для подтверждения высказанного предположения была сделана мишень из цинка, который не образует отрицательных ионов [13]. Эта мишень на стенде располагалась на расстоянии ~ 40 см от ускорителя. Эксперимент подтвердил ожидаемое. В то время как стенки вакуумной камеры покрылись цинковым налетом, внутренности СПД оставались практически чистыми. Это проявлялось и в том, что характеристики СПД в течение указанного времени не изменялись, тогда как при использовании мишеней из других металлов они за это время ухудшались. Следовательно, становится очевидным, что запыление и образование пленок на рабочих поверхностях модели являются результатом влета в канал отрицательных ионов, возникающих в основном при взаимодействии струи плазмы с камерой и мишенью.

Очевидно, что простейшим методом борьбы с отрицательными ионами является покрытие стенок камеры и мишени материалом, не образующим отрицательных ионов (Zn, Mn и т. д.). Наряду с этим можно предположить и другие методы борьбы с отрицательными ионами. Основная идея заключается в том, что на пути отрицательных ионов должна быть создана потенциальная ловушка, захватывающая эти ионы [14].

Выводы

Многообразие процессов, возникающих при взаимодействии системы СПД—ВК, велико, и поэтому мы смогли изучить лишь некоторые из них. Среди них следует отметить:

выяснение большого влияния запыления стенок канала двигателя на его характеристики;

обнаружение сильной экранировки плазменным потоком канала СПД от влета частиц из камеры;

обнаружение большой роли отрицательных ионов в запылении стенок канала СПД;

разработку методов подавления потоков отрицательных ионов в канале.

Таким образом показано, что разряд в СПД поверхностно-доминантный, и для получения высоких параметров на различных стендах необходимо предпринять меры, устраняющие "загрязнение" двигателя.

Л и т е р а т у р а

1. Arkhipov V. A., Bober A. S., Gnizdor R. Et al//IEPC- 95-39. September 19—23, 1995.
2. Бугрова А. И., Ким В. П.//Плазменные ускорители и ионные инжекторы. — М.: Наука, 1984. С. 107.
3. Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. — М.: Атомиздат, 1978.
4. Бугрова А. И., Морозов А. И.//Ионные инжекторы и плазменные ускорители. — М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 42.
5. Егоров В. В., Ким В. П., Семенов А. А. и др.// Там же. С. 56.
6. Морозов А. И.//ПМТФ. 1968. № 3. С. 19.
7. Бугрова А. И., Морозов А. И.//ЖТФ. 1985. Т. 55. № 9. С. 1725.
8. Бугрова А. И., Морозов А. И.//IEPC-95-46. September 19—23, 1995.
9. Бугрова А. И., Морозов А. И., Десятков А. В. и др.//Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 7. С. 635—645.
10. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969.
11. Бугрова А. И., Desyatskov A. V., Morozov A. I., Kharchevnikov V. K.//IEPC Paper 95-69. Moscow, 1995.
12. Desyatskov A. V., Kozintzeva M. V., Lipatov A. S.//IEPC Paper 95—71. Moscow, 1995.
13. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. — М.: Атомиздат, 1978.
14. Бугрова А. И., Морозов А. И.//Физика плазмы, 1996. Т. 22. № 8. С. 701—706.

SPT as focusing plasma system with surface dominant discharge

A. I. Morozov

Kurchatov Institute Russian Research Center, Moscow, Russia

V. M. Balebanov

Institute of Cosmic Research, RAS, Moscow, Russia

A. I. Bugrova, A. S. Lipatov, V. K. Khartchevnikov

Moscow Institute of Radio Engineering, Electronics and Automation (Technical University), Moscow, Russia

The principles of a second generation Hall-current plasma accelerator (ATON-thruster) is described. Influence of back moving of particles from vacuum chamber to thruster one has been discussed.