

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФОКУСИРОВКИ ИОННОГО ПОТОКА В ДВИГАТЕЛЕ ХОЛЛА НА КРИПТОНЕ

© 2019 г. Zhong-xi Ning^{a,*}, Guo-jun Xia^a, Xi-ming Zhu^a, Shao-wen Chen^a, Da-ren Yu^a

^a Harbin Institute of Technology Harbin, City, 150001, People' Republic of China

*e-mail: ningzx@hit.edu.cn

Поступила в редакцию 01.08.2018 г.

После доработки 12.11.2018 г.

Принята к публикации 22.11.2018 г.

Природные запасы криптона велики, его физические свойства ближе всего к ксенону и, что важно, из-за высокого удельного импульса им стали заменять ксенон в двигателях Холла. Однако оказалось, что при использовании криптона в качестве рабочего газа плазменный поток из двигателя Холла имеет слабые характеристики фокусировки струи, а также большой угол расходимости. В статье описаны измерения тяги, удельного импульса, эффективности и угла расходимости струи двигателя Холла при различном расходе рабочего газа. Кроме того, исследуется влияние магнитной конфигурации и мощности нагрева катода на характеристики фокусировки ионного потока. Показано, что магнитное поле в основном влияет на характеристики фокусировки потока через наклон магнитных силовых линий, это влияние может привести к расходимости, фокусировке или перефокусировке плазменной струи. Чрезмерная мощность нагрева катода изменяет амплитуду колебаний тока низкочастотного разряда в двигателе и влияет на распределение ионизации и ширину основной области ионизации, тем самым изменяя фокусировку струи.

DOI: 10.1134/S0367292119060088

Обозначения

P	— мощность нагрева катода
B	— напряженность магнитного поля
S	— среднеквадратичная величина колебаний тока
I_p	— ток разряда
K_M	— кривизна магнитных силовых линий
L_{ion}	— ширина области ионизации
z_a	— начало зоны ионизации рабочего газа
J_i	— токи возбуждения катушек
z_0	— окончание зоны ионизации
z_{ion}	— положение пика ионизации
γ_M	— угол наклона магнитных силовых линий
α	— полуугол расходимости струи (от направления вдоль оси)

1. ВВЕДЕНИЕ

Двигатель на эффекте Холла (ДЭХ) является одной из наиболее широко используемых элект-

трических тяговых систем, использующей скрещенные электрические и магнитные поля для ионизации атомов рабочего газа и ускорения ионов. Он преобразует электрическую энергию в кинетическую энергию ионов и обеспечивает получение высокого удельного импульса. Рабочим газом, используемым в традиционном ДЭХ, обычно является ксенон, потому что он имеет более низкую энергию ионизации и более высокую атомную массу. Благодаря этому процесс ионизации и фокусировки в канале разряда лучше организован, и именно по этой причине, используя ксенон, ДЭХ обеспечивает высокие характеристики [1–3]. Запасы ксенона в воздухе очень ограничены, но его области применения постепенно расширяются, и рыночная цена растет. Это значительно увеличивает стоимость наземной оптимизации, экспериментов по определению ресурса и аэрокосмических применений двигателей Холла. Поэтому ищут альтернативный рабочий газ, обладающий сходными с ксеноном физическими свойствами и относительно больше распространенный в природе.

Криптон — благородный газ, наиболее удовлетворяющий вышеуказанным требованиям [4].

Его цена около 1/20 от цены ксенона, запасы в природе велики, а теоретический удельный импульс выше, чем у ксенона. Во всех крупных странах, занимающихся аэрокосмической промышленностью, активно изучают его применимость [5–7]. Чтобы воспользоваться преимуществами этих двух видов рабочих газов, некоторые исследователи изучили процесс разряда в смеси ксенона с криптоном и получили относительно хорошие характеристики. Такие исследования заслуживают продолжения [8, 9].

СПД-АТОН использует конструкцию с буферной камерой и конфигурацию с нулевой магнитной точкой, что значительно улучшает технологию фокусировки пучка в двигателе Холла. Полуугол расходимости струи уменьшается от типичного 45° (СПД-100) до 10° , что существенно повышает эффективность двигателя [10, 11] и одновременно снижает воздействие плазменной струи на части космического аппарата [12]. Исходя из этого, А.И. Бугрова с коллегами взяли прототип экспериментального двигателя СПД-А3, измерили его характеристики и распределения параметров в нем, используя криптон в качестве рабочего газа, и сравнили их с соответствующими параметрами двигателя на ксеноне в соответствии с принципом постоянного расхода рабочего газа [13]. Оказалось, что характеристики СПД-А3 при использовании криптона ниже, чем с ксеноном. Когда напряжение разряда составляло 400 В, а расход газа с 2.5 мг/с, тяговый КПД увеличивался до 60%. Удельный импульс тяги доходил до 3240 с при разрядном напряжении 500 В. Полуугол расходимости струи составлял 22° , а в наилучших условиях амплитуда колебаний тока разряда была менее 20%. Лаборатория ВВС им. Говарда [4], Лаборатория Мичиганского университета [14] и Исследовательский центр НАСА им. Гленна [15] провели эксперименты с двигателем Холла на криптоне, но основные усилия были направлены на определение характеристик и сравнение с ксеноном. Результаты экспериментов показали, что фактические потери удельного импульса на криптоне были больше, чем на ксеноне. Эффективность была ниже, а параметры фокусировки плазменного потока были хуже.

Однако эффективность можно оптимизировать путем регулирования расхода через анод и напряжения разряда. Показатель использования газа можно улучшить, регулируя массовый расход, длину канала и температуру электронов. Когда температура электронов вышла на насыщение, показатель использования газа трудно контролировать, но увеличение напряжения разряда еще может значительно повысить эффективность. Эксперименты с мощным двигателем Холла (NASA-300M), использующем криптон, показали, что максимальная эффективность двигателя составляет 63%, а удельный импульс достигает

3223 с при напряжении в разряде 600 В. Когда 50-киловаттный двигатель Холла был изменен с целью использования криптона в качестве рабочего газа, его удельный импульс был близок к теоретическому значению при наивысших значениях массового расхода через анод и разрядного напряжения. Удельный импульс достиг 4500 с при напряжении разряда 1000 В, а максимальная эффективность 64% была достигнута при напряжении разряда 650 В. Эксперименты показали, что двигатель Холла может легко достичь высокой эффективности и высокого удельного импульса при большой мощности и больших размерах [16]. Я. Куржина и др. в IPPLM (Институт плазменной физики и лазерного микросинтеза во Франции) провели эксперименты с криптоном на мало-мощном, 500-Вт, криптоновом двигателе Холла, названном KLIMT [17], и обнаружили, что тяга и удельный импульс были аналогичны полученным на ксеноне, благодаря регулировке магнитной конфигурации под этот уровень мощности и размеры двигателя. Однако эффективность оказалась примерно на 10% ниже, так что потери мощности были большими. Полуугол расходимости криптоновой струи поддерживался в диапазоне 19° – 23° . Всесторонний анализ результатов исследования криптона показывает, что область ионизации удлиняется, и уровень градиента потенциала снижается. Это ослабляет фокусирующий эффект магнитной линзы на плазменную струю. Угол расходимости струи увеличивается, потому что когда в качестве топлива используется криптон, то энергия ионизации выше, а сечение ионизации меньше.

В связи с проблемой больших углов расходимости потока в криптоновых двигателях, в настоящей работе исследуются влияющие факторы и производятся операции оптимизации. В результате минимальный полуугол расходимости может достигать 11.5° (сравнимо с ксеноном). Исходя из этого далее изучается влияние магнитной конфигурации, напряжения разряда, расхода газа и мощности нагрева катода на характеристики фокусировки плазменной струи в двигателе Холла на криптоне, а также уточняется закон управления фокусировкой ионного потока.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ

2.1. Двигатель Холла

Двигателем Холла, используемым в эксперименте, является HET-P70, показанный на рис. 1а. Он основан на модифицированной версии стационарного плазменного двигателя второго поколения А-4 [10]. В конструкции HET-P70 сохраняется буферная камера, разделительная структура анода и газораспределитель оригинального А-4.

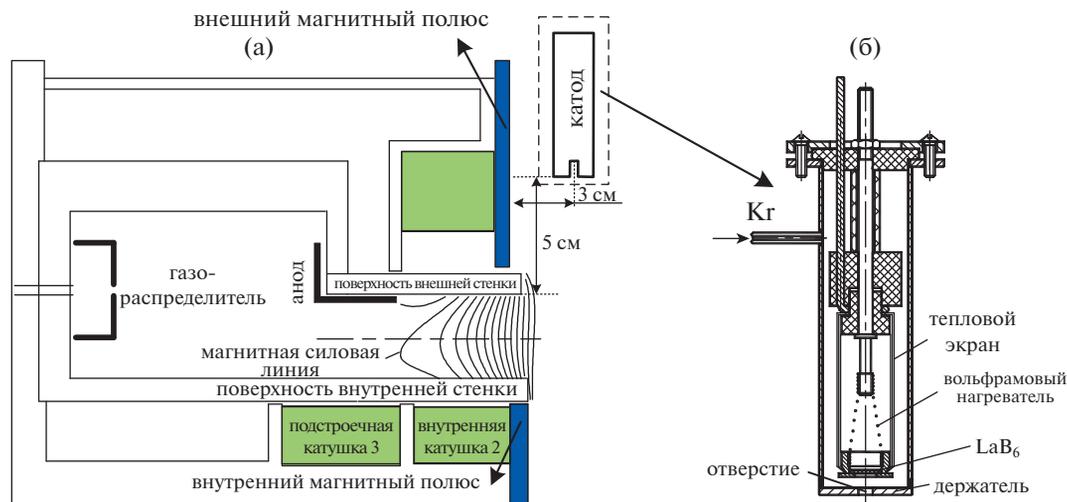


Рис. 1. Экспериментальный двигатель NET-P70 (а) и полый катод (б).

Основные структурные изменения касаются положения магнитных полюсов и размеров магнитных катушек. В NET-P70 по-прежнему сохраняется конструкция с тремя магнитными катушками. Чтобы измерить распределение спектральных характеристик вдоль оси разрядного канала, внешний магнитный полюс NET-P70 разрезан в осевом направлении щелью с поперечным сечением 4 мм, а внешняя катушка 1 имеет малую толщину. Результаты эксперимента показывают, что влияние щели на процесс фокусировки потока плазмы может быть незначительным. Манометр устанавливается в лабораторном вакуумном резервуаре [18] диаметром 1.2 м, длиной 4 м, предельным давлением $< 8.0 \times 10^{-4}$ Па и рабочим давлением 1.1×10^{-2} Па, когда расход через анод равен 3 мг/с.

2.2. Полый катод

Относительное положение катода и двигателя показано на рис. 1а. В эксперименте полый катод непрерывно нагревается постоянным током (DC), текущим в спиральном вольфрамовом проводе, так что в эмиттере, показанном на рис. 1б, можно достичь достаточно высокой температуры. При использовании источника питания постоянного тока мощность нагрева полого катода можно свободно регулировать в диапазоне 0–350 Вт [19]. Материалом эмиттера является поликристаллический LaB_6 , а рабочим газом – криптон. Во время эксперимента энергия электронов, выходящих из эмиттера, может регулироваться изменением мощности нагрева полого катода и расходом газа. Одновременно может быть изменено согласование между катодом и ДЭХ.

2.3. Метод направленного зонда для измерения распределения плотности ионного тока в ДЭХ

Чтобы минимизировать влияние размера зонда на параметры струи и пространственное разрешение и учесть относительное отклонение масштаба, в качестве ионного коллектора была выбрана торцевая поверхность вольфрамовой проволоки диаметром 0.5 мм, которая помещена внутрь керамической трубки, так чтобы принимаемый ионный ток приходил бы только из точки измерения. Направленный зонд установлен на подвижной платформе внутри вакуумной камеры на высоте оси ДЭХ. Положение выхода ДЭХ принято за ноль, а диапазон перемещения направленного зонда в области струи составляет $-180 \text{ мм} < r < 180 \text{ мм}$ и $0 < z < 160 \text{ мм}$, где r – радиальное направление, а z – осевое направление. На зонд подается отрицательное напряжение смещения U , которое ниже, чем потенциал плазмы в точке измерения. Эксперименты показали, что ошибка измерений плотности ионного тока при отрицательном напряжении смещения $-25 \text{ В} < U < -5 \text{ В}$ ниже 0.5%, в экспериментах оно выбрано -20 В . Ионный ток, собираемый зондом, фильтруется RC-модулем ($R = 1 \text{ кОм}$, $C = 0.01 \text{ мкФ}$) для подавления помех выше 100 кГц, а изолированный осциллограф Tektronix TPS2024 используется для регистрации радиального распределения ионного тока (рис. 2). Диаметр коллектора зонда 2 мм, а на коллектор надета керамическая трубка диаметром 3 мм. Кроме того, на керамическую трубку надета в качестве экрана танталовая трубка толщиной 0.1 мм. Этот метод измерения был подтвержден многими экспериментами, и его диапазон ошибок можно контролировать в пределах $\pm 1\%$ [20, 21].

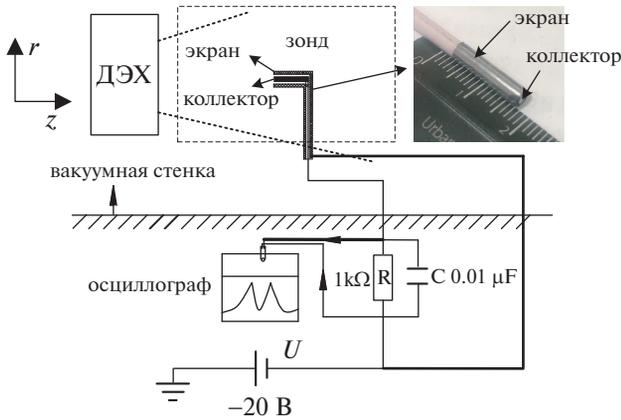


Рис. 2. Схема измерений направленным зондом.

Согласно литературе [22, 23], результаты измерений в струе двигателя NASA-173Mv2s показывают, что при изменении напряжения на аноде от 300 В до 600 В доля двухзарядных ионов ксенона меняется от 4% до 6.5%, а доля трехзарядных ионов ксенона составляет около 1%. Энергия ионизации криптона больше, чем ксенона, а атомный радиус и сечение ионизации криптона меньше, чем у ксенона, поэтому коэффициент многозарядной ионизации криптона относительно ниже. Для качественного анализа в работе рассчитана как скорость ионизации, так и распределение плотности ионного тока, в расчете процесса ионизации не учитываются многозарядные ионы.

2.4. Спектральное измерение осевого распределения ионизации рабочего газа внутри разрядного канала ДЭХ

Чтобы получить распределение спектральной интенсивности вдоль оси канала разряда во время стационарной работы двигателя, конструкция ДЭХ была улучшена, а щель шириной 1.5 мм была прорезана в осевом направлении на внешней керамической стенке. Чтобы устранить влияние толщины катушки на область измерений, внешняя магнитная катушка сделана более тонкой. Для сбора спектральной информации использовался спектрометр AvaSpec621. Чтобы излучение, собираемое в экспериментах, находилось в узком осевом разрезе, в качестве концентрирующей световой трубки использовалась керамическая трубка. Это гарантировало, что свет, собранный спектрометром, поступает из узкой области вокруг точек измерения вдоль оси [24, 25]. Данные по спектральной интенсивности используются для расчета осевого распределения электронной температуры и распределения скорости ионизации в разрядном канале. Теоретические и экспериментальные исследования [26] показывают,

что электроны в разрядном канале ДЭХ описываются существенно немаксвелловским распределением. Когда электромагнитное поле сильное и доминируют столкновения электронов со стенкой, то, как показывают эксперименты, основная часть распределения по скоростям (более 80%) является линейным распределением Бугровой.

Данные, полученные спектральным методом, используются для расчета осевого распределения электронной температуры и распределения скорости ионизации в разрядном канале. Процесс расчета следующий.

Абсолютную интенсивность излучения спектральной линии в корональной модели можно выразить как

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} NN_a \beta_{1n} F_{nm} \frac{hc}{\lambda_{nm}} D, \quad (1)$$

где $\beta_{1n} = \langle \sigma v_e \rangle_{1n}$ – скоростной коэффициент перехода из основного состояния или метастабильного возбуждения на энергетический уровень n ; коэффициент ветвления F_{nm} характеризует де-возбуждение энергетического уровня n к энергетическому уровню m . Абсолютная интенсивность излучения характерной спектральной линии ионов

$$I_{rs} = \frac{1}{4\pi} N^2 \beta_{2r} F_{rs} \frac{hc}{\lambda_{rs}} D. \quad (2)$$

Видно, что если взять отношение I_{nm} и I_{qp} для двух разных уровней энергии при одном и том же основном состоянии, то в нем влиянием плотности можно пренебречь. Таким образом, отношение интенсивностей спектральных линий зависит от энергии электронов:

$$\frac{I_{nm}}{I_{qp}} = \frac{\beta_{1n} \lambda_{qp} F_{nm}}{\beta_{1q} \lambda_{nm} F_{qp}}. \quad (3)$$

Величины F_{nm} , F_{qp} , λ_{qp} и λ_{nm} известны, а I_{nm} и I_{qp} можно измерить. В то же время известно, что отношение β_{1n}/β_{1q} в уравнении (3) является функцией электронной температуры T_e , так что из измеренных величин можно определить T_e .

Для интенсивности ионизации нейтрального газа в ДЭХ имеем

$$q = NN_a \beta_{1\infty}. \quad (4)$$

Подставляя (1) в (4), можно исключить NN_a , тогда отношение измеренной интенсивности света I'_{nm} к действительной абсолютной интенсивности света I_{nm} вдоль канала равно

$$q = \zeta I'_{nm} \frac{\beta_{1\infty}}{\beta_{1n}} \frac{4\pi \lambda_{nm}}{hc D F_{nm}}. \quad (5)$$

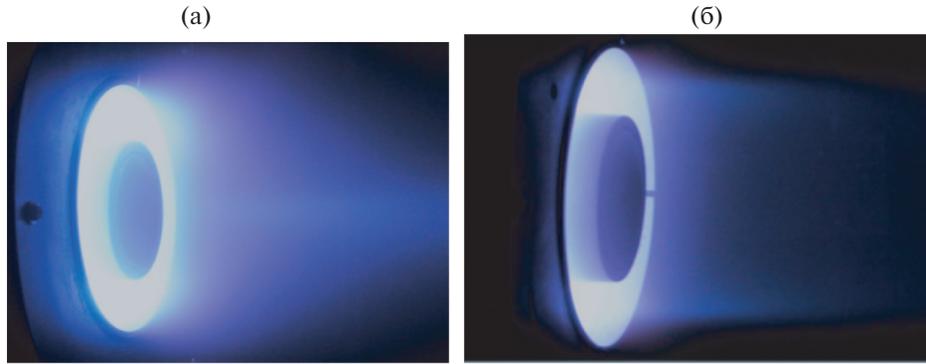


Рис. 3. а) – Типичный режим с расходящейся струей; б) – Режим с фокусировкой ионного потока в эксперименте.

Скорость ионизации $\beta_{1\infty}$ и скорость возбуждения β_{1n} энергетического уровня n в этом уравнении можно определить по температуре электронов. Здесь ζ определяется скоростью использования рабочего газа.

Стационарное уравнение непрерывности для газа в канале ДЭХ, связывающее скорость ионизации атомов с продольной координатой, имеет вид

$$V_a \frac{dN_a}{dz} = -\beta_{1\infty} N N_a = -q. \quad (6)$$

Если формулу (6) проинтегрировать вдоль разрядного канала, то получим выражение для χ – коэффициента использования рабочего газа

$$\chi = \frac{M_i A}{\dot{m}_a} \int_{z_a}^{z_0} (-q) dz. \quad (7)$$

Подставляя формулу (5) в (7), приходим к решению для ζ

$$\zeta = - \frac{\chi \dot{m}_a}{M_i A \int_{z_a}^{z_0} I'_{nm} \frac{\beta_{1\infty}}{\beta_{1n}} \frac{4\pi\lambda_{nm}}{hcDF_{nm}} dz}. \quad (8)$$

Таким образом, формулу (5) можно использовать для получения истинного распределения ионизации рабочего газа q .

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Характеристики разряда и фокусировки ионного потока в двигателе Холла на криптоне

Фокусировка плазменного потока является самым прямым методом повышения характеристик и ресурса двигателей Холла [27]. Результаты оптимизации Р70 представлены на рис. 3а, б. Сделано сравнение струи до и после увеличения расхода газа при анодном напряжении 400 В. Расход газа

через анод соответственно составляет 28 см³/мин и 56 см³/мин в стандартных условиях.

После того как расход рабочего газа повышается, полуугол расходимости струи значительно уменьшается. Заметная оптимизация приводит к фокусировке струи, показанной на рис. 3б, а граница плазменной струи является прозрачной по сравнению с состоянием струи на рис. 3а. Эффективность двигателя значительно улучшается. В то же время большое количество экспериментальных данных показывает, что характеристики струи также будут меняться при изменении анодного напряжения и магнитной конфигурации двигателя Холла.

На рис. 4 показано изменение параметров производительности, таких как тяга, удельный импульс, эффективность и полуугол расходимости струи, при увеличении скорости потока рабочего газа через анод при различных напряжениях разряда в оптимизированном состоянии НЕТ-Р70. Из рис. 4а видно, что тяга равномерно увеличивается с ростом анодного напряжения при том же расходе рабочего газа через анод. Это указывает на то, что эффективное ускоряющее напряжение ионов также увеличивается – прямая причина увеличения удельного импульса двигателя. Как показано на рис. 4б, при увеличении анодного напряжения и расхода рабочего газа через анод, удельный импульс растет. Максимальный удельный импульс достигает 3095 с при анодном напряжении 600 В и расходе через анод 3 мг/с.

Однако эффективность НЕТ-Р70 не всегда увеличивается. Как показано на рис. 4в, при низком напряжении, 400–450 В, эффективность возрастает с увеличением расхода газа. При высоком напряжении, 600 В, максимум эффективности достигается при 2.5 мг/с, а затем эффективность быстро уменьшается по мере увеличения расхода. В то же время скорость роста эффективности при увеличении расхода оказывается сравнимой при разных напряжениях. Чем ниже напряжение, тем сильнее скорость роста эффективности увеличи-

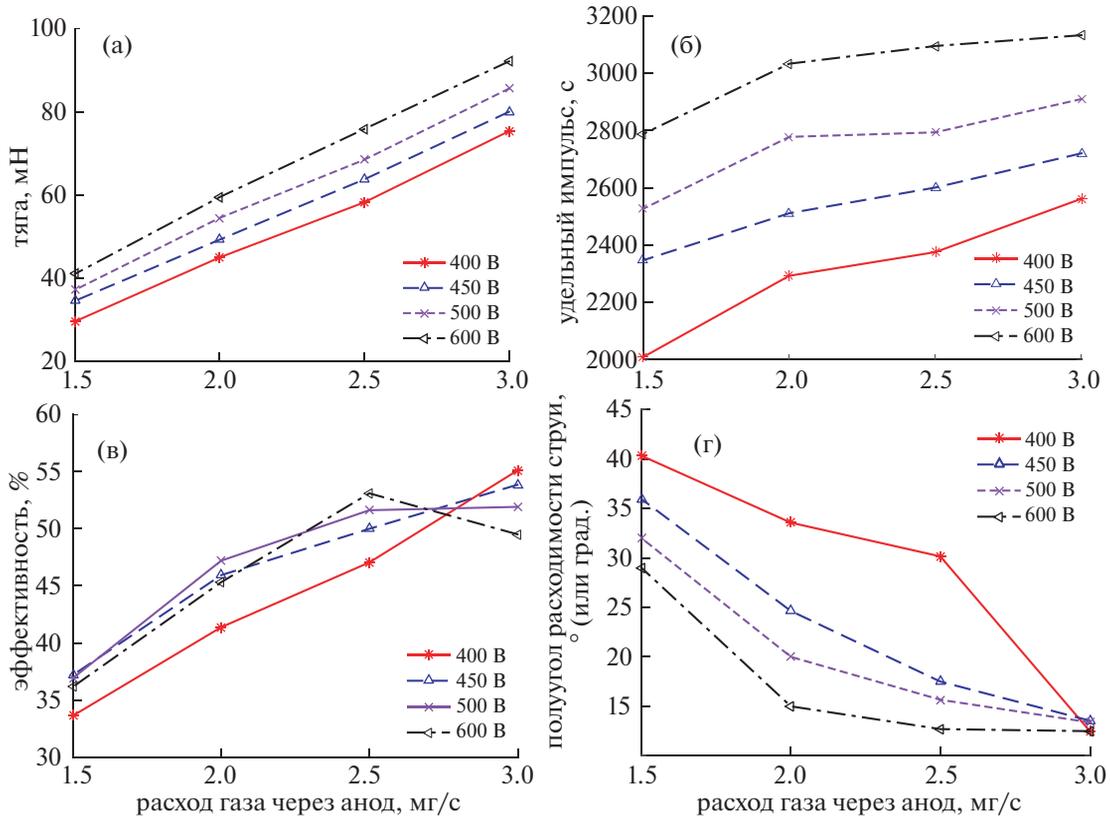


Рис. 4. Зависимость тяги (а), удельного импульса (б), эффективности (в) и полуугла расходимости потока (г) от расхода газа при различных напряжениях разряда в НЕТ-Р70.

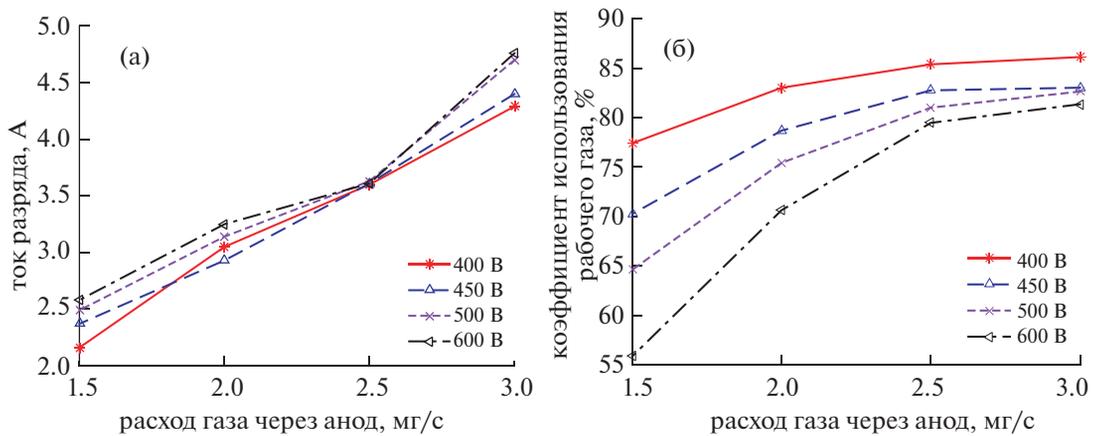


Рис. 5. Изменение вольт-амперной характеристики разряда (а) и утилизации рабочего тела (б) со скоростью расхода газа в НЕТ-Р7.

вается с расходом газа. Эффективность двигателя уменьшается с увеличением напряжения разряда при расходе 3 мг/с. Это явление объясняется тем, что потеря эффективности при высоком расходе может быть связана с быстрым увеличением разрядного тока двигателя, показанного на рис. 5а,

потому что при использовании ксенона проектная мощность НЕТ-Р70 составляет 1.2 кВт.

В нормальном режиме с высоким напряжением и высоким расходом, при использовании криптона стабильная рабочая мощность может достигать 1.7 кВт или немного больше. Однако

фактическая максимальная мощность близка к 2 кВт, и можно ясно видеть, что керамика в выходной секции разрядного канала красная. Это указывает на то, что двигатель сильно перегрелся и работает в ненормальном состоянии. Причины низкой эффективности НЕТ-Р70 в условиях низкого расхода, вероятно, связаны с более низким коэффициентом использования рабочего газа (коэффициент использования газа ксенона может превышать 90% [28]), и поэтому полуугол расходимости большой, что показано на рис. 4г и рис. 5б. Из рис. 4г видно, что полуугол расходимости струи достигает минимума при расходе газа 3 мг/с при четырех напряжениях разряда, полуугол расходимости струи $\alpha_{0,95}$ при 400 В составляет около 11.5° ($\alpha_{0,95}$ рассчитывается на 95% от общего ионного потока [18]), и эффективность двигателя также оптимальна. Мощность разряда достигает около 1.7 кВт (в рабочем режиме: 400 В, 3 мг/с). Двигатель во время работы не перегревается. Это указывает на то, что уменьшение полуугла расходимости играет очень важную роль в уменьшении потерь тепла на стенки.

Из рис. 4г можно видеть, что полуугол расходимости криптоновой струи связан с расходом газа через анод и напряжением разряда. При том же напряжении разряда чем больше расход, тем меньше расходимость струи. При низком расходе рабочего газа чем выше напряжение разряда, тем меньше полуугол расходимости струи. Однако при более высоком расходе рабочего газа, порядка 3 мг/с, существующее наиболее подходящее напряжение разряда (400 В) в рабочем режиме делает расходимость струи наименьшей. Когда напряжение разряда непрерывно увеличивается, полуугол расходимости струи становится больше. Из рис. 5б видно, что чрезмерно высокое напряжение разряда может привести к низкому использованию рабочего тела при различном расходе газа. Результаты полностью подтверждают, что расход газа через анод и напряжение разряда оказывают сильное влияние на характеристики фокусировки потока криптоновой плазмы. Типичное состояние фокусировки струи и степень ее расходимости показано на рис. 6.

Изменение скорости подачи топлива изменяет плотность нейтрального газа и длину свободного пробега электронов между столкновениями внутри канала. Это не только изменяет коэффициент использования рабочего газа, но и изменяет положение зоны ионизации [18]. Увеличивая скорость подачи газа, мы увеличиваем плотность газа, а зона ионизации перемещается вверх по течению внутри канала. Затем магнитные силовые линии с большей кривизной используются для подавления расходимости движения ионов. С другой стороны, изменения в положении зоны ионизации приводят к уменьшению параметра

Холла и уменьшению термализованного потенциала. В этом случае эквипотенциальные линии совпадают с магнитными силовыми линиями и формируют фокусирующее электрическое поле, которое уменьшает угол расходимости струи двигателя.

3.2. Влияние магнитной конфигурации на характеристики фокусировки ионного потока

3.2.1. Условия эксперимента. Магнитное поле является одним из важных параметров, влияющих на рабочий режим двигателя Холла [29]. Чтобы четко определить влияние магнитной конфигурации на степень фокусировки плазменного потока, в качестве эталонного используется режим с минимальным полууглом расходимости (1.7 кВт, 400 В). Магнитная конфигурация внутри канала изменяется путем регулирования тока возбуждения магнитных катушек. Помимо тока возбуждения, другими рабочими параметрами двигателя являются напряжение разряда U_p , равное 400 В, расход топлива через анод \dot{m}_a , равный 3 мг/с, расход через катод \dot{m}_c , равный 0.3 мг/с, и напряжение катодной связи U_s , равное 17.5 В. Эти рабочие параметры сохраняются без изменений в процессе эксперимента. В каждой магнитной конфигурации распределение плотности направленного ионного тока измеряется в области струи. Чтобы определить связь между магнитной конфигурацией и параметрами ионизации (такими как положение и ширина области ионизации), распределение ионизации газа внутри канала также контролируется спектроскопией.

Конфигурация постоянного магнитного поля в канале может быть рассчитана с использованием программного пакета FEMM, модели магнитной цепи двигателя с числом витков в катушках и токами возбуждения как в рабочих режимах двигателя. Эксперименты и расчеты магнитного поля для двигателей типа АТОН показали, что основные функции катушки 1 (внешней магнитной катушки) и катушки 2 (внутренней магнитной катушки) – это формирование магнитной конфигурации вблизи выходной области разрядного канала и обеспечение достаточной напряженности магнитного поля и положительного градиента магнитного поля. Увеличение тока возбуждения катушки 1, J_1 , или тока возбуждения катушки 2, J_2 , оказывает почти такое же влияние на изменение магнитной конфигурации. Поэтому во время эксперимента для изменения магнитной конфигурации внутри канала менялся только ток J_1 .

3.2.2. Экспериментальные результаты и анализ. На рис. 6а–д показаны диаграммы состояний плазменного потока, полученные программой MATLAB по экспериментальным данным зонда в режимах 1–5, а на рис. 6е – магнитной конфигу-

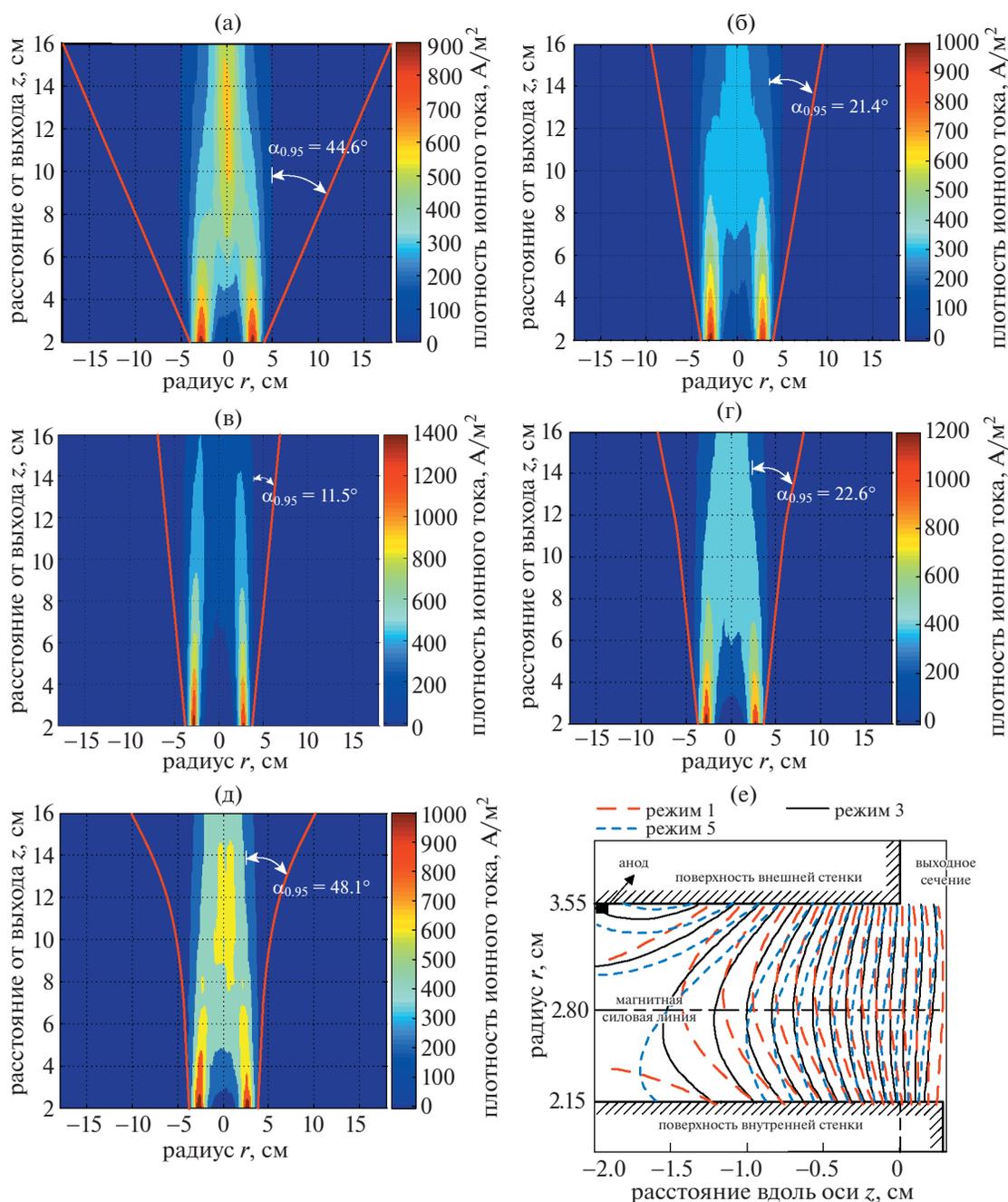


Рис. 6. (в цвете онлайн) Сравнение плотности направленного ионного тока в ближней зоне струи в режимах 1–5 (рисунки а–д) и магнитная конфигурация в режимах 1, 3, 5 (рисунок е) в НЕТ-Р70.

рации в рабочих режимах 1, 3, 5 из табл. 1. Величины J_1 , J_2 и J_3 соответствуют текущим значениям токов возбуждения внешней, внутренней и подстроечной магнитной катушки.

Из распределений плотности ионного тока и его изменений в области струи при различных магнитных конфигурациях, показанных на рис. 6, видно, что уменьшение тока возбуждения внешней катушки I приводит к значительному

увеличению полуугла расходимости струи по сравнению с оптимальным режимом 3. В ближней зоне формируется четкая видимая полоса. Это область пересечения направленных потоков ионов высокой плотности. Она возникает, когда часть расходящегося потока плазмы в кольцевом канале пересекает струю в ее ближней зоне. В литературе струя такого типа называется “спица” [30]. При увеличении тока катушки относительно

Таблица 1. Основные параметры различных рабочих режимов

Режим	I_p , А	Токи в катушках J_1, J_2, J_3 , А	B_{\max} , Гс	$\alpha_{0.95}$, °
1	4.6	2.8; 3.4; 0	226.2	44.6
2	4.41	3.3; 3.5; 0	242.3	21.4
3	4.2	4.4; 3.5; 0	264.3	11.5
4	4.25	4.8; 3.5; 0	282.5	22.6
5	4.36	5.5; 3.6; 0	303.0	48.1

эталонного режима 3 поток плазмы имеет тенденцию к концентрации в ближней зоне струи из-за чрезмерной коррекции и снова образует область направленной плазмы с относительно высокой плотностью. В отличие от расходящегося состояния, эта форма струи вначале не имеет очевидной расходимости, но после зоны сходимости происходит большое расширение струи. Затем она образует уникальную область “ласточкина хвоста” в плазменном потоке. Плотность направленной плазмы в области сходимости также возрастает по мере увеличения степени сходимости. Однако полуугол расходимости струи быстро возрастает по мере увеличения степени сходимости частей ионного потока, движущихся к оси, вызванной тем, что пучок плазмы продолжает двигаться вперед после области сходимости. Следовательно, можно ожидать, что параллельная струя должна быть оптимальным рабочим режимом для ДЭХ.

На рис. 7 показаны изменения распределений ионизации и электронной температуры вдоль оси канала, измеренные с помощью спектроскопии при различных магнитных конфигурациях. Видно, что ширина области ионизации и распределе-

ние электронной температуры существенно не меняются, хотя изменения в магнитной конфигурации вызывают незначительные изменения в положении основной области ионизации. Эти значения параметров перечислены в табл. 2.

Другими словами, эффект изменения магнитной конфигурации не особенно влияет на процесс ионизации топлива внутри канала ДЭХ. Поэтому при анализе влияния магнитной конфигурации на форму струи изменение параметров положения области ионизации не учитывается. Из анализа результатов эксперимента видно, что влияние магнитной конфигурации на процесс ионизации в определенных условиях не является очевидным, и, в основном, конфигурация влияет на процесс ускорения плазмы в канале. Это также основная идея теории эквипотенциальных магнитных силовых линий.

3.3. Механизм влияния параметров магнитной конфигурации на характеристики фокусировки пучка

3.3.1. Параметризация магнитной конфигурации. Комбинируя изменения параметров типов магнитной конфигурации, показанных на рис. 6 е, рис. 8 и в табл. 2, и их влияние на форму струи, можно видеть, что изменение магнитной конфигурации, в основном, вызывает изменение наклона магнитных силовых линий и приводит к изменению направления ускорения ионов внутри канала. Это должно быть основной причиной значительного изменения формы распределения плотности направленной плазмы в ближней зоне струи. Из учета изменяющихся характерных параметров магнитной конфигурации следует про-

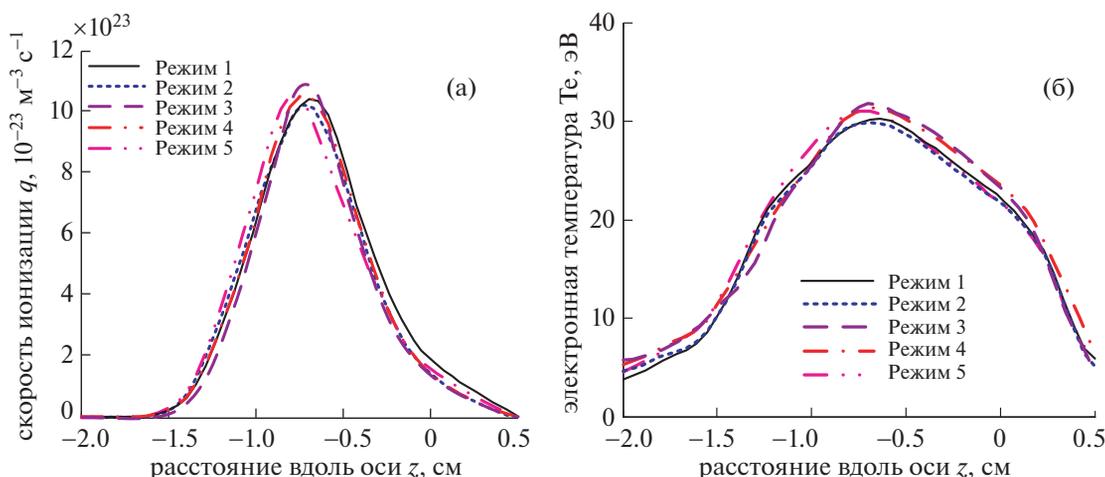


Рис. 7. Зависимости скорости ионизации (а) и электронной температуры (б) от аксиальной координаты при различных конфигурациях магнитного поля.

Таблица 2. Параметры ионизации и магнитного поля при различных магнитных конфигурациях

Режим	$\alpha_{0,95}, \text{ }^\circ$	$\alpha_{0,9}, \text{ }^\circ$	$z_{ion}, \text{ мм}$	$z_0, \text{ мм}$	$z_a, \text{ мм}$	$L_{ion}, \text{ мм}$	$\bar{K}_M, 1/\text{м}$	$\bar{\gamma}_M, \text{ }^\circ$
1	44.6	37.3	-6.8	-0.8	-12.3	11.5	32.9	5.20
2	21.4	18.1	-7.1	-0.55	-12.4	11.85	33.5	2.22
3	11.5	10.0	-7.2	-0.9	-11.8	10.9	32.9	-3.78
4	22.6	19.1	-7.3	0.15	-12.0	12.15	31.7	-5.65
5	48.1	39.5	-7.8	-0.7	-12.1	11.4	31.4	-8.23

стой анализ механизма, влияющего на поток плазмы.

Для облегчения исследований характеристик магнитного поля как параметры пространственного распределения магнитной конфигурации определяются угол наклона магнитных силовых линий γ_M к оси и кривизна магнитных силовых линий K_M . Дифференциальные уравнения для них:

$$\gamma_M(r, z) = \arctan \frac{B_z}{B_r} = \arctan \frac{dz}{dr}, \quad (9)$$

$$K_M(r, z) = \frac{1}{\rho_M} = \frac{d\phi_M}{ds_M}, \quad (10)$$

геометрия пояснена на рис. 8; γ_1 и γ_2 представляют собой, соответственно, углы изгиба во внутреннем и внешнем узле выбранного микроэлемента магнитной силовой линии. В предположении, что ионизация рабочего газа равномерна по радиусу, распределение угла наклона γ_M и магнитной кривизны K_M вдоль осевого направления может быть выражено интегральными формулами

$$\gamma_M(z) = \frac{\int \gamma_M(r, z) dr}{h}, \quad (11)$$

$$K_M(z) = \frac{\int K_M(r, z) dr}{h} = \left| \frac{\sin \gamma_{Mw} - \sin \gamma_{Mn}}{h} \right|. \quad (12)$$

Приближенные соотношения $d\phi = d\gamma$ и $ds = dr\sqrt{1 + \tan^2 \gamma}$ получаются из рассмотрения элемента дуги, γ_{Mw} и γ_{Mn} соответствуют углам изгиба магнитных силовых линий на поверхности наружной и внутренней стенки керамического канала, а h – ширине разрядного канала. Если функцию распределения ионизации $q(z)$ считать статистическим весом, то средние параметры магнитного поля

$$\bar{K}_M = \frac{\int q(z) K_M(z) dz}{\int q(z) dz}, \quad (13)$$

$$\bar{\gamma}_M = \frac{\int q(z) \gamma_M(z) dz}{\int q(z) dz}. \quad (14)$$

В табл. 1 и 2 перечислены пять режимов работы, выбранных во время эксперимента, и основные параметры магнитной конфигурации. На рис. 6е показаны магнитные конфигурации внутри канала в трех из пяти рабочих режимов. Видно, что магнитные силовые линии вблизи поверхности наружной стенки стремятся сгуститься у выхода, когда ток возбуждения внешней катушки I возрастает, а магнитные силовые линии вблизи поверхности внутренней стенки имеют тенденцию расширяться по направлению к аноду. Это, вероятно, приведет к значительному изменению угла наклона магнитных силовых линий. Рабочий режим 3 является оптимальным эталонным режимом. Это указывает на то, что угол наклона магнитных силовых линий является важным параметром, влияющим на характеристики фокусировки ионного потока. Для достижения лучших характеристик фокусировки потока важно настроить конфигурацию магнитного поля с правильным углом наклона.

3.3.2. Механизм влияния магнитной конфигурации на фокусировку ионного потока. Величина осевого и радиального магнитного поля в любой точке внутри канала может быть найдена с помощью

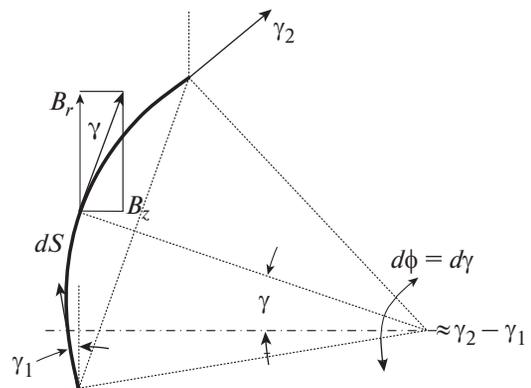


Рис. 8. Элементы описания силовых линий магнитного поля.

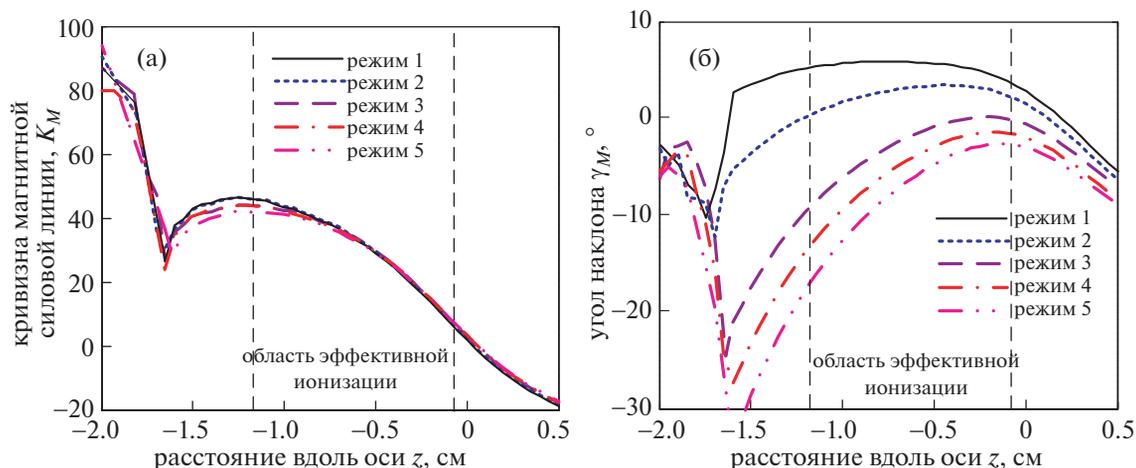


Рис. 9. Кривизна магнитных силовых линий (а) и средний угол наклона силовых линий (б) в канале разряда при различных конфигурациях магнитного поля.

кода FEMM на основе информации о токах возбуждения в различных магнитных конфигурациях. Эта информация приведена в табл. 1. Таким образом, согласно формулам (9)–(14), можно найти распределение кривизны силовых линий магнитного поля и угла наклона силовых линий к осевому направлению (вдоль канала) при различных магнитных конфигурациях, что показано на рис. 9. Можно видеть, что при различных магнитных конфигурациях кривизна силовых линий почти постоянна.

Отметим, что в области сильного магнитного поля ($z > -1$ см) кривизна силовых линий почти не меняется. Это указывает на то, что способность магнитного поля фокусировать плазменный поток практически не изменяется, когда учитывается только кривизна силовых линий. Небольшие отклонения, возникающие около анода, должны быть связаны с перемещением позиции нулевой магнитной точки, но доля ионов, образующихся здесь, очень мала, поэтому ее влияние на форму струи должно быть небольшим. Можно показать, что для двигателя АТОН второго поколения, такого как НЕТ-Р70, изменение магнитной конфигурации мало влияет на кривизну магнитных силовых линий в нормальных рабочих режимах. Угол наклона магнитных силовых линий, в основном, управляется относительным положением магнитных полюсов.

Угол наклона магнитных силовых линий $\gamma_M(z)$, приведенный на рис. 9б, значительно меняется при изменении магнитной конфигурации. Так как форма струи двигателя изменяется от расходящейся к параллельной, то направление угла наклона в области ионизации канала также изменяется от положительного к отрицательному. При оптимизированных рабочих условиях мак-

симальное значение углов наклона в области ионизации близко к нулю, а плазменный поток выглядит как прямая плазменная струя. К этому “моменту” угол расходимости струи минимизирован. По мере того, как $\gamma_M(z)$ продолжает уменьшаться, появляется перефокусированная струя типа “ласточкин хвост”, и чем меньше $\gamma_M(z)$, тем сильнее она перефокусирована. Видно, что угол наклона магнитных силовых линий, определяемый параметрами магнитной конфигурации, существенно влияет на форму и угол расходимости струи. Изменения $\bar{\gamma}_M$ в табл. 2 также подтверждают это.

На рис. 10 показана физическая интерпретация того, что на форму струи влияет угол наклона магнитных силовых линий $\bar{\gamma}_M$. Поскольку градиент потенциала вне канала ДЭХ очень мал, т.е. $\Phi(z > 0) \approx \text{const}$, то движение ионов в ближней зоне струи может быть аппроксимировано прямой. Другими словами, направление плазменного потока в основном определяется $\bar{\gamma}_M$ внутри канала. В режимах 1 и 2 из табл. 2 величина $\bar{\gamma}_M > 0$, и соответствующая конфигурация на рис. 10 обозначена как ①. При этом плазменный пучок сразу расходится наружу в ближней зоне струи. Чем больше $\bar{\gamma}_M$, тем больше расходится струя, что согласуется с экспериментальным законом. Вторая конфигурация ② соответствует фокусированному режиму. В режимах 4 и 5 величина $\bar{\gamma}_M < 0$, и соответствующая конфигурация обозначена на рис. 10 как ③.

При этом в ближней зоне струи плазменный поток сходится к центральной оси, но после точки сближения он расходится в дальней зоне струи. Чем меньше значение $\bar{\gamma}_M$, тем ближе к вы-

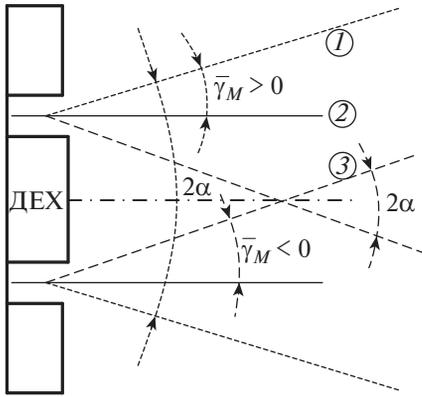


Рис. 10. Схема влияния среднего наклона магнитных силовых линий на конфигурацию струи в ближней зоне. 1 – расходящееся состояние; 2 – сфокусированное состояние; 3 – перефокусированное состояние.

ходу точка сходимости струи, что приводит к увеличению угла расходимости. Это соответствует выводам эксперимента. Только когда $\bar{\gamma}_M \sim 0$, плазменный поток, вероятно, превратится в параллельную струю. Однако $\bar{\gamma}_M$ в режиме 3 не точно равно нулю, оно меньше нуля, а распределение $\bar{\gamma}_M$ внутри канала близко к нулю только вблизи выхода. Это может быть связано с асимметричным эффектом термализованного потенциала на внутренней и внешней стенках канала. Пространственное электрическое поле внутри канала оказывает значительное влияние на фокусировку плазменного потока. Кроме того, термализованный потенциал внутри канала имеет радиальное отклонение, вызванное асимметрией напряженности магнитного поля. Поэтому достижение режима с хорошей фокусировкой плазменного потока фактически требует определенного угла наклона линий магнитного поля. Полученные результаты соответствуют закону плазменной оптики, установленному А.И. Морозовым [31], в то же время результаты означают проверку универсальности закона плазменной оптики на втором поколении двигателей Холла с магнитным полем типа “линзы” и нулевой магнитной точкой. Таким образом, продемонстрировано влияние магнитной конфигурации на характеристики фокусировки при рабочем газе – криптоне.

3.4. Влияние мощности нагрева катода на характеристики фокусировки потока

3.4.1. Условия эксперимента и выбор режимов работы. Во время экспериментов обнаружилось, что состояние полого катода оказывает большое влияние на характеристики фокусировки потока в ДЭХ. Изменение тепловой мощности влияет не

только на тягу, удельный импульс и эффективность [32], но также влияет на угол расходимости и фокусировку плазменного потока. Поскольку в НЕТ-Р70 можно получить лучшую степень фокусировки плазменного потока только в узком диапазоне рабочих параметров, режим с наименьшим углом расходимости струи ($U_p = 400$ В, $\dot{m}_a = 3.0$ мг/с) выбирается в качестве типичного режима при изучении влияния мощности нагрева катода на характеристики фокусировки плазмы. В эксперименте магнитная конфигурация поля и параметры внешней электрической цепи двигателя не изменяются, за исключением регулировки внешнего источника питания для изменения мощности нагрева катода.

Во время эксперимента регистрируется влияние мощности нагрева полого катода (161 Вт, 226 Вт, 268 Вт и 302 Вт) на характеристики ближнего поля струи, также учитывается распределение плотности осевого ионного тока, измеренное одиночным направленным зондом. Это считается основой для оценки изменений характеристик струи. В то же время, чтобы наблюдать, как процесс ионизации топлива зависит от изменения мощности нагрева полого катода, с помощью спектроскопии измерялось осевое распределение ионизации газа внутри канала.

3.4.2. Экспериментальные результаты и анализ. Как показано на рис. 11, при увеличении мощности нагрева полого катода полуугол расходимости ДЭХ сначала изменяется в малом диапазоне, а затем, когда мощность нагрева превосходит критическую, режим внезапно ухудшается, и расходимость струи значительно увеличивается. При более высокой мощности нагрева полый катод становится красноватым, а компенсированный электронный пучок, испускаемый катодом, имеет очевидные признаки расширения. Струя двигателя становится полностью расходящейся, а низкочастотные колебания внезапно усиливаются. Чтобы объяснить такое изменение формы струи, анализировались изменения характеристик ионизации криптона по всему ускорительному каналу при изменении мощности нагрева полого катода. На рис. 12 показано изменение характерных параметров ионизации в двигателе при четырех различных мощностях нагрева полого катода. Видно, что при увеличении мощности нагрева положение пика ионизации z_{ion} непрерывно движется вниз по течению, а ширина основной зоны ионизации L_{ion} сначала уменьшается, а затем возрастает.

На рис. 13 показано распределение скорости ионизации газа и распределение электронной температуры вдоль осевого направления канала при четырех мощностях нагрева. Видно, что при увеличении мощности нагрева полого катода, область ионизации действительно имеет тенденцию

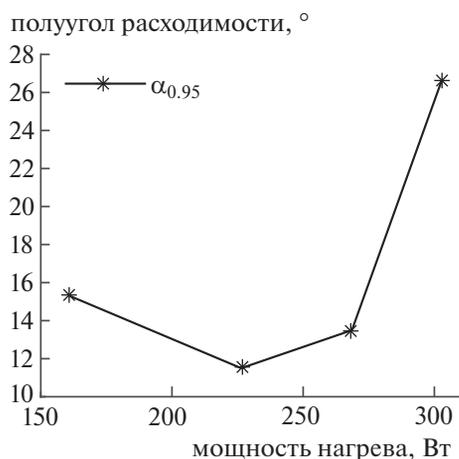


Рис. 11. Зависимость полуугла расходимости от мощности нагрева катода.

двигаться к выходу. Данные по z_{ion} на рис. 12 также подтверждают это, как и распределение электронной температуры. Кроме того, максимальное значение скорости ионизации рабочего газа сначала возрастает с увеличением мощности нагрева. Однако после превышения критической мощности нагрева скорость ионизации топлива внезапно уменьшается, что сопровождается уширением области ионизации, показанной на рис. 12, особенно у выпускного отверстия. Закон ее изменения согласуется с законом изменения полуугла расходимости струи, показанным на рис. 11.

Распределение электронной температуры также изменяется с уширением области ионизации, и это изменение наиболее заметно при высокой мощности нагрева. Уширение области ионизации,

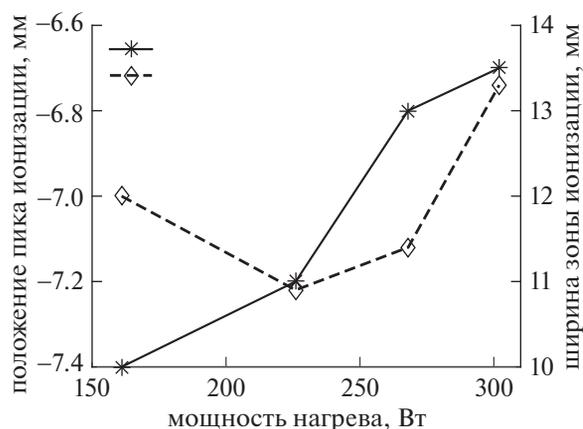


Рис. 12. Положение пика ионизации z_{ion} (расстояние от выходной плоскости разрядного канала) и ширина основной области ионизации L_{ion} .

особенно в сторону выхода, приводит к явлению, в котором у ионов, образовавшихся на краю канала, недостаточно подавлено радиальное движение, и пучок плазмы становится расходящимся [33, 34]. Это служит основной причиной внезапного увеличения полуугла расходимости струи при высокой мощности нагрева полого катода.

В данных, приведенных в табл. 3, низкочастотные колебания, являющиеся формой колебаний в области ионизации, также могут отражать изменения в уширении основной области ионизации и в распределении электронной температуры. При изменении мощности нагрева полого катода усиление низкочастотных колебаний сопровождается уширением области ионизации газа внутри канала. Это дополнительно приводит к быст-

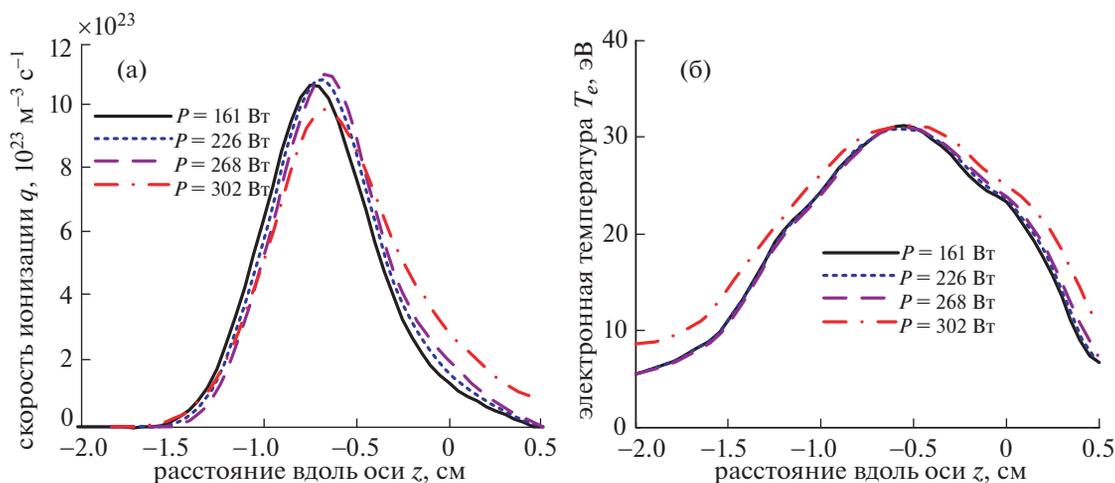


Рис. 13. а) — Влияние мощности нагрева полого катода на скорость ионизации; б) — аксиальное распределение электронной температуры.

Таблица 3. Основные параметры двигателя НЕТ-Р70 при переменных условиях

Режим	P , Вт	S , А	I_p , А	S/I_p , %	f_{\max} , кГц
1	161	0.39	4.25	9.3	18.8
2	226	0.35	4.2	8.3	23.7
3	268	0.36	4.22	8.7	21.7
4	302	0.72	4.35	16.1	14.4

рому увеличению полуугла расходимости струи ДЭХ, а также указывает на то, что низкочастотные колебания, со своей стороны, заметно влияют на характеристики фокусировки плазменного потока в ДЭХ. В данной работе нет углубленного анализа механизмов влияния мощности нагрева катода на характеристики фокусировки потока в двигателе. Суть этого экспериментального явления может заключаться в том, что увеличение мощности нагрева катода увеличивает ток электронной эмиссии в канале, частично компенсируя пространственный заряд ионного тока, но для этого требуются дальнейшие эксперименты и моделирование.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе для исследования двигателя Холла Р70 на криптона использовались различные экспериментальные методы. Магнитное поле описывалось двумя параметрами: кривизной изгиба и углом наклона магнитных силовых линий. Были изучены механизмы влияния параметров разряда (расхода через анод и анодного напряжения), магнитного поля и мощности нагрева катода на характеристики фокусировки плазменного потока в двигателе. Результаты работы заключаются в следующем.

1. Область ионизации движется вверх по течению, когда расход рабочего газа через анод растет в специфическом магнитном поле типа линзы с нулевой магнитной точкой (или в широком диапазоне слабых магнитных полей). Тогда легко сформировать фокусирующее электрическое поле, и это полезно при реализации фокусировки потока ионов криптона.

2. Изменение магнитной конфигурации мало влияет на процесс ионизации криптона, но в основном влияет на процесс ускорения ионов путем изменения угла наклона магнитных силовых линий. Соответствующий угол наклона магнитных силовых линий может формировать параллельную плазменную струю, что выгодно для фокусировки потока.

3. При чрезмерной мощности нагрева катода основная зона ионизации движется вниз по каналу, а ширина зоны основной ионизации увеличивается. Это сопровождается изменением низко-

частотных колебаний. Расходимость струи заметна при высокой мощности нагрева, и, подбирая соответствующую мощность нагрева, можно эффективно управлять полууглом расходимости струи.

Работа поддержана грантами Национального фонда естественных наук Китая № 61571166, 11775063 и 51736003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Linnell J.A.* An evaluation of krypton propellant in Hall thrusters // Dissertation. Michigan: University of Michigan, 2007.
2. *Vaudolon J., Mazouffre S.* // Proc. 51st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. Exhibit, Orlando FL, USA, 2015. AIAA 2015-3922.
3. *Бугрова А.И., Десятков А.В., Лунатов А.С., Сугозов А.С., Корякин А.И., Мурашко В.М., Нестеренко А.Н.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 395.
4. *Nakles M.R., Hargus W.A., Delgado J.J., Corey R.L.* // Proc. 32nd Int. Electric Propulsion Conf., Weisbaden, Germany, 2011. IEPC-2011-003.
5. *Бугрова А.И., Лунатов А.С., Морозов А.И., Соломатина Л.В.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 1118.
6. *Linnell J.A., Gallimore A.D.* // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22 (6). P. 1402.
7. *Zhang Qianpeng, Kang Xiaolu* // J. Propulsion Technology. 2012. V. 32 (6). P. 828.
8. *Kim V., Popov G., Kozlov V., Skrylnikov A., Grdlichko D.* // Proc. 27th Int. Electric Propulsion Conf., Pasadena CF, USA, 2001. IEPC-01-065.
9. *Ducci C., Andreussi T., Arkhipov A., Passaro A., Andrenucci M., Bulit A., Edwards C.* // Proc. 30th Int. Symposium on Space Technology and Science, 34th Int. Electric Propulsion Conf. and 6th Nanosatellite Symposium, Kobe, Hyogo, Japan, 2015. IEPC-2015-126/ISTIS-2015-b-126.
10. *Морозов А.И., Бугрова А.И., Десятков А.В., Ермаков Ю.А., Козинцева М.В., Лунатов А.С., Пушкин А.А., Харчевников В.К., Чурбанов Д.В.* // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 635.
11. *Морозов А.И., Балебанов В.М., Бугрова А.И., Лунатов А.С., Харчевников В.К.* // Тр. Четвертого Всероссийского семинара по проблемам теоретической и прикладной электронной оптики. М., 2000. С. 56.
12. *Absalamov S.K., Andreev V.B., Colbert T., Day M., Egorov V.V., Gnizdor R.Yu., Kaufman H., Kim V., Koryakin A.I., Kozubsky K.N., Kudryavtsev S.S., Lebedev U.V., Popov G.A., Zhurin V.V.* // 28th Joint Propulsion Conf. and Exhibit, Nashville TN, USA, 1992. AIAA 92-3156.
13. *Бугрова А.И., Масленников Н.А., Морозов А.И.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 6. С. 45.
14. *Hargus J.W.A., Azarnia G.M., Nakles M.R.* // 32th Int. Electric Propulsion Conf., Wiesbaden, Germany, 2011. IEPC-2011-345.
15. *Kamhawi H., Haag T., Jacobson D., Manzella D.* // Proc. 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion

- Conference & Exhibit, San Diego CA, USA, 2011. AIAA 2011-5521.
16. *Jacobson D., Manzella D.* // Proc. 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Huntsville, Alabama, USA, 2003. AIAA-2003-4550.
 17. *Kurzyna J., Jakubczak M., Szelecka A., Dannenmayer K.* // Laser & Particle Beams. 2018. V. 36 (1). P.105.
 18. *Li Hong.* Study on electron near wall transport over the whole lifetime of hall thrusters. Dissertation. Harbin: Harbin institute of technology, 2011.
 19. *An B., Ning Z., Yu. D.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. V. 42 (9). P. 2198.
 20. *Ning Zhongxi* // J. Propulsion Technology. 2011. V. 32 (6). P. 895.
 21. *Yu D., Li H., Wu Z., Ning Zh., Yan G.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16 (10). P. 22.
 22. *Reid B., Shastry R., Gallimore A.* // Proc. 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Hartford CT, USA, 2008. AIAA 2008-5287.
 23. *Hofer R.R., Gallimore A.D.* // Proc. 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibit, Huntsville, Alabama, USA, 2003. AIAA-2003-5001.
 24. *Liqiu W., Chunsheng W., Zhongxi N., Weiwei L., Chao-Hai Zh., and Daren Yu.* // Physics of Plasmas, 2011, 18(6): 1411.
 25. *Yan Shilin, Ning Zhongxi, Yu Daren* // High Voltage Engineering. 2013. V. 39 (7). P. 1674.
 26. *Бугрова А.И., Морозов А.И., Харчевников В.К.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 1469.
 27. *Архипов А.С., Ким В., Сидоренко Е.К.* // ЖТФ. 2012. Т. 57. № 5. С. 42.
 28. *Shastry R., Hofer R.R., Reid B.M., Gallimore A.D.* // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80 (6). 063502.
 29. *Ким В.П.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 486.
 30. *Marrese C., Gallimore A.D., Haas J., Foster J., King J.E., Kim S.W.* // 31st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibit, San Diego CA, USA, 1995. AIAA 95-2932.
 31. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006. [A. Morozov. Introduction to plasma dynamics. CRC Press/Taylor & Francis, 2013]
 32. *Ning Z., Yu D., Li H.* // Plasma Sci. Technol. 2009. V. 11 (2). P. 194.
 33. *Ning Z., Liu H., Yu. D., Zhou Zh.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99 (22). 111501.
 34. *Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А., Свирский Э.Б., Смирнов В.А.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 291.

Перевод С.Е. Лысенко