

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПОТОКА ЧАСТИЦ, СОЗДАВАЕМОГО ГЕЛИКОННЫМ ИСТОЧНИКОМ ПЛАЗМЫ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

© 2022 г. И. И. Задириев^{а,*}, К. В. Вавилин^а, Е. А. Кралькина^а,
А. М. Никонов^а, Г. В. Швыдкий^а

^а МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: iizadiriev@yandex.ru

Поступила в редакцию 05.05.2022 г.

После доработки 29.05.2022 г.

Принята к публикации 30.05.2022 г.

Представлены результаты экспериментального исследования ВЧ индуктивного источника плазмы малой мощности, помещенного в продольное магнитное поле. Показано формирование ускоряющего ионы скачка потенциала на выходе из источника, величина которого зависит от магнитного поля и существенно меняется с расходом рабочего газа. Обнаружена немонотонная зависимость параметров электронного и ионного потоков, создаваемых источником, от магнитного поля. В основном диапазоне исследованных магнитных полей создаваемый источником поток электронов на оси системы превышает поток ионов, в средняя энергия электронов растет с ростом величины магнитного поля.

Ключевые слова: высокочастотный разряд, индуктивный, геликонный источник плазмы

DOI: 10.31857/S0367292122600388

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с развитием космической отрасли в последние годы особое внимание стало уделяться малым космическим аппаратам (КА), предназначенным для полета на низких (200–300 км) околоземных орбитах. Интерес к низкоорбитальным полетам связан с меньшей стоимостью запуска КА, снижением требований к радиационной устойчивости, отсутствием опасности столкновения с космическим мусором, возможностью использования набегающего потока газа в качестве рабочего тела и т.д. [1–4]. Существенной проблемой при проектировании низкоорбитальных КА является атмосферное торможение, величина которого так высока, что срок активного существования на орбите свободно летящего КА оказывается на уровне нескольких дней. Для продления срока службы низкоорбитальные КА предложено оснащать двигателями, компенсирующими атмосферное торможение. Наиболее подходящим вариантом при этом являются электроракетные двигатели (ЭРД), так как они обладают высоким удельным импульсом и потенциально могут работать на набегающем потоке.

Создание ЭРД для малых КА для низкоорбитальных полетов ставит перед разработчиками ЭРД задачи миниатюризации, масштабирования в сторону малых мощностей и обеспечения возможности работы устройств в присутствии атмо-

сферных газов. Наиболее распространенными ЭРД в настоящее время являются ионные и холловские двигатели [5–7]. Основным элементом двигателей, препятствующим использованию хорошо зарекомендовавших себя ЭРД для полетов на низких орбитах, являются традиционные катоды – компенсаторы, обладающие недопустимо малым временем жизни в присутствии остаточной атмосферы. В литературе в настоящее время намечилось два пути решения проблемы. Первый путь – это разработка ВЧ-катодов [8–11], которые потенциально могут работать при использовании воздуха в качестве рабочего газа. Второй путь, развиваемый авторами [12–17], состоит в разработке безэлектродных ЭРД, которые способны работать без катода-компенсатора.

К настоящему времени предложены и исследованы несколько типов безэлектродных плазменных двигателей. Это прежде всего геликонный двигатель с двойным слоем (ГДС) [12, 13], а также геликонный двигатель с магнитным соплом, часто называемым в литературе просто геликонным (ГД) [16, 17]. Важными преимуществами указанных двигателей являются простота их конструкции, масштабируемость, отсутствие металлических элементов в контакте с плазмой и скомпенсированность выходящего ионного потока электронами.

Основной ГДДС и ГД является индуктивный ВЧ-разряд, помещенный в магнитное поле, расходящееся в области выходного отверстия. Тяга создается потоком ускоренных ионов, истекающих из двигателя, причем поток ионов в данных типах двигателей скомпенсирован потоком электронов. Конструкция двигателей проста, чего нельзя сказать о физике процессов, происходящих в двигателях. Физические процессы можно условно разделить на две группы. Первая группа — это процессы, ответственные за создание плотной плазмы в двигателях, вторая — процессы, ответственные за ускорение ионов. Очевидно, что первая и вторая группа процессов не существуют независимо, а оказывают влияние друг на друга.

Уже из названия двигателей следует, что разряд, возникающий в газоразрядной камере двигателя, относится к классу разрядов, поддерживаемых возбуждаемыми в нем волнами. При высоких ВЧ-мощностях (более 1 кВт) и магнитных полях (порядка 0.1 Т) такой волной является геликон. Особенности возбуждения геликона, в частности в ГД, подробно рассмотрены в работах [18–25]. Использование двигателей в составе малых КА привело к разработке прототипов, работающих при существенно более низких ВЧ-мощностях и магнитных полях (менее 500 Вт и 10 мТ соответственно). Известно, что максимум поглощения ВЧ-мощности разрядной плазмой, наблюдавшийся при низких значениях магнитного поля, может быть связан с возбуждением не только поперечного геликона, но и продольной волны Трайвелписа–Голда [24–30]. К сожалению, этот вопрос применительно к прототипам двигателей, работающим при малых мощностях, не рассмотрен.

В литературе [16, 17, 31–35] рассматриваются три механизма ускорения ионов, а именно ускорение амбиполярным полем, возникающим в результате убывания концентрации электронов при приближении к границе между прототипом двигателя и камерой расширения [31, 34], ускорение в двойном слое [12, 13, 31–35] и ускорение в результате формирования магнитного сопла [16, 17, 35]. Наиболее интересный результат, полученный в [16, 17, 31–34], состоит в превышении наблюдающейся при определенных условиях энергии ионов над величинами скачка потенциала в области между потенциалом в газоразрядной камере (ГРК) прототипа двигателя и месте расположения энергоанализатора. Возможные причины этого эффекта связаны с указанными выше вторым и третьим механизмами ускорения ионов [16, 17, 31–36].

В настоящей работе рассмотрен прототип безэлектродного ВЧ-двигателя, основанного на индуктивном ВЧ-разряде с внешним магнитным

полем, имеющим максимум в области сопряжения прототипа и камеры расширения. Рассмотрены величины ВЧ-мощности до 250 Вт и магнитные поля до 10 мТ. Отличительной особенностью настоящей работы является использование сужения на выходе прототипа. В качестве рабочего газа использован аргон.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В ее состав входит металлическая вакуумная камера объемом около 0.5 м³, на боковом фланце которой размещен лабораторный источник плазмы. Вакуумная камера откачивалась каскадом из форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Остаточное давление перед подачей рабочего газа было не хуже 10⁻⁵ Торр. Внутри вакуумной камеры размещено диагностическое оборудование: зонд Ленгмюра, плоский зонд и энергоанализатор.

Схема лабораторного источника приведена на рис. 2. ГРК представляет собой цилиндр диаметром 6 см и длиной 10 см, на одном конце которого расположен газораспределитель, а другой конец имеет коническое сужение с выходным отверстием диаметром 2.5 см. ГРК с газораспределителем выполнены из термостойкого стекла (пирекса). Металлические элементы внутри ГРК отсутствуют. Магнитное поле в ГРК создается электромагнитом, расположенным в районе выходного отверстия (рис. 3). Геометрия магнитных силовых линий внутри ГРК и вне нее является расходящейся, а абсолютная величина индукции при переходе от области максимума (срез ГРК) к обла-

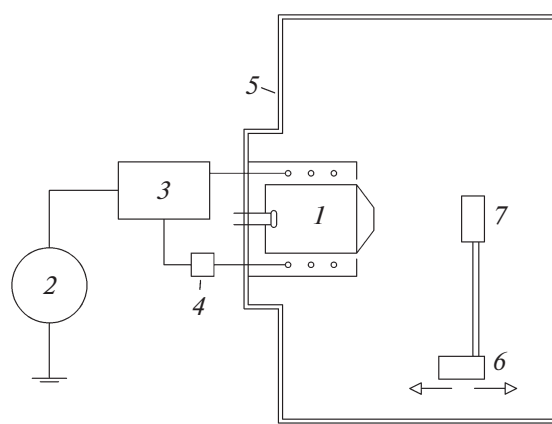


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — лабораторный источник плазмы, 2 — ВЧ-источник питания, 3 — система согласования, 4 — пояс Роговского, 5 — стенка вакуумной камеры, 6 — подвижная каретка, 7 — место крепления диагностического оборудования (зонд Ленгмюра, плоский зонд, энергоанализатор).

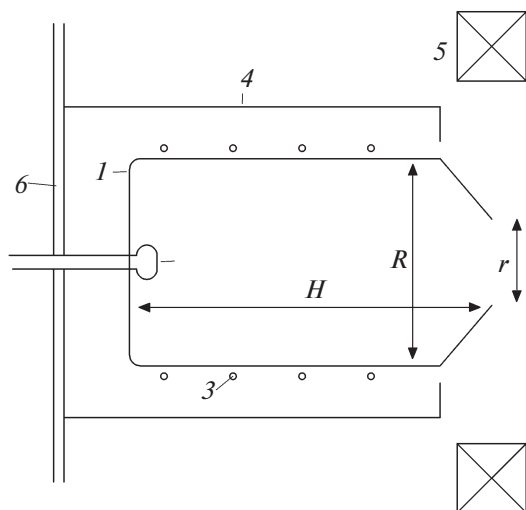


Рис. 2. Схема лабораторного источника плазмы. 1 — кварцевые стенки ГРК, 2 — газораспределитель, 3 — ВЧ-антенна, 4 — металлический кожух, 5 — электромагнит, 6 — фланец вакуумной камеры. Буквами обозначены следующие размеры: $H = 11.5$ см, $R = 6$ см, $r = 2.5$ см.

сти газораспределителя падает в 5 раз. Спиральная ВЧ-антенна-индуктор имеет 3.5 витка и подключается к источнику питания частотой 13.56 МГц через систему согласования, состоящую из 2 переменных вакуумных емкостей и одной индуктивности. В ходе эксперимента ВЧ-мощность менялась в диапазоне 50–250 Вт. Расход рабочего газа (аргона) измерялся ротаметром и менялся от 2 до 20 мл/мин. При таких расходах давление в вакуумной камере составляло 1×10^{-4} – 6×10^{-4} Тор. Исследовались параметры источника при величинах магнитной индукции в области выходного отверстия 0–7.2 мТ.

Для оценки вложенной в плазму ВЧ-мощности использовались показания размещенного на заземленном конце антенны пояса Роговского по методике, описанной в [30]. Зонд Ленгмюра имел длину 6 мм, диаметр 0.5 мм и был размещен на подвижной каретке блока линейной передачи, что позволяло устанавливать его позицию вдоль оси источника с точностью до 0.25 мм. С целью ВЧ-компенсации зонд имел соединенный с ним через емкость дополнительный спиральный электрод и 2 резонансных фильтра-пробки, настроенных на частоты 13.56 и 27 МГц. В качестве опорного зонда использовались заземленные стенки вакуумной камеры. Зондовое напряжение и ток регистрировались с помощью цифрового осциллографа с функцией запоминания на внешний носитель, после чего производилось построение и обработка зондовой характеристики с помощью ПК. В настоящей работе потенциал пространства плазмы определялся по точке от-

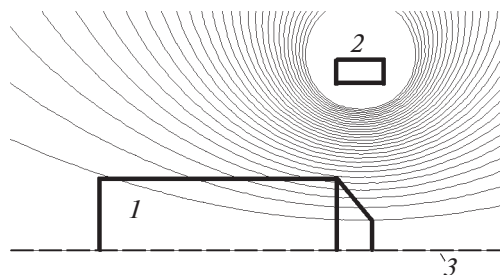


Рис. 3. Магнитные силовые линии в области ГРК. 1 — ГРК, 2 — электромагнит, 3 — ось источника. Силовые линии вблизи электромагнита не изображены.

клонения логарифма электронного тока от линейной зависимости. При этом температура электронов определялась по углу наклона этого линейного участка, а концентрация по электронному току на зонд при потенциале пространства. Подобный подход действителен только для максвелловского распределения электронов по энергии, поэтому в отдельных случаях, когда мы наблюдали дефицит быстрых электронов по сравнению с равновесным распределением, за температуру бралась температура основной, медленной части электронов.

Поворотный плоский зонд имел диаметр 1.5 см и был размещен в вакуумной камере на расстоянии 10 см от выходного отверстия источника на его оси. С помощью серводвигателя имелась возможность в ходе эксперимента устанавливать угол между нормалью зонда и осью системы от 0 до 90 град. Зонд был двусторонним, так как покрытие одной из его сторон диэлектриком приводило к существенному возмущению плазмы и появлению микропробоев при некоторых величинах зондового напряжения. В цепи плоского зонда также были резонансные фильтры, настроенные на первую и вторую гармоники, а построение и обработка зондовых характеристик производилась так же, как и для вышеописанного зонда Ленгмюра.

Для измерения энергетических распределений создаваемого источником потока частиц использовался четырехсеточный энергоанализатор диаметром 3 см, размещенный на оси системы на расстоянии 20 см от выходного отверстия. Корпус энергоанализатора вместе с первой (внешней) сеткой был заземлен. При измерении параметров ионного потока на вторую сетку подавалось постоянное отсеивающее напряжение от –50 до –100 В, устранившее электронный поток. Третья сетка находилась под изменяемым положительным задерживающим потенциалом. Четвертая сетка находилась под небольшим отрицательным потенциалом в –15 В для подавления искажений в измерениях, связанных с вторичной ион-элек-

тронной эмиссией с коллектора. Находящийся за четвертой сеткой коллектор был заземлен. В случае использования энергоанализатора для измерения параметров потока электронов, знак напряжения на второй и третьей сетках менялся на противоположный, а четвертая сетка заземлялась. В ходе измерений снимались кривые задержки — зависимости тока на коллектор от задерживающего напряжения на третьей сетке. Использовалась стандартная процедура обработки кривых задержки, из первой производной которых извлекалась информация об энергетическом распределении частиц. При проведении измерений с помощью энергоанализатора зонд Ленгмюра размещался на небольшом (~ 2.5 см) расстоянии от него для оценки потенциала пространства той области плазмы, в которой располагался энергоанализатор.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В ходе эксперимента поджиг разряда осуществлялся подачей ВЧ-мощности на антенну-индуктор при установленной величине расхода рабочего газа. Временная подача увеличенной ВЧ-мощности или увеличенного расхода рабочего газа для поджига не требовались. Область существования разряда была ограничена со стороны малых подводимых к разряду мощностей ВЧ-генератора P_{gen} величиной около 40 Вт, со стороны расходов аргона f величиной 2 мл/мин. В диапазоне f от 2 до 5 мл/мин и P_{gen} менее 150 Вт разряд существовал в форме с низкочастотными пульсациями интенсивности свечения плазмы. При f более 5 мл/мин пульсации исчезали. В связи с этим основные экспериментальные исследования были выполнены при расходах больших или равных 5 мл/мин.

Фотография разряда представлена на рис. 4. Плазма присутствовала как внутри ГРК, так и в вакуумной камере, где интенсивность ее свечения была существенно ниже. При изменении величины магнитного поля свечение плазмы в вакуумной камере перераспределялось: без магнитного поля свечение заполняло камеру примерно равномерно, а с увеличением поля оно концентрировалось вдоль оси источника, ослабевая на периферии и при удалении от источника. Во всем исследованном диапазоне разрядных параметров плазма и в вакуумной камере, и внутри ГРК находилась в электрическом контакте с заземленными стенками вакуумной камеры, что проверялось помещением зонда в соответствующую область плазмы с последующим пропуском постоянного тока между ним и стенками вакуумной камеры.

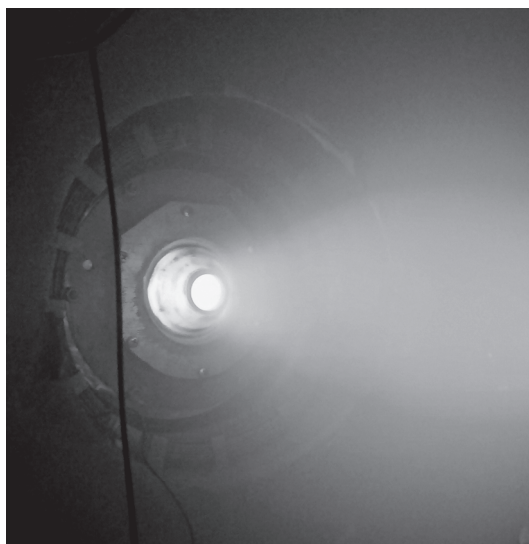


Рис. 4. Фото выходного отверстия лабораторного источника плазмы во время работы.

В работе [37] наблюдалось существенное перераспределение плотности плазмы между ГРК и камерой расширения при наличии расходящегося магнитного поля в области ГРК. В связи с этим, прежде чем перейти к нахождению зависимостей эффективности вложения ВЧ-мощности, плотности тока и энергии заряженных частиц в струе от магнитного поля были выполнены измерения аксиального распределения плотности плазмы и ее потенциала в ГРК и вакуумной камере.

Параметры плазмы в ГРК и вакуумной камере

На рис. 5а представлено распределение квазистационарного потенциала плазмы вдоль оси системы, полученного с помощью подвижного зонда Ленгмюра. Продольная координата $x = 0$ соответствует положению выходного отверстия. При этом координата x положительна внутри ГРК и отрицательна вне ее. Измерения внутри ГРК проводились в диапазоне x от 3.5 до 9 см. В отсутствие магнитного поля в области выходного отверстия образуется скачок потенциала, величина которого составляет примерно 15 В и в пределах погрешности эксперимента не зависит от ВЧ-мощности и расхода рабочего газа. При этом рассмотренные области плазмы внутри ГРК и вне ее являются эквипотенциальными. Концентрация плазмы достигает максимума в области между крайним витком ВЧ-антенны и выходным отверстием, и составляет 5×10^{10} см $^{-3}$ (рис. 5б). При выходе из ГРК концентрация падает до величин порядка 4×10^9 см $^{-3}$. Концентрация плазмы внутри ГРК монотонно растет с ВЧ-мощностью и немоно-

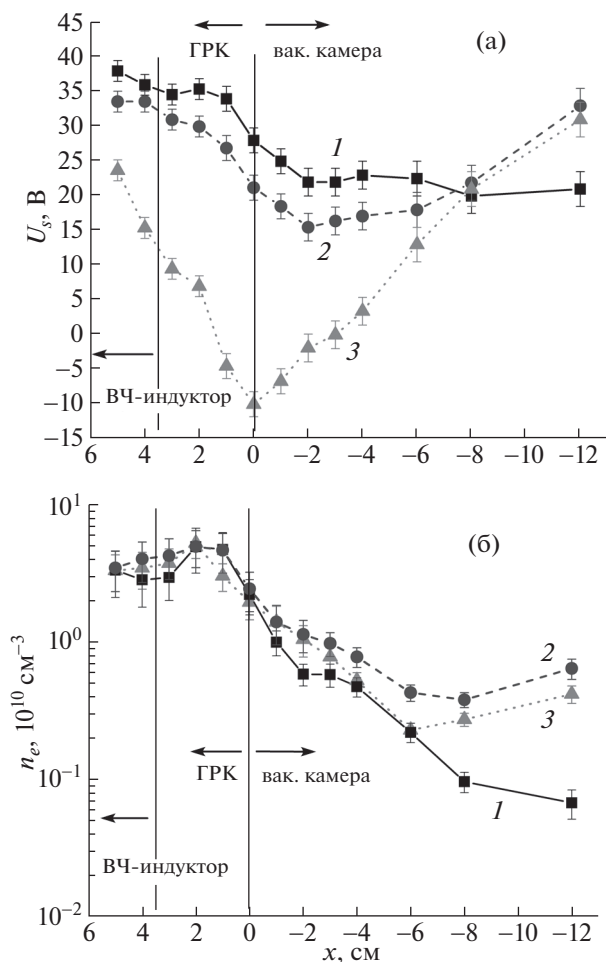


Рис. 5. Зависимость среднего за период ВЧ-колебаний потенциала плазмы U_s (а) и концентрации электронов n_e (б) от продольной координаты x на оси системы. $P_{gen} = 100$ Вт. Кривые соответствуют разным величинам расхода рабочего газа и магнитного поля: 1 – 10 мл/мин, 0 мТ, 2 – 10 мл/мин, 2.4 мТ, 3 – 5 мл/мин, 2.4 мТ.

тонно растет с увеличением магнитного поля, достигая 10^{11} см⁻³ при 250 Вт (магнитное поле 2.4 мТ). Указанные концентрации по порядку величины соответствуют результатам из работ [37, 38], в которых исследовались параметры схожих источников плазмы.

Из рис. 5б видно, что в объеме вакуумной камеры формируется несамостоятельный разряд с достаточно высокой плотностью плазмы. Ее величина зависит от паразитных емкостных связей между витками антенны и плазмой, между плазмой и стенками вакуумной камеры, а также от величин потоков заряженных частиц, истекающих из ГРК. Скачок потенциала около выходного отверстия уравнивает уход электронов и ионов из области плотной плазмы внутри ГРК. Эта кар-

тина типична для индуктивного разряда, расширяющегося в свободное пространство.

С подачей магнитного поля распределение потенциала существенно изменяется. В области около выходного отверстия ГРК появляется потенциальная яма. При этом скачок потенциала около выходного отверстия растет до величин 20–30 В, чем меньше расход аргона, тем глубже потенциальная яма. Обращает на себя внимание, что при расходе 5 мл/мин потенциал на границе ГРК становится ниже потенциала земли. Можно предположить, что величина локального минимума потенциала около выходного отверстия связана с особенностями сопряжения разряда внутри ГРК и разряда в вакуумной камере.

Наложение на разряд магнитного поля приводит к существенному увеличению концентрации плазмы в вакуумной камере на выходе из источника и оказывает слабое влияние на концентрацию плазмы внутри ГРК.

Представленные выше измерения убедительно показали, что увеличение величины магнитного поля B сопровождается существенными изменениями параметров плазмы не только в ГРК, но и в вакуумной камере. Очевидно, что пренебрежение указанными эффектами может привести к существенным ошибкам в определении энергетических распределений заряженных частиц.

Зависимость эффективности вложения ВЧ-мощности от магнитного поля

На рис. 6 изображена зависимость вложенной в плазму ВЧ-мощности P_{pl} от индукции магнитного поля. Наблюдается увеличение доли мощности, вложенной в плазму, с ростом магнитного поля. Изменение расхода аргона не приводит к существенным изменениям зависимости $P_{pl}(B)$.

Отметим, что зависимость $P_{pl}(B)$ является монотонной. Ранее, в работах [30, 39], выполненных с ограниченными индуктивными источниками плазмы с внешним магнитным полем, наблюдались выраженные локальные максимумы зависимости $P_{pl}(B)$ при $B < 10$ мТ. Авторы связывали их появление с резонансным возбуждением волны Трайвелписа–Голда, которая при малых мощностях ВЧ-генератора (низких концентрациях плазмы) проникает в объем плазмы. В работе [40], где рассмотрен источник плазмы, при близких к настоящим условиям экспериментов, также был зафиксирован явно выраженный локальный максимум вложения ВЧ-мощности в рассматриваемом диапазоне магнитных полей. Напротив, в работе [37] был получен результат, близкий к настоящей работе. Авторы [37] объяснили плавную зависимость эффективности вложения мощно-

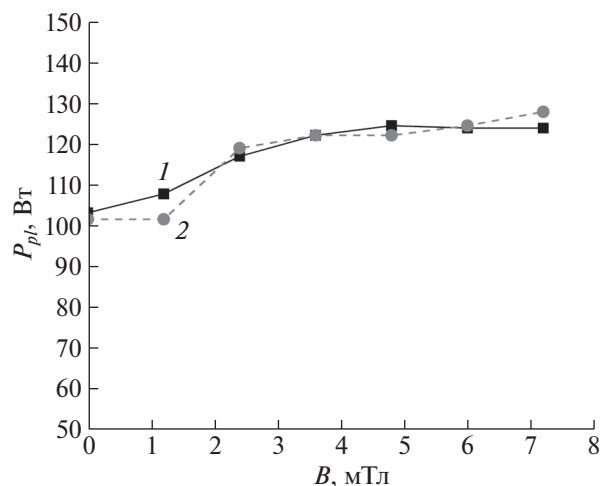


Рис. 6. Зависимость ВЧ-мощности P_{pl} , вложенной в плазму, от величины магнитного поля при $P_{gen} = 150$ Вт. Кривая 1 соответствует расходу газа 10 мл/мин, кривая 2 – 5 мл/мин.

сти от магнитного поля перераспределением плотности плазмы между ГРК и камерой расширения, которая наблюдалась при наличии расширяющегося магнитного поля в области ГРК.

Величины потока и средней энергии ионов в струе плазмы

Для определения того, как меняется создаваемый источником поток ионов с изменением параметров разряда, удобно использовать коллекторный ток энергоанализатора I_{c0} , измеренный без подачи задерживающего потенциала (изменяемого положительного потенциала на третьей сетке). Этот ток пропорционален плотности приходящего на внешнюю сетку энергоанализатора потока частиц. Измеренная зависимость $I_{c0}(B)$ примерно одинакова для различных расходов и имеет, в отличие от $P_{pl}(B)$, немонотонный характер (см. рис. 7). Отчетливо видно наличие трех характерных областей: области роста I_{c0} вплоть до достижения максимума при магнитных полях около 2.4 мТ, резкого падения в диапазоне полей 3–5 мТ и выхода на новый максимум примерно при 6 мТ. Увеличение мощности ВЧ-генератора сопровождается ростом абсолютных значений ионного тока без заметных изменений $I_{c0}(B)$.

На рис. 8 приведена типичная кривая задержки и полученное из нее энергетическое распределение потока ионов, создаваемого источником. Можно видеть, что энергия основной массы ионов лежит в диапазоне 20–60 эВ. В дальнейшем для простоты будем рассматривать две величины, получаемые из энергетического распределения и характеризующие поток частиц: среднюю энер-

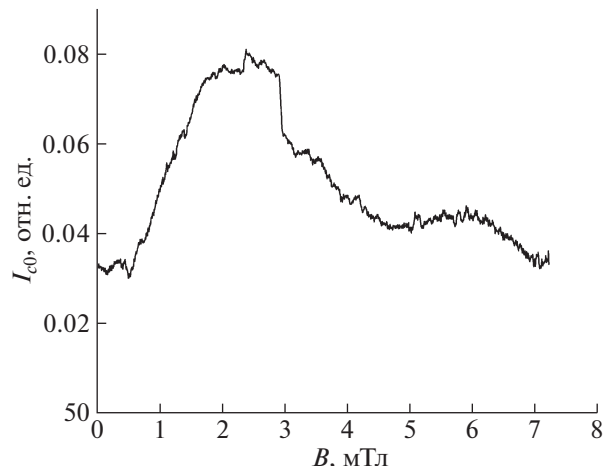


Рис. 7. Зависимость коллекторного тока при отсутствии задерживающего потенциала I_{c0} от магнитного поля B . $P_{gen} = 100$ Вт, $f = 10$ мл/мин.

гию и коллекторный ток при отсутствии задерживающего потенциала, который соответствует площади под кривой энергораспределения и пропорционален концентрации частиц в потоке.

Изменение средней энергии ионов с магнитным полем показано на рис. 9а. Наблюдается различная динамика изменения средней энергии для различных расходов рабочего газа. В случае больших расходов энергия остается примерно постоянной, а в случае малых – растет, хотя рост по абсолютной величине невелик. Средняя энергия ионов при всех исследованных магнитных полях больше для малых расходов рабочего газа. Из рис. 9б, на котором изображены соответствующие рис. 9а значения I_{c0} , видно, что плотность

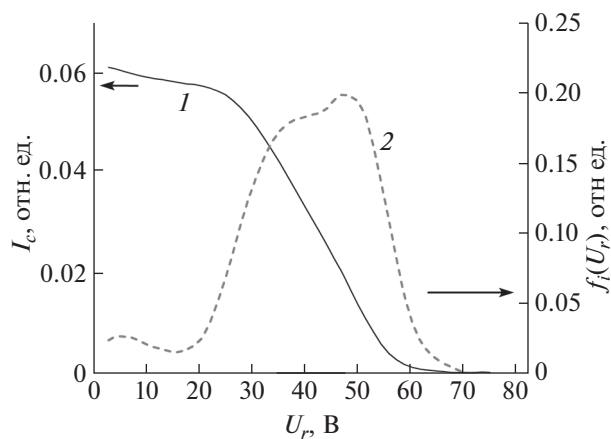


Рис. 8. Кривая задержки – 1, полученная с помощью энергоанализатора, и соответствующее ей энергетическое распределение ионов – 2. $P_{gen} = 100$ Вт, $f = 10$ мл/мин, $B = 2.4$ мТ.

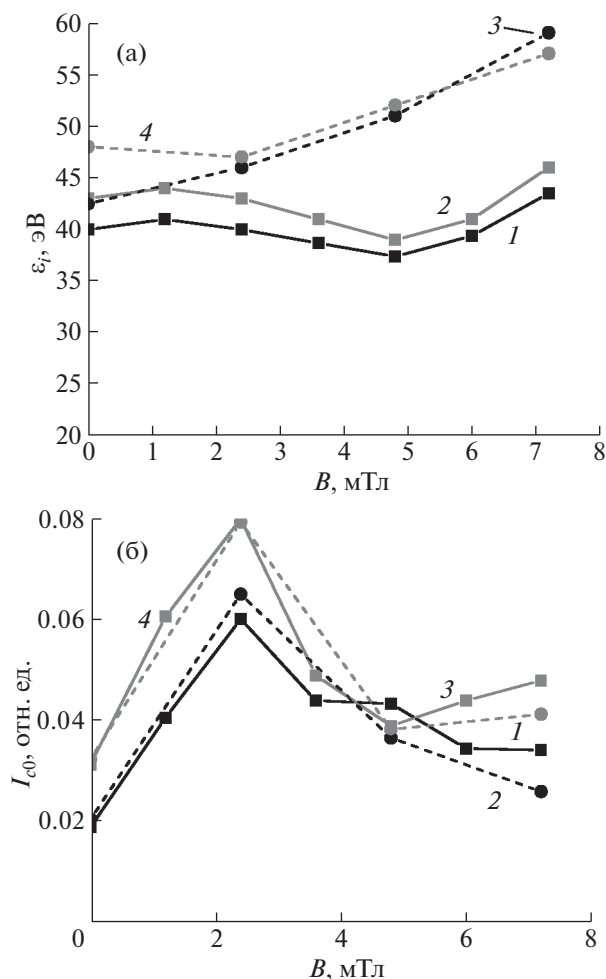


Рис. 9. Зависимость средней энергии ионов ϵ_i (а) и коллекторного тока при отсутствии задерживающего потенциала I_{c0} (б) от величины магнитного поля B для разных расходов рабочего газа f и ВЧ-мощностей P_{gen} : 1 – 100 Вт, 10 мл/мин, 2 – 200 Вт, 10 мл/мин, 3 – 100 Вт, 5 мл/мин, 4 – 200 Вт, 5 мл/мин.

ионного потока, в отличие от средней энергии ионов, не меняет характер своей зависимости при различных расходах аргона.

Выше отмечалось, что в вакуумной камере горит несамостоятельный разряд, в частности связанный с наличием паразитной емкости между плазмой в ГРК и стенками вакуумной камеры. Это означает, что рядом с внешней (заземленной) сеткой энергоанализатора, который находится внутри плазмы разряда в вакуумной камере, формируется слой пространственного потенциала и присутствует скачок потенциала, который ускоряет ионы. Для коррекции величин средней энергии ионов в работе зондовым методом находился потенциал пространства U_1 в области нахождения энергоанализатора. Отметим, что создаваемый лабораторным источником направленный поток

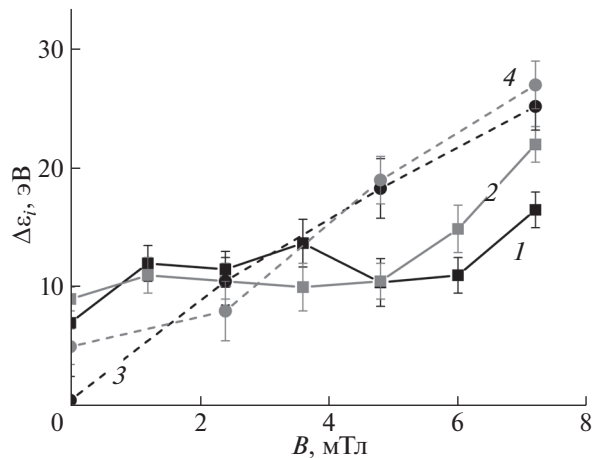


Рис. 10. Зависимость разности $\Delta\epsilon_i$ между средней энергией ионов и произведением заряда иона на потенциал плазмы в области около энергоанализатора от величины магнитного поля B для разных расходов рабочего газа f и ВЧ-мощностей P_{gen} : 1 – 100 Вт, 10 мл/мин, 2 – 200 Вт, 10 мл/мин, 3 – 100 Вт, 5 мл/мин, 4 – 200 Вт, 5 мл/мин.

ионов должен приходиться на внешнюю сетку энергоанализатора с энергией, превосходящей eU_1 , в то время, как тепловой поток ионов из окружающей плазмы должен характеризоваться средней энергией, примерно равной eU_1 .

Рассмотрим изображенную на рис. 10 разницу между средней энергией ионов и eU_1 в зависимости от магнитного поля. Видно, что без магнитного поля средняя энергия с точностью до погрешности соответствует потенциалу пространства, что говорит о доминировании потока тепловых ионов, приходящих на энергоанализатор из окружающей плазмы. Однако с ростом магнитного поля средняя энергия начинает существенно превышать потенциал пространства, что свидетельствует об уменьшении роли теплового потока и появлении направленного. Обращает на себя внимание, что прослеживается различный характер зависимости разности средней энергии и потенциала пространства для различных расходов: на малых расходах (5 мл/мин) рост практически линеен, в то время как на больших расходах (10 мл/мин) рост начинается только при магнитных полях около 6 мТ.

Полученные результаты свидетельствуют о формировании направленного потока ионов с ростом магнитного поля, что ставит вопрос о механизме ускорения ионов из источника. Естественно предположить, что формирование направленного потока ускоренных ионов происходит в области скачка потенциала плазмы на выходе из ГРК. В этом случае средняя энергия ионов должна примерно соответствовать среднему потенциалу плазмы внутри ГРК. Напомним,

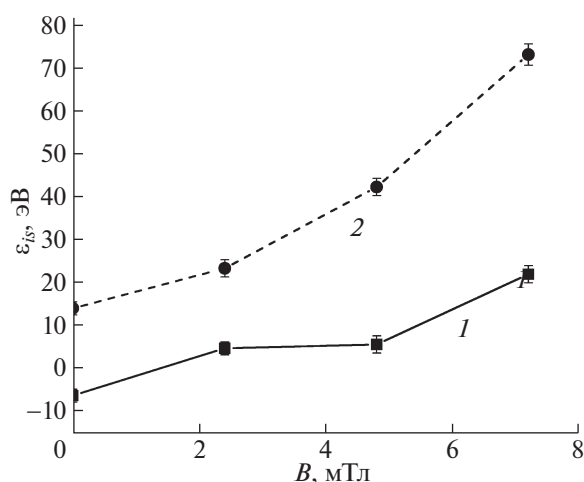


Рис. 11. Зависимость разности ϵ_{is} между средней энергией ионов и потенциалом плазмы внутри ГРК ($x = 5$ см) от величины магнитного поля B . $P_{gen} = 150$ Вт. 1 – $f = 10$ мл/мин, 2 – $f = 5$ мл/мин.

что коллектор энергоанализатора заземлен. В таком случае для средней энергии ионов ϵ_i можно записать выражение:

$$\epsilon_i = eU_1 + \Delta\epsilon_i = eU_{pl}, \quad (1)$$

где U_{pl} – средний за период ВЧ-колебаний потенциал плазмы в области ГРК, из которой выходят ионы, а $\Delta\epsilon_i$ – ускоряющий ионы скачок потенциала.

На рис. 11 показана зависимость разности ϵ_{is} средней энергии ионов, измеренной энергоанализатором, и значений eU_{pl} в точке $x = 5$ см внутри ГРК от магнитного поля. При расходе аргона 10 мл/мин и магнитных полях менее 4.8 мТл средняя энергия ионов примерно соответствует произведению их заряда на потенциал внутри ГРК. Это свидетельствует о том, что при указанных параметрах разряда направленный ионный поток появляется за счет ускорения выходящих из ГРК ионов в скачке потенциала между плазмой ГРК и плазмой вакуумной камеры. Однако при увеличении магнитного поля это соответствие начинает нарушаться, и средняя энергия становится выше указанного потенциала. Гораздо сильнее этот эффект выражен для кривой, соответствующей расходу 5 мл/мин. Подобное превышение может свидетельствовать о появлении дополнительного механизма ускорения ионов, не связанного с квазистационарным скачком потенциала на выходе из ГРК. Также возможно, что подобный результат связан с образованием локального максимума потенциала внутри ГРК при увеличении магнитного поля. В своих измерениях продольного распределения потенциала мы в большинстве случаев регистрировали эквипотенциальность области

внутри ГРК, но мы были ограничены достаточно малыми магнитными полями (2.4 мТл и менее), так как при снятии профиля потенциала проходили через область максимума магнитного поля около выходного отверстия. В случае достаточно больших магнитных полей корректные зондовые измерения в этой области затруднительны, что не позволяет нам получить для таких полей профили потенциала плазмы. В подобных условиях предположение об эквипотенциальности области внутри ГРК и приравнивание этого потенциала к измеренному в точке $x = 5$ см не обосновано, о чем, возможно, и свидетельствует растущая зависимость на рис. 11.

Сравнивая полученные нами результаты исследования ионного потока с результатами других научных групп, работавших с похожими источниками плазмы [16, 17, 33, 40, 41], отметим близкие значения средней энергии ионов, которые во всех случаях составляют величину около 50 эВ. В работе [40], так же, как и в настоящем исследовании, получена немонотонная зависимость ионного потока от магнитного поля. Однако величина магнитного поля, соответствующего максимуму ионного тока, существенно отличается от полученной нами. Также, в отличие от работы [16, 17, 41], мы не нашли признаков формирования ионного распределения, состоящего из двух локальных максимумов, один из которых соответствует потенциалу плазмы внутри ГРК, а другой – потенциалу плазмы около энергоанализатора. Указанные отличия логично связать с отличиями в особенностях организации разряда (размеры ГРК, тип антенны). В частности, в работе [41] двухгрупповое ионное распределение сменялось одногрупповым при увеличении диаметра ГРК с 2 до 6 см.

Также заметим, что лабораторные условия исследования источника плазмы существенно отличаются от условий эксплуатации электроракетных двигателей на космических аппаратах. Наиболее ярко это выражено в отсутствии в космосе поверхностей, поглощающих заряженные частицы плазменного потока (в условиях эксперимента таковыми являются стенки вакуумной камеры). Также, в зависимости от высоты орбиты, будет наблюдаться отличная от условий эксперимента концентрация атомов и ионов среды вне ГРК. Вопрос о соотношении энергий ионов потока, полученного в лабораторных условиях, с потоком, полученным в условиях эксплуатации в космосе, достаточно сложен и требует отдельного развернутого обсуждения. Стоит указать, что принципиальный механизм ускорения ионов останется без изменений, однако величины ускоряющих ионов потенциалов могут меняться, так как они связаны с условиями уравнивания ухода из разряда электронов и ионов между плазмой внутри ГРК и плазмой вне нее, а также между

плазмой вне ГРК и стенками вакуумной камеры (или “бесконечностью” в случае работы в космосе). Более того, указанные потенциалы существенно зависят от принципиально неустранимой емкостной компоненты разряда, ток которой замыкается на заземленные стенки вакуумной камеры в лабораторных условиях, и на заземленный корпус источника (или космического аппарата) в условиях работы в космосе.

Параметры потока электронов в струе плазмы

Помимо ионной компоненты потока была также исследована электронная компонента. Зависимость коллекторного тока $I_{c0}(B)$ для электронов, аналогичная рис. 7, изображена на рис. 12. Измерения энергетических распределений электронов требуют наличия достаточно большого положительного напряжения (~100 В) на сетке энергоанализатора, отсеивающей ионы (вторая сетка). Это напряжение является ускоряющим для электронов, что приводит к уязвимости энергоанализатора к пробоям и возникновению разряда внутри него. Особенно сильно это проявляется при больших потоках электронов. По этой причине на рис. 12 приведен график тока на коллектор в отсутствие отсеивающего ионы напряжения, то есть график полного тока электронов и ионов, численно равный разности их абсолютных значений. Однако в исследованном диапазоне параметров разряда при наличии магнитного поля ток электронов оказался значительно больше тока ионов, поэтому зависимость, приведенная на рис. 12, может считаться приблизительной характеристикой плотности электронного потока. Как и для случая ионов, наблюдается два максимума $I_{c0}(B)$. Однако, в отличие от аналогичной зависимости для ионов, второй максимум гораздо больше первого. Кроме того, присутствует зависимость от ВЧ-мощности.

Для электронов падение напряжения в слое около внешней сетки энергоанализатора является замедляющим. Как показывают зондовые измерения, потенциал плазмы в районе расположения энергоанализатора слабо зависит от параметров разряда и составляет 30–40 В. Такая величина потенциала не позволяет пройти на коллектор энергоанализатора большей части тепловых электронов, оставляя лишь высокоэнергетический “хвост” распределения и направленный поток (в случае его наличия). По этой причине “средняя энергия” и “коллекторный ток” в данном случае являются лишь оценочными величинами, характеризующими часть электронной компоненты с энергиями выше ~30 эВ. Чтобы исключить путаницу, обозначим “среднюю энергию” этих электронов, полученную с помощью энергоанализатора, как ϵ_f , и еще раз укажем, что она не равна средней энергии ϵ_e всех электронов

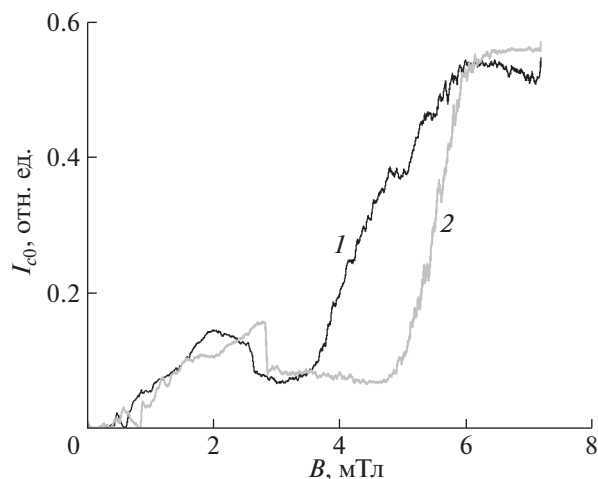


Рис. 12. Зависимость коллекторного тока при отсутствии задерживающего потенциала I_{c0} от магнитного поля B . $f = 5$ мл/мин. 1 – $P_{gen} = 100$ Вт, 2 – $P_{gen} = 200$ Вт.

потока. Аналогично рис. 9, на рис. 13 представлены ϵ_f и I_{c0} для различных магнитных полей. Для всего рассмотренного диапазона параметров разряда электронный ток в отсутствие магнитного поля был равен нулю. ϵ_f растет с увеличением магнитного поля, а I_{c0} зависит от магнитного поля немонотонно. При этом наблюдается очень большая разница в обеих величинах между случаями малого и большого расходов.

Полученные с помощью энергоанализатора данные о параметрах потока электронов могут свидетельствовать как о наличии направленного потока, создаваемого источником, так и о разогреве электронов плазмы, находящейся в области энергоанализатора. Так как тепловой поток электронов должен быть изотропным, мы можем оценить долю направленного потока исходя из степени анизотропии тока электронов на плоский поворотный зонд. Для этого будем рассматривать зондовые характеристики при двух ориентациях поворотного зонда: когда нормаль к его поверхности направлена по оси системы и когда она перпендикулярна ей. Первый случай соответствует максимуму электронного тока на зонд и максимальной площади собирания зондом направленного потока. Второй случай соответствует минимальному току на зонд за счет практически полного отсутствия тока направленной компоненты. Пример полученных пар зондовых характеристик приведен на рис. 14. Видно, что анизотропия потока электронов немонотонно зависит от величины магнитного поля, а в отсутствие магнитного поля поток полностью изотропен. Наиболее выражена анизотропия при магнитных полях, соответствующих максимумам

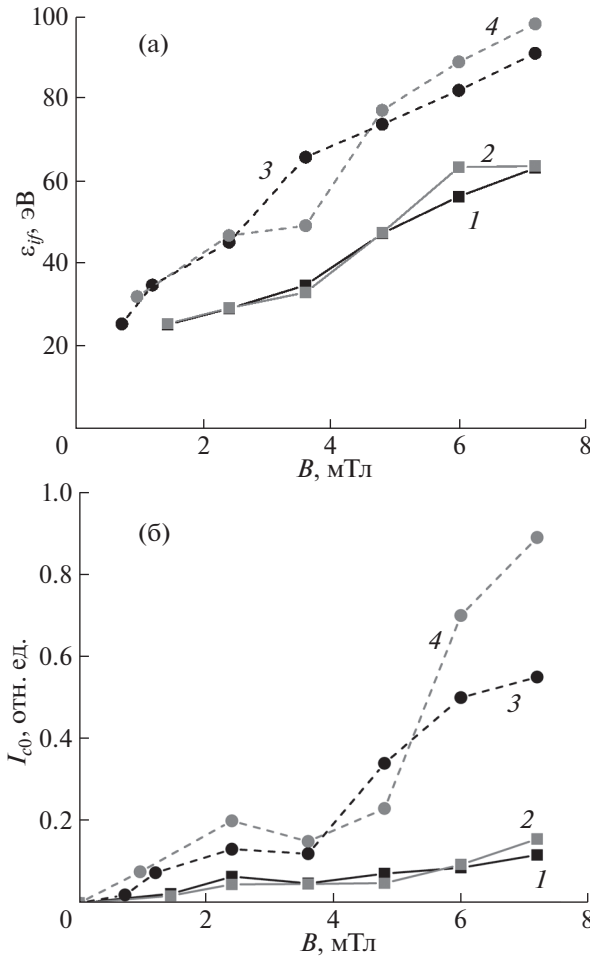


Рис. 13. Зависимость средней энергии электронов ϵ_f (а) и коллекторного тока при отсутствии задерживающего потенциала I_c (б) от величины магнитного поля B для разных расходов рабочего газа f и ВЧ-мощностей P_{gen} : 1 – 100 Вт, 10 мл/мин, 2 – 200 Вт, 10 мл/мин, 3 – 100 Вт, 5 мл/мин, 4 – 200 Вт, 5 мл/мин.

электронного тока на коллектор энергоанализатора из рис. 12.

При учете того, что поток электронов на плоский зонд состоит из двух частей – теплового и направленного с функциями распределений электронов по энергиям f_e и g_e соответственно, мы можем записать для электронного тока при зондовых напряжениях меньше потенциала плазмы следующую формулу:

$$I_e = \frac{2\pi e S}{m^2} \int_{eU_p}^{\infty} f_e(\epsilon)(\epsilon - eU_p)d\epsilon + \frac{eS}{m} \int_{eU_p}^{\infty} g_e(\epsilon)d\epsilon, \quad (2)$$

где U_p есть разница между зондовым напряжением U_{pr} и потенциалом пространства U_s , а S – площадь зонда. Функции распределения электронов по энергии нормированы на соответствующие

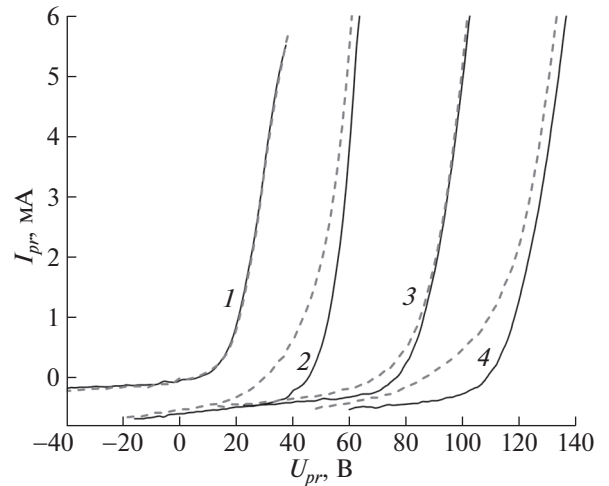


Рис. 14. Пары зондовых характеристик для двух ориентаций нормали плоского зонда: вдоль оси системы (пунктир) и перпендикулярно оси системы (сплошная линия). $P_{gen} = 100$ Вт, $f = 10$ мл/мин. Пары соответствуют величинам магнитного поля B : 1 – 0 мТ, 2 – 2.4 мТ, 3 – 4.8 мТ, 4 – 7.2 мТ. Для удобства представления на графике зондовые характеристики для различных пар смещены друг относительно друга по горизонтали.

концентрации электронов плазмы n_e и направленного потока n_f :

$$\frac{4\sqrt{2}\pi}{m^{3/2}} \int_0^{\infty} f_e(\epsilon)\sqrt{\epsilon}d\epsilon = n_e \quad (3)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}m} \int_0^{\infty} g_e(\epsilon) \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}d\epsilon = n_f \quad (4)$$

Предполагая, что на плоский зонд в ориентации, когда его нормаль перпендикулярна оси системы, идет только тепловой поток электронов, мы можем получить для разности токов на зонд в двух ориентациях выражение

$$\Delta I_e = \frac{eS}{m} \int_{eU_p}^{\infty} g_e(\epsilon)d\epsilon \quad (5)$$

Это выражение схоже с выражением для кривой задержки энергоанализатора и обрабатывается аналогичным образом для получения из него функции распределения быстрых электронов по энергии. По величине тока направленной компоненты при зондовом напряжении, равном потенциалу пространства плазмы, мы можем оценить плотность направленного тока и соотнести ее с плотностью хаотического. На рис. 15 приведены энергетические распределения для направленной части электронного потока с соответствующими плотностями тока. Средняя энергия электронов потока растет с увеличением магнитного поля от

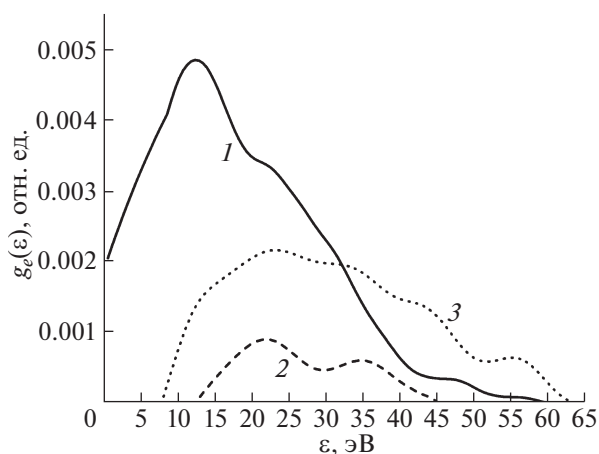


Рис. 15. Энергетические распределения электронов, полученные из направленной части ВАХ плоского зонда. $P_{gen} = 100$ Вт, $f = 10$ мл/мин. Кривые соответствуют величинам магнитного поля B : 1 – 2.4 мТ, 2 – 4.8 мТ, 3 – 7.2 мТ.

18 до 30 эВ при расходе 10 мл/мин, и от 22 до 48 эВ при расходе 5 мл/мин. Достаточно большая величина средней энергии электронов вызывает вопросы и требует дополнительного исследования. Движение электронов, в отличие от движения ионов, определяется не средними по времени ВЧ-полями, а их мгновенными значениями. Для частиц, выходящих из ГРК, эти поля являются замедляющими и не могут привести к появлению ускоренного направленного потока. Возможно, электронный поток формируется в зоне локального минимума среднего потенциала около выхода из ГРК, т.е. область локального минимума выступает для разряда в вакуумной камере в роли катода. Однако вместе с формированием локального минимума происходит существенный рост скачка потенциала между внутренней областью ГРК, где находится наиболее плотная плазма, и областью выходного отверстия. Структура электрического поля на выходе из лабораторного источника плазмы должна обеспечивать выравнивание электронного и ионного потоков, покидающих ГРК. В соответствии с работой [42], в расширяющейся плазме величина скачка потенциала в двойном слое в основном определяется характеристиками быстрой группы электронов. По этой причине значительное увеличение скачка потенциала при подаче магнитного поля опосредованно свидетельствует о формировании быстрой группы электронов внутри ГРК. Это может быть связано с генерацией внутри ГРК волновых процессов. В пользу последнего также говорят сильно немонотонные зависимости параметров электронного и ионного потоков от магнитного поля.

Отдельно отметим, что при магнитных полях, больших 2.4 мТ, плотность направленного электронного тока существенно превышает суммарную плотность ионного тока (мы не можем отделить направленный поток от теплового для ионов). Плотность направленной компоненты электронного тока на оси источника в районе плоского зонда (10 см от отверстия) лежит в диапазоне 1–1.5 мА/см² при магнитных полях 2.4 мТ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование источника плазмы на основе индуктивного ВЧ-разряда, помещенного в магнитное поле, имеющее максимум в области среза источника плазмы и расходящееся по мере продвижения в вакуумную камеру, показало формирование ускоряющего ионы скачка потенциала на выходе из ГРК. Величина этого скачка существенно зависит от величины магнитного поля и практически не меняется с расходом и ВЧ-мощностью. Также при подаче магнитного поля на выходе из ГРК формируется локальный минимум среднего за период ВЧ-колебаний потенциала плазмы.

Средняя энергия выходящих из источника ионов лежит в диапазоне 40–60 эВ и растет с увеличением магнитного поля. При этом в случае расходов около 10 мл/мин средняя энергия ионов примерно соответствует скачку потенциала на выходе из ГРК с учетом потенциала пространства плазмы в области около энергоанализатора. При расходах около 5 мл/мин такого соответствия не наблюдается и средняя энергия существенно превосходит потенциал плазмы в центре ГРК, умноженный на заряд иона. Поток ионов немонотонно зависит от величины магнитного поля и имеет максимумы при магнитных полях 2.4 и 6.0 мТ.

По результатам совместных измерений при помощи энергоанализатора и плоского направленного зонда обнаружен выходящий из источника поток быстрых электронов. Данный поток, также как и поток ионов, немонотонно зависит от величины магнитного поля и, в отличие от потока ионов, отсутствует без магнитного поля. Средняя энергия потока электронов растет с увеличением магнитного поля и достигает величин около 40 эВ. Плотность потока электронов на оси системы при магнитных полях 2.4 мТ и более существенно превосходит плотность ионного потока. Формирование ускоренного потока электронов может быть связано с появлением локального минимума среднего за период ВЧ-колебаний потенциала плазмы в области около выходного отверстия источника. Для электронов, уходящих из области этого локального минимума в сторону вакуумной камеры, электрические поля являются ускоряющими. Еще одной причиной может быть

генерация электронов в результате возбуждения волн в источнике плазмы.

Полученные в ходе экспериментального исследования результаты свидетельствуют о принципиальной возможности применения геликонного источника плазмы для получения тяги на космических аппаратах без необходимости использования катода-компенсатора. При этом существенным недостатком геликонного источника является низкая энергия ионов в направленном потоке. Увеличение энергии ионов без размещения в ГРК дополнительных электродов возможно посредством наращивания потенциала плазмы внутри ГРК, который, в свою очередь, зависит от емкостного канала ввода ВЧ-мощности в разряд. Поиск путей контроля потенциала разрядной плазмы относительно внешнего заземленного электрода требует дальнейшего изучения физических процессов, происходящих в индуктивном ВЧ-разряде в продольном внешнем магнитном поле. Также дополнительного изучения требует механизм формирования ускоренного потока электронов на выходе из источника.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10090, <https://rscf.ru/project/21-72-10090/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ferrato E., Reza M., Faraji F., Andrenucci M., Andreussi T. // Proc. 36th IEPC, Vienna, 2019. A459.
2. del Amo J.G. // Proc. Space Propulsion Conference, Rome, 2016.
3. Гордеев С.В., Канев С.В., Суворов М.О., Хартов С.А. // Труды МАИ. Вып. 96.
4. Romano F., Massuti B., Herdrich G., Schonherr T. // 5th Russian German Conference on Electric Propulsion, Dresden, 2014.
5. Goebel D.M., Katz I. Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters. Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 2008.
6. Gorshkov O.A., Muravlev V.A., Shagayda A.A., Korotev A.S. Hall and Ion Plasma Thrusters for Spacecraft. Moscow: Mashinostroyeniye, 2008.
7. Mazouffre S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. 033002. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/3/033002>
8. Scholze F., Tartz B.M., Neumann H. // Review of Scientific Instruments. 2008. V. 79. 02B724. <https://doi.org/10.1063/1.2802587>
9. Jahanbakhsh S., Satir M., Celik M. // Review of Scientific Instruments. 2016. V. 87. 02B922. <https://doi.org/10.1063/1.4935015>
10. Dietz P., Beckery F., Keib K., Holstev K., Klar P.J. // Proc. 36th IEPC, Vienna, 2019. A207.
11. Hatakeyama T., Irie M., Watanabe H., Okutsu A., Aoyagi J., Takegahara H. // Proc. 30th IEPC, Florence, 2007. 226.
12. Charles C., Boswell R.W., Lieberman M.A. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. 261503. <https://doi.org/10.1063/1.2426881>
13. Charles C., Cox W., Boswell R.W., Lainé R., Perren M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. 045003.
14. Batishchev O.V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. 1563.
15. Williams L.T., Walker M.L.R. // J. Prop. Power. 2013. V. 29. P. 520.
16. Takahashi K. // Scientific Reports. 2021. V. 11. 2768. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-82471-2>
17. Takahashi K. // Reviews of Modern Plasma Physics. 2019. V. 3. 3. <https://doi.org/10.1007/s41614-019-0024-2>
18. Chen F.F. Helicon Plasma Sources / Ed. by O.A. Popov. High Density Plasma Sources. N.Y.: Noyes publications, 1996. P. 1–75.
19. Chen F.F. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. 014001. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/1/014001>
20. Shinohara Sh. // Advances in Physics: X. 2018. V. 3. 1420424. <https://doi.org/10.1080/23746149.2017.1420424>
21. Isayama S., Hada T., Shinohara Sh. // Plasma and Fusion Research. 2018. V. 13. 1101014. <https://doi.org/10.1585/pfr.13.1101014>
22. Boswell R.W. // Physics Letters A. 1970. V. 33. P. 457–458. [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(70\)90606-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(70)90606-7)
23. Chen F.F., Chevalier Gs. // Journal of Vacuum Science and Technology A. 1992. V. 10. P. 1389. <https://doi.org/10.1116/1.578256>
24. Shamrai K.P., Taranov V.B. // Plasma Source Science and Technology. 1996. V. 5. P. 475–490. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/5/3/015>
25. Chen F.F. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 1783. <https://doi.org/10.1063/1.871697>
26. Blackwell D.D., Madziwa T.G., Arnush D., Chen F.F. // Physical Review Letters. 2002. V. 88. 145002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.145002>
27. Chen F.E., Jiang X., Evans J.D., Tynan G., Arnush D. // Plasma. Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. A411. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/5A/038>
28. Arnush D. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. 3042. <https://doi.org/10.1063/1.874157>
29. Chen F.F. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. 2586. <https://doi.org/10.1063/1.1575755>
30. Kralkina E.A., Rukhadze A.A., Nekliudova P.A., Pavlov V.B., Petrov A.K., Vavilin K.V. // AIP Advances. 2018. V. 8. 035217. <https://doi.org/10.1063/1.5023631>
31. Corr C.S., Boswell R.W., Charles C., Zanger J. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. 221508. <https://doi.org/10.1063/1.2938720>
32. Charles C., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1356. <https://doi.org/10.1063/1.1557319>

33. Charles C., Boswell R.W. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1706.
<https://doi.org/10.1063/1.1652058>
34. Charles C., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 201505.
<https://doi.org/10.1063/1.2814877>
35. Takahashi K., Charles C., Boswell R., Ando A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. 044004.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/4/044004>
36. Hairapetian G., Stenzel R.L. // Phys. Rev. Letters. 1988. V. 61. P. 1607.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.1607>
37. Petrov A.K., Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I. // Vacuum. 2019. V. 169. 108927.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2019.108927>
38. Kralkina E., Vavilin K., Zadiriev I., Nikonov A. // Plasma Science and Technology. 2020. V. 22. 115404.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/abb0dc>
39. Кралькина Е.А. // Успехи физ. наук. 2008. В. 178. С. 519–540.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200805f.0519>
40. Harle T., Pottinger S.J., Lappas V.J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. 015015.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/22/1/015015>
41. Corr C.S., Zanger J., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 241501.
<https://doi.org/10.1063/1.2823575>
42. Hairapetian G., Stenzel R.L. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 175.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.175>