

Вакуумный дуговой микродвигатель с жидкометаллическим рабочим телом

С.А. Попов, А.В. Шнайдер, Е.Л. Дубровская, А.В. Батраков*

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия
ahtoha85@mail.ru

Аннотация. В настоящей работе представлены результаты измерений тяги импульсного плазменного двигателя методом баллистического маятника. Проведены сравнительные измерения с использованием специально разработанных тяговых весов. Проанализированы различия между результатами. Эксперименты проводились с двумя материалами катода.

Ключевые слова: катодная плазменная струя; импульс отдачи; вакуумный дуговой микродвигатель.

1. Введение

Импульсные плазменные двигатели (ИПД) наиболее перспективны для малых и сверхмалых спутников, включая спутники CubeSat весом в несколько килограммов. Интерес к ИПД продиктован тем, что они отличаются простотой конструкции и представляют собой всего лишь источники плазменной струи. Для диагностики подобных устройств зонд Ленгмюра является наиболее информативным источником данных о процессах, происходящих внутри двигателя [1]. Однако для разработки плазменных двигателей необходимы прямые измерения тяги, поскольку оценки тяги, основанные на измерениях электрического разряда, менее точны [2]. С другой стороны, механические измерения тяги, особенно в диапазоне наноньютонов, требуют специальных подходов к калибровке измерительных приборов.

Независимо от конструкции весов измерение тяги подразумевает непрерывный или квазинепрерывный повторяющийся режим работы двигателя, поскольку при единичном импульсном воздействии система выходит из равновесия и совершает колебания. Демпферы позволяют сократить время затухания колебаний, но оно все равно находится в диапазоне единиц или десятков секунд [3, 4]. Тяга от единичного импульсного воздействия может быть измерена с помощью баллистического маятника [5], но возникает вопрос о корректной интерпретации измерений, поскольку плазма и маятник-шторка взаимодействуют друг с другом.

2. Модельный вакуумный дуговой микродвигатель

В экспериментах в качестве модельного микродвигателя использовался источник плазменной струи на основе вакуумно-дугового разряда с жидкометаллическим расходуемым телом. Чертеж разрядной ячейки и принципиальная электрическая схема питания дугового разряда приведены на Рис. 1. Разрядная ячейка выполнена коаксиальной, с внутренним катодом и внешним анодом. Катод представляет собой капилляр, соединенный с резервуаром с расходуемым телом (галлий либо композиция на основе сплава Вуда с добавлением индия $\text{Bi}_{47.7}\text{Pb}_{22.6}\text{In}_{19.1}\text{Sn}_{8.3}\text{Cd}_{5.3}$). Для исследования эффектов аксиального магнитного поля источник плазменной струи был снабжен компактной катушкой.

Инициирование дуги достигалось за счет пробоя по поверхности керамического изолятора. Такое простое "бестриггерное" возбуждение дуги широко используется в разрядных ячейках с твердотельными катодами [6]. Во многом благодаря этому двигатели на основе вакуумной дуги рассматриваются многими научными группами как одни из наиболее перспективных для использования в составе сверхмалых аппаратов класса CubeSat [7–9]. Мы использовали схему с коммутируемым индуктивно-емкостным накопителем. Электрическая

емкость конденсатора C_0 составляла 18.8 мкФ, зарядное напряжение до 1000 В. Индуктивность индуктора L_0 составляла 114 или 168 мкГн.

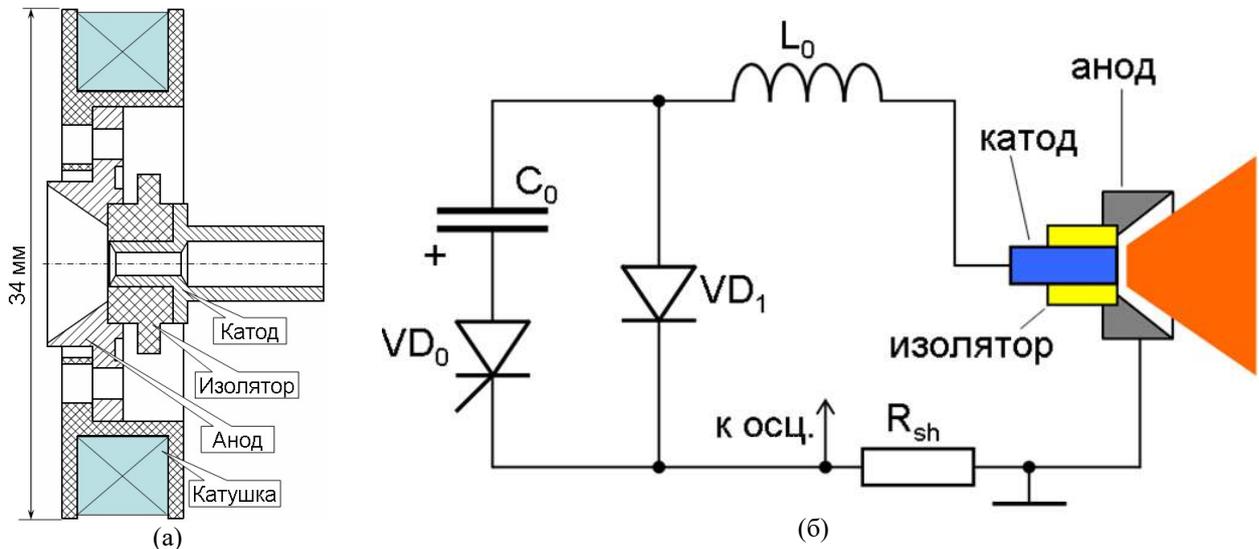


Рис. 1. Чертеж разрядной ячейки (а) и принципиальная электрическая схема питания дугового разряда (б).

3. Методика эксперимента

3.1. Измерение импульса плазменной струи

Для измерения импульса плазменной струи использовался метод баллистического маятника. Схема измерений представлена на Рис. 2.

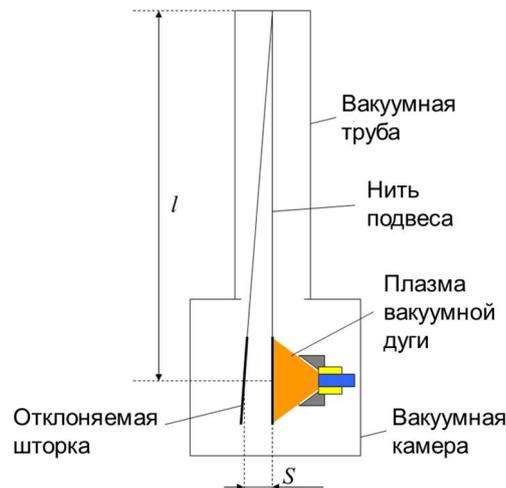


Рис. 2. Схема измерения импульса потока плазмы лабораторного прототипа микродвигателя.

На пути плазменной струи располагалась отклоняемая шторка. Шторка подвешена на нити, длина которой l много больше размера шторки и величины отклонения S .

Связь переданного шторке импульса P с её отклонением S описывается соотношением:

$$P \cong mS(g/l)^{1/2}. \quad (1)$$

Несомненным достоинством метода является высокая чувствительность и пригодность для измерения малых одиночных импульсов. Так, в случае $m = 233$ мг, $l = 1204$ мм

$$P(\text{мкН}\cdot\text{с}) \cong 0.665085 \times S(\text{мм}). \quad (2)$$

Погрешность измерения отклонения S определяется качеством тракта оптической регистрации (вакуумных окон, объектива и камеры). В нашем случае цифровое качество изображения составляло 40 мкм/пиксел, что и определяло погрешность измерения отклонения (40 мкм). Даже в этом случае погрешность измерения импульса была не более 0.03 мкН·с.

Для измерения импульса плазменной струи до 10 мкН·с использовалась легкая шторка, а для измерения импульса плазменной струи свыше 10 мкН·с использовались металлическая и диэлектрическая шторки большей массы (до 2000 мг). В экспериментах с магнитным полем использовалась диэлектрическая шторка.

Для весовых измерений использовался источник с уменьшенным резервуаром. Для возможности отдельного взвешивания катода и анода разрядной ячейки источник был выполнен полностью разборным. Вместо шторки устанавливались листики металлической фольги для осаждения материала, которые также взвешивались до и после эксперимента.

2.2. Измерение импульса отдачи

Измерения импульса отдачи плазменной струи проводились с использованием специально разработанных тяговых весов (Рис. 3а).

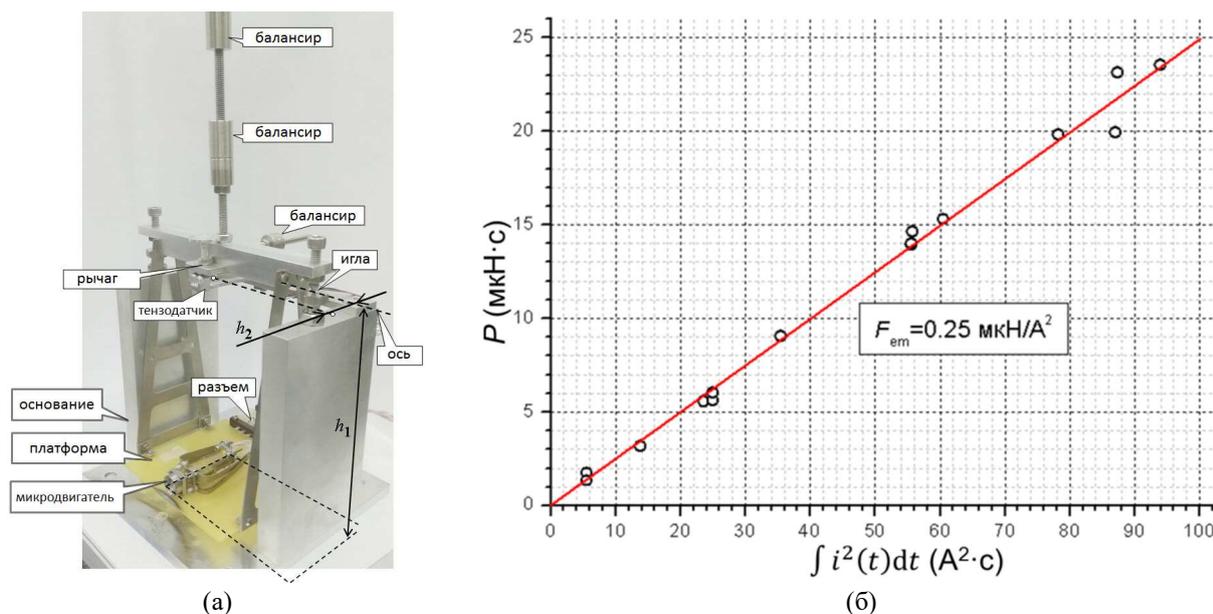


Рис. 3. Фотография тяговых весов с размещенным микродвигателем (а) и результаты измерения силы отклонения платформы протекающим током в отсутствии плазменной струи (б).

Устройство включает в себя качающуюся на двух игольчатых опорах платформу для размещения на ней микродвигателя, вертикальный и горизонтальный регулируемые балансиры для смещения центра тяжести к оси качания, тензодатчик, закрепленный на основании устройства, и качающийся вместе платформой рычажок с винтом, воздействующим на датчик.

Для электрического соединения платформы с основанием весы снабжены 10-ти контактными разъемами с контактом через ванночки с жидким металлом (галлий-индиевый сплав). Дополнительная функция такого жидкометаллического контактора – демпфирование колебаний.

Импульс отдачи плазменной струи P_R связан с показаниями тензодатчика Δm соотношением

$$P_R f \cong \Delta m g / K_G, \quad (3)$$

где g – ускорение свободного падения, f – частота следования импульсов, K_G – безразмерный геометрический коэффициент, равный отношению расстояния между осью качания платформы и осью двигателя (h_1) к расстоянию между осью качания платформы и осью винта, воздействующего на тензодатчик (h_2). В нашем случае $h_1 = 139.4\text{--}139.5$ мм, $h_2 = 14.6$ мм, т.е. $K_G \approx 9.55$, и при частоте $f = 10$ Гц

$$P_R (\text{мкН}\cdot\text{с}) \cong 0.1028 \times \Delta m (\text{мг}). \quad (4)$$

Точность тензодатчика и электроники считывания составляет 1 мг. Однако реальная погрешность оказалась существенно выше, на уровне 5 мг. Таким образом, погрешность измерения импульса отдачи при частоте 10 Гц составляет величину ~ 0.5 мкН·с/имп.

Тяговые весы по размерам платформы ориентированы на испытания микродвигателей формата CubeSat в сборе (вместе с электронной платой). В ходе экспериментов импульсный источник питания находился вне платформы, поэтому сильноточный разрядный импульс амплитудой тока до 350 А проходил через разъем.

Очевидно, что при протекании тока электромагнитная сила отталкивает платформу. Проведена специальная серия измерений для калибровки отклонения платформы. Результаты калибровочной серии экспериментов представлены на Рис. 3б. Как видно, удельный коэффициент силы F_{EM} зависит квадратично от тока и составляет величину 0.25 мкН/А².

4. Обсуждение

Ключевыми вопросами при исследовании тяговых и удельных тяговых характеристик двигателя является их зависимость от различных факторов, таких, как параметры разряда (амплитуда и длительность тока), материал катода, аксиальное магнитное поле в области разряда и др.

Зависимость от амплитуды и длительности тока исследовалась при изменении зарядного напряжения V_0 конденсатора C_0 в широких пределах, а также путем изменения параметров цепи разряда (индуктивности L_0).

На Рис. 4 приведены осциллограммы тока и напряжения горения разряда при различном зарядном напряжении V_0 для катода $\text{Bi}47.7\text{Pb}22.6\text{In}19.1\text{Sn}8.3\text{Cd}5.3$, $L_0 = 168$ мкГн, в отсутствии магнитного поля.

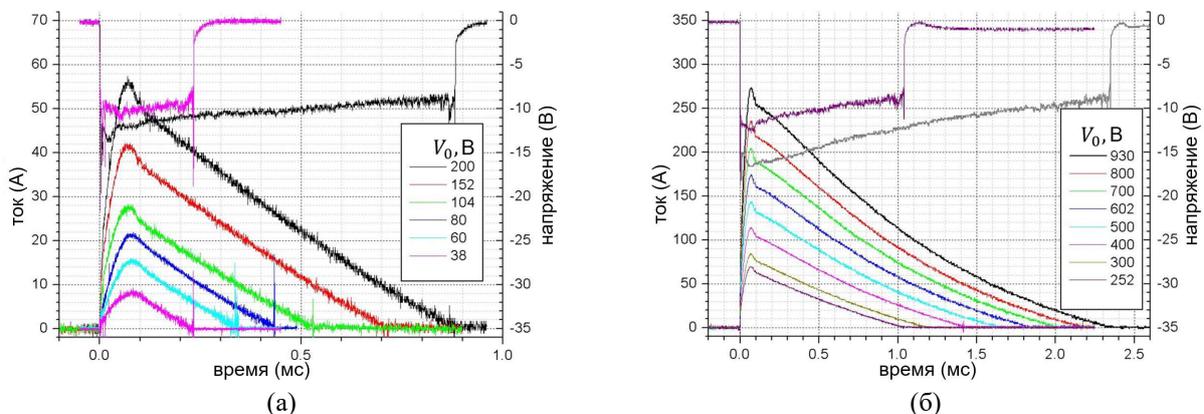


Рис. 4. Осциллограммы тока и напряжения горения разряда при различном зарядном напряжении $V_0 = 38\text{--}930$ В, $L_0 = 168$ мкГн, катод $\text{Bi}47.7\text{Pb}22.6\text{In}19.1\text{Sn}8.3\text{Cd}5.3$, без магнитного поля.

Вакуумно-дуговой разряд устойчиво зажигался и функционировал, начиная с зарядного напряжения в несколько десятков вольт, т.е. порядка напряжения горения дуги. Таким образом, амплитуда и длительность импульса тока разряда менялась в процессе эксперимента в широких пределах, от <10 А и ~ 200 мкс до почти 300 А и 2.4 мс.

Удельная сила тяги обычно выражается в Н/А. Поскольку измерялся механический импульс (в Н·с), он нормировался на прошедший за один импульс тока электрический заряд, для определения последнего осциллограммы тока интегрировались по времени. Зависимость интеграла тока разряда от зарядного напряжения $Q_{ARC}(V_0)$, соответствующая серии измерений с осциллограммами на Рис. 4, представлена на Рис. 5а.

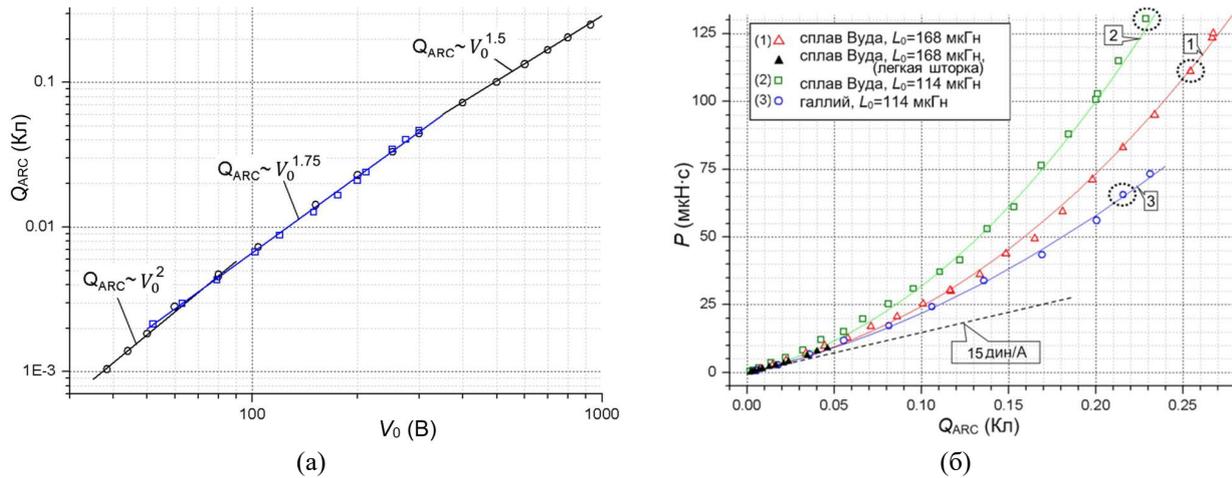


Рис. 5. Зависимость перенесенного за один импульс тока электрического разряда от зарядного напряжения $Q_{ARC}(V_0)$ (а) и зависимость импульса плазменной струи от интеграла тока разряда $P(Q_{ARC})$ (б).

При относительно низком напряжении V_0 (до ~ 200 В), т.е. при амплитуде тока разряда до 50 А (Рис. 4а), интеграл тока разряда возрастает пропорционально квадрату зарядного напряжения, т.е. пропорционально энергии, запасенной в конденсаторе. Это свидетельствует о высокой эффективности преобразования запасенной энергии в разряд, т.е. в генерирование плазмы. Поэтому этот показатель и является критически важным с практической точки зрения. При более сильных токах доля рассеянной энергии возрастает и зависимость $Q_{ARC}(V_0)$ от напряжения уменьшается.

Зависимость импульса плазменной струи от интеграла тока разряда $P(Q_{ARC})$ в широком диапазоне зарядного напряжения для различных случаев показана на Рис. 5б. Кривые 1 и 2 представляют цепи с различной индуктивностью накопителя энергии (168 и 114 мкГн, соответственно) при использовании в качестве материала катода сплава $\text{Bi}_{47.7}\text{Pb}_{22.6}\text{In}_{19.1}\text{Sn}_{8.3}\text{Cd}_{5.3}$. Кривые 2 и 3 позволяют сравнить различные материалы катода (сплав $\text{Bi}_{47.7}\text{Pb}_{22.6}\text{In}_{19.1}\text{Sn}_{8.3}\text{Cd}_{5.3}$ и галлий, соответственно) при прочих равных условиях ($L_0 = 114$ мкГн).

При относительно малом интеграле тока $Q_{ARC} < 0.025$ Кл/имп, т.е. при зарядном напряжении V_0 до 200 В и амплитуде тока дуги до 50 А, зависимость $P(Q_{ARC})$ близка к линейной с коэффициентом $P/Q_{ARC} = 1.5 \cdot 10^{-4}$ Н·с/Кл, что соответствует удельной силе давления струи $F_i = 15$ дин/А. Это значение полностью согласуется с результатами ранних измерений реактивной силы, действующей на катод вакуумной дуги [10].

При дальнейшем росте Q_{ARC} , т.е. росте амплитуды тока, P/Q_{ARC} в той или иной степени возрастает для всех кривых и существенно превышает величину F_i . Цепь с меньшей индуктивностью обеспечивает более высокую амплитуду тока, поэтому повышенное P/Q_{ARC} лежит в русле указанной закономерности. Во всех случаях осциллограммы демонстрировали

заметный рост напряжения горения дуги с ростом тока. Очевидно, повышение напряжения горения означает дополнительное увеличение энерговклада в разряд.

Рост удельных показателей тяги с ростом амплитуды тока и энерговклада может быть обусловлен несколькими факторами. Во-первых, как показано в [11], с ростом амплитуды тока возрастает средний заряд ионов в плазме. Поскольку ионы более высокой степени ионизации обладают более высокой скоростью разлета [12], средняя скорость струи повышается. Во-вторых, при токах в несколько сот ампер собственное азимутальное поле может приводить к некоторому приосевому сжатию (фокусировке) плазменного потока, что также сказывается на удельном импульсе.

Дуга с катодом из сплава $\text{Bi}_{47.7}\text{Pb}_{22.6}\text{In}_{19.1}\text{Sn}_{8.3}\text{Cd}_{5.3}$ характеризуется крайне низким напряжением горения (7–9 В при низких токах перед обрывом дуги). С практической точки зрения, это означает высокую энергетическую эффективность генерирования тяги. Напряжение горения галлиевой дуги на 2–3 В выше, что приводит к сокращению длительности горения разряда и перенесенного за один импульс заряда. Исходя из этого более высокий энерговклад в разряд должен означать более высокую скорость плазменного потока и, следовательно, высокие значения нормированного к заряду импульса P/Q_{ARC} . Тем не менее, это не так. Очевидно, решающую роль играет атомная масса материала катода. К тому же, несмотря на легкоплавкость, галлий обладает намного более низкой упругостью паров. С учетом этого для галлиевого катода можно ожидать более низкой доли ионного тока и более высокого среднего заряда ионов в плазме, т.е. более низких весовых характеристик ионной эрозии. В целом, очевидно, использование рабочего тела на основе сплава $\text{Bi}_{47.7}\text{Pb}_{22.6}\text{In}_{19.1}\text{Sn}_{8.3}\text{Cd}_{5.3}$ является более предпочтительным.

Для исследования влияния аксиального магнитного поля на импульс плазменной струи катушка внутри вакуумной камеры включалась в цепь разряда. При этом генерировалось квазисинхронное с током разряда магнитное поле. Для корректного сравнения результатов измерений, полученных с магнитным полем и в его отсутствие, имелась такая же катушка снаружи вакуумной камеры, которая включалась в цепь разряда при измерениях без магнитного поля. Наибольший интерес представляет случай, когда охватывающая разрядный промежуток катушка используется в качестве единственного элемента формирователя разрядных импульсов (в качестве L_0 на Рис. 1б). При этом достигается наибольшая амплитуда тока разряда и индукции аксиального магнитного поля и относительно короткая длительность разряда. Результаты измерения импульса плазменной струи в координатах $P(Q_{\text{ARC}})$ с индуктивностью формирователя 22 мкГн для случаев отсутствия магнитного поля и синхронного аксиального магнитного поля (АМП) представлены на Рис. 6а. На Рис. 6б приведены осциллограммы тока и напряжения горения разряда для случая с $V_0 = 300$ В, когда синхронное магнитное поле было относительно слабое (~240 мТл) и для наиболее сильноточного случая ($V_0 = 1000$ В), когда индукция синхронного поля была максимальна (~900 мТл).

Зависимости $P(Q_{\text{ARC}})$ демонстрируют рост удельных показателей импульса под влиянием магнитного поля. Удельная сила давления, найденная как наклон P/Q , для наиболее сильноточных импульсов (правая граница зависимостей) составила ~320 мкН/А при отсутствии внешнего магнитного поля и ~670 мкН/А с синхронным магнитным полем. Влияние магнитного поля возрастает с ростом амплитуды тока разряда, т.е. с ростом индукции поля.

Осциллограммы демонстрируют существенный рост напряжения горения разряда с ростом тока разряда и индукции внешнего аксиального магнитного поля. При малых токах (перед обрывом дуги) напряжение горения близко к 10 В, тогда как при токе 800 А оно даже в отсутствии аксиального магнитного поля может превышать 30 В. Наибольшее напряжение

горения дуги, наблюдаемое в экспериментах, составило ~ 60 В и достигалось при синхронном включении катушки и максимальном токе разряда в катушке (~ 800 А). Рост напряжения горения разряда приводит к заметному увеличению скорости спада тока и длительности разряда.

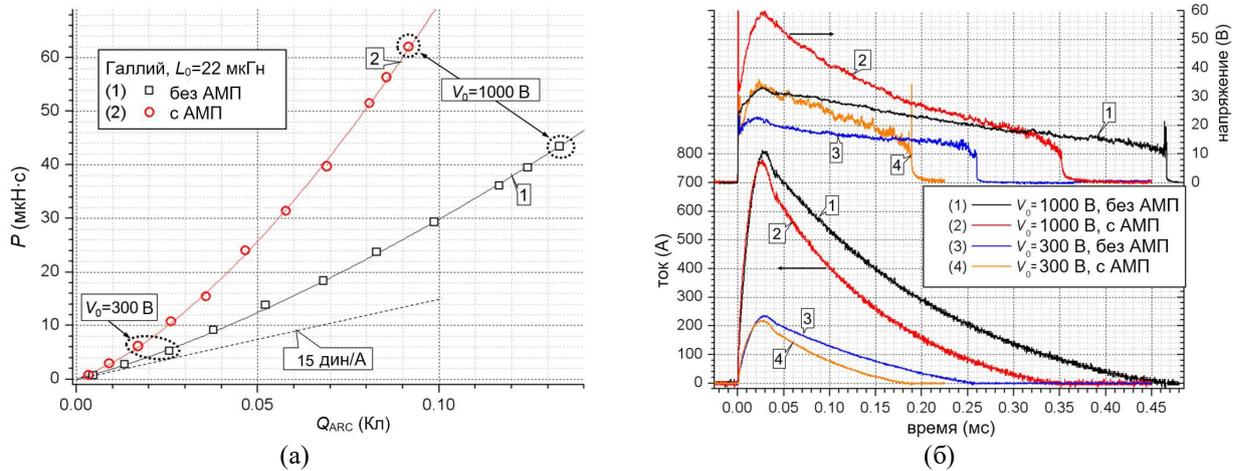


Рис. 6. Влияние синхронного аксиального магнитного поля на импульс потока плазмы (а) и осциллограммы тока и напряжения разряда для выделенных точек (б).

В целом, можно отметить, что удельная сила давления качественно хорошо коррелирует с напряжением горения дуги: чем выше напряжение, тем выше энерговыход в разряд и сильнее фокусировка плазменного потока, и тем выше удельная сила.

Результаты измерения импульса отдачи плазменной струи с использованием тяговых весов для случая катода на основе сплава $\text{Bi}_{47.7}\text{Pb}_{22.6}\text{In}_{19.1}\text{Sn}_{8.3}\text{Cd}_{5.3}$ при индуктивности $L_0 = 114 \mu\text{Гн}$ представлены на Рис. 7. Частота следования импульсов тока составляла 10 Гц.

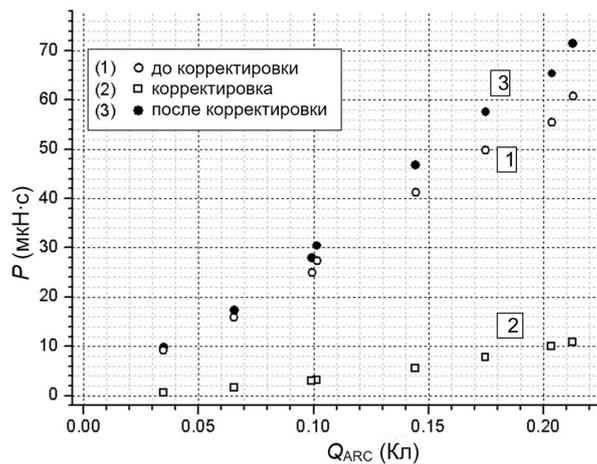


Рис. 7. Зависимость импульса отдачи плазменной струи от интеграла тока разряда.

Для учета электромагнитного отталкивания платформы от основания в области жидкометаллического подвижного токоввода вводится корректировка, величина которой определяется как

$$P_{\text{корр}} = F_{\text{ем}} \cdot \int i^2(t) dt, \quad (5)$$

где $F_{em} = 0.25 \text{ мкН/А}^2$ (см. Рис. 3б). Как видно, в области относительно сильных токов отклонение платформы электромагнитными силами становится существенным и необходимость корректировки не вызывает сомнения. В то же время при испытаниях микродвигателей в сборе, когда все элементы сильноточной разрядной цепи располагаются на платформе, электромагнитные силы отталкивания платформы должны быть существенно ниже.

Импульс отдачи плазменной струи также имеет тенденцию увеличиваться с ростом тока разряда. Импульс давления плазменной струи на шторку и импульс отдачи в области малых токов достаточно хорошо согласуются. При возрастании тока наблюдается расхождение, связанное с более сильным ростом импульса отклонения шторки. Предположительно, причинами расхождения могут быть процессы, связанные с взаимодействием плазма-шторка: десорбция и испарение материала с поверхности шторки; рост давления паров и десорбированных газов в полости, образованной шторкой и разрядным промежутком, особенно актуальный при близком расположении шторки к разрядной ячейке; наличие некоторой доли упруго отраженных от шторки частиц (включая микрокапли).

В ходе весовых измерений были получены следующие результаты: при количестве разрядных импульсов между взвешиваниями $4.8 \cdot 10^4$ потеря массы источника составила 0.131 г, расход массы за один импульс $\sim 2.73 \cdot 10^{-6}$ г/имп, средняя скорость истечения рабочего материала $1.24 \cdot 10^3$ м/с.

5. Заключение

Проведены измерения тяговых характеристик модельного вакуумного дугового двигателя в широком диапазоне токов (от 10 А до 800 А) с использованием баллистического маятника и тяговых весов. В области относительно сильных токов отклонение платформы тяговых весов электромагнитными силами становится существенным и возникает необходимость корректировки результатов измерений. Погрешность измерений импульса плазменной струи составляла не более 0.03 мкН·с. Погрешность измерения импульса отдачи при частоте 10 Гц составляла величину ~ 0.5 мкН·с/имп. Результаты измерений импульса давления плазменной струи на шторку и импульса отдачи достаточно хорошо согласуются в области малых токов. При возрастании тока наблюдается расхождение, связанное с более сильным ростом импульса отклонения шторки. Предположительно, причинами расхождения могут быть процессы, связанные с взаимодействием плазма-шторка.

Удельная сила давления для наиболее сильноточных импульсов составила ~ 320 мкН/А при отсутствии внешнего магнитного поля и ~ 670 мкН/А с синхронным магнитным полем.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ FWRM-2021-0007).

6. Список литературы

- [1] T. Andreussi, M.M. Saravia, and M. Andrenucci, Plasma characterization in Hall thrusters by Langmuir probes, *Journal of Instrumentation*, vol. **14**, C05011, 2019, doi: 10.1088/1748-0221/14/05/C05011
- [2] R.J. Stephen, K. Rajanna, V. Dhar, K.G. Kalyan Kumar, and S. Nagabushanam, Strain gauge based thrust measurement system for a stationary plasma thruster, *Meas. Sci. Technol.*, vol. **12**, 1568, 2001, doi: 10.1088/0957-0233/12/9/324
- [3] M. Gamero-Castano, A torsional balance for the characterization of micro Newton thrusters, *Rev. Sci. Instrum.*, vol. **74**, 4509, 2003, doi: 10.1063/1.1611614

- [4] A.N. Grubišić, S.B. Gabriel, Development of an indirect counterbalanced pendulum optical-lever thrust balance for micro- to millinewton thrust measurement, *Meas. Sci. Technol.*, vol. **21**, 105101, 2010, doi: 10.1088/0957-0233/21/10/105101
- [5] A.V. Kozyrev, Measuring small momenta by ballistic pendulum on flexible suspension, *Technical Physics Letters*, vol. **37**, 1179, 2011, doi: 10.1134/S106378501112025X
- [6] A. Anders, I.G. Brown, R.A. MacGill, and M.R. Dickinson, "Triggerless" triggering of vacuum arcs, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. **31**, 584, 1998, doi: 10.1088/0022-3727/31/5/015
- [7] J. Kolbeck, A. Anders, I. Beilis, and M. Keidar, Micro-propulsion based on vacuum arcs, *J. Appl. Phys.*, vol. **125**, 220902, 2019, doi: 10.1063/1.5081096
- [8] J. Schein, N. Qi, R. Binder, M. Krishnan, J.K. Ziemer, J.E. Polk, and A. Anders, Inductive energy storage driven vacuum arc thruster, *Rev. Sci. Instrum.*, vol. **73**, 925, 2002, doi: 10.1063/1.1428784
- [9] T. Zhuang, A. Shashurin, L. Brieda, and M. Keidar, Development of Micro-Vacuum Arc Thruster with Extended Lifetime, *IEPC*, 192, 2009.
- [10] R. Tanberg, On the cathode of an arc drawn in vacuum, *Phys. Rev.*, vol. **35**, 1080, 1930, doi: 10.1103/PhysRev.35.1080
- [11] S. Popov, R. Methling, A. Kanonykhin, The spectroscopy of cathode spot of pulsed vacuum arc discharge in a wide range of current, *Proc. ISDEIV*, 7748755, 2016, doi: 10.1109/DEIV.2016.7748755
- [12] W.D. Davis and H.C. Miller, Analysis of the Electrode Products Emitted by dc Arcs in a Vacuum Ambient, *J. Appl. Phys.*, vol. **40**, 2221, 1969, doi: 10.1063/1.1657960