

СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ "СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ"



ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ

катедра Радиофизика и електроника

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертационен труд за получаване на научната и
образователна степен **доктор** на тема

**ЕЛЕКТРОТЕРМИЧЕН ПЛАЗМЕН
ДВИГАТЕЛ ЗА МАЛКИ СПЪТНИЦИ**

на

Стоил Николаев Иванов

специалност: Радиофизика и физическа електроника

направление: 4.1 Физически науки

научен ръководител: доц. д-р Живко Кисъовски

София, 2024

Актуалност на темата

С неспиращото напредване на технологиите и най-вече развитието на електрониката и комуникациите, се отварят все повече възможности за използване на леки и компактни изкуствени спътници, изпълняващи задачи, които само до преди десетилетие се изпълняваха предимно от големи и тежки платформи. Спътниковите мисии стават с малки и леки платформи, каквито са CubeSat (кюбсат) платформите, стават все по-популярни и съответно стремежите към миниатюризацията на платформите се задълбочават. Вследствие на тази миниатюризация, увеличена достъпност и поевтиняване на модулите обаче се появят и следните проблеми:

Ограничено време на живот – най-популярният начин за освобождаване на кюбсат спътници в орбита (освен чрез извеждащите директно в орбита ракети) е от борда на Международната Космическа Станция (МКС) чрез специално пригоден за целта модул, наречен „KiboCUBE“. МКС се намира в близка до кръгова орбита с наклон 51.6° и височина 400 km. Земната атмосфера на тази височина е сравнително рядка, но въпреки това челното съпротивление е достатъчно, за да деорбитира „CubeSat“ за период от 3 месеца до няколко години в зависимост от активността на Слънцето.

Космически боклук – неизбежно след приключване на техния оперативен живот, кюбсат спътниците се превръщат в космически боклук. Огромните скорости, с които се движат спътниците и космическия боклук в ниска околоземна орбита (от порядъка на 7 km/s), биха довели до увреждащи или дори унищожителни сблъсъци между тях. Още през 1978 [1] е оценен риска от неконтролиран сблъсък в околоземна орбита и е предвидено, че първият сблъсък ще се случи между 1989 и 1997. Предвиждането се оказва правилно – на 24 юли 1996 година френският команден център отчита рязка загуба на ориентацията и насочването на микроспътника „Cerise“ [2] вследствие на сблъсък с космическа отломка. Постоянно увеличаващият се космически боклук представлява сериозен риск за всички активни към днешна дата мисии, както и бъдещи такива.

Тези пролеми се задълбочават и с факта, че малка част от изведените в орбита наноспътници разполагат със система за задвижване – от 2068 наноспътника едва 134 притежават система за задвижване [3]. Едно от решенията на тези проблеми е наличието на бордови двигател, който може да поддържа орбитата с цел удължаване на оперативния живот на спътника или принудително да деорбитира даден кюбсат спътник в края на неговия оперативен живот, с цел ограничаване на акумулирането на космически боклук в околоземна орбита.

Цел и задачи на дисертационния труд

Основната цел на дисертационния труд е моделиране, разработване и изследване на нов вид миниатюрен микровълнов електротермичен (МЕТ) плазмен двигател, който да се съобразява с ограниченията на кубсат платформите, именно: малка маса (до 300 g), ниска консумация на мощност (под 10 W), малки размери (до 125 cm³) и да притежава по-дълъг оперативен живот в сравнение с подобни разработени концепции. Предложеният двигател е с просто устройство и работи на основата на разряд с повърхнинни вълни, които се разпространяват в резонансна камера. За постигането на тази цел, бяха формулирани следните задачи:

а. Електродинамично моделиране на разряд на повърхнинни вълни в камера с крайни размери и определяне на оптимални размери.

б. Определяне на механизмите на нагряване на газа и съответните оптимални условия за ефективен енергиен трансфер.

в. Създаване на установка за експериментално изследване на предложения МЕТ двигател.

г. Измерване на параметрите на МЕТ двигател без сопло и със сопло. Оптимизиране на параметрите на експеримента.

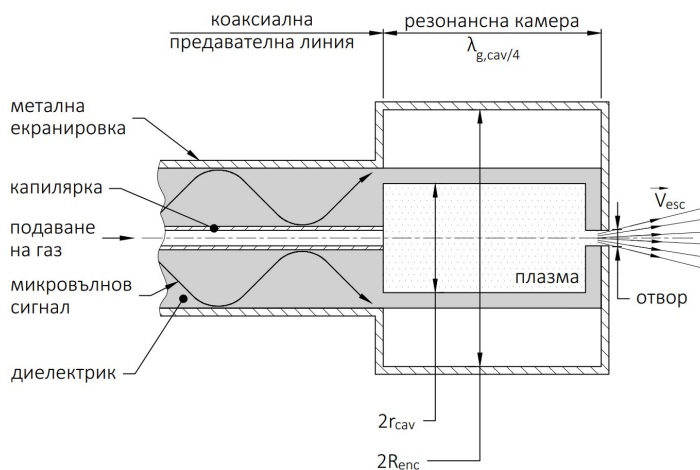
Съдържание на дисертационния труд

Работата по тези задачи и получените резултати са представени в текущата дисертация. Раздел 2 въвежда основните понятия за плазма и вълноводни разряди. Раздел 3 разглежда основните видове електрическо задвижване, общо параметри на двигателите и развитието на спътниковите системи за задвижване. Обяснени са пречките за използване на установените технологии за задвиждане на борда на наноспътникови платформи. Също така са разгледани и системи за задвижване, които са специално пригодени за употребата на борда на наноспътници. В Раздели 4-7 са представени теоретичните и експерименталните изследвания по всяка от посочените задачи. В Заключение са посочени приносите на дисертационния труд към развитието на МЕТ двигателите за наноспътници.

Кратко изложение на дисертационния труд

Концепцията за **първият модел на предложения двигател** е показана на Фигура 1 и представена в [7]. Концепцията за този нов вид МЕТ плазмен двигател се създаде позовавайки се на натрупания опит в изследователския екип с плазмени

източници с повърхнинни вълни при атмосферно налягане [4] като експерименталното измерване на параметрите на плазмата в диелектрична тръба с крайна дължина е направено чрез сондова [5] и оптична диагностика [6].



Фигура 1: Концептуална схема на предложен електротермичен микровълнов плазмен двигател.

Принципът на работа следва етапите: (а) газообразен пропелант се подава през капилярката в резонансната камера (б) микровълновият сигнал се предава чрез коаксиална линия към $\lambda/4$ резонансна камера (в) след пробив в газа, плазменият стълб започва да действа като вълновод на повърхнинни вълни (г) в резонансната камера почти цялата микровълнова енергия се поглъща от плазмата (д) погълнатата микровълнова мощност увеличава концентрацията на електроните в плазмата, които нагряват неутралния газ (е) горещият газ се разширява и изтича от камерата през цилиндричен отвор създавайки реактивна сила (тяга).

За оценяването на предложениия двигател се преминава през редица стъпки. Първата стъпка е за определяне на геометричните параметри на резонансната камера на двигателя и постижимата концентрация на електроните. За тази цел са използвани дисперсионния закон на повърхнинни вълни за система плазма-диелектрик-вакуум-метал [8] и експерименталните данни за микровълнов разряд, която включва пряка и стъпална йонизация [9]. Дисперсионният закон има вида

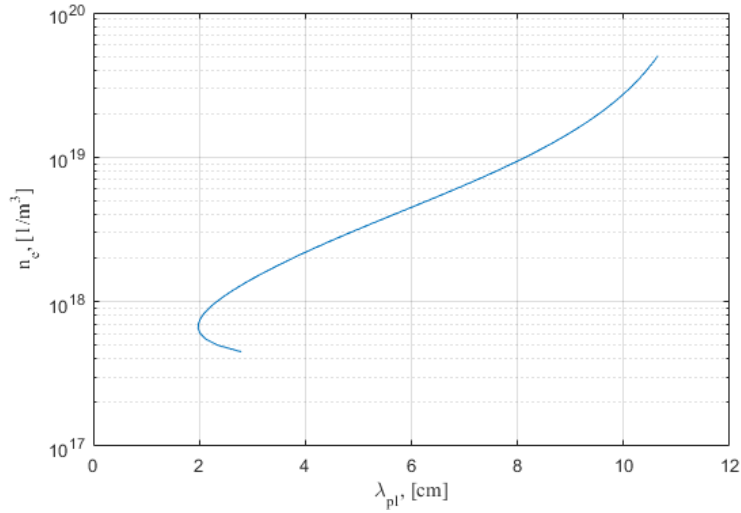
$$\frac{\varepsilon_p}{a_p} \frac{I_1(a_p)}{I_0(a_p)} + \frac{\varepsilon_d \alpha_1 + a_d \alpha_2 \Delta / \varepsilon_d a_v}{a_d \alpha_3 + a_d \alpha_4 \Delta / \varepsilon_d a_v} = 0, \quad (1)$$

където

$$\begin{aligned}
\alpha_1 &= J_1(a_d)H_1^{(1)}(\gamma a_d) - J_1(\gamma a_d)H_1^{(1)}(a_d) \\
\alpha_2 &= J_1(a_d)H_0^{(1)}(\gamma a_d) - J_0(\gamma a_d)H_1^{(1)}(a_d) \\
\alpha_3 &= J_1(\gamma a_d)H_0^{(1)}(a_d) - J_0(a_d)H_1^{(1)}(\gamma a_d) \\
\alpha_4 &= J_0(\gamma a_d)H_0^{(1)}(a_d) - J_0(a_d)H_0^{(1)}(\gamma a_d)
\end{aligned} \tag{2}$$

$$\Delta = \frac{K_1(\gamma a_v) + I_1(\gamma a_v)K_0(\eta a_v)/I_0(\eta a_v)}{K_0(\gamma a_v) - I_0(\gamma a_v)K_0(\eta a_v)/I_0(\eta a_v)} \tag{3}$$

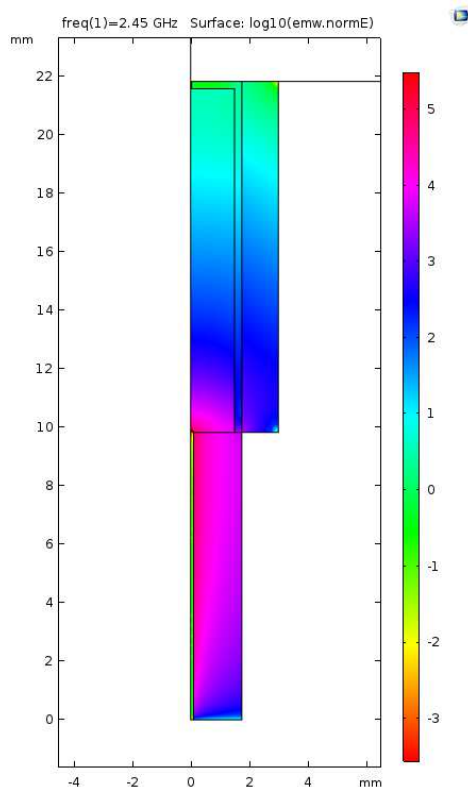
J_0, J_1 са Беселови функции; I_0, I_1, K_0, K_1 са модифицирани Беселови функции; $H_0^{(1)}, H_1^{(1)}$ са Ханкелови функции; a_p, a_d, a_v описват разпределението на полето на повърхнинните вълни в напречна посока съответно на плазмен стълб, диелектрик и свободното пространство; $\varepsilon_p, \varepsilon_d, \varepsilon_v$ са диелектричната проницаемост съответно на плазма, диелектрик и свободно пространство; $\gamma = 1 + d/R$ с $d = 0.25$ mm дебелината на стените на диелектричната камера и $R = 1.5$ mm – радиусът на плазмения стълб. Получената връзка между концентрацията на електроните и дължината на вълната в плазмения стълб е показана на Фигура 2.



Фигура 2: Зависимост между електронната плътност n_e и дължината на вълната в плазмения стълб λ_{pl} .

Следващата стъпка в оптимизацията на МЕТ е намиране на дължината на коаксиалната линия, която доставя микровълновия сигнал. Симулацията на разпределението на електричното поле в конструкцията на двигателя без плазма е

показана на Фигура 3. Накрая на линията е получено електрично поле с амплиту-



Фигура 3: Разпределение на електричното поле в конструкцията без плазма.

да $\sim 3 \times 10^5$ V/m. В конструкцията се разпространява напречна електромагнитна вълна (ТЕМ вълна) с честота 2.45 GHz с входна мощност $P_{in} = 2$ W. Характеристичният импеданс на коаксиалната линия е

$$Z_0 = 60 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \ln \frac{a}{b}, \quad (4)$$

където a е радиусът на диелектричната обвивка и b е радиусът на вътрешния проводник. Дължината на вълната в коаксиалната линия е

$$\lambda_{g,coax} = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_r}}. \quad (5)$$

където λ е дължината на електромагнитната вълна в свободното пространство.

Дължината на коаксиалната линия се избира да е

$$l_{coax} = \lambda_{g,coax}/4 , \quad (6)$$

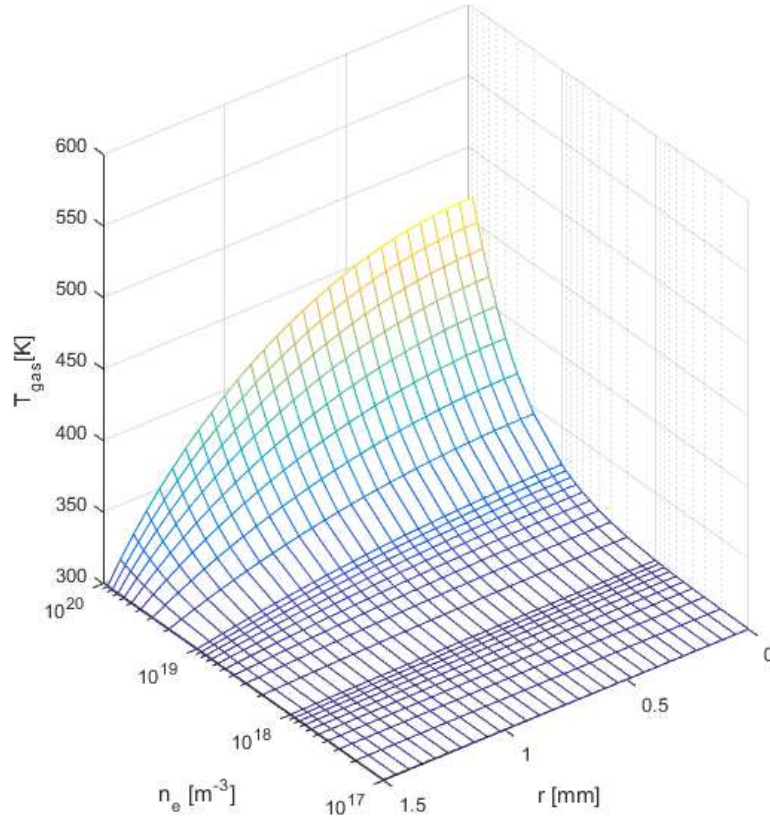
за да се получи максимална амплитуда на електричното на края на линията съответно на входа на камерата. С тези параметри са постигнати високи стойности на електричното поле в края на линията от порядъка на $E \sim 3 \times 10^5$ V/m. Силното електрично поле ще предизвика пробив в неутралния газообразен пропелант и ще създаде плазмения стълб.

Надлъжното електрично поле в МЕТ е оценено чрез симулация на електромагнитното поле в конструкцията, запълнена с плазма с фиксирана концентрация от $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ при налягане от $p = 8$ Torr. Налягането е избрано чрез кривите на Пашен, за да се осигури пробив в газа и съответно самозапалване на разряда в камерата. С така избраното налягане, необходимото поле за осъществяване на пробив в пропеланта е $\sim 1.3 \times 10^5$ V/m [10] (накрая на коаксиалната линия е постигнато поле $\sim 3 \times 10^5$ V/m. Компонентата $|E_{z,inf}|$ на електричното поле на получената повърхнинна вълна има първи максимум с около 520 V/m, когато е симулирана камера с безкрайна дължина. При вече наличен разряд на повърхнинна вълна, определяме подходящата дължината на резонансната камера и наблюдаваме усилването на електричното поле до около ~ 620 V/m.

За условията на работа на МЕТ е избрано отношението $\theta/N_0 = 1 \times 10^{-11} \text{ eV.cm}^3/s$, определено чрез [9]. С това отношение и взимайки концентрацията на неутралните частици $N_0 = 2.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, можем да определим средната погълната мощност θ в микровълновото поле за създаване на двойка електрон-йон. Част от тази мощност θ_{el} се изразходва за еластични удари, които са основния механизъм за нагряването на газа и $\theta_{el} \approx 0.2 \times \theta \approx 8 \times 10^{-14} \text{ W}$ [11]. Така можем да получим разпределението на газовата температура [11] от формулата:

$$T(r) = T_w - \frac{\theta_{el} \langle n_e \rangle}{4\lambda_T} (r^2 - R_{in}^2), 0 < r < R_{in} , \quad (7)$$

където $T_w = 300$ K е температурата на стените на диелектричната камера и взета като гранично условие в оценката, $\langle n_e \rangle$ е средната електронна плътност, λ_T е топлопроводимостта на аргон и R_{in} е вътрешния радиус на диелектричната камера. Полученото разпределение на температурата в плазмения стълб в зависимост от електронната плътност е показано на Фигура 4.



Фигура 4: Разпределение на газова температура в зависимост от електронната плътност по радиуса на диелектричната камера.

Електронната температура T_e е оценена чрез [12]

$$T_e = T_{gas} + \frac{e^2 |E_{eff}|^2}{3m_e \delta (\omega^2 + \nu_{en}^2)}, \quad (8)$$

където T_{gas} е газова температура пресметната чрез уравнение (7), e е елементарния заряд, E_{eff} е ефективното поле за нагряване в разряда, m_e е масата на електрона, δ е коефициент на обмен на енергия при еластични удари, ω е ъгловата честота на повърхнинната вълна и ν_{en} е честотата на удари между електрони и неутрали.

Уравнението за пренос на енергия в микровълнова аргонска плазма при ниско налягане, което показва важността на еластичните удари между електрони и

неутрални частици [13], има вида

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_T(T_g) r \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \theta_{el} n_e . \quad (9)$$

Общата загуба мощност за един електрон се дава чрез [11]

$$\theta_L = \theta_{el} + \theta_{in} + \theta_w , \quad (10)$$

където θ_{in} отразява нееластичните удари, θ_w е мощността за поддържане полето, породено от пространствения заряд и загубената мощност от еластични удари θ_{el} се дава чрез

$$\theta_{el} = \frac{3m}{M} \nu_c k_B (T_e - T_{gas}) = \frac{3m}{M} \nu_{en} k_B \left(T_{gas} + \frac{e^2 E_{eff}^2}{3m m (\omega^2 + \nu_{en}^2)} \right) = \frac{e^2 E_{eff}^2 \nu_{en} k_B}{m (\omega^2 + \nu_{en}^2)} , \quad (11)$$

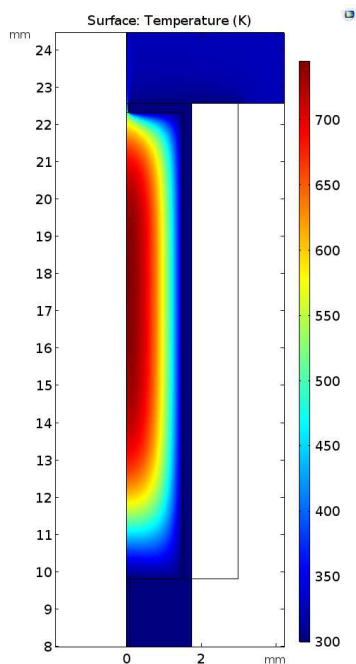
където ν_c е ефективната честота на пренос на импулс между електрони и неутрала, m е масата на електрон и M е атомната маса на електрон. Тази връзка показва, че чрез увеличаване на полето E_{eff} , частта от енергията към неутралите ще се увеличава. От друга страна, увеличаването на полето E_{eff} ще доведе до по-висока електронна температура T_e . По-високата електронна температура от своя страна ще доведе до увеличаване на нееластичните удари и по този начин – до увеличаване на електронната плътност n_e . Също така експерименталната стойност на θ_L^{exp} остава постоянна, което води до $\theta_L^{exp} = Q/n_e = \sigma E_{eff}^2/n_e = const$, което ни подсказва, че увеличаването на полето E_{eff} ще доведе до увеличаване на електронната плътност n_e . Фигура 5 показва резултатите от симулация с отчитането на тези ефекти за увеличаването на газовата температура [11]

$$\langle T_{gas} \rangle = T_w + \frac{\theta_{el} \langle n_e \rangle R_{in}^2}{8\lambda_T} . \quad (12)$$

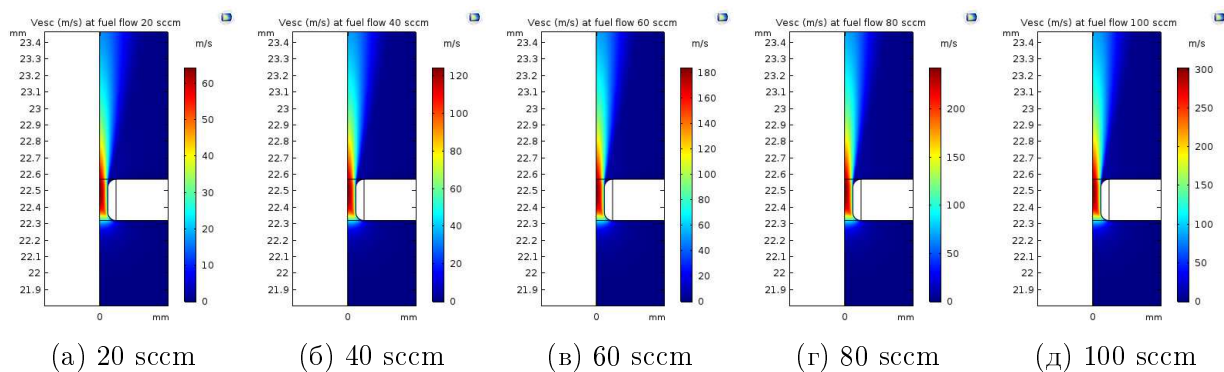
до около 800 K по оста на камерата.

С оценката на трансфера на топлинна енергия от електроните към неутралите, са обработени няколко симулационни модела на COMSOL Multiphysics при различен поток на пропеланта. Получените резултати за скоростта на изтичане на газа през цилиндричен отвор са показани на Фигура 6.

На Фигура 7 са представени получените зависимости на реактивната сила (тяга), специфичния импулс и бюджета на скоростта ΔV за 50 g пропелант на борда



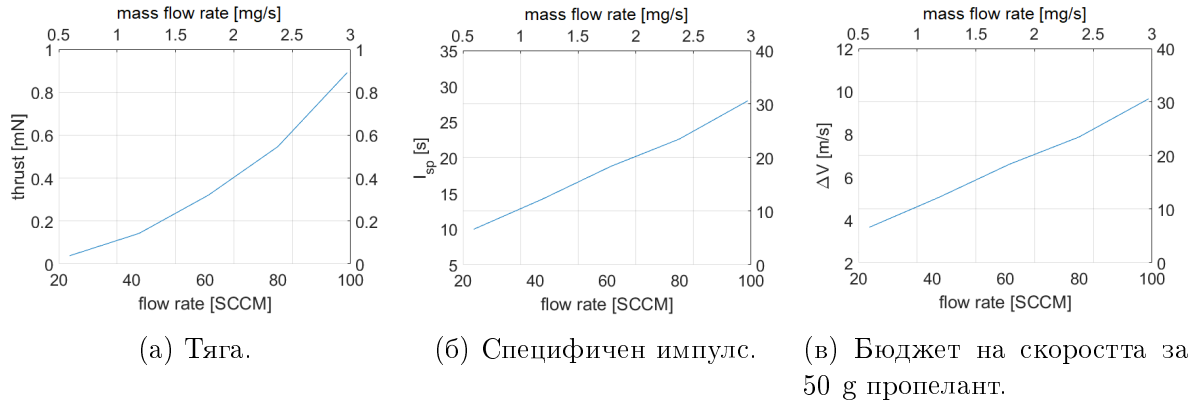
Фигура 5: Газова температура в резонансната камера.



Фигура 6: Скорости на пропеланта при различни потоци на пропеланта.

на 1U кубсат с маса 1.3 kg. С увеличаване на потока на неутралния газ, тягата нараства до 0.9 mN, специфичният импулс нараства до 30 s и съответно бюджетът на скоростта нараства до 10 m/s.

Първите резултати ясно показват, че е необходима оптимизация на работата на предложения двигател. Резонансната камера подлежи на оптимизация с цел увеличаване на ефективното поле за нагряване на газа E_{eff} , което ще доведе до по-високи газови температури > 1000 K подобрявайки значително параметрите на двигателя. Друг аспект на двигателя, подлежащ на подобрене, е цилиндричния



Фигура 7: Параметри на предложения двигател.

отвор към вакуумната тестова камера. Добавянето на конвергентно-дивергентно сопло би довело до увеличаване на скоростта на изхвърляне на пропеланта v_e , което води до по-висока тяга и по-висок специфичен импулс.

Оптимизация на МЕТ плазмен двигател

Основната цел на по-долу изложените теоретични изследвания е оптимизиране на геометричните параметри на предложия МЕТ двигател за постигане на минимален коефициент на стоящата вълна (VSWR). В идеалния случай, $VSWR = 1$, което би означавало, че цялата падаща енергия е погълната от плазмата без отражение. Предложеният двигател се състои от три основни компонента: (а) – генератор на микровълнова мощност, (б) – коаксиална предавателна линия и (в) – резонансна камера запълнена с плазма. Плазменият стълб с променлива електронна концентрация се характеризира с променлив импеданс, което прави съгласуването с коаксиалната линия предизвикателство. Преди да се разгледат условията за съгласуване, трябва да се установят параметрите на плазмата.

За целта на анализа, плазмата е взета с фиксирани параметри, зависещи от електронната плътност и електронната температура. Изследваният разряд е взет при налягане $p = 8 \text{ Torr}$, електронната температура е $T_e = 1.5 \text{ eV}$, температурата на неутралния газ е $T_{gas} = 300 \text{ K}$, микровълновият сигнал е с честота $f = 2.45 \text{ GHz}$ и мощност $P_0 = 2 \text{ W}$. Честотата на ударите се изчислява чрез [14]:

$$\nu_{en} = 1.84 \times 10^{-8} T_e^{3/2} N_0, \quad (13)$$

където N_0 е концентрацията на неутрални частици пресметнати чрез закона за

идеален газ. Реалната част на проводимостта на плазмата се изчислява чрез [14]:

$$\sigma_{pl(r)} = \frac{\varepsilon_0 \nu_{en} \omega_{pl}^2}{\omega_0^2 + \nu_{en}^2}, \quad (14)$$

където ε_0 е диелектричната проницаемост на свободното пространство, ω_0 е ъгловата честота на възбуждащата вълна и ω_{pl} е плазмената честота. Плазмената честота е изчислена чрез [14]:

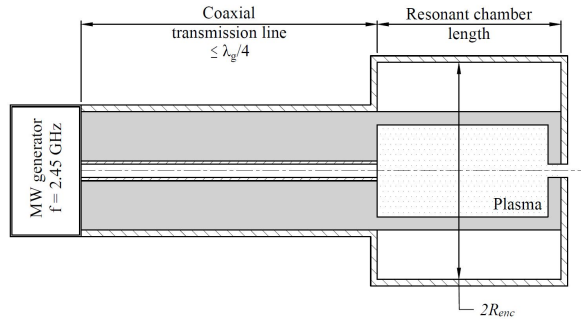
$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (15)$$

Реалната част на диелектричната проницаемост на плазмата се получава чрез [14]:

$$\varepsilon_{pl(r)} = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega_0^2 + \nu_{en}^2}, \quad (16)$$

За определянето на връзката между средната електронна плътност на плазменния стълб и съответната дължина на повърхнинната вълна в плазмата са използвани дисперсионният закон (уравнение (1)) за конфигурацията плазма-диелектрик-вакуум-метал [8], който включва пряка и стъпална йонизация, и експериментални данни за микровълнов разряд [9]. Фигура 2 вече илюстрира тази връзка. За целта на анализа са избрани четири електронни плътности, при които нагряването на газа е значително: 0.5, 1.0, 1.5 и $2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Металната обвивка влияе на електронната концентрация [8] в плазменния стълб чрез реконфигуриране на електромагнитното поле на повърхнинната вълна в радиално направление. Плазмените параметри зависят от това разпределение. Дължината на камерата влияе на отражението на вълната обратно в плазменния стълб и по този начин увеличава ефективното поглъщане на микровълновата мощност от плазмата. Схема на симулацията е показана на Фигура 8. Микровълновата мощност се подава към резонансната камера чрез коаксиална линия като ТЕМ вълна. Създадените повърхнинни вълни се разпространяват по границата плазма-диелектрик като бягащи вълни. Когато достигнат края на резонансната камера, те се отразяват от металната обвивка. В идеалния случай камерата трябва да работи като четвърт-вълнов резонатор в режим на стояща вълна. С цел изследване на връзката между коефициента на стоящата вълна (VSWR) и геометричните параметри на двигателя, са направени редица симулации чрез програмата COMSOL



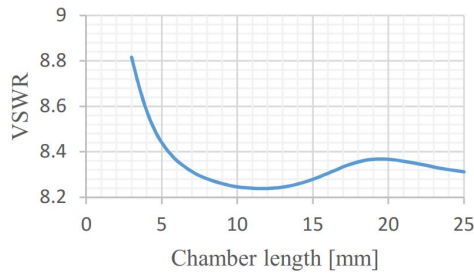
Фигура 8: Симулационна схема на резонансната камера с променлива дължина и радиус на металната обвивка.

Multiphysics. Резултатите са показани на Фигура 9. Симулациите са при различна дължина на резонансната камера, радиус на металната обвивка и параметри на плазмата. За дадена електронна концентрация, коефициентът на стоящата вълна е оценен най-напред с промяна на дължината на резонансната камера (напр. Фигура 9(а)), след което с взета дължина при минимален VSWR, се оценя влиянието на радиуса на металната обвивка върху стойността на VSWR (напр. Фигура 9(б)). Вижда се, че коефициентът на стоящата вълна е висок в почти всички случаи, което означава, че е необходимо допълнително съгласуване на плазменния импеданс с коаксиалната предавателна линия на микровълновия сигнал.

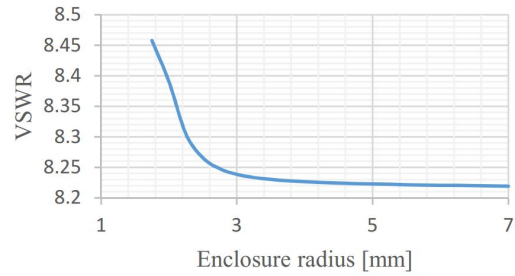
Плазменният товар е с променлив импеданс, което прави съгласуването предизвикателна задача. Плазменния импеданс се променя с промяната на подадената мощност и геометричните размери на резонансната камера. Един възможен начин за съгласуване на товара с генератора е да се добави допълнителен отрязък от предавателна линия. Линията за съгласуване се поставя на разстояние $\lambda_g/4$ от резонансната камера. Еквивалентната схема [15] на системата е показана на Фигура 10. Входният импеданс Z_{in} може да се изчисли чрез [15]

$$Z_{in} = Z_0 \left(\frac{j}{\cot(kd)} + \frac{Z_0 + jZ_{pl}\tan(kl)}{Z_{pl} + jZ_0\tan(kl)} \right)^{-1}, \quad (17)$$

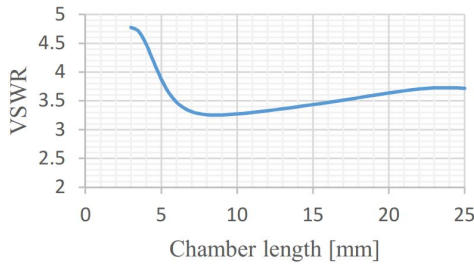
където $Z_0 \approx 50 \Omega$ е характеристичния импеданс на коаксиалната линия и Z_{pl} е плазменния товар. Чрез промяна на дължината d на отворената линия, имагинерната част на Z_{in} може да се минимизира близка до нула. Това може да се постигне ако d е $\lambda_g/4 < d < \lambda_g/2$, където $\lambda_g = \lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$ е дължината на сигнала в



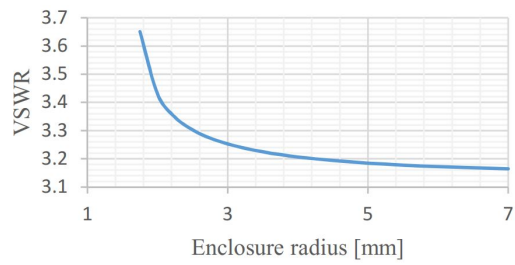
(а) VSWR в зависимост от дължината на камерата при $n_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.



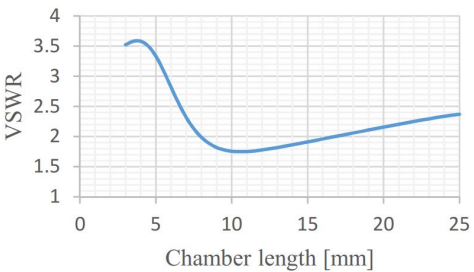
(б) VSWR в зависимост от радиуса на металната обвивка при $n_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и фиксирана дължина 12 mm на камерата.



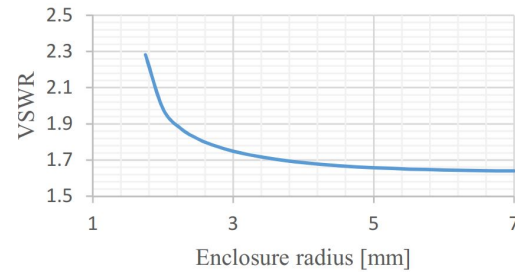
(в) VSWR в зависимост от дължината на камерата при $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.



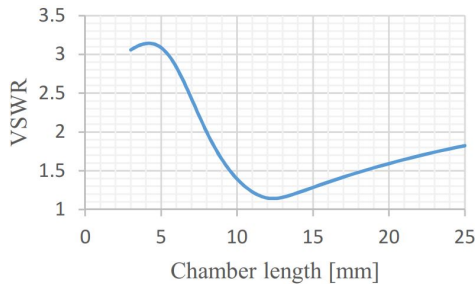
(г) VSWR в зависимост от радиуса на металната обвивка при $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и фиксирана дължина 8.5 mm на камерата.



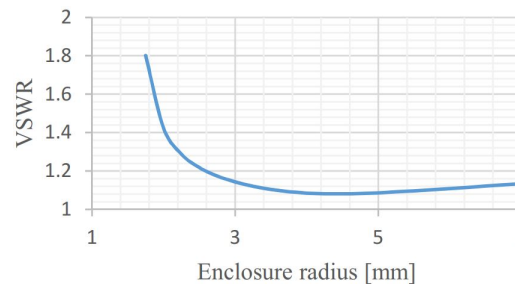
(д) VSWR в зависимост от дължината на камерата при $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.



(е) VSWR в зависимост от радиуса на металната обвивка при $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и фиксирана дължина 10.5 mm на камерата.



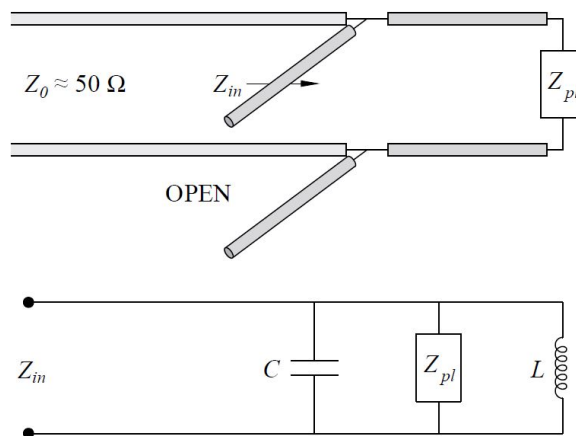
(ж) VSWR в зависимост от дължината на камерата при $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.



(з) VSWR в зависимост от радиуса на металната обвивка при $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и фиксирана дължина 12.5 mm на камерата.

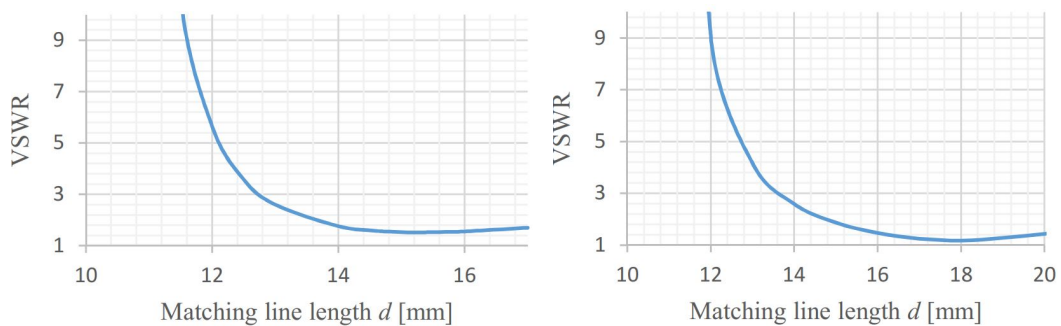
13

Фигура 9: Изчислен коефициент на стоящата вълна при различни електронни концентрации, дължината на камерата и радиус на металната обвивка.



Фигура 10: Еквивалентна схема.

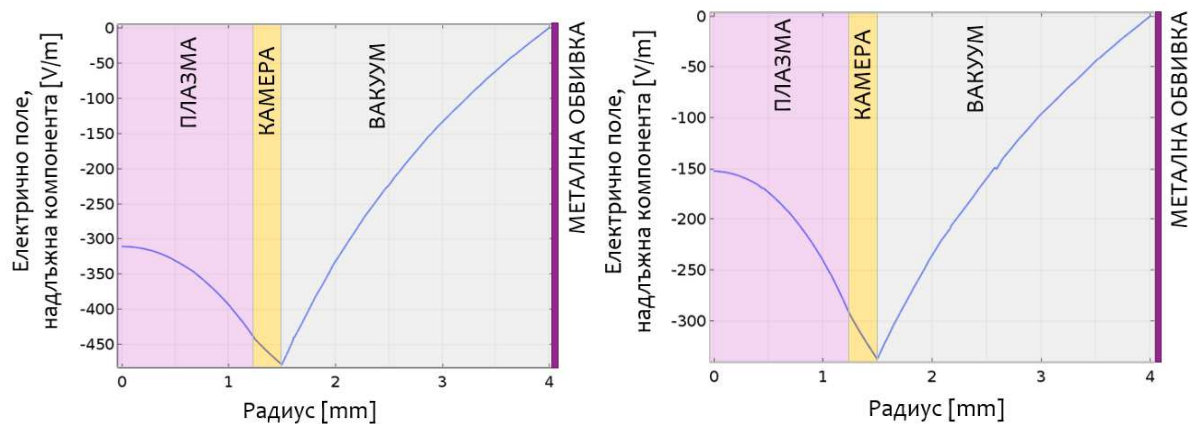
коаксиалната линия и ϵ_r е относителната диелектрична проницаемост на диелектрика в коаксиалната линия. Направени са симулации чрез програмата COMSOL Multiphysics и с променлива дължина на съгласуващата линия. Резултатите за 1.5 и $2.0 \times 10^{19} m^{-3}$ са показани на Фигура 11.



(а) VSWR в зависимост от дължината на съгласуващата линия при $n_e = 1.5 \times 10^{19} m^{-3}$. (б) VSWR в зависимост от дължината на съгласуващата линия при $n_e = 2.0 \times 10^{19} m^{-3}$.

Фигура 11: Изчислен коефициент на стоящата вълна при различни електронни концентрации и променлива дължина на съгласуващата линия.

Получените резултати показват, че при по-висока електронна плътност се постига по-добро съгласуване ($VSWR < 1.5$) при определена дължина на съгласуващата линия. При по-ниска електронна концентрация трябва да се добави $\lambda_g/4$ импедансен трансформатор. Аксиалното разпределение на полетата при концентрации 1.5 и $2.0 \times 10^{19} m^{-3}$ са показани на Фигура 12. Ясно се вижда, че разпределението на



(а) Разпределение на аксиална компонента на електричното поле при $n_e = 1.5 \times 10^{19} m^{-3}$. (б) Разпределение на аксиална компонента на електричното поле при $n_e = 2.0 \times 10^{19} m^{-3}$.

Фигура 12: Разпределение на аксиалната компонента на електричното поле по радиуса на двигателя при различни електронни концентрации.

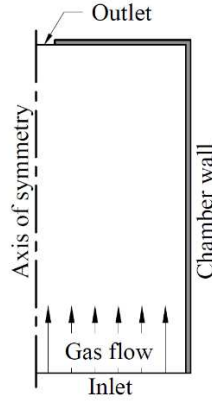
полето е типично за вълноводен разряд.

Числено изследване на процесите за нагряване на пропеланта

За по-задълбочен анализ на предложения двигател за наноспътници е необходимо да се изследват процесите за нагряване на неутралните частити в плазмата. Резултатите от теоретичните изследвания на двигателя са публикувани в [16]. За работен пропелант е избран аргонов газ, защото е евтин и относително безопасен за работа. Подобни двигатели са изследвани с аргон и по-леки газове, например хелий и водород [17, 18], достигайки по-висок специфичен импулс с водород. Това се дължи на факта, че предадената топлинна енергия при еластичните удари между електрони и тежки частици е по-висока за по-леки газове, което от своя страна води до по-ефективно нагряване на газа. Тежки газове като ксенон и криптон са по-подходящи за технологии, използващи електростатични методи за ускорение на частиците. Процесите за нагряване на пропеланта, параметрите на двигателя и характеристиките на плазмата са определени чрез числен модел при различни дебит на потока на пропеланта и входна мощност.

Опростена геометрия на електротермичния двигател разгледан в числения модел е показан на Фигура 13. Аргоният газ се подава през пускателния контур с избран дебит и съответно запълва камерата. Използвайки топлинен източник с гаусов профил в уравнението за запазване на енергията на електроните, те получа-

ват енергия и йонизират неутралния газ чрез директна или стъпална йонизация. В резултат плътността на плазмата се увеличава и неутралните частици се нагряват главно чрез еластични удари с електроните. Нагорещеният газ напуска камерата с повишена скорост през цилиндричен отвор и създава тяга. Численият модел е



Фигура 13: Схема на двигателя в числения модел.

реализиран чрез програмата COMSOL Multiphysics.

Няколко важни приближения са приети в модела: (а) геометрията на модела притежава аксиална симетрия, което свежда задачата до двуизмерното пространство, когато се използват цилиндрични координати, (б) прието е Максвелово разпределение на електроните по енергия, което се определя от високата електронна плътност и съответно от кулоновите удари на електрон-електрон, (в) честотата на обмен на импулс не зависи от приложената честота на полето, $\nu_m(f) = const$, но зависи от средната енергия на електроните (електронна температура, T_e), (г) стените не отделят електрони, (д) не се отчитат загуби от излъчване, (е) температурата на тежките частици е еднаква с тази на неутралния газ.

Моделът отчита следните частици: електрони e^- , аргонни атоми Ar, аргонни йони Ar^+ , възбудени атоми $Ar(4s)$ за всички $4s$ възбудени състояния и блоково енергийно ниво на 11.65 eV и възбудени атоми $Ar(4p)$ за всички $4p$ възбудени състояния и блоково енергийно ниво на 13.17 eV.

Численият модел е базиран на система от частни диференциални уравнения. Първо е уравнението за баланса на частиците [19]

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{G}_p + \mathbf{u}_g \cdot \nabla n_p = S_{c,p} , \quad (18)$$

където индексът 'p' обозначава вида на частицата, а именно: e^- , Ar^+ , $Ar(4s)$, $Ar(4p)$ с изключение на аргоновите атоми. Тук n_p обозначава плътността на частиците, \mathbf{G}_p е потокът на частиците, \mathbf{u}_g е скоростта на газа и $S_{c,p}$ е член, отчитащ всички обемни реакции водещи до създаване и загуба на частици. Потокът на частиците се описва в рамките на дрейфовото приближение чрез

$$\mathbf{G}_p = -\nabla(D_p n_p) + \frac{q_p}{|q_p|} \mu_p n_p \mathbf{E} , \quad (19)$$

където D_p е коефициентът на дифузия, q_p е зарядът на частиците, μ_p е мобилността на частиците и \mathbf{E} е векторът на електростатичното поле. За неутраните частици $q_p = 0$ и потокът им се описва само с дифузията. Електронната мобилност се дава чрез

$$\mu_e = \frac{|q_e|}{m_e \nu_m} , \quad (20)$$

където m_e е масата на електрона и ν_m е честотата на пренос на импулс. Честотата на пренос на импулс се изчислява чрез $\nu_m = N_{Ar} k_{elastic}(T_e)$, където $k_{elastic}$ е скоростната константа за еластичните удари, показана в Таблица 1. Коефициентът на дифузията на електроните D_e е получена използвайки уравнението на Айнщайн $D_e = \mu_e T_e$ (eV). Мобилността на йоните се представя чрез уравнението [20]:

$$\mu_i = \frac{1.01 \times 10^5}{p_g} \frac{T_g}{273.16} 1.52 \times 10^{-4} , \quad (21)$$

където p_g и T_g са газовото налягане и температура. Тук отново коефициентът на дифузия на йоните се изразява чрез уравнението на Айнщайн $D_i = \mu_i T_i$ (eV). Възбудените частици $Ar(4s)$ и $Ar(4p)$ са взети с един и същ коефициент на дифузия изразен чрез [21]:

$$D_{Ar(4s)} = D_{Ar(4p)} = \frac{1.16 \times 10^{20}}{N_{Ar}} \left(\frac{T_g}{300} \right)^{0.5} , \quad (22)$$

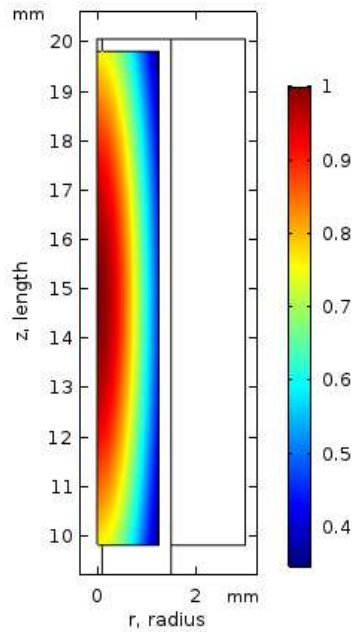
където N_{Ar} е плътността на аргоновите атоми.

Уравнението за баланса на енергията на електроните е взето във вида [22]

$$\frac{\partial n_e \bar{\epsilon}_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{G}_{\epsilon,e} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla n_e \bar{\epsilon}_e = q\mathbf{E} \cdot \mathbf{G}_e + n_e \Delta \bar{\epsilon}_e + (Q_{bg} + Q_{Gauss})/q_e , \quad (23)$$

където $\bar{\epsilon}_e$ обозначава осреднената енергия във функцията за разпределение на

електроните по енергия, $G_{\epsilon,e}$ е потокът на енергията на електроните и $\Delta\bar{\epsilon}_e$ е пренесената енергия вследствие на удари. Членът Q_{bg} представя слаб фонен източник на енергия поддържащ плътност на електроните $n_e \leq 1 \times 10^{13} m^{-3}$ за разгледания период на разряда. Този подход осигурява по-стабилни изчисления и в същото време влияе незначително на крайните резултати. Q_{Gauss} е членът, отчитащ източника на енергия следващ гаусов профил в радиална и аксиална посока (Фиг. 14). Този член отразява нагряването на електроните в плазмата от приложеното



Фигура 14: Източник на енергия с гаусов профил в уравнението за баланс на енергията на електроните.

микровълново поле с еквивалентен пространствен профил. Точният профил на плътността на мощността за нагряването на електроните чрез микровълновото поле не е критично, тъй като текущия модел изследва способността на плазмата да нагрява неутралния газ, а не създаването на плазмата и нейната поддръжка. Също така, значителната топлопроводност на електроните води до по-слаба чувствителност на крайните резултати от точния профил на нагряването на плазмата.

Потокът на енергията на електроните е [22]:

$$\mathbf{G}_{\epsilon,e} = -D_{\epsilon,e} \nabla(n_e \bar{\epsilon}_e) - \frac{q_e}{|q_e|} \mu_{\epsilon,e} \mathbf{E} n_e \bar{\epsilon}_e, \quad (24)$$

където $\mu_{\varepsilon,e} = (5/3)\mu_e$ е мобилността на енергията на електроните и $D_{\varepsilon,e} = \mu_{\varepsilon,e}T$ (eV) е коефициентът на дифузия на енергията на електроните.

Вътрешните постоянни електрични полета, породени от заредените частици на плазмата, се изчисляват чрез уравнението на Поасон

$$\nabla^2\phi = -\rho_q/\varepsilon_0, \quad (25)$$

където ϕ е електричният потенциал, ρ_q е плътността на заряда и ε_0 е диелектричната проницаемост във вакуум.

Всички реакции на електроните, отчетени в числения модел, са изброени в Таблица 1. Молекулни реакции не са отчетени, защото техните скоростни константи са сравнително много ниски и съответно биха имали пренебрежимо влияние върху крайните резултати.

Таблица 1: Отчетени реакции в числения модел. Всички мерни единици са в система SI ако не е обозначено друго.

No	Реакция	Скоростна константа (m^3/s)	Описание	Реф.
1.	$Ar + e^- \rightarrow Ar(4s) + e^-$	$k_1 = 4.5486 \times 10^{-17} T_e^{0.5} \exp[(E_{Ar} - E_{Ar(4s)})q_e/(k_B T_e)]$	възбуждане	[23]
2.	$Ar + e^- \rightarrow Ar(4p) + e^-$	$k_2 = 1.8207 \times 10^{-17} T_e^{0.71} \exp[(E_{Ar} - E_{Ar(4p)})q_e/(k_B T_e)]$	възбуждане	[24]
3.	$Ar(4s) + e^- \rightarrow Ar(4p) + e^-$	$k_3 = 7.5235 \times 10^{-15} T_e^{0.51} \exp[(E_{Ar(4s)} - E_{Ar(4p)})q_e/(k_B T_e)]$	възбуждане	[24]
4.	$Ar(4s) + e^- \rightarrow Ar + e^-$	$k_4 = 4.4557 \times 10^{-18} T_e^{0.5}$	деактивация	[23]
5.	$Ar(4p) + e^- \rightarrow Ar + e^-$	$k_5 = 5.0719 \times 10^{-19} T_e^{0.51}$	деактивация	[24]
6.	$Ar(4p) + e^- \rightarrow Ar(4s) + e^-$	$k_6 = 2.5360 \times 10^{-15} T_e^{0.51}$	деактивация	[24]
7.	$Ar + e^- \rightarrow Ar^+ + 2e^-$	$k_7 = 1.1789 \times 10^{-16} T_e^{0.5} \exp[(E_{Ar} - E_{Ar^+})q_e/(k_B T_e)]$	йонизация	[23]
8.	$Ar(4s) + e^- \rightarrow Ar^+ + 2e^-$	$k_8 = 1.2859 \times 10^{-17} T_e^{0.67} \exp[(E_{Ar(4s)} - E_{Ar^+})q_e/(k_B T_e)]$	йонизация	[24]
9.	$Ar(4p) + e^- \rightarrow Ar^+ + 2e^-$	$k_9 = 5.9682 \times 10^{-16} T_e^{0.61} \exp[(E_{Ar(4p)} - E_{Ar^+})q_e/(k_B T_e)]$	йонизация	[24]
10.	$Ar + e^- \rightarrow Ar + e^-$	вързката $k_{elastic}(T_e)$ е получена чрез интегриране на сеченията на ударите от функцията на разпределение на енергията на електроните използвайки BOLSIG+	еластичен удар	[25]

Основният резултат от това числено изследване е профилът на скоростта на газа при отвора. Този профил може да се използва като начално условие за понататъшното проектиране на подходящо сопло. За тази цел, потокът е взет за турбулентен и се описва с уравненията на Навие-Стокс, както следва

$$\rho_g \frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + \rho_g (\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \mathbf{u}_g = \nabla \cdot [-p_g \mathbf{I} + (\mu_g + \mu_{g,T})(\nabla \mathbf{u}_g + (\nabla \mathbf{u}_g)^T)], \quad (26)$$

където ρ_g е плътността на газа, p_g е налягането на газа, \mathbf{I} е единичната матрица, μ_g и вискозитетът на газа, $\mu_{g,T}$ е турбулентният вискозитет и индексът "Т" означава тензорно транспониране.

След съображение за разглежданата геометрия на двигателя и порядъка на очакваните скорости на потока на газа, е избран турбулентен модел $k - \varepsilon$ [26] за по-голяма точност. Този модел използва две допълнителни зависими променливи: турбулентна кинетична енергия k и турбулентна скорост на разсейване ε . Турбулентният вискозитет е моделиран чрез:

$$\mu_{g,T} = \rho_g C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} , \quad (27)$$

където $C_\mu = 0.09$ е константа на модела. Транспортното уравнение за k е

$$\rho_g \frac{\partial k}{\partial t} + \rho_g \mathbf{u}_g \cdot \nabla k = \nabla \cdot \left(\left(\mu_g + \frac{\mu_{g,T}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + P_k - \rho_g \varepsilon , \quad (28)$$

където $\sigma_k = 1.0$ е константа на модела и производния член P_k е

$$P_k = \mu_{g,T} \left(\nabla \mathbf{u}_g : (\nabla \mathbf{u}_g + (\nabla \mathbf{u}_g)^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}_g)^2 \right) - \frac{2}{3} \rho_g k \nabla \cdot \mathbf{u}_g . \quad (29)$$

Транспортното уравнение за ε е

$$\rho_g \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho_g \mathbf{u}_g \cdot \nabla \varepsilon = \nabla \cdot \left(\left(\mu_g + \frac{\mu_{g,T}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon_2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} . \quad (30)$$

където $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{\varepsilon_1} = 1.44$ и $C_{\varepsilon_2} = 1.92$ са константи на модела. Всички константи на модела за получени експериментално [26].

Нагриването на газа е важен процес в текущото изследване, защото пряко определя скоростта на потока през отвора на камерата. За неговото описание е използвано уравнението за топлинния баланс, както следва:

$$\rho_g C_p \frac{\partial T_g}{\partial t} + \rho_g C_p \mathbf{u}_g \cdot \nabla T_g - \nabla \cdot (k_g \nabla T_g) = Q_g , \quad (31)$$

където C_p е специфичният топлинен капацитет на аргона, k_g е топлопроводимостта на аргона и Q_g е източникът на топлина, който в разглеждания случай зависи изцяло от процесите в плазмата. Членът Q_g включва всички процеси, които водят

да предаване на енергия от електрони към неутралния газ, както и предаване на енергия от йоните към газа главно чрез удари с обмен на заряд (презареждане). Йоните получават своята енергия освен от нееластични удари и от вътрешните електростатични полета. Членът за източника на топлина тогава придобива вида

$$Q_g = k_4 n_e n_{Ar(4s)} q_e 11.65(eV) + k_5 n_e n_{Ar(4p)} q_e 13.17(eV) + \frac{3m_e m_{Ar}}{(m_e + m_{Ar})^2} n_e n_{Ar} k_{elastic} q_e (T_e(eV) - T_g(eV)) + \mathbf{j}_{ion} \cdot \mathbf{E} , \quad (32)$$

където m_{Ar} е масата на аргоновия атом. Първият и вторият член представят нагряването вследствие на нееластични удари. Третият член отчита еластичните удари и последният член отчита нагряването от йоните като скаларно умножение на йонния ток \mathbf{j}_{ion} и вътрешното електростатично поле \mathbf{E} .

Моделът е неквазинеутрален и на потоците на частиците към стените трябва да се наложат гранични условия. Предполагайки неизлъчващи стени (без вторична електронна емисия), граничното условие за баланса на електроните на стените се дава чрез

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_e = \frac{5}{6} v_{th,e} n_e , \quad (33)$$

където \mathbf{n} е нормалният вектор към стените, $v_{th,e} = \sqrt{8k_B T_e / \pi m_e}$ е топлинната скорост на електроните. Граничното условие за баланса на енергията на електроните се дава чрез

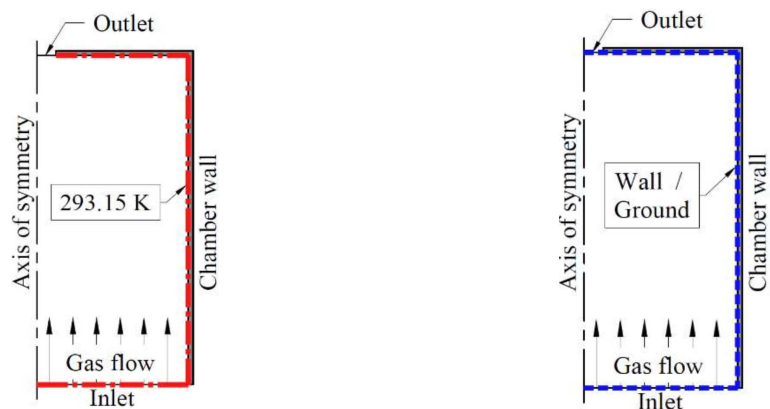
$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_{\varepsilon,e} = \frac{5}{6} v_{th,e} n_e \bar{\varepsilon}_e . \quad (34)$$

За тежките частици, граничното условие е

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_h = \frac{1}{4} v_{th,h} n_h + \max \left(\frac{q_h}{|q_h|} \mu_h n_h \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}, 0 \right) , \quad (35)$$

където индексът "h" обозначава вида на тежката частица. За възбудените Ar(4s) и Ar(4p) атоми зарядът е $q_h = 0$. Топлинната скорост за тежките частици е изчислена чрез $v_{th,h} = \sqrt{8k_B T_g / \pi m_h}$.

Граничното условие за топлинния баланс на газа е илюстрирано на Фигура 15(а). Стените на камерата и отвора са с постоянна температура 293.15 К, защото се очаква, че термалната подсистема на спътника ще поддържа подходящи температури за нормалната работа на бордовите батерии. Граничното условие за частиците на плазмата е илюстрирано на Фигура 15(б). На пръв поглед, допуска-



(а) Гранично условие за топлинния баланс на газа. (б) Гранично условие за частиците на плазмата.

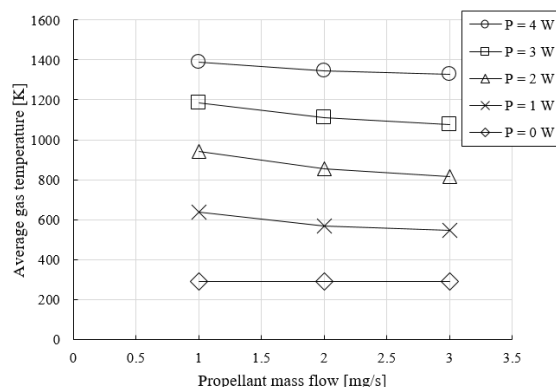
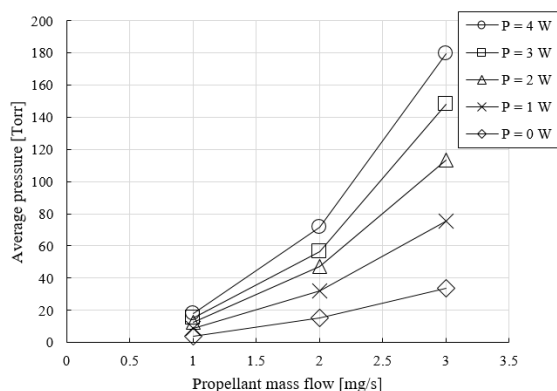
Фигура 15: Гранични условия.

нето, че отворът е "стена" изглежда неуместно, но очакваната степен на йонизация е $\alpha < 0.001$, което ни подсказва, че броят на загубените йони и възбудени атоми е пренебрежим в сравнение с броя на неутралните частици и това допускане влияе незначително на крайните резултати. Коефициентът на прилепване към стените е взет за 1 за всички частици. Взаимодействието на частиците със стените се дава чрез преобразуването $P \rightarrow Ar$, където $P = Ar(4s)$, $Ar(4p)$ и Ar^+ .

Относно уравнението на Поасон (25) за вътрешните електростатични полета, стените са дефинирани като заземени, както е показано на Фигура 15б. Това предположение осигурява по-стабилна сходимост на числения модел и се счита за достатъчно добро на този етап от изследването.

В текущото изследване е разгледано влиянието на дебита на пропеланта и входната мощност върху параметрите на двигателя. За по-добро разбиране на резултатите и по-лесно сравняване с подобни двигатели, съответстващите параметри на двигателя са изложени с и без нагряване на пропеланта. Фигура 16 илюстрира установеното средно налягане и средната газова температура в камерата. Наблюдава се, че налягането нараства значително с увеличаването на дебита на пропеланта, но температура на газа спада леко поради конвективното охлаждане от газа.

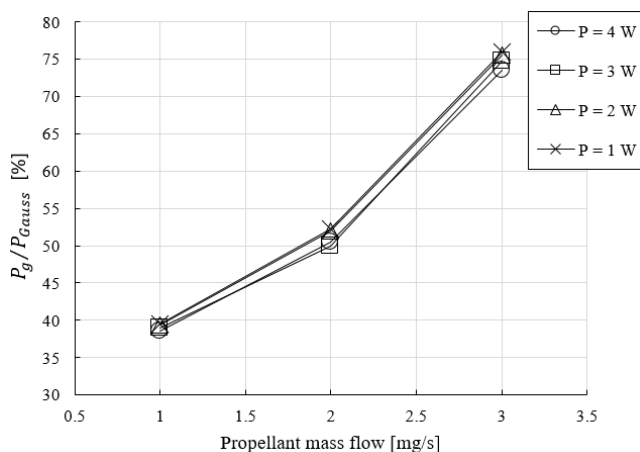
Всъщност комбинацията от ниска плътност на неутралните частици с висока температура на газа не гарантира ефективната работа на двигателя. За целта входния и изходния баланс на енергията са допълнително изследвани. Фигура 17 илюстрира отношението на часта от мощността за нагряване на газа към входната



(а) Средно налягане в камерата при различен дебит на пропеланта и нива на входната мощност. (б) Средна температура в камерата при различен дебит на пропеланта и нива на входната мощност.

Фигура 16: Установени средно налягане и температура в камерата.

мощност при различни потоци и нива на входната мощност. Вижда се, че отно-

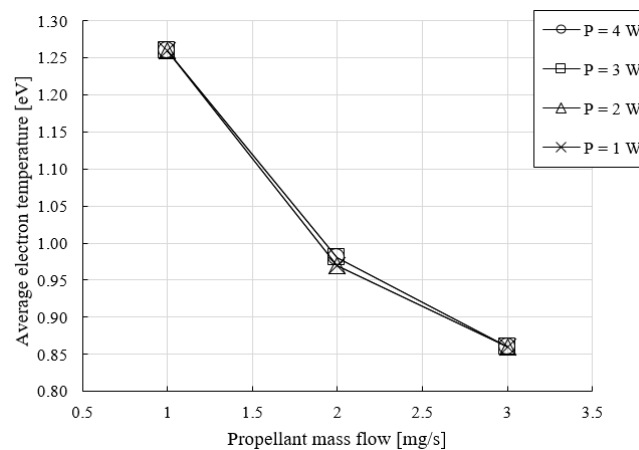


Фигура 17: Отношение на мощността за нагряване на газа към входната мощност при различен дебит на пропеланта и нива на входната мощност.

шението на мощността за нагряване на газа към входната мощност остава почти постоянно при различни нива на входната мощност, но значително се увеличава при по-висок дебит. Това е свързано със значителното увеличаване на налягането в камерата и съответно с по-големия принос на трансфера на енергия вследствие на удари от електроните към газа основно чрез еластични удари. За по-ефективното нагряване на неутралния газ от процесите в плазмата е желателно да се избере по-голямо отношение между енергията за нагряване и входната мощност.

От друга страна по-големият дебит на пропеланта, съответно водейки до по-голямо налягане, води до намаляване на средната електронна температура, както е показано на Фигура 18. Електронната температура е изчислена чрез

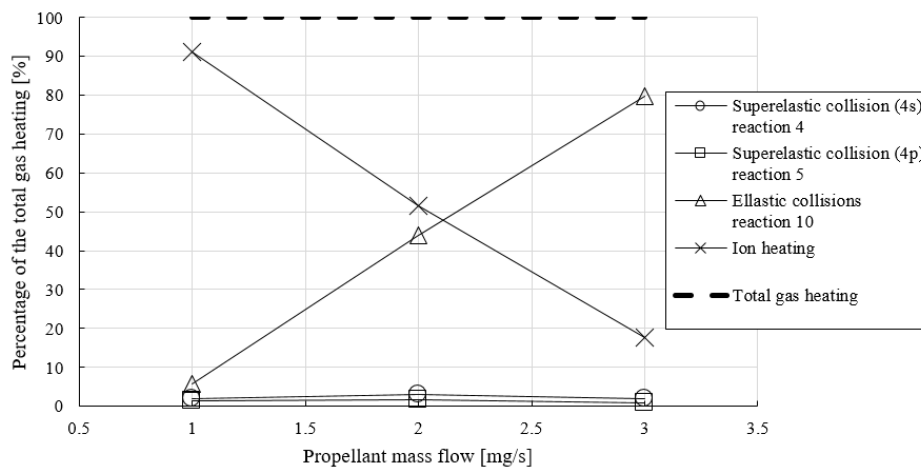
$$T_{e,avg} = \frac{2 \int_V n_e \bar{\varepsilon}_e dV}{3 \int_V n_e dV} , \quad (36)$$



Фигура 18: Зависимост на средната електронна температура от дебита на пропеланта и нивото на входната мощност.

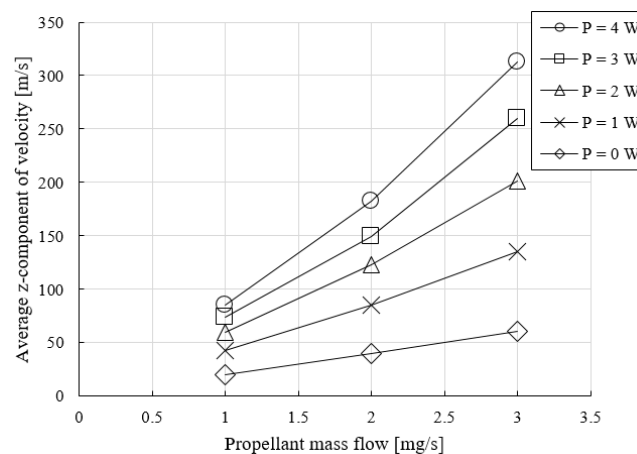
Това поведение на разряда е очаквано, тъй като увеличаването на налягането води до висока йонизация и по този начин по-ниска електронна температура е необходима за поддържането на плазмата.

Фигура 19 илюстрира как се променя приноса на всеки член от уравнение (32) в източника на топлина на атомите при фиксирана входна мощност от 2 W. Вижда се, че приносът на еластичните удари се увеличава значително при по-висок дебит на пропеланта и съответно при по-високо налягане. Фигура 19 добре илюстрира значителната промяна на механизма за нагряване на неутралния газ чрез плазмените процеси. При нисък дебит на пропеланта и ниско налягане, средният свободен пробег на електроните не позволява прехвърлянето на значително количество енергия към неутралите, но вместо това прехвърлят енергия към йоните чрез създадените електрични полета и йоните от своя страна загряват неутралния газ основно чрез удари с обмен на заряд (презаредяване). При по-високи налягания, еластичните удари с електрони стават основния механизъм за нагряване докато нагряването от йоните намалява.



Фигура 19: Сравнение на приноса на членовете за нагряване на газа.

Фигура 20 илюстрира как различния дебит на пропеланта и нивото на входната мощност влияят на средната z-компонента на скоростта на газа по оста на цилиндричния отвор. Наблюдава се, че по-високите нива на входните мощност

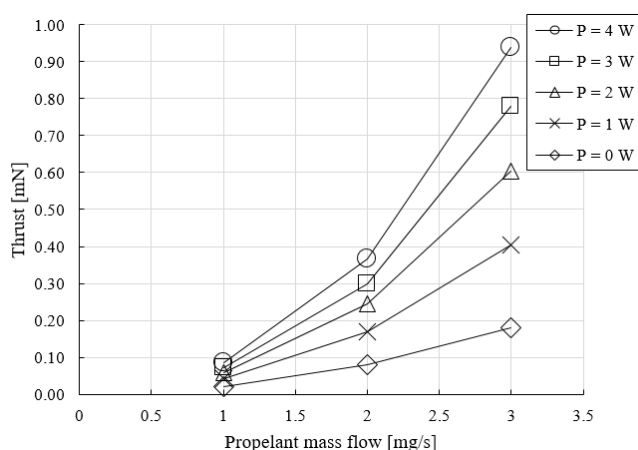


Фигура 20: Средна z-компонента по оста на отвора.

и по-ниския дебит на пропеланта водят до по-слабо нарастване на скоростта на изхвърляне на пропеланта в сравнение с по-голям дебит на пропеланта. Това е резултат на по-ефективното нагряване на газа при по-висок дебит на пропеланта, както вече уточнихме по-горе. Важно е да се отбележи, че свойствата на потока през отвора, могат да се ползват като начално условие за последващо проектиране на подходящ вид сопло. Добре подбран профил на соплото би увеличило допълни-

телно скоростта на изхвърляне на пропеланта и съответно специфичния импулс на двигателя.

Фигура 21 показва как се променя генерирана тяга при различен дебит на пропеланта и нива на входната мощност. Вижда се, че генерирана тяга може да достигне порядъка на 1 mN. Такъв двигател би могъл да предостави адекватно задвижване за Cubesat спътник с маса до 4 kg.



Фигура 21: Генерирана тяга при различен дебит на пропелатна и различно ниво на входната мощност.

Резултатите показват, че съществува желана комбинация от дебит на пропеланта и входна мощност, която би могла да предостави ефективна система за задвижване като част от мисии със спътници следващи стандарта Cubesat. Установи се, че е необходим сравнително значителен дебит на пропеланта за увеличаване на налягането в камерата, което от своя страна предразполага по-ефективния пренос на енергия от заредените частици към неутралния газ. Текущият анализ служи като основа за последващото разработване на електротермичен микровълнов плазмен двигател.

Експериментална работа

Експерименталното изследване на предложения микровълнов електротермичен плазмен двигател се осъществи с подкрепата на Фонд научни изследвания към Министерството на образованието, договор No. КП-06-ОПР 01/1. Резултатите от изследванията са публикувани в [27, 28]. Специално за нуждите на експеримента, беше проектирана, произведена и сглобена вакуумна камера.

Експериментални резултати на първата реализация на МЕТ без сопло са публикувани в [27]. Предложен е нов вид микровълнов електротермичен плазмен двигател с малки размери и ниска консумация на енергия, което го прави подходящ за използването на борда на наноспътници [29]. Повърхнинните вълни в двигателя [4] нагряват газа (аргон) до високи температури поради наличието на надлъжен плазмен резонанс [30] на повърхнинните вълни. Създавайки плазмен резонанс в камерата на двигателя, се позволява увеличаването на амплитудата на стоящата вълна и по този начин увеличаването на плътността на плазмата, подобно на ефекта на микровълновия резонанс в метален резонатор на двигателя CuMET [31]. Основната задача в представения експеримент е да се измери газовата температура в камерата и чрез нея (при известен дебит на пропеланта) да се пресметнат параметрите на двигателя. Изображение на източника при атмосферно налягане и показано на Фигура 22. Двигателят е с дължина 22 mm и диаметър

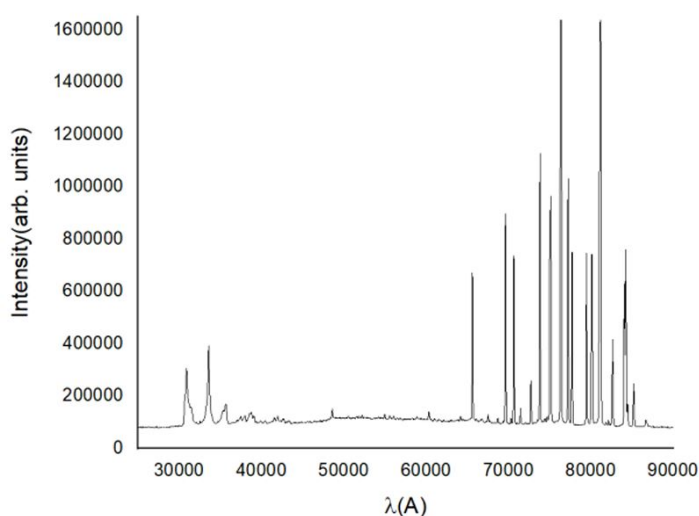


Фигура 22: Работа на предложения двигател при атмосферно налягане.

6 mm, което улеснява интегрирането на борда на 1U спътник. Двигателят е монтиран на горния фланец на вакуумната камера. Към горния фланец на вакуумната камера са монтирани и подаването на пропелант, коаксиална предавателна линия за входния сигнал и капацитивен измерител на налягането. Към долния фланец са монтирани вакуумните помпи за нисък и висок вакуум. Входния сигнал с честота 2.45 GHz се подава от генератор MPG-4M към двигателя чрез коаксиална предавателна линия. Монтиран е насочен отклонител Pasternack PE2219-30 за измерването на падащата и отразената мощност чрез измерител на мощността HP 437B. Съгласуващо устройство с три бутала Maury 1878C е монтирано за прецизно съгласуване в интервал на налягането от 5 до 760 Torr. Диагностиката на двигателя е осъществена при оптимални условия за създаване на плазма с висо-

ка плътност и нагряване на газа [7, 32]. Средното ниво на входната мощност за експеримента е $P_{avg} = 2 \text{ W}$ в импулсен режим с честота на импулсите 70 Hz и продължителност на един импулс $\tau = 1 \text{ ms}$. Чрез настройка на честотата и продължителността на импулсите се осигурява прецизен контрол на процесите за нагряване на пропеланта. Отразената мощност е в диапазона $0.1 < P_{ref} < 0.3 \text{ W}$, което показва доброто абсорбиране на микровълновата мощност от плазмата.

Системата за диагностика се състои от спектрометри Ocean Optics HR-4000 и Horiba iHR550 за емисионна спектроскопия. Светлината от плазмения поток извън двигателя е събрана чрез колиматорна леща. Събраната светлина от разряда е отведена чрез оптично влакно към спектрометрите за анализ. Спектърът от струята на двигателя при налягане 525 Torr е събран от оптичната система и показан на Фигура 23. Спектърът съдържа OH-линия (305-315 nm), N₂-линия, O-линия и линии на аргонни атоми Ar. Температурата на неутралния газ е получена чрез

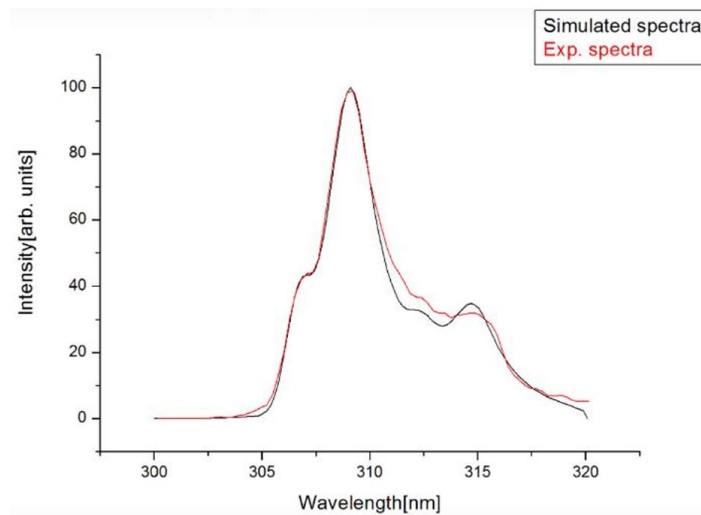


Фигура 23: Спектър на струята на двигателя при налягане 525 Torr.

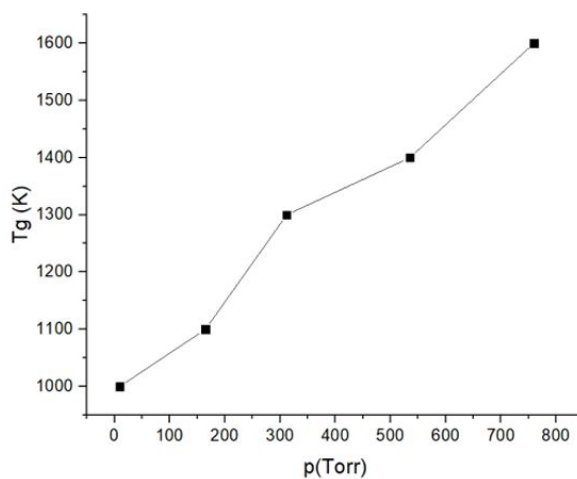
програмата LIFBASE [33] чрез сравняване на симулираните и измерените OH-линии, показани на Фигура 24. Резултатите показват, че газовата температура е в диапазона от 1000 до 1600 K при налягане от 10 до 760 Torr.

Фигура 25 показва зависимостта между газовата температура и налягането при постоянна средна мощност $P_{avg} = 1.8 \text{ W}$ на входния сигнал.

Параметрите на плазмата (електронна плътност n_e и електронна температура T_e) са получени чрез аргонните линии използвайки метода на съотношението на



Фигура 24: Сравнение между експериментално измерени и симулирани ОН-линии при налягане 525 Torr.

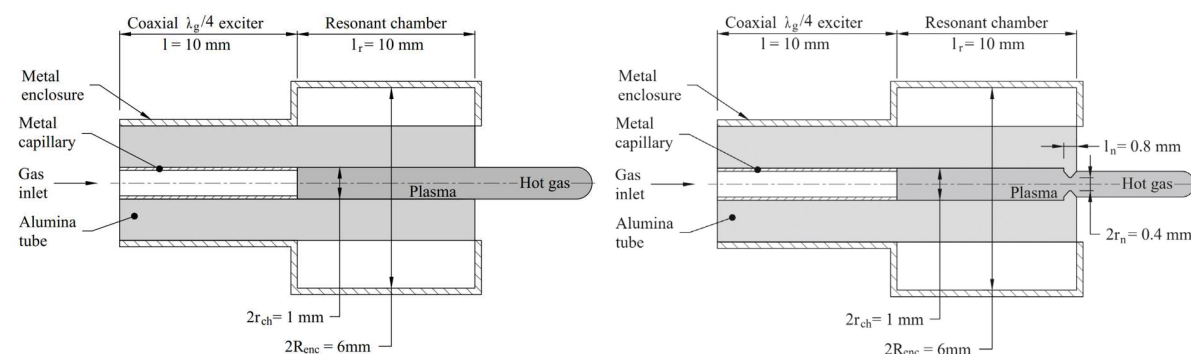


Фигура 25: Зависимост между газова температура и налягането.

линиите и радиативно-ударен модел за аргонов газ [34]. Първоначалните резултати за параметрите на плазмата показват, че с намаляването на налягането в камерата на двигателя, електронната температура се увеличава от 1.6 eV при атмосферно налягане до 2 eV при 525 Torr налягане, докато електронната плътност намалява от $4 \times 10^{20} m^{-3}$ до $2 \times 10^{20} m^{-3}$.

Със събраните до тук данни, се вижда, че предложеният двигателът представлява обещаващата система за задвижване на наноспътници. Все пак, изследователският екип е на мнение, че ефективността му обаче може да се подобри чрез леко изменение на конструкцията и добавяне на сопло.

Следващите експериментални реализации на двигателя без и със сопло са показани на Фигура 26. Двигателят е проектиран като малък плазмен източ-



(а) Схема на изследвания двигател без сопло. (б) Схема на изследвания двигател със сопло.

Фигура 26: Схема на изследвания двигател.

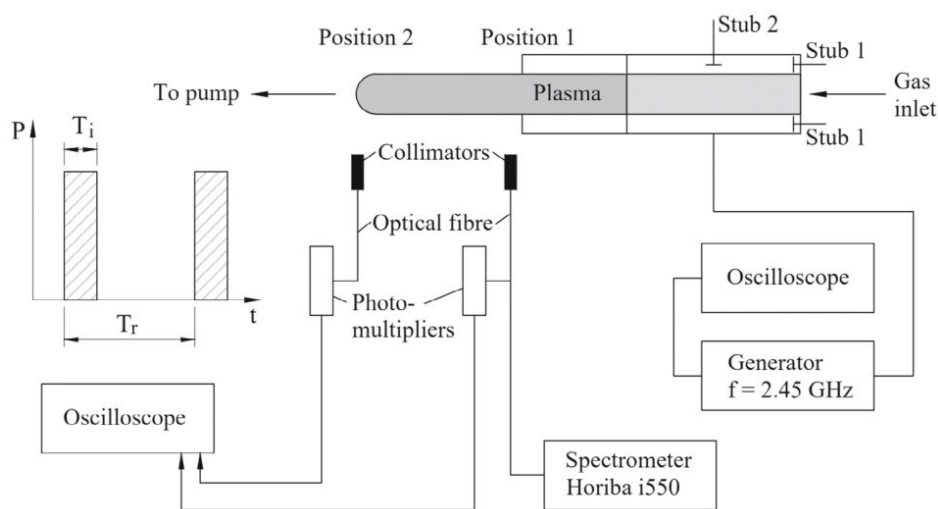
ник с коаксиален възбудител на повърхнинни вълни [4] с метална обвивка около разрядната тръба. Пропелантът (газ аргон) се подава към камерата чрез аксиално разположена метална капилярка (външен диаметър 1 mm) в керамична (алумина Al_2O_3) камера с вътрешен радиус $r_{ch} = 0.5$ mm и външен радиус 1.5 mm. Дължината на ЕМ вълна λ_g , разпространяваща се в коаксиалната линия, зависи от относителната диелектрична проницаемост на диелектричното запълване. В случая

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_r}} = 0.1224/\sqrt{9.3} = 0.04 m , \quad (37)$$

което от своя страна определя дължината на четвъртвълновия възбудител да е $l = 10$ mm. Металната обвивка на коаксиална линия е с радиус 1.5 mm. Металната

обвивка около резонансната камера е с радиус $R_{enc} = 3 \text{ mm}$, което беше резултат на оптимизацията изложена по-горе и публикувана в [32]. Масата на двигателя е около 20 g в зависимост от вида на материалите на металните части. Отразената повърхнинна вълна от края на металната обвивка образува стояща вълна в резонансната камера (Фиг. 26), където плазмата поглъща микровълновата енергия и където се създава плазма с висока концентрация.

Схема на експерименталната установка е показана на Фигура 27. Към камерата се подават микровълнови импулси с продължителност T_i между 500 и 1000 μs и период T_r между 7 и 10 ms чрез генератор Ophtos (0-120 W) на честота 2.45 GHz през коаксиална предавателна линия. Измерванията показват, че ефективността



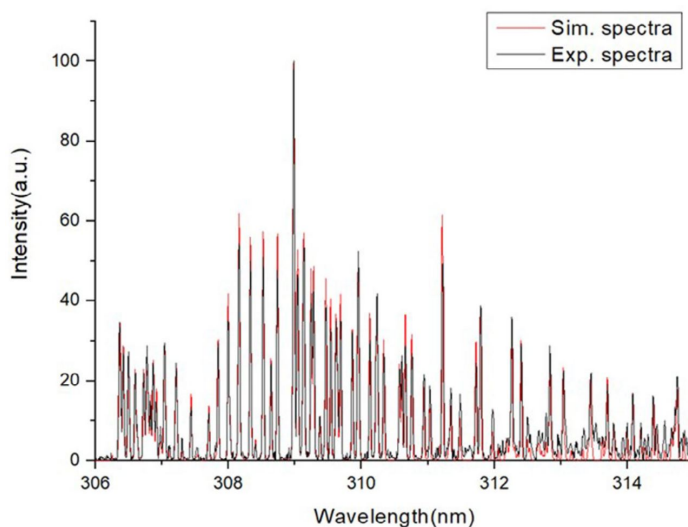
Фигура 27: Схема на експерименталната установка.

на пренос на енергията на подадения сигнал към резонансната камера при атмосферно налягане [4] е $\eta \approx 0.93$, докато при ниско налягане от порядъка на 10 Torr ефективността нараства до $\eta \approx 0.95$ поради добавянето на допълнително съгласуващо бутало "Stub 2" към коаксиалния възбудител (Фиг. 27). Параметрите на двигателя са оценени във вакуумната камера при различни налягания.

Плазмите с повърхнинни вълни притежават функция на разпределение на енергията на електроните близка до Максвеловата функция на разпределение на енергията [36]. Заредените частици (електрони и йони) в неизотермична, плазма с висока плътност и повърхнинни вълни притежават по-висока температура от неутралните частици. Електроните и йоните предават част от тяхната енергия на неутралните частици чрез еластични и нееластични удари, и чрез йонния ток

към стените [16]. Нагретият газ се разширява и изтича през отвора/соплото на двигателя създавайки тяга. Изследването на двигателя е осъществено чрез използването на два типа резонансни камери. Първата камера представлява тръба в отворен край (отворът е с диаметър равен на вътрешния диаметър на тръбата), докато втората камера е оборудвана със сопло с дължина $l_n = 0.8$ mm и радиус на гърлото $r_n = 0.2$ mm.

Приложени са оптични методи за измерването на газовата температура, електронна температура и електронната концентрация. Измерванията са направени върху струята непосредствено извън двигателя поради непрозрачността на двигателя. Оптично влакно с колиматорна леща събира светлина от струята и полученният спектър е регистриран от спектрометър Horiba i500 с висока разделителна способност. Средната газова температура е получена чрез сравняване на експериментално измерения спектър на ОН-линията (306-315 nm) със симулиран спектър в програмата LIFBASE [33]. Двата спектъра са показани на Фигура 28. Пара-

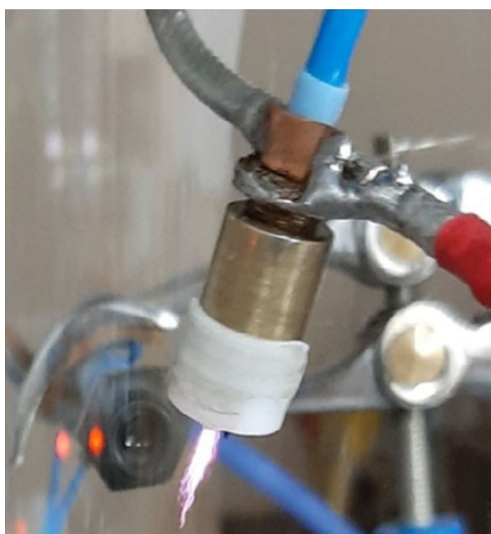


Фигура 28: Експериментално получен и симулиран спектър на ОН-линия от 306 до 315 nm.

метрите на плазмата са определени чрез интензитета на аргоновите линии чрез прилагане на метода за съотношението на линиите [34]. Отношението на интензитетите между линията на 706.76 nm и линията на 696.6 nm, както и между линията на 706.76 nm и линията на 727.22 nm са избрани като най-чувствителни на изменение с електронната плътност и с температурата в целия интервал на изследваните налягания.

Средната мощност на подадения импулсен сигнал към двигателя е $P_{avg} = 2$ W и с коефициент на запълване на сигнала 0.1, което води до пикова мощност $P_{peak} \sim 20$ W. Пропелантът се подава към двигателя с постоянен дебит на потока 180 sccm (5.07 mg/s) за този експеримент.

Първият етап на оценяването на двигателя се състои в измерването на газовата температура в основата на струята на двигателя без и със сопло. Двигателят е показан в режим на работа на Фигура 29. Ясно се вижда, че струята на двигателя



(а) Без сопло.

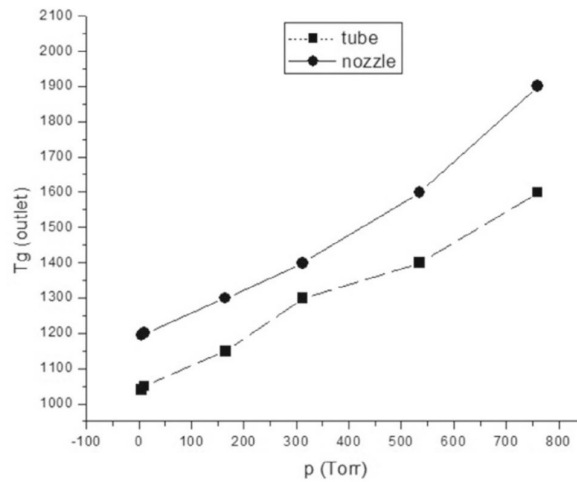


(б) Със сопло.

Фигура 29: Изследваният двигател в режим на работа.

със сопло е по-добре насочена в аксиална посока от двигателя без сопло, което веднага предполага по-ефективна работа заради наличието на сопло. Температурата е измерена при различно налягане във вакуумната камера.

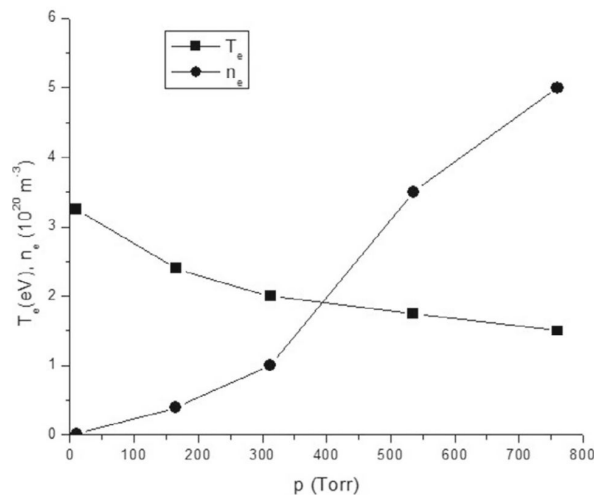
Базирайките се на симулирани данни, очаква се газовата температура в резонансната камера да е по-висока от температурата в струята, но също така се очаква стойностите да са близки. Чрез ОН-линиите е измерена газовата температура при различни налягания, показано на Фигура 30. Както се вижда, експерименталните резултати за газовата температура при двигателя със сопло надвишат тази при двигателя без сопло със стойности между 150 и 200 K. Нещо повече, газовата температура при двигателя със сопло варира между 1000 и 1900 K, което е по-високо от измерените температури в предишно изследвани двигатели с повърхнинни вълни, какъвто е изследван в [38]. Пряко сравнение с температурите от численото изследване на процесите за нагряване на пропеланта [16] е затруднено



Фигура 30: Измерена газова температура при различни налягания.

поради разликата в разгледаните дебити на пропеланта и радиус на отвора, но тенденцията налягането в камерата да се увеличава с увеличаването на дебита на пропеланта и входната мощност е видима и в експеримента, и в теоретичния модел.

Параметрите на плазмата са определени чрез метода на съотношението на линиите [34] на измерения емисионен спектър в основата на струята на двигателя. Резултатите са показани на Фигура 31. Вижда се, че електронната плътност нама-



Фигура 31: Електронна плътност и температура при различни налягания.

лява от $5 \times 10^{20} m^{-3}$ до $1 \times 10^{19} m^{-3}$ с намаляване на налягането докато електрон-

ната температура расте от 1.5 eV до 3.25 eV. Диапазонът на получените параметри е в съответствие с параметрите на повърхнинни разряди в капилярки измерени в [35, 34] при ниско и атмосферно налягане.

Обемния поток на газа в двигателя може да се изрази чрез разликата в налягането и камерата на двигателя p_{cold} и налягането извън двигателя (във вакуумната тестова камера) p_{ch} чрез

$$F = c_d A_{noz} \left[\frac{2(p_{cold} - p_{ch})}{\rho(1 - d^4)} \right]^{1/2}, \quad (38)$$

където c_d е коефициент на изхвърляне на соплото, $A_{noz} = \pi r_n^2$ е площта на гърлото на соплото, ρ е плътността на потока и $d = r_n/r_{ch} = 0.4$ е отношението между радиуса на гърлото на соплото и радиуса на камерата на соплото, който съвпада и с радиуса на конвергентния вход на соплото. Уравнение (38) показва, че налягането p_{cold} в камерата на двигателя преди запалване на повърхнинния разряд при газова температура $T_g = 293K$ е малко по-високо от налягането във вакуумната камера p_{ch} при същата температура. В резултат на нагряването на пропеланта чрез повърхнинния разряд, налягането в камерата на двигателя се увеличава, изразено чрез [39]:

$$p_{hot} = p_{cold}(T_{hot}/T_{cold}), \quad (39)$$

където T_{hot} е газовата температура на нагретия от повърхнинния разряд газ и T_{cold} е газовата температура в проточен режим (без наличен плазмен разряд). Разширяването на газа след установяването на плазмен стълб в повърхнинния разряд в импулсен режим, задоволява изискванията за изоентропичен процес без загуби на енергия в стените на камерата и соплото поради кратките времена на процесите за йонизация и нагряване. Скоростта на изхода на соплото е изчислена чрез [39]

$$v_{esc} = \left[\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{p_{ch}}{p_{hot}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \right]^{1/2}, \quad (40)$$

където $\gamma = c_p/c_v = 1.7$ е отношението на специфичните топлинни капацитети на аргон при постоянно налягане c_p и при постоянен обем c_v . Числото на Мах M за потока на струята на изхода на соплото се дава чрез

$$M = v_{esc}/v_s, \quad (41)$$

където $v_s = \sqrt{\gamma RT_{hot}}$ е локалната звукова скорост на потока и R е универсалната газова константа.

В уравнение (40) за изоентропичното разширяване, газовата температура не се променя значително при входа и при изхода на соплото. Използваното сопло е с дължина $l_n = 0.8$ mm и като следствие газовата температура, измерена в струята не се различава значително от температурата в камерата на двигателя.

Пресметнатата скорост чрез уравнение (40) при температура $T_{hot} = 1200$ K е 786 m/s, което съответства на локално число на Мах $M = 1.21$. Знаейки скоростта на изхвърляне на пропеланта, тягата F_T на двигателя може да се пресметне чрез

$$F_T = \dot{m}v_{esc} + (p_{esc} - p_{ch}A_{noz}) , \quad (42)$$

Вторият член на уравнение (42) може да се пренебрегне, тъй като се очаква $p_{esc} \approx p_{ch}$. Изчислената тяга чрез уравнение (42) е $F_T = 4$ mN. Тази стойност за индиректно измерената тяга е в съответствие с тяга ≈ 1.2 mN, докладван в [38], където дебита на пропеланта е 70 ccsm за радиус на гърлото на соплото 0.1 mm и абсорбирана мощност 7 W. Специфичният импулс е:

$$I_{sp} = \frac{v_{esc}}{g} = 80 \text{ s} . \quad (43)$$

Ефективността на двигателя е изчислена чрез пиковата абсорбирана мощност $P \sim 20$ W чрез [38, 39]:

$$\eta_t = \frac{F_T^2}{2\dot{m}P_{in} + F_{T_0}^2} , \quad (44)$$

където P_{in} е входната мощност, и F_{T_0} е тягата при студен пропелант (без подаване на микровълнова мощност). Пресмятането на уравнение (44) показва, че ефективността е 8 % при радиус на гърлото на соплото $r_n = 0.2$ mm. За сравнение, при подобни работни параметри на подобен МЕТ, разработен от японски изследователски екип [40, 41, 42, 17], ефективността на тягата е около 5 %.

Приноси на дисертационния труд

1. Развит електродинамичен модел на нов вид електротермичен микровълнов плазмен двигател за определяне на оптимални размери на резонансната камера с последващо съгласуване на плазмения импеданс.
2. Развит е теоретичен модел на микровълнов електротермичен двигател и са изследвани процесите за нагряване на пропеланта в резонансната камера. Установено е, че нагряването на пропеланта се дължи основно на два механизма: предаване на енергия при еластични удари между електрони и неутрали, и при удари на йони и неутрали с обмен на заряд (презареждане). Показана е и зависимостта на приноса на всеки механизъм за нагряването от дебита на пропеланта – при по-голям дебит доминиращ нагряващ механизъм са еластичните удари, докато при-малък дебит доминират ударите между йони и неутрали.
3. От модела са определени скоростите на изтичане на пропеланта и реактивната сила (тяга) с изменение на входния газов поток и входната микровълнова мощност.
4. На база теоретичните изследвания, двигателят е конструиран да работи чрез повърхнинни вълни в режим на стояща вълна.
5. Експериментално са определени плазмените параметри и нарастването на газовата температура в двигателя без сопло и в импулсен режим на работа.
6. Експериментално са определени плазмените параметри, газовата температура, скоростта на изтичане на пропеланта и тягата на двигателя с подобрена конструкция без и със сопло. Определената тяга от 4 mN и относителна ефективност 8% показват приложимостта на двигателя за задвижване на борда на наноспътници.

Работата по темата на дисертационния труд беше подкрепена по проект №КП-06-ОПР 01/1 на Фонд "Научни изследвания" към МОН и Националната научна програма "Млади учени и постдокторанти" одобрена чрез постановление на Министерски съвет №577, 17 Август 2018.

Публикации по темата на дисертационния труд

1. S. Ivanov and Zh. Kiss'ovski. Model of electrothermal microwave plasma thruster for nanosatellites. In *7th Russian-German Conference on Electric Propulsion*, Germany, October 2018.
2. S. Ivanov and Zh. Kiss'ovski. Optimization of electrothermal microwave plasma thruster for nanosatellites. In *36th IEPC, number IEPC-2019-647*, September 2019, Austria.
3. S. Ivanov, S. Kolev and Zh. Kiss'ovski. Numerical investigation of the plasma processes for propellant heating in electrothermal plasma thruster for nanosatellites. *Contributions to Plasma Physics*, **61**(e202100017), 2021.
4. S. Ivanov, V. Yordanov, S. Marinov and Zh. Kiss'ovski. Experimental investigation of microwave electrothermal thruster with surface wave plasma. In *37th International Electric Propulsion Conference*, number IEPC-2022-534, Cambridge, MA USA, June 2022.
5. Zh. Kiss'ovski, V. Yordanov, S. Marinov, G. Popov and S. Ivanov. Microwave electrothermal thruster with surface wave plasma. *Contributions to Plasma Physics*, **64**(3):e202300123, 2024.

Литература

- [1] D. J. Kessler and B. G. Cour-Palais. Collision frequency of artificial satellites: The creation of a debris belt. *Journal of Geophysical Research*, **83**(A6):2637–2646, June 1978.
- [2] F. Alby, E. Lansard, and T. Michal. Collision of Cerise with space debris. In *Proc. of the Second European Conference on Space Debris*, number ESA SP-393, Darmstadt, Germany, March 1997.
- [3] E. Kulu. Nanosatellite launch forecasts - track record and latest prediction. In *36th Annual Small Satellite Conference*, number SSC22-S1-04, Logan, UT, 2022.
- [4] Zh. Kiss'ovski, M. Kolev, A. Ivanov, St. Lishev, and I. Koleva. Small surface wave discharge at atmospheric pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**(182004):6pp, 2009.
- [5] Zh. Kiss'ovski, A. Ivanov, and S. Kolev. Plasma parameters of a small microwave discharge at atmospheric pressure obtained by probe diagnostics. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **356**(012010), 2012.
- [6] Zh. Kiss'ovski, V. Vachkov, S. Iordanova, and I. Koleva. Microwave discharge in a finite length vessel. *Journal of Physics: Conference Series*, **356**(012009), 2012.
- [7] S. Ivanov and Zh. Kiss'ovski. Model of electrothermal microwave plasma thruster for nanosatellites. In *7th Russian-German Conference on Electric Propulsion*, Germany, October 2018.
- [8] E. Benova and I. Zhelyazkov. Theoretical study of the influence of a metal enclosure on the parameters of a plasma column sustained by a travelling electromagnetic surface wave. *Physica Scripta*, **43**:68–73, 1991.
- [9] P. A. Sa, J. Loureiro, and C. M. Ferreira. Effects on electron-electron collisions on the characteristics of dc and microwave discharges in argon at low pressures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **25**(6):960–966, 1992.
- [10] Yu. P. Raizer. *Gas discharge physics*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991.
- [11] A. Palmero, J. Cotrino, C. Lao, and A. R. Gonzalez-Elipe. Gas heating in low-pressure microwave argon discharges. *Physical Review E*, **66**(066401), 2002.

- [12] V. E. Golant, A. P. Zhilinsky, and I. E. Sakharov. *Fundamentals of Plasma Physics*. Wiley, New York, 1980.
- [13] A. Palmero, J. Cotrino, A. Barranco, and A. R. Gonzalez-Elipe. Gas temperature equation in a high-frequency argon plasma column at low pressures. *Physics of Plasmas*, **9**:358–363, January 2002.
- [14] Yu. M. Aliev, H. Schlüter, and A. Shivarova. *Guided-Wave-Produced Plasmas*. Springer Series on Atoms + Plasmas, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2000.
- [15] V. A. Vachkov, A. E. Ivanov, and Zh. G. Kiss’ovski. Matching variable complex load to microwave generator. *Annual Journal of Electronics*, (ISSN 1313-1842), 2010.
- [16] S. Ivanov, S. Kolev, and Zh. Kiss’ovski. Numerical investigation of the plasma processes for propellant heating in electrothermal plasma thruster for nanosatellites. *Contributions to Plasma Physics*, **61**(e202100017), 2021.
- [17] T. Takahashi, Y. Takao, Y. Ichida, K. Eriguchi, and K. Ono. Microwave-excited microplasma thruster with helium and hydrogen propellants. *Physics of Plasmas*, **18**(063505), 2011.
- [18] M. S. Yildiz and M. Celik. Global energy transfer model of a microwave electrothermal thruster operating with helium propellant at 2.45-ghz frequency. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **45**(8):2314–2322, 2017.
- [19] S. Kolev and A. Bogaerts. A 2D model for a gliding arc discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **24**(015025):16pp, 2015.
- [20] E. McDaniel and E. Mason. *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases*. Springer, Hoboken NJ, 1973.
- [21] C. M. Ferreira, J. Loureiro, and A. Ricard. Populations in the metastable and the resonance levels of argon and stepwise ionization effects in a low-pressure argon positive column. *J. Appl. Phys.*, **57**:82–90, 1985.
- [22] G. Hagelaar and L. Pitchford. Solving the boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Sci Technol.*, **14**(4), 2005.

- [23] Y. Kabouzi, D. B. Graves, E. Castaños-Martínez, and M. Moisan. Modeling of atmospheric-pressure plasma columns sustained by surface waves. *Phys. Rev. E*, **75**(016402), 2007.
- [24] S. Ashida, C. Lee, and M. Lieberman. Spatially averaged (global) model of time modulated high density argon plasmas. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **13**:2498–2507, 1995.
- [25] L. L. Alves. The IST-LISBON database on LXCat. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **565**(012007), 2014.
- [26] D. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, La Canada, California, 2nd edition, 1998.
- [27] S. Ivanov, V. Yordanov, S. Marinov, and Zh. Kiss’ovski. Experimental investigation of microwave electrothermal thruster with surface wave plasma. In *37th International Electric Propulsion Conference*, number IEPC-2022-534, Cambridge, MA USA, June 2022.
- [28] Z. Kiss’ovski, V. Yordanov, S. Marinov, G. Popov, and S. Ivanov. Microwave electrothermal thruster with surface wave plasma. *Contributions to Plasma Physics*, **64**(3):e202300123, 2024.
- [29] I. Levchenko, K. Bazaka, Y. Ding, Y. Raitses, S. Mazouffre, T. Henning, P. J. Klar, Sh. Shinohara, J. Schein, L. Garrigues, M. Kim, D. Lev, F. Taccogna, R. W. Boswell, C. Charles, H. Koizumi, Y. Shen, C. Scharlemann, M. Keidar, and S. Xu. Space micropropulsion systems for cubesats and small satellites: From proximate targets to furthestmost frontiers. *Appl. Phys. Rev. 1*, **5**(1):011104, March 2018.
- [30] S. Nonaka. Mode coupling phenomena of longitudinal quarter-wavelength resonance of a plasma column produced by surface waves. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **59**(1623), 1990.
- [31] S. E. Gallucci, M. Micci, and S. Bilén. Design of a water-propellant 17.8-ghz microwave electrothermal thruster. In *35th International Electric Propulsion Conference*, number IEPC-2017-296, 2017.
- [32] S. Ivanov and Zh. Kiss’ovski. Optimization of electrothermal microwave plasma thruster for nanosatellites. In *36th IEPC*, number IEPC-2019-647, Austria, September 2019.

- [33] J. Luque and D. R. Crosley. Lifbase: Database and spectral simulation program (version 1.5). Technical Report 99, SRI International Report MP, 1999.
- [34] Zh. Kiss'ovski, S. Iordanova, I. Koleva, and A. Ivanov. Plasma parameters of a small surface-wave discharge at atmospheric pressure obtained by line-ratio method. *Phys. D: Appl. Phys.*, **44**(205203):5pp, 2011.
- [35] H. Schlüter and A. Shivarova. Travelling-wave-sustained discharges. *Phys. Rep.*, **443**(4-6):121–255, 2007.
- [36] E. Benova, P. Marinova, M. Atanasova, and T. Z. Petrova. Surface-wave-sustained argon plasma kinetics from intermediate to atmospheric pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51**(474004), 2018.
- [37] A. Hamdan, F. Valade, J. Margot, F. Vidal, and J.-P. Matte. Pulsed surface wave discharge in helium: time evolution of the plasma column and its gas temperature. In *22nd International Symposium on Plasma Chemistry*, Antwerp, Belgium, 2015.
- [38] T. Takashi, D. Mori, T. Kawanabe, Y. Takao, K. Eriguchi, and K. Ono. Microplasma thruster powered by X-band microwaves. *J. Appl. Phys.*, **125**(083301), 2019.
- [39] G. Henry, R. Humble, and W. Larson. *Space Propulsion Analysis and Design*. McGraw-Hill, 1995.
- [40] Y. Takao and K. Ono. A miniature electrothermal thruster using microwave-excited plasmas: a numerical design consideration. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **15**:211–227, 2006.
- [41] Y. Takao, K. Eriguchi, and K. Ono. A miniature electrothermal thruster using microwave-excited microplasmas: Thrust measurement and its comparison with numerical analysis. *J. Appl. Phys.*, **101**(123307), 2007.
- [42] Y. Takao, T. Takahashi, K. Eriguchi, and K. Ono. Microplasma thruster for ultra-small satellites: Plasma chemical and aerodynamical aspects. *Pure Appl. Chem.*, **80**(9):2013–2023, 2008.