

УДК 530.12+537.86

UDC 530.12+537.86

01.00.00 Физико-математические науки

Physics and mathematics

ТЕОРИЯ ДВИЖИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ТИПА С УЧЕТОМ ТОКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА**THEORY OF ELECTROMAGNETIC DRIVE WITH ELEMENTARY PARTICLES CURRENT AND VACUUM POLARIZATION**

Трунев Александр Петрович
к.ф.-м.н., Ph.D., директор
Scopus Author ID: 6603801161
SPIN-код автора: 4945-6530

Alexander Trunev
Cand.Phys.-Math.Sci., Ph.D., C.E.O.
Scopus Author ID: 6603801161

*A&E Trounev IT Consulting, Торонто, Канада**A&E Trounev IT Consulting, Toronto, Canada*

В работе обсуждается модель ракетного двигателя электромагнитного типа, состоящего из источника электромагнитных колебаний радиочастотного диапазона и конического резонатора, в котором возбуждаются электромагнитные колебания. Создана численная многомерная нестационарная модель, описывающая процессы установления электромагнитных колебаний в резонаторе с учетом конечной проводимости стенок. Отдельно рассмотрен случай стоячих волн в резонаторе с проводящими стенками. Показано, что моды колебаний в проводящем резонаторе отличаются от таковых в идеальном резонаторе, как в установившихся, так и в неустановившихся процессах. Построена динамическая модель двигателя с учетом теплопроводности и электрической проводимости стенок, излучения волн и частиц и поляризации вакуума. Развита динамическая модель позволяет осуществить оптимизацию силы тяги по значительному числу параметров без привлечения гипотез о физике явления. Выполнена оптимизация рабочих параметров устройства, а именно: по частоте возбуждения, по частоте модулирующего сигнала, по величине тепловых потерь электромагнитной энергии, по тепловому излучению в ИК спектре, по параметрам вынужденного теплообмена и по температурной зависимости сопротивления материала стенок резонатора. Установлено, что импульсная модуляция значительно повышает эффективность преобразования энергии электромагнитного поля в силу тяги. Предложен механизм образования силы тяги с учетом изменения метрики пространства-времени, вклада токов элементарных частиц, поля Янга-Миллса и электромагнитного поля. Показано, что вклад элементарных частиц в силу тяги пропорционален электрической проводимости системы помноженной на силу Абрагама

The article discusses a model of rocket motor of electromagnetic type, consisting of a source of electromagnetic radio frequency oscillations and the conical cavity, in which electromagnetic waves are excited. We have created a multi-dimensional transient numerical model describing the process of establishing electromagnetic oscillations in the resonator, taking into account the finite conductivity of the walls. Separately, the standing waves in the cavity with conducting walls have been simulated. It is shown that the oscillations mode in the conducting resonator different from that in an ideal resonator, both in a case of steady and unsteady waves. We have built a dynamic model taking into account the thermal conductivity and electrical conductivity of the walls, waves and particles emission and vacuum polarization. We have also developed a dynamic model enables to optimize a thrust force on a considerable number of parameters without the involvement of the hypotheses about the physics of the phenomenon. We run the optimization of the operating parameters of the device, namely by the excitation frequency, the frequency of the modulating signal, the magnitude of heat losses of electromagnetic energy by thermal radiation in the IR spectrum, the parameters of forced heat transfer and the temperature dependence of the resistance of the material of the cavity walls. It is found that the pulse modulation greatly improves the efficiency of conversion of electromagnetic energy into thrust. The mechanism of formation of traction, adjusting the metrics of space-time, the current contribution of elementary particles, the Yang-Mills and electromagnetic fields is proposed. It is shown that the contribution of the elementary particles in the thrust force is proportional to the electrical conductivity of the system multiplied by Abraham force

Ключевые слова: ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ, РЕЗОНАТОР, СИЛА АБРАГАМА, ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА, ТЕОРИЯ ЯНГА-МИЛЛСА,

Keywords: PRINCIPLE OF RELATIVITY, RESONATORS, ABRAHAM FORCE, MAXWELL'S THEORY, YANG-MILLS THEORY,

Введение

Для освоения Солнечной системы и Галактики необходимо создать движитель нового поколения, который мог бы развивать постоянную силу тяги на протяжении длительного времени, исчисляемого годами, без значительной потери массы летательного аппарата. Одним из перспективных устройств, обладающих требуемыми параметрами, считаются ракетные двигатели электромагнитного типа [1-17].

В работе [18] рассмотрена динамическая модель движителя электромагнитного типа, в котором сила тяги возникает как следствие изменения во времени вектора Пойнтинга системы, что, как известно, приводит к появлению силы Абрагама [19-20]. Установлено, что среднее значение силы тяги, как составляющей силы Абрагама отлично от нуля для любой системы, содержащей колебательный контур (резонатор) и нелинейное активное сопротивление, зависящее от температуры. Поскольку стенки резонаторов обычно изготавливаются из меди – материала обладающего сильной зависимостью проводимости (или удельного сопротивления) от температуры, а температура стенки, в свою очередь, зависит от плотности электромагнитной энергии в резонаторе, в такой системе наблюдаются, помимо линейных электромагнитных колебаний, еще и нелинейные колебания температуры.

Предложен механизм образования силы тяги при изменении метрики пространства-времени с учетом вклада поля Янга-Миллса и электромагнитного поля в тензор плотности энергии-импульса. Показано, что при работе ракетного движителя электромагнитного типа выполняются

законы сохранения импульса и энергии с учетом гравитационного поля, в полном соответствии с общей теорией относительности Эйнштейна [21-22].

В настоящей работе рассматривается вопрос о физике возникновения силы тяги при возбуждении колебаний в полости резонатора с проводящими стенками. Исследован вклад поляризации вакуума в ток смещения в теории Максвелла с учетом поля Янга-Миллса и токов элементарных частиц.

Динамическая модель электромагнитного поля в полости резонатора

Движитель электромагнитного типа [7-12, 17] состоит из источника электромагнитных колебаний радиочастотного диапазона и конического резонатора – рис. 1. Возбуждение электромагнитных колебаний в полости резонатора осуществляется через боковую поверхность или через торцевую поверхность с меньшим диаметром. В работе [18] были изучены моды колебаний поля в коническом резонаторе при возбуждении через торцевую поверхность в предположении, что решение не зависит от полярного угла. В настоящей работе рассмотрен источник возбуждения в форме петли, расположенной параллельно торцевым стенкам резонатора и симметрично относительно его оси.

Для моделирования электромагнитных колебаний в полости используем теорию Максвелла. Как известно, в случае осевой симметрии можно выделить моды колебаний с поперечным электрическим полем – ТЕ моды, и с поперечным магнитным полем – ТМ моды. В случае ТЕ моды можно предположить, что решение уравнений Максвелла в полости в цилиндрической системе координат (r, φ, z) сводится к волновому уравнению для единственной отличной от нуля компоненты векторного потенциала $\mathbf{A} = (0, A_\varphi(t, r, z), 0)$. Для описания электромагнитного поля в полости

и в стенках резонатора необходимо в уравнениях динамики электромагнитного поля учесть токи, наведенные в стенке полости. В простейшем случае, считая, что выполняется закон Ома, $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, находим

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{tt} - c^2 \nabla^2 \mathbf{A} &= \frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} = -\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{A}_t, \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \\ \mathbf{E} &= -\mathbf{A}_t, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \quad (1)$$

В цилиндрической системе координат система уравнений (1) приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} - \frac{A_\varphi}{r^2} - \frac{\sigma}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial A_\varphi}{\partial t} - \frac{\tilde{j}_\varphi}{\varepsilon_0 c^2} \\ E_\varphi &= -\frac{\partial A_\varphi}{\partial t}, \quad B_r = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}, \quad B_z = \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} + \frac{A_\varphi}{r} \end{aligned} \quad (2)$$

В области ввода компонента тока колеблется с частотой задающего генератора:

$$\tilde{j}_\varphi = j_0 f(t) \sin(\omega t) \exp[-(r - r_c)^2 / r_0^2 - (z - z_c)^2 / r_0^2] \quad (3)$$

Здесь функция $f(t)$ и параметры $j_0, \omega, r_0, r_c, z_c$ описывают форму модулирующего сигнала, плотность тока, частоту, толщину и локализацию кольца антенны соответственно. Граничные условия для векторного потенциала поставим нулем всюду на внешней поверхности полости. Такой выбор граничных условий обусловлен тем, что высокочастотные электромагнитные колебания затухают в проводящей стенке с параметрами электропроводности меди уже на глубине в 1-2 микрон, вследствие скин-эффекта [20].

На рис. 1 представлены данные по распределению поля в резонаторе с размерами полости (в метрах): $2r_1 = 0.15875$; $2r_2 = 0.2794$; $\Delta z = 0.2286$ при частоте сигнала без модуляции $\omega / 2\pi = 1.8804 \text{ GHz}$. В этом случае по данным [17] наблюдается заметная сила тяги, превосходящая величину силы тяги фотонного двигателя на единицу мощности в 6390.

Возбуждение колебаний осуществляется на боковой стенке, параметры антенны (в метрах): $r_0 = 0.001; r_c = 0.11; z_c = 0.466$. Отметим, что дипольное излучение антенны выделено на нижнем левом рисунке красно-синим цветом.

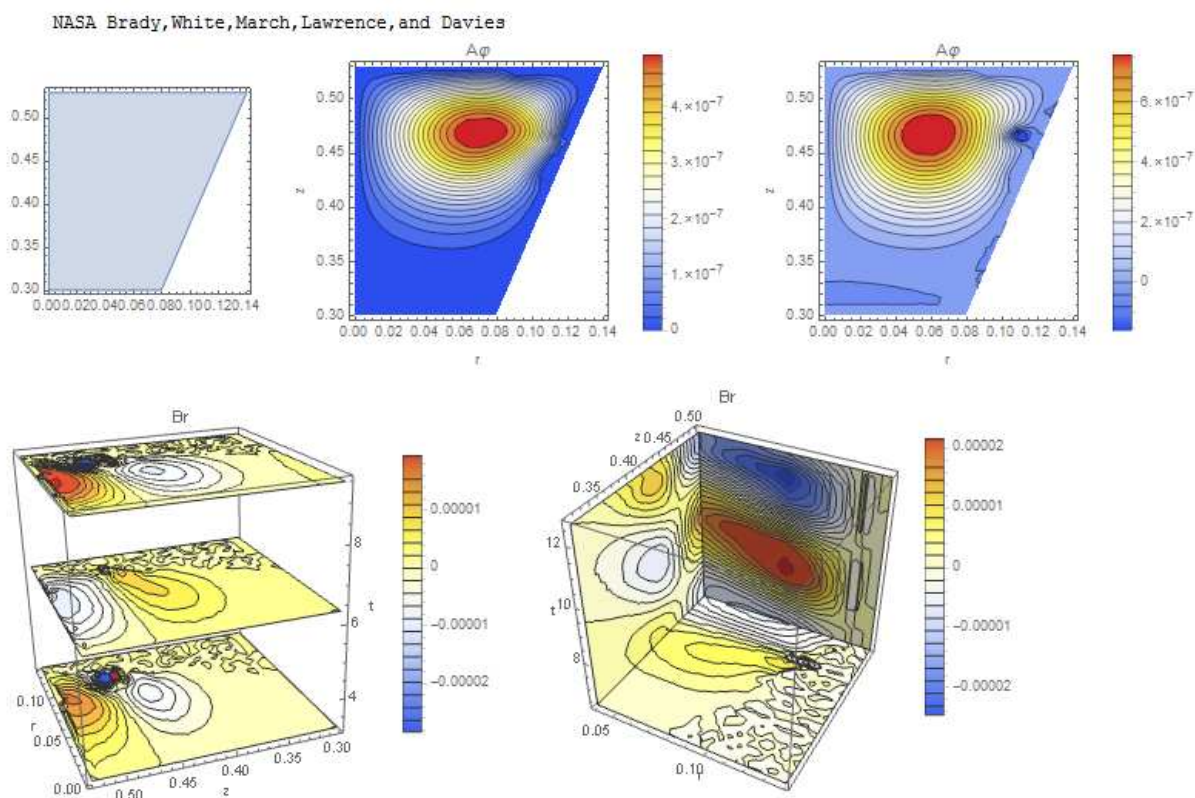


Рис. 1. Пространственно-временное распределение амплитуды колебаний векторного потенциала и радиальной компоненты индукции магнитного поля в коническом резонаторе [17].

При указанной частоте в резонаторе такой формы и размеров в проводящем резонаторе возбуждается мода колебаний TE₀₁₁. Действительно, данные численного моделирования задачи (1)-(2), представленные на рис. 1, описывают азимутальное электрическое поле с нулевым числом колебаний вдоль угловой координаты, с одной пучностью вдоль радиальной

координаты и вдоль продольной координаты. Эти данные соответствует индексу 011 в обозначении моды TE011. Отметим, что в идеальном резонаторе на этой частоте возбуждается мода TE012 [17-18].

Наряду с нестационарной моделью (1)-(3) рассмотрим модель с установившимися стоячими волнами в проводящей полости при возбуждении электромагнитными колебаниями монохроматическим источником

$$\tilde{j}_\varphi = j_0 \exp(i\omega t) \exp[-(r-r_c)^2/r_0^2 - (z-z_c)^2/r_0^2]$$

Предполагая, что векторный потенциал изменяется периодически во времени пропорционально $\exp(i\omega t)$, находим из (1) систему уравнений

$$\begin{aligned} \omega^2 \mathbf{A} + c^2 \nabla^2 \mathbf{A} &= -\frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} = \frac{i\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{A}, \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad \mathbf{A} = \mathbf{A}_1 + i\mathbf{A}_2 \\ \mathbf{E} &= -i\omega \mathbf{A}, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \quad (4)$$

В случае TE моды комплексный векторный потенциал описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} - \frac{A_\varphi}{r^2} - \frac{i\sigma A_\varphi}{\varepsilon_0 c^2} + k^2 A_\varphi &= \frac{j_0 \exp[-(r-r_c)^2/r_0^2 - (z-z_c)^2/r_0^2]}{\varepsilon_0 c^2} \\ E_\varphi = -i\omega A_\varphi, B_r &= -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}, B_z = \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} + \frac{A_\varphi}{r} \end{aligned} \quad (5)$$

Граничные условия для векторного потенциала поставим нулем всюду на внешней поверхности полости. На рис. 2 представлены данные по распределению действительной и мнимой части векторного потенциала в резонаторе с параметрами $2r_1 = 0.15875$; $2r_2 = 0.2794$; $\Delta z = 0.2286$ при частоте сигнала $\omega/2\pi = 1.8804 \text{ GHz}$ - вверху и $\omega/2\pi = 2.168 \text{ GHz}$ - внизу. Мы видим, что в первом случае в резонаторе с проводящими стенками возбуждается мода TE011, а во втором случае – TE012. Отметим, что в идеальном резонаторе в обоих случаях возбуждается мода TE012 [17-18].

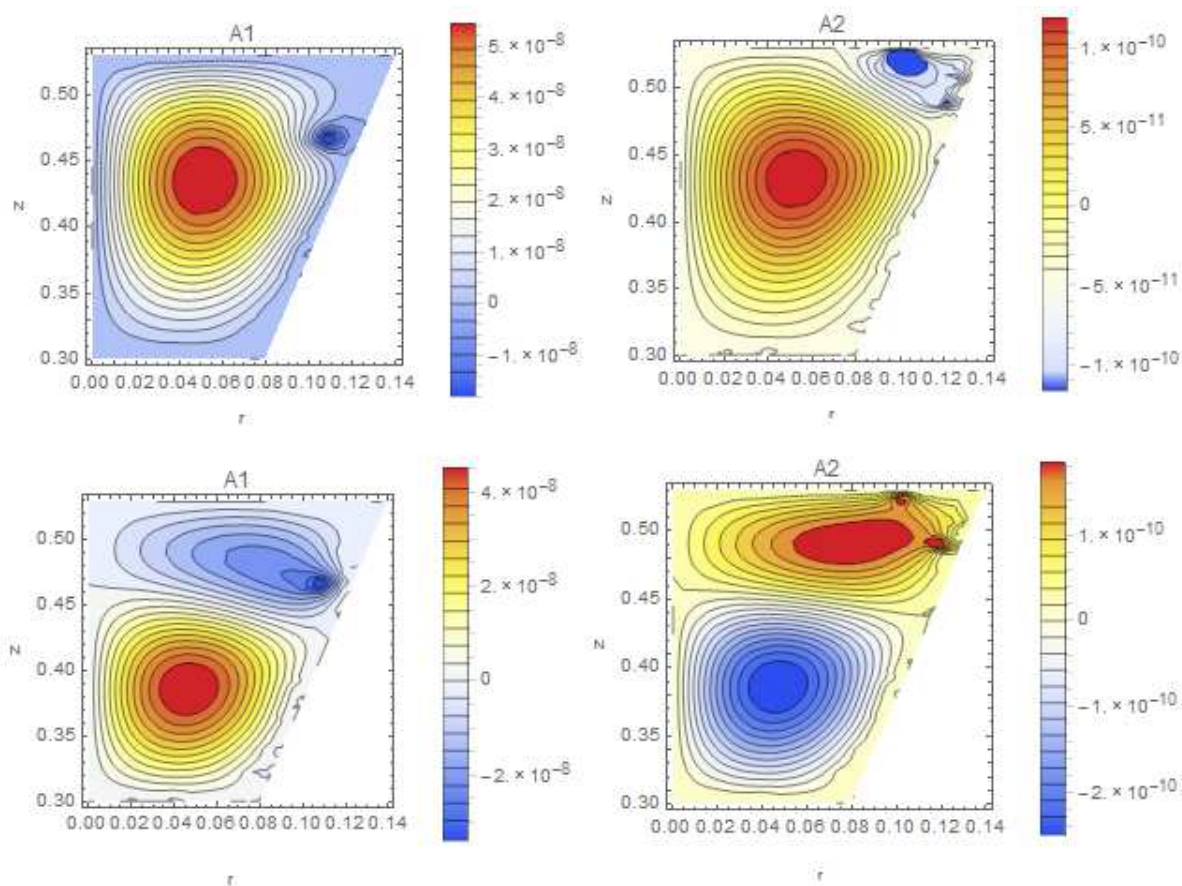


Рис. 2. Пространственное распределение действительной и мнимой части амплитуды векторного потенциала в коническом резонаторе NASA [17]: на верхних рисунках показана мода колебаний TE011 на частоте 1.8804 GHz , на нижних рисунках – мода TE012 на частоте 2.168 GHz .

Определим вектор Пойнтинга согласно

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \tag{6}$$

Импульс электромагнитного поля в объеме полости равен

$$\mathbf{P} = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{S} dV = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H} dV \tag{7}$$

Сила Абрагама, приложенная к объему полости, определяется как

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{P}}{dt} = \frac{1}{c^2} \int (\partial \mathbf{S} / \partial t) dV \tag{8}$$

Сила Абрагама (8), приложенная к объему среды, заполняющей полость, может быть представлена двояко – в нерелятивистской форме (с учетом реакции эфира) [19] и в релятивистской форме [19-20]

$$\mathbf{F}_{AE} = \int \frac{\epsilon_v \mu_v}{c^2} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} dV, \quad \mathbf{F}_{AR} = \int \frac{(\epsilon_v \mu_v - 1)}{c^2} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} dV \quad (9)$$

Здесь ϵ_v, μ_v – относительная диэлектрическая и магнитная проницаемость среды. Используя решение задачи (4)-(5) находим, что вектор Пойнтинга колеблется в полости с удвоенной частотой, поэтому какое бы выражение (9) мы не взяли, среднее за много периодов колебаний значение силы Абрагама равно нулю. Этот теоретический вывод является главным аргументом в критической оценке возможности движения без излучения импульса, при котором, кажется очевидным, нарушается третий закон Ньютона [23].

С другой стороны, многочисленные экспериментальные данные, полученные различными группами исследователей [24], убедительно свидетельствуют о наличии постоянной тяги, возникающей в коническом резонаторе при возбуждении колебаний электромагнитного поля радиочастотного диапазона.

Сам по себе этот факт не является критическим для теории, поскольку, как показано ниже, сила тяги определяется взаимодействием тока смещения с магнитным полем, т.е. составляющей силы Абрагама, а не всей силой. В оригинальной теории Максвелла система движется с опорой на эфир. В теории относительности Эйнштейна система взаимодействует с пространством-временем [21-22].

Сила тяги, согласно многочисленным экспериментальным данным [24], зависит от добротности резонатора – рис. 3. Отметим, что сила тяги на единицу мощности, которую развивает электромагнитный движитель по

данным [17, 24], значительно превосходит аналогичный показатель для фотонной ракеты, составляющий по оценкам [24-25] $F/W = 0.003337 \text{ mN/kW}$.

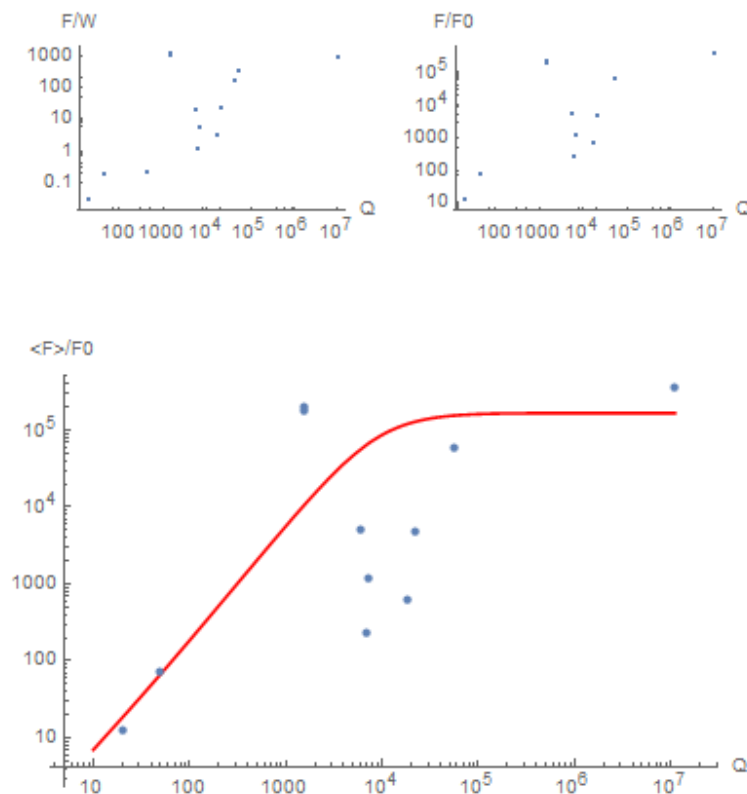


Рис. 3. Зависимость величины силы тяги на единицу мощности от добротности резонатора по данным [24] (вверху) и расчетная зависимость нормированной величины силы тяги от параметра добротности в модели (12) (внизу) вместе с данными [24].

Если резонатор изготовлен из материала обладающего сильной зависимостью проводимости от температуры, например, из меди, то в такой системе наблюдаются, помимо линейных электромагнитных колебаний, еще и нелинейные колебания, обусловленные колебаниями температуры. Действительно, температура стенки зависит от величины потерь плотности электромагнитной энергии в резонаторе, что по закону Джоуля-Ленца

пропорционально $j^2 / \sigma = \sigma(T)E^2$. Избыток тепла удаляется из стенки путем теплопроводности и различных видов излучения. Уравнение теплопроводности в этом случае имеет вид

$$\rho c_p T_t = \lambda \nabla^2 T + \sigma(T)E^2 - \sigma_{SB} T^4 \quad (10)$$

Здесь $\rho, c_p, \lambda, \sigma_{SB}$ – плотность материала стенки, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности и параметр в законе Стефана-Больцмана соответственно. Отметим, что в случае равновесного излучения Янга-Миллса также имеет место закон Стефана-Больцмана [26]. Однако учет влияния поля Янга-Миллса на процессы в резонаторе не сводится только к учету возможных потерь. Основной вклад поля Янга-Миллса заключается в возбуждении токов элементарных частиц, которые приводят к изменению величины тока смещения в уравнениях Максвелла.

Динамическая модель движителя электромагнитного типа

Системе динамических уравнений, описывающих процессы в резонаторе, имеет вид [18]

$$\begin{aligned} L \frac{dI}{dt} + R \left(1 + \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} (T - T_0) \right) I + \frac{1}{C} \int_0^t I dt &= U_0 \cos(\omega t) \\ \frac{dT}{dt} &= \frac{\lambda B}{mc_p} (T_0 - T) + \frac{R}{mc_p} \left(1 + \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} (T - T_0) \right) I^2 - \frac{\sigma_{SB}}{\rho c_p} T^4 \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь C, L, R, m – емкость, индуктивность, сопротивление и масса резонатора; U_0, ω – амплитуда и частота возбуждающего сигнала; B, T_0 – параметр теплообмена и температура термостата соответственно. Положим $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ – основная частота резонатора, определим безразмерные параметры

$$\tau = \omega_0 t, \quad q = \frac{1}{CU_0 \omega_0} \int_0^\tau I d\tau, \quad u = T/T_0, \quad k = \omega/\omega_0$$

$$\alpha = \frac{T_0}{R} \frac{dR}{dT}, \quad a = \frac{\sigma_{SB}}{\omega_0 \rho c_p} T_0^4, \quad b = \frac{\lambda B}{\omega_0 m c_p}, \quad Q = \frac{1}{RC \omega_0}, \quad \beta = \frac{CU_0^2}{m c_p T_0}$$

В этих обозначениях система уравнений (11) принимает вид

$$q'' + Q_0^{-1}(1 + \alpha(u - 1))q' + q = \cos(k\tau)$$

$$u' = b(1 - u) + \beta Q_0^{-1}(1 + \alpha(u - 1))q'^2 - au^4 \tag{12}$$

Выразим силу Абрагама через параметры модели (12). Для этого разделим силу Абрагама на две части

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c^2} \int (\partial \mathbf{S} / \partial t) dV = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{E}_t \times \mathbf{H} dV + \frac{1}{c^2} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H}_t dV \tag{13}$$

В теории Максвелла обе части силы (13) приложены к эфиру. Мы же предполагаем, что в системе есть еще и другие поля – гравитационное поле, поле Янга-Миллса, поле Хиггса и т.п., которые нарушают симметрию системы, что приводит к появлению силы тяги.

Согласно [18] только первый интеграл в правой части (13) дает вклад в силу тяги. Это обусловлено тем, что ток смещения в теории Максвелла зависит от поляризации диэлектрика, т.е. от микроскопических процессов, тогда как закон индукции Фарадея определяется макроскопическими параметрами – относительной скоростью движения и геометрией тел.

Следовательно, при возбуждении колебаний в вакууме, который тоже является диэлектриком, следует учитывать зависимость тока смещения от наличия токов элементарных частиц.

В объеме резонатора магнитное поле связано с током, а электрическое – с производной тока по времени, поскольку векторный потенциал пропорционален току $A \sim \mu I$. Отсюда находим

$$F_z = \frac{1}{c^2} \int (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H})_z dV = -F_0 q' q''', \quad F_0 = \kappa \frac{\omega I_0 U_0 l}{c^2} \tag{14}$$

Здесь l – характерный размер резонатора, κ – численный коэффициент порядка единицы. Среднее значение силы определим как

$$\bar{F}_z = -F_0 \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} q' q''' d\tau \quad (15)$$

Определим также среднее на временном интервале в виде

$$\langle F_z \rangle = -\frac{F_0}{\tau} \int_0^{\tau} q' q''' d\tau \quad (16)$$

Некоторые результаты вычисления параметров электромагнитных колебаний в резонаторе на основе системы уравнений (12) и средней силы тяги (16) приведены на рис. 3-4.

Используя динамическую модель электромагнитного движителя можно оптимизировать силу тяги по частоте возбуждения, по параметру добротности резонатора, по величине джоулевых потерь, по параметру температурной зависимости сопротивления материала, а также по параметрам конвективного и лучистого теплообмена [18].

Было установлено [18], что сила тяги уменьшается со временем, поэтому, для оптимизации силы тяги, следует использовать импульсную модуляцию. На рис. 4 представлены данные по оптимизации силы тяги при импульсной модуляции. Отметим, что при импульсной модуляции в оптимальном режиме происходит увеличение амплитуды колебаний температуры в 2.5 раза, что позволяет увеличить силу тяги на порядок.

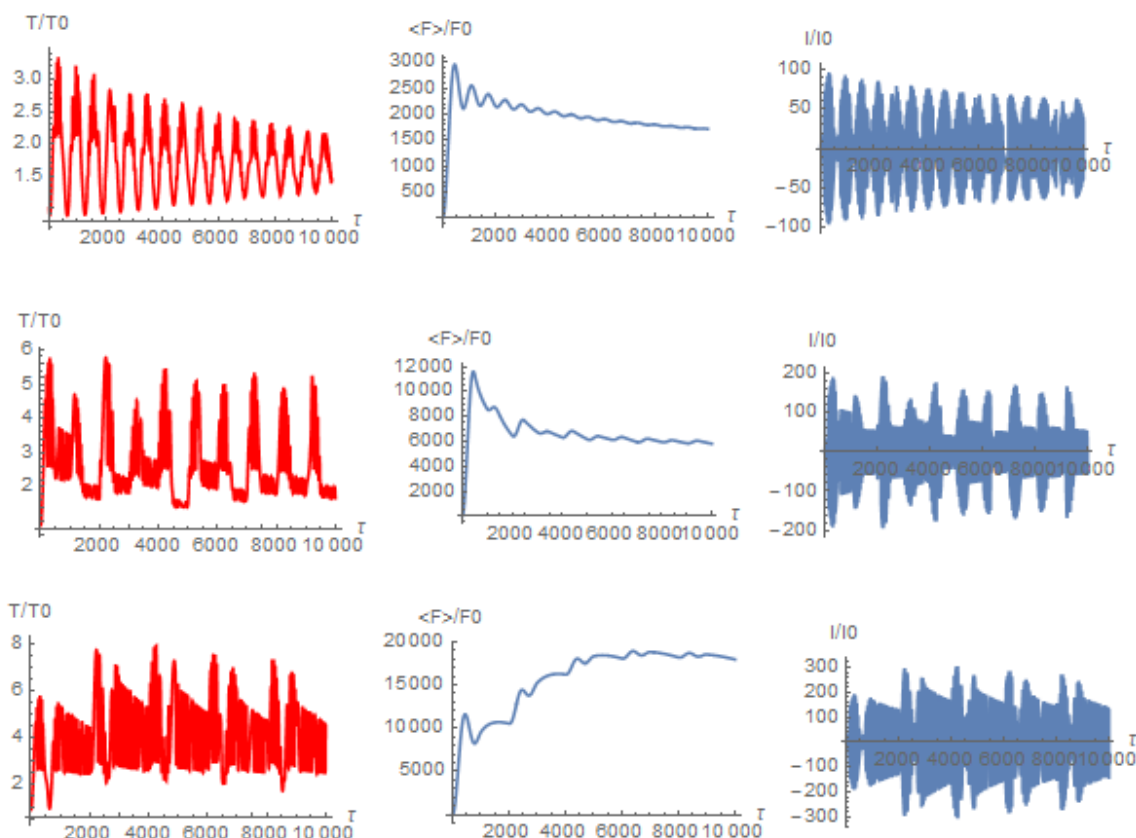


Рис.4. Нелинейные колебания температуры стенки, сила тяги и ток в резонаторе для двух различных режимов возбуждения колебаний – без модуляции (вверху) и с импульсной модуляцией (внизу) с частотой импульсов $\pi\omega/500$; $\pi\omega/1000$ соответственно.

Поля Янга-Миллса и возбуждение токов элементарных частиц

Рассмотрим динамику поля Янга-Миллса в макроскопических устройствах типа резонатора [18, 27-28]. Мы предполагаем, что в коническом резонаторе, наряду с электромагнитным полем, возбуждается поле Янга-Миллса, которое принимает на себя часть импульса, излучаемого системой.

В случае $SU(3)$ симметрии уравнения Янга-Миллса приводятся к виду [27-30]

$$\begin{aligned} \partial_\mu F_{\mu\nu}^B + g_{YM} f^{BCD} A_\mu^C F_{\mu\nu}^D &= 0 \\ F_{\mu\nu}^B &= \partial_\mu A_\nu^B - \partial_\nu A_\mu^B + g_{YM} f^{BCD} A_\mu^C A_\nu^D \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $B, C, D = 1, 2, 3, \dots, 8$ – цветовые индексы (число цветовых полей равно восьми); f^{BCD} – структурные константы калибровочной группы $SU(3)$.

Проблему моделирования можно упростить, рассматривая некоторые средние параметры [30]. Путем усреднения лагранжиана системы

$L_{SU(3)} = \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu}$ находим лагранжиан новой модели и систему динамических уравнений [27-28, 30]

$$\begin{aligned} \phi_a^a - \nabla^2 \phi^a + [(\chi^m \chi^m) + \lambda_1 (\phi^a \phi^a) - \phi_0^2] \phi^a &= 0 \\ \chi_a^m - \nabla^2 \chi^m + [(\phi^a \phi^a) + \lambda_2 (\chi^m \chi^m) - \chi_0^2] \chi^m &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь $a = 1, 2, 3; m = 4, 5, \dots, 8$ – цветовые индексы, по повторяющимся индексам осуществляется суммирование, $\lambda_1, \lambda_2, \phi_0, \chi_0$ – параметры модели.

Рассмотрим двухкомпонентную систему, полагая, что только два поля в системе (18) с индексами $a = 1; m = 4$ дают вклад в динамику поля Янга-Миллса в резонаторе. В этом случае в объеме резонатора возбуждаются стоячие волны поля Янга-Миллса – рис. 5. Можно предположить, что диэлектрическая проницаемость вакуума изменяется в присутствии поля Янга-Миллса. Действительно, поле Янга-Миллса взаимодействует со всем множеством адронов, включая кварки и преоны [31]. Следовательно, в объеме резонатора и в стенках могут возбуждаться токи заряженных частиц.

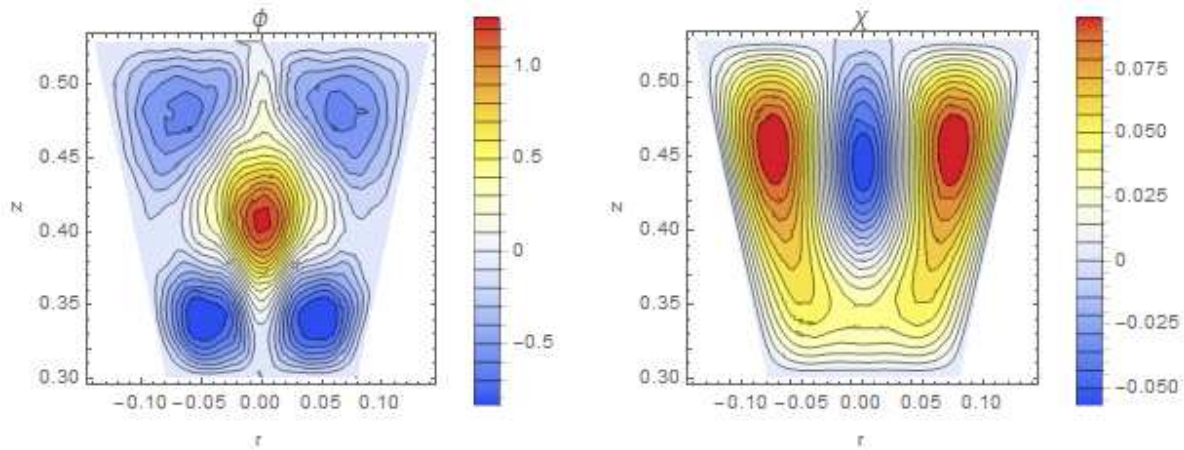


Рис. 5. Динамика поля Янга-Миллса в коническом резонаторе NASA [17] при возбуждении на частоте 1.8804 GHz на боковой поверхности.

При наличии в объеме заряженных частиц имеем систему динамических уравнений для определения их скорости

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = e_i \mathbf{E} - \gamma_i \mathbf{v}_i \quad (19)$$

Здесь m_i, e_i, γ_i – масса, электрический заряд и коэффициент сопротивления частиц соответственно. В локальной теории следует положить в первом приближении $\mathbf{v}_i = e_i \mathbf{E} / \gamma_i$, что соответствует току проводимости. Во втором приближении имеем

$$\mathbf{v}_i = -(m_i e_i / \gamma_i^2) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + e_i \mathbf{E} / \gamma_i \quad (20)$$

Следовательно, полный ток, обусловленный наличием свободных зарядов, состоит из тока проводимости и тока смещения:

$$\mathbf{j}_V = \sum_i n_i e_i \mathbf{v}_i = \left(\sum_i n_i e_i^2 / \gamma_i \right) \mathbf{E} - \left(\sum_i n_i m_i e_i^2 / \gamma_i^2 \right) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (21)$$

Здесь n_i – концентрация частиц. Однако знак тока смещения отличается от такового в уравнении Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (22)$$

Подставляя (21) в (22) находим, что ток проводимости в вакууме понижает диэлектрическую проницаемость вакуума. Как известно, Максвелл вывел уравнение (22), рассматривая поляризацию связанных зарядов в диэлектрике. Вакуум отличается от обычного диэлектрика тем, что свободные заряды не могут образовать связанных состояний с вакуумом, но только между собой.

Следовательно, если в объеме резонатора есть объемные токи, то диэлектрическая проницаемость вакуума понижается пропорционально проводимости,

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \sum_i n_i m_i e_i^2 / \gamma_i^2 \quad (23)$$

Такое изменение диэлектрической проницаемости, ведущее к изменению скорости света, можно рассматривать и как изменение метрики системы. Действительно, для эффекта, связанного с изменением метрики имеем следующее выражение силы тяги [18]

$$\varepsilon = \varepsilon_0 / \sqrt{g_{00}}, \mu = \mu_0 / \sqrt{g_{00}} \quad , \quad \mathbf{F}_{AR} = \int \frac{(1 - g_{00})}{c^2 g_{00}} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} dV \quad (24)$$

Здесь g_{00} – компонента метрического тензора, которой определяется собственное время системы. Отметим, что поле Янга-Миллса дает вклад в изменение метрики вместе с электромагнитным полем [31-32]. Следовательно, можно предположить, что сила тяги определяется согласно второму выражению (9), в котором параметры среды зависят от параметров проводимости согласно (23), имеем

$$\mathbf{F}_{AR} = -\int \left(\sum_i n_i m_i e_i^2 / \varepsilon_0 c^2 \gamma_i^2 \right) \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} dV = -\int \left(\sum_i \mu_0 n_i m_i e_i^2 / \gamma_i^2 \right) \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} dV \quad (25)$$

Наконец, полагая, что концентрация носителей тока зависит от параметров системы $n_i = n_i(T, \mathbf{E}, \mathbf{H}, \phi, \chi)$, приходим к замкнутой модели явления. Отметим, что по своей форме выражение (25) является вполне классическим. Если его применить к системе с постоянной проводимостью, то получим тривиальный результат, что для установившихся процессов электромагнитных колебаний с постоянной частотой сила тяги (25) равна нулю. Однако если проводимость изменяется с температурой, как в рассмотренной выше модели (11)-(12), а температура испытывает колебания, обусловленные токами проводимости, то в системе возникает сила тяги.

Мы, таким образом, предполагаем, что возможным механизмом образования тяги является возбуждение токов проводимости и смещения в объеме резонатора. По порядку величины эффект зависит от безразмерного параметра, связанного с удельной проводимостью системы,

$$C = \sum_i n_i m_i e_i^2 / \epsilon_0 \gamma_i^2 \approx c^2 \tau_i \mu_0 \sigma \quad (26)$$

Здесь $\tau_i = m_i / \gamma_i$ – характерное время пробега носителей заряда. На основе модели (12) можно представить параметр (26) в форме функциональной зависимости от приведенной температуры

$$C = c^2 \tau_i \mu_0 \sigma_0 / (1 + \alpha(u - 1)) = C_0 / (1 + \alpha(u - 1)) \quad (27)$$

Тогда выражение силы (25) принимает вид

$$F_z = -\frac{1}{c^2} \int C \partial(\mathbf{E} \times \mathbf{H})_z / \partial t dV = F_0 \frac{(q' q''' + q'^2)}{(1 + \alpha(u - 1))}, \quad F_0 = \kappa C_0 \frac{\omega l_0 U_0 l}{c^2} \quad (28)$$

Отличие выражения (28) от (14) заключается в появлении нового коэффициента, которым определяется масштаб силы тяги, а также в новой функциональной зависимости от тока и температуры. На рис. 6 представлены данные по оптимизации силы тяги при импульсной модуляции по модели (12) и (28). Качественно, поведение силы тяги согласуется с аналогичными

зависимостями, приведенными на рис. 4. Однако масштаб силы в модели (28) зависит от величины удельной проводимости, что делает ее физически более наглядной.

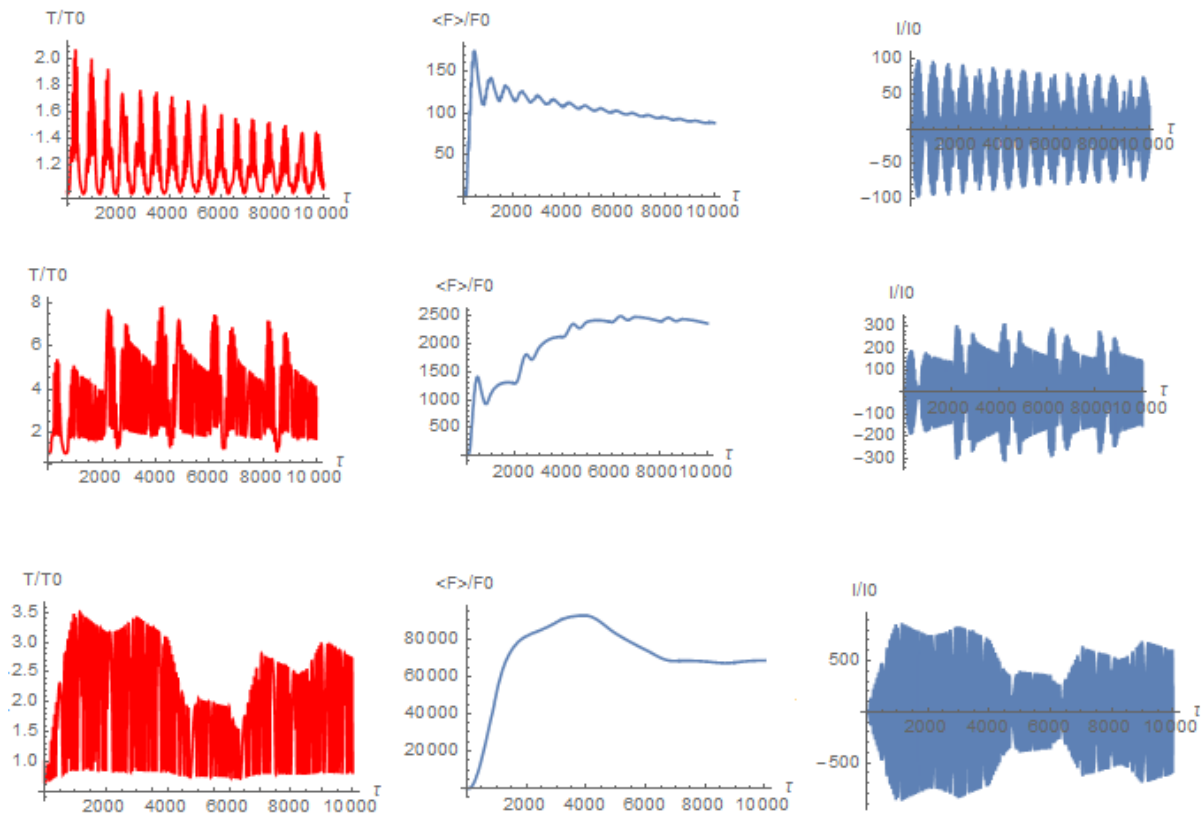


Рис. 6. Нелинейные колебания температуры стенки, сила тяги и ток в резонаторе в модели (12), (28) для двух различных режимов возбуждения колебаний – без модуляции (вверху) и с импульсной модуляцией (средний и нижний ряд рисунков) с частотой импульсов $\pi\omega/1000$. В нижнем ряду показан режим импульсной модуляции с очень точной подстройкой резонансной частоты, $k = 1.001$.

Если в модели (12) положить $\alpha = 0$, то средняя сила тяги, вычисленная согласно (28), стремится к нулю. Здесь мы видим явные указания на физику процесса и на возможность оптимизации тяги путем выбора

соответствующих материалов и геометрии резонатора. В этой связи отметим, что выражение (28) описывает вклад токов элементарных частиц в силу тяги, тогда как выражение (14) описывает вклад тока смещения в вакууме. Эти вклады имеют одинаковый знак, хотя выражения (14) и (28) имеют разные знаки.

Наконец, заметим, что опубликованные данные экспериментальных исследований [9-17, 24] еще не позволяют сделать выбор в пользу той или иной модели. Тем не менее, предложенная динамическая модель (12) позволяет осуществить оптимизацию силы тяги по значительному числу параметров без привлечения гипотез, обсуждаемых в работах [7, 13, 18] и других. Расширение модели в форме (28) открывает новые возможности в моделировании силы тяги в двигателях электромагнитного типа.

Библиографический список

1. Choueiri E. Y. New dawn of electric rocket// Scientific American 300, 58–65 2009
2. Hoskins A. W. 30 Years of Electric Propulsion Flight Experience at Aerojet Rocketdyne/ Paper IEPC-2013-439, 33rd International Electric Propulsion Conference, Washington DC, October 2013.
3. Palaszewski Bryan. Electric Propulsion for Future Space Missions/Electric Propulsion for Future Space Missions. NASA Glenn Research Center. 31 December 2011.
4. Fisher Richard. Defying gravity: UK team claims engine based on microwaves could revolutionise spacecraft propulsion// The Engineer (London) 293 (7663), 5 November 2004.
5. Tom Shelley. No-propellant drive prepares for space and beyond// Eureka Magazine. 14 May 2007.
6. Hambling David. Propellantless Space Propulsion Research Continues// Aviation Week & Space Technology, 5 November, 2012
7. Shawyer Roger. A Theory of Microwave Propulsion for Spacecraft// New Scientist. September 2006
8. Shawyer Roger. Second generation EmDrive propulsion applied to SSTO launcher and interstellar probe// Acta Astronautica 116: 166–174, 2015.
9. Shawyer Roger. Microwave Propulsion - Progress in the EmDrive Programme/ 59th International Astronautical Congress (IAC 2008). Glasgow, U.K.: International Astronautical Federation, 29 September – 3 October 2008.
10. Yang Juan, Wang Yuquan, Li Pengfei, Wang Yang, Wang Yunmin, Ma Yanjie. Net thrust measurement of propellantless microwave thrusters// Acta Physica Sinica (in Chinese), Chinese Physical Society, 2012, <http://wulixb.iphy.ac.cn>

11. Yang Juan, Wang Yu-Quan, Ma Yan-Jie, Li Peng-Fei, Yang Le, Wang Yang, He Guo-Qiang. Prediction and experimental measurement of the electromagnetic thrust generated by a microwave thruster system// Chinese Physics B (IOP Publishing) 22, 5 May 2013.

12. Shi Feng, Yang Juan, Tang Ming-Jie, Luo Li-Tao, Wang Yu-Quan. Resonance experiment on a microwave resonator system// Acta Physica Sinica (in Chinese) (Chinese Physical Society) 63 (15), September 2014.

13. ZHU Yu, YANG Juan, MA Nan. The Performance Analysis of Microwave Thrust Without Propellant Based On The Quantum Theory// Journal of Astronautics (in Chinese) 29 (5): 1612–1615, September 2008.

14. White Harold, March Paul, Nehemiah Williams, O'Neill William. Eagleworks Laboratories: Advanced Propulsion Physics Research. -NASA Technical Reports Server (NTRS) (Technical report) (NASA). JSC-CN-25207, 5 December 2011.

15. Brady David A., White Harold G., March Paul, Lawrence James T., Davies Franck J. Anomalous Thrust Production from an RF Test Device Measured on a Low-Thrust Torsion Pendulum/ 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics, – NASA, 30 July 2014.

16. Fetta Guido P. Numerical and Experimental Results for a Novel Propulsion Technology Requiring no On-Board Propellant/50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics. 30 August 2014

17. Brady D.A., White H.G., March P., Lawrence J.T., Davies F.J. Anomalous Thrust production from an RF Test Device Measured on Low-Thrust Torsion Pendulum// AIAA 2014-4029.

18. Трунев А.П. Принцип относительности и теория движителя электромагнитного типа// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2015. – №10(114). С. 812 – 836. – IDA [article ID]: 1141510061. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2015/10/pdf/61.pdf>

19. Абрагам-Беккер. Теория электричества. – М., ОНТИ, 1936.

20. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. – М., Наука, 1982.

21. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. – 7-е изд. - М., Наука, 1988.

22. Трунев А.П. Скорость гравитации и сверхбыстрое движение в общей теории относительности// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №06(100).

23. Greg Egan. Resonant Modes of a Conical Cavity/
<http://www.gregegan.net/SCIENCE/Cavity/Cavity.html>

24. Experimental Results/ emdrive.wiki/Main_Page

25. Huth J.H. Some Fundamental Considerations Relating to Advanced Rocket Propulsion Systems. – The RAND Corp., P-1479, November 21, 1958.

26. Dzhunushaliev V.D. Phase transition for gluon field: a qualitative analysis // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №06(090). С. 1051 – 1061. – IDA [article ID]: 0901306071. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/06/pdf/71.pdf>

27. Трунев А.П. Усилитель поля Янга-Миллса// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2015. –

№07(111). С. 1202 – 1228. – IDA [article ID]: 1111507077. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2015/07/pdf/77.pdf>

28. Трунев А.П. Конденсатор поля Янга-Миллса// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2015. – №08(112). С. 2014 – 2034. – IDA [article ID]: 1121508145. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2015/08/pdf/145.pdf>

29. Девитт Б.С. Динамическая теория групп и полей. – Москва, Наука, 1987.

30. Dzhunushaliev V. Scalar model of the glueball// *Hadronic J. Suppl.* 19, 185, 2004.

31. Трунев А.П. Динамика преонов и структура кварков и лептонов / А.П. Трунев // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №04(088). С. 895 – 926. – IDA [article ID]: 0881304064. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/04/pdf/64.pdf>

32. Кривоносов Л.Н., Лукьянов В.А. Связь уравнений Янга-Миллса с уравнениями Эйнштейна и Максвелла// *Journal of Siberian Federal University, Mathematics & Physics* 2009, 2(4), 432-448.

33. Кривоносов Л.Н., Лукьянов В.А. Решение уравнений Янга-Миллса для центрально-симметрической метрики при наличии электромагнитного поля./ *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*, Вып.3, 2013.

References

1. Choueiri E. Y. New dawn of electric rocket// *Scientific American* 300, 58–65 2009
2. Hoskins A. W. 30 Years of Electric Propulsion Flight Experience at Aerojet Rocketdyne/ Paper IEP-2013-439, 33rd International Electric Propulsion Conference, Washington DC, October 2013.
3. Palaszewski Bryan. Electric Propulsion for Future Space Missions/Electric Propulsion for Future Space Missions. NASA Glenn Research Center. 31 December 2011.
4. Fisher Richard. Defying gravity: UK team claims engine based on microwaves could revolutionise spacecraft propulsion// *The Engineer (London)* 293 (7663), 5 November 2004.
5. Tom Shelley. No-propellant drive prepares for space and beyond// *Eureka Magazine*. 14 May 2007.
6. Hambling David. Propellantless Space Propulsion Research Continues// *Aviation Week & Space Technology*, 5 November, 2012
7. Shawyer Roger. A Theory of Microwave Propulsion for Spacecraft// *New Scientist*. September 2006
8. Shawyer Roger. Second generation EmDrive propulsion applied to SSTO launcher and interstellar probe// *Acta Astronautica* 116: 166–174, 2015.
9. Shawyer Roger. Microwave Propulsion - Progress in the EmDrive Programme/ 59th International Astronautical Congress (IAC 2008). Glasgow, U.K.: International Astronautical Federation, 29 September – 3 October 2008.
10. Yang Juan, Wang Yuquan, Li Pengfei, Wang Yang, Wang Yunmin, Ma Yanjie. Net thrust measurement of propellantless microwave thrusters// *Acta Physica Sinica (in Chinese)*, Chinese Physical Society, 2012, <http://wulixb.iphy.ac.cn>

11. Yang Juan, Wang Yu-Quan, Ma Yan-Jie, Li Peng-Fei, Yang Le, Wang Yang, He Guo-Qiang. Prediction and experimental measurement of the electromagnetic thrust generated by a microwave thruster system// Chinese Physics B (IOP Publishing) 22, 5 May 2013.

12. Shi Feng, Yang Juan, Tang Ming-Jie, Luo Li-Tao, Wang Yu-Quan. Resonance experiment on a microwave resonator system// Acta Physica Sinica (in Chinese) (Chinese Physical Society) 63 (15), September 2014.

13. ZHU Yu, YANG Juan, MA Nan. The Performance Analysis of Microwave Thrust Without Propellant Based On The Quantum Theory// Journal of Astronautics (in Chinese) 29 (5): 1612–1615, September 2008.

14. White Harold, March Paul, Nehemiah Williams, O'Neill William. Eagleworks Laboratories: Advanced Propulsion Physics Research. -NASA Technical Reports Server (NTRS) (Technical report) (NASA). JSC-CN-25207, 5 December 2011.

15. Brady David A., White Harold G., March Paul, Lawrence James T., Davies Franck J. Anomalous Thrust Production from an RF Test Device Measured on a Low-Thrust Torsion Pendulum/ 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics, – NASA, 30 July 2014.

16. Fetta Guido P. Numerical and Experimental Results for a Novel Propulsion Technology Requiring no On-Board Propellant/50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics. 30 August 2014

17. Brady D.A., White H.G., March P., Lawrence J.T., Davies F.J. Anomalous Thrust production from an RF Test Device Measured on Low-Thrust Torsion Pendulum// AIAA 2014-4029.

18. Trunев A.P. Princip odnositel'nosti i teorija dvizhitelja jelektromagnitnogo tipa// Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2015. – №10(114). S. 812 – 836. – IDA [article ID]: 1141510061. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2015/10/pdf/61.pdf>

19. Abragam-Bekker. Teorija jelektrichestva. – M., ONTI, 1936.

20. L.D. Landau, E.M. Lifshic. Jelektrodinamika sploshnyh sred. – M., Nauka, 1982.

21. L.D. Landau, E.M. Lifshic. Teorija polja. – 7-e izd. - M., Nauka, 1988.

22. Trunев A.P. Skorost' gravitacii i sverhbystroe dvizhenie v obshhej teorii odnositel'nosti// Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2014. – №06(100).

23. Greg Egan. Resonant Modes of a Conical Cavity/ <http://www.gregegan.net/SCIENCE/Cavity/Cavity.html>

24. Experimental Results/ emdrive.wiki/Main_Page

25. Huth J.H. Some Fundamental Considerations Relating to Advanced Rocket Propulsion Systems. – The RAND Corp., P-1479, November 21, 1958.

26. Dzhunushaliev V.D. Phase transition for gluon field: a qualitative analysis // Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2013. – №06(090). S. 1051 – 1061. – IDA [article ID]: 0901306071. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2013/06/pdf/71.pdf>

27. Trunев A.P. Usilitel' polja Janga-Millsa// Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal

KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2015. – №07(111). S. 1202 – 1228. – IDA [article ID]: 1111507077. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2015/07/pdf/77.pdf>

28. Trunев A.P. Kondensator polja Janga-Millsa// Politematicheskij setevoy jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2015. – №08(112). S. 2014 – 2034. – IDA [article ID]: 1121508145. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2015/08/pdf/145.pdf>

29. Devitt B.S. Dinamicheskaja teorija grupp i polej. – Moskva, Nauka, 1987.

30. Dzhunushaliev V. Scalar model of the glueball// Hadronic J. Suppl. 19, 185, 2004.

31. Trunев A.P. Dinamika preonov i struktura kvarkov i leptonov / A.P. Trunев // Politematicheskij setevoy jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2013. – №04(088). S. 895 – 926. – IDA [article ID]: 0881304064. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2013/04/pdf/64.pdf>

32. Krivonosov L.N., Luk'janov V.A. Svjaz' uravnenij Janga-Millsa s uravnenijami Jejnshtejna i Maksvella// Journal of Siberian Federal University, Mathematics & Physics 2009, 2(4), 432-448.

33. Krivonosov L.N., Luk'janov V.A. Reshenie uravnenij Janga-Millsa dlja central'no-simmetricheskoj metriki pri nalichii jelektromagnitnogo polja./ Prostranstvo, vremja i fundamental'nye vzaimodejstvija, Vyp.3, 2013.