

УДК 530.12+537.86

01.00.00 Физико-математические науки

ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ТЕОРИЯ ДВИЖИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ТИПА

Трунев Александр Петрович

к.ф.-м.н., Ph.D., директор

Scopus Author ID: 6603801161

SPIN-код автора: 4945-6530

A&E Trounev IT Consulting, Торонто, Канада

В работе представлена теория ракетного движителя электромагнитного типа. Устройство состоит из магнетрона и конического резонатора, в котором возбуждаются электромагнитные колебания. Дано объяснение механизма возникновения тяги в таком устройстве на основе теории Максвелла и силы Абрагама. Построена динамическая модель движителя, на основе которой вычислены его оптимальные параметры. Показано, что при работе ракетного движителя электромагнитного типа выполняются законы сохранения импульса и энергии с учетом гравитационного поля. При моделировании движения использована теория относительности. Предполагается, что источником движения в движителях электромагнитного типа является преобразование массы вещества в различные виды излучения. Выполнена оптимизация рабочих параметров устройства, а именно: по частоте возбуждения, 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 для эффективного преобразования энергии электромагнитного поля в силу тягу необходимо минимизировать отклонение частоты возбуждения от основной резонансной частоты полости. Предложен механизм образования силы тяги при изменении метрики пространства-времени с учетом вклада поля Янга-Миллса и электромагнитного поля в тензор плотности энергии-импульса

Ключевые слова: ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ, РЕЗОНАТОР, РЕАКТИВНОЕ ДВИЖЕНИЕ, СИЛА АБРАГАМА, ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА, ТЕОРИЯ ЯНГА-МИЛЛСА, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

UDC 530.12+537.86

Physics and mathematics

GENERAL RELATIVITY AND THEORY OF ELECTROMAGNETIC DRIVE

Alexander Trunev

Cand.Phys.-Math.Sci., Ph.D., C.E.O.

Scopus Author ID: 6603801161

A&E Trounev IT Consulting, Toronto, Canada

The article presents the theory of the electromagnetic type of rocket motor. The apparatus consists of a magnetron and a conical cavity in which electromagnetic oscillations are excited. We explain the mechanism of trust in such a device based on Maxwell's theory and the Abraham force. We built a dynamic model of the motor and calculated the optimal parameters. It is shown, that the laws of conservation of momentum and energy for the rocket motor of electromagnetic type are true, taking into account the gravitational field. In simulation, the movement used the theory of relativity. The source of the motion in an electromagnetic drive is the mass conversion in various kinds of radiation. The optimization of the operating parameters of the device is done, namely by the excitation frequency, the magnitude of heat losses of electromagnetic energy by thermal radiation in the IR spectrum, the parameters of heat transfer and forced from the temperature dependence of the resistance of the material of the cavity walls. It was found that the effective conversion of electromagnetic energy in the trust force necessary to minimize the deviation of the excitation frequency of the primary resonance frequency of the cavity. The mechanism of formation of trust under change the metrics of space-time, taking into account the contribution of the Yang-Mills theory and electromagnetic field tensor of energy-momentum has been proposed

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

Введение

Используемые в настоящее время в космонавтике химические реактивные двигатели способны развивать большую силу тяги в короткое

время и со значительной потерей массы. Электрические движители частично позволяют решить эту проблему, создавая небольшую силу тяги на протяжении длительного времени, что предприняло успех в исследовании планет Солнечной системы, их спутников, комет и астероидов с помощью летательных аппаратов, оснащенных движителями такого типа [1-3].

Однако для освоения Солнечной системы, а в перспективе 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, считается движитель электромагнитного типа [4-16].

Многочисленные экспериментальные данные, полученные различными группами исследователей [17], убедительно свидетельствуют о наличии постоянной тяги, возникающей в коническом резонаторе при возбуждении колебаний электромагнитного поля радиочастотного диапазона. Но до сих пор нет теории этого явления, поэтому в научном сообществе наблюдается скептическое отношение к самой идее возникновения силы тяги без видимой причины [18].

В настоящей работе 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 двигателя электромагнитного типа выполняются законы сохранения импульса и энергии с учетом гравитационного поля, в полном соответствии с общей теорией относительности Эйнштейна [21-22].

Динамическая модель электромагнитного поля в полости резонатора

Двигатель 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. Отметим, что при вводе через боковую поверхность осевая симметрия системы нарушается, поэтому для упрощения задачи рассмотрим моды колебаний поля в коническом резонаторе при возбуждении через торцевую поверхность в предположении, что решение не зависит от полярного угла.

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 имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A} - c^2 \nabla^2 \mathbf{A} &= 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \\ \mathbf{E} &= -\mathbf{A}_t, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \quad (1)$$

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

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

Граничные условия для векторного потенциала поставим нулем всюду на внутренней поверхности полости, за исключением области ввода, где векторный потенциал колеблется с частотой задающего генератора:

$$A_\varphi = A_0 \cos(\omega t), \quad 0 \leq r \leq r_0, \quad z = z_0 \quad (3)$$

Полагая $A_\varphi = A_s(r, z) \cos(\omega t)$ и подставляя это выражение в первое уравнение (2), находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_s}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A_s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_s}{\partial r} - \frac{A_s}{r^2} + k_s^2 A_s &= 0 \\ E_\varphi = \omega A_s \sin(\omega t), \quad B_r &= -\frac{\partial A_s}{\partial z} \cos(\omega t), \quad B_z = \left(\frac{\partial A_s}{\partial r} + \frac{A_s}{r} \right) \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (4)$$

Для первого уравнения (4) имеем краевую задачу Дирихле

$$A_s = A_0, \quad 0 \leq r \leq r_0, \quad z = z_0 \quad (5)$$

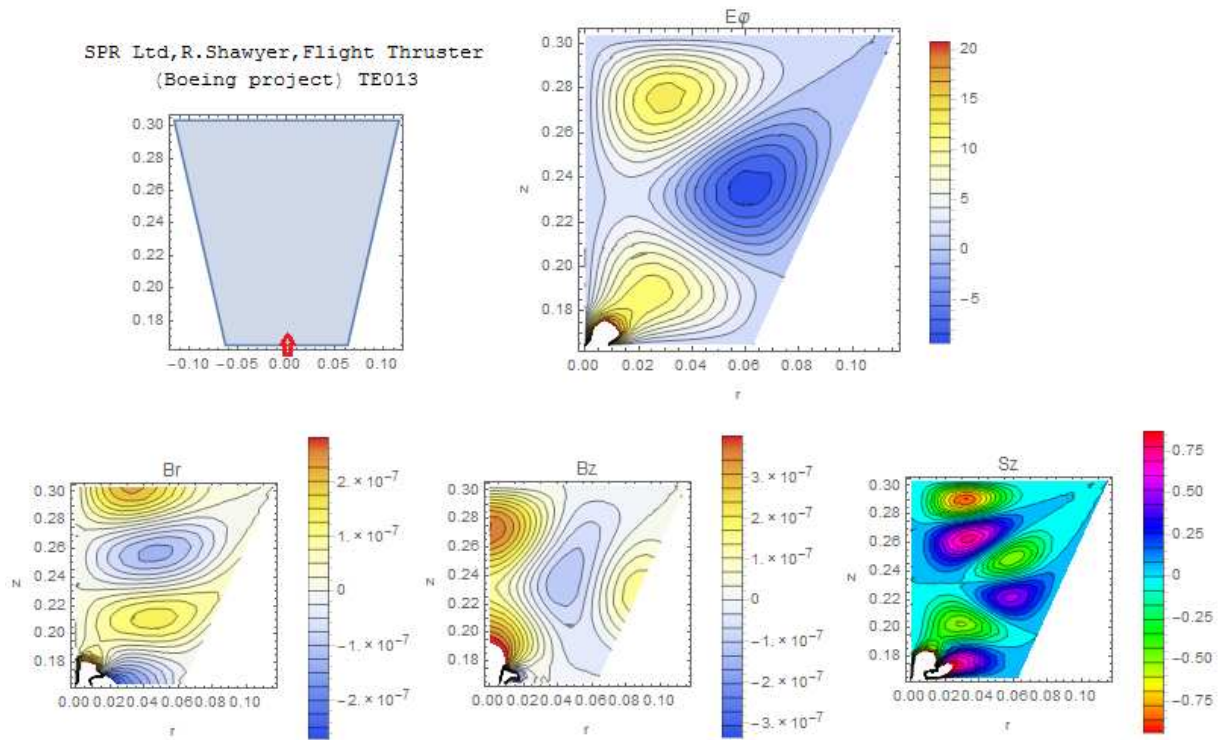


Рис. 1. Пространственное распределение амплитуды колебаний электрического поля, индукции магнитного поля и осевой компоненты вектора Пойнтинга в коническом резонаторе SPR Ltd, R. Shawyer, Flight Thruster (Boeing project) [17].

Положим амплитуду $A_0 = 10^{-7} (= \mu_0 / 4\pi)$, зададим частоту генератора $\omega / 2\pi = 3.85 \text{ GHz}$, размеры полости и канала ввода (в метрах): $2r_0 = 0.01$; $2r_1 = 0.1257$; $2r_2 = 0.2314$; $\Delta z = 0.1386$. Согласно [17] эти данные соответствуют резонатору фирмы SPR Ltd, R. Shawyer, Flight Thruster (Boeing project).

При указанной частоте в резонаторе такой формы и размеров возбуждается мода колебаний TE013 [17]. Действительно, данные численного моделирования задачи (4)-(5), представленные на рис. 1, описывают азимутальное электрическое поле с нулевым числом колебаний вдоль

угловой координаты, с одной пучностью вдоль радиальной координаты и с тремя пучностями вдоль продольной координаты. Отметим, что эти данные соответствует индексу 013 в обозначении моды TE013.

Определим вектор Пойнтинга согласно

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (6)$$

Импульс электромагнитного поля в объеме полости равен

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

Сила Абрагама, приложенная к объему полости, определяется как

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

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].

Заметим, что данные, представленные на рис. 1, получены в предположении, что сдвиг фазы колебаний электрического и магнитного поля равен точно $\pi/2$. Однако это предположение не выполняется в модели (1)-(2) поскольку спектральная характеристика магнетрона отличается от

гипотетической периодической зависимости (3). С учетом этого обстоятельства вычислим силу Абрагама, приложенную к объему резонатора, опираясь на общие выражения (2), а не на частные выражения (4). Предполагая, что симметрия решения сохраняется, имеем для осевой компоненты силы Абрагама:

$$\begin{aligned}
 F_z &= \frac{1}{c^2} \int \frac{\partial S_z}{\partial t} dV = \frac{1}{c^2} \int \frac{\partial(-E_\varphi H_r)}{\partial t} dV = -\frac{1}{\mu c^2} \int \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial A_\varphi}{\partial t} \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \right) dV = \\
 &= -\frac{1}{\mu} \int \left[\left(\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} - \frac{A_\varphi}{r^2} \right) \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \right] dV - \frac{1}{2\mu c^2} \int \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_\varphi}{\partial t} \right)^2 dV = \\
 &= -\frac{1}{2\mu} \int \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \right)^2 dV - \frac{1}{2\mu c^2} \int \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_\varphi}{\partial t} \right)^2 dV - \frac{1}{\mu} \int \left[\left(\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} - \frac{A_\varphi}{r^2} \right) \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \right] dV
 \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь для преобразования подынтегральных выражений были использованы уравнения (2). Последнее слагаемое в правой части (10) приводится к виду

$$-\int \left[\left(\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} - \frac{A_\varphi}{r^2} \right) \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \right] dV = \int B_r \frac{\partial B_z}{\partial r} dV = \int \frac{\partial(B_r B_z)}{\partial r} dV - \int B_z \frac{\partial B_r}{\partial r} dV$$

Наконец, учитывая, что в силу уравнений Максвелла $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, следовательно, $\partial B_r / \partial r + B_r / r + \partial B_z / \partial z = 0$, находим окончательно

$$-\int \left[\left(\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} - \frac{A_\varphi}{r^2} \right) \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \right] dV = \int \frac{\partial B_r B_z}{\partial r} dV + \int B_z \frac{B_r}{r} dV + \frac{1}{2} \int \frac{\partial B_z^2}{\partial z} dV$$

Таким образом, находим, что сила Абрагама, действующая вдоль оси системы равна

$$F_z = \frac{1}{\mu} \int \frac{\partial(r B_r B_z)}{r \partial r} dV - \frac{1}{2\mu c^2} \int \frac{\partial E_\varphi^2}{\partial z} dV - \frac{1}{2\mu} \int \frac{\partial B_r^2}{\partial z} dV + \frac{1}{2\mu} \int \frac{\partial B_z^2}{\partial z} dV \tag{11}$$

Отметим, что все интегралы в правой части (11) могут быть приведены к поверхностным интегралам. Само же выражение (11) является частным

случаем общего выражения, связывающего объемные силы с поверхностным интегралом от тензора натяжений Максвелла [20]

$$F_{\alpha} = \int f_{\alpha} dV = \oint \sigma_{\alpha\beta} ds_{\beta} \quad (12)$$

Очевидно, что при усреднении выражения (11) по времени все слагаемый в правой части этого выражения дают ненулевой вклад на периодических решениях вида (4). Поэтому, если среднее по времени значение силы Абрагама обращается в ноль, то это не связано с периодичностью решений. Однако на периодических решениях вида (4), использованных в работе [23], сила Абрагама равна нулю.

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].

Ясно, что решения вида (4) не описывают физически приемлемых граничных условий, связанных с конечностью величины добротности резонатора, но являются некоторой формой идеализации процесса электромагнитных колебаний в полости резонатора. Тогда как сила тяги, согласно многочисленным экспериментальным данным [17], зависит от добротности резонатора – рис. 2. Отметим, что сила тяги на единицу мощности, которую развивает электромагнитный движитель по данным [17], значительно превосходит аналогичный показатель для фотонной ракеты, составляющий по разным оценкам $F/W = 0.003337 \text{ mN/kW}$ [17, 24].

Для построения динамической модели движителя необходимо в уравнениях динамики электромагнитного поля в полости (1) учесть токи,

наведенные в стенке полости. В простейшем случае, считая, что выполняется закон Ома, $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, находим

$$\begin{aligned} \Delta_{tt} - c^2 \nabla^2 \mathbf{A} &= \frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} = -\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{A}_t, \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \\ \mathbf{E} &= -\mathbf{A}_t, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \tag{13}$$

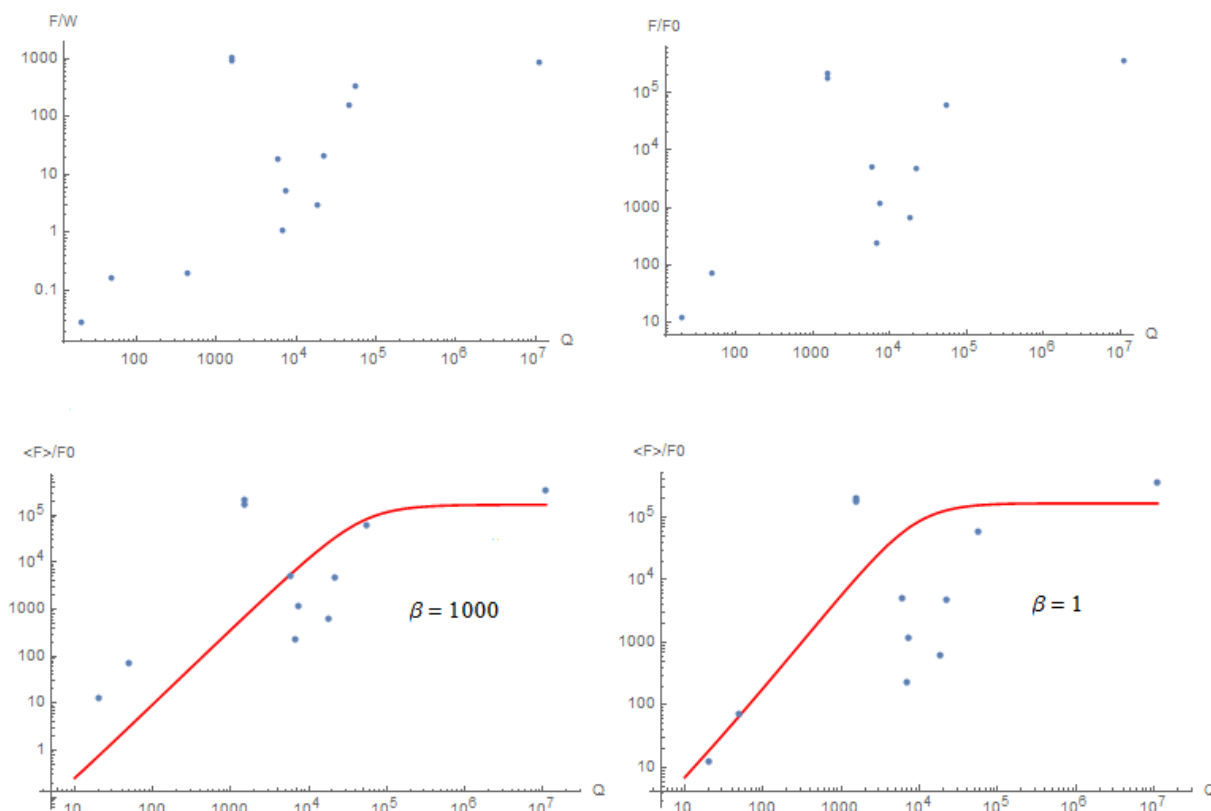


Рис. 2. Зависимость величины силы тяги на единицу мощности от добротности резонатора по данным [17] (вверху) и расчетная зависимость нормированной величины силы тяги от параметра добротности в модели (17) (внизу) вместе с данными [17].

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

$$\rho c_p T_t = \lambda \nabla^2 T + \sigma(T)\mathbf{E}^2 - \sigma_{SB} T^4 \quad (14)$$

Здесь $\rho, c_p, \lambda, \sigma_{SB}$ – плотность материала стенки, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности и параметр в законе Стефана-Больцмана соответственно. Ниже будет показано, что, во-первых, существуют режимы колебания электромагнитного поля в полости такие, что среднее значение силы тяги, как составляющей силы Абрагама, отлично от нуля; во-вторых, при этом не нарушается третий закон Ньютона.

Динамическая модель движителя электромагнитного типа

Системе уравнений (13)-(14) сопоставим систему динамических уравнений

$$\begin{aligned} L \frac{dI}{dt} + R \left(1 + \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} (T - T_0) \right) I + \frac{1}{C_0} \int I dt = U_0 \cos(\omega t) \\ \frac{dT}{dt} = \frac{\lambda B}{mc_p} (T_0 - T) + \frac{R}{mc_p} \left(1 + \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} (T - T_0) \right) I^2 - \frac{\sigma_{SB}}{\rho c_p} T^4 \end{aligned} \quad (15)$$

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

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

$$\alpha = \frac{T_0}{R} \frac{dR}{dT}, \quad a = \frac{\sigma_{SB}}{\omega_0 \rho c_p} T_0^4, \quad b = \frac{\lambda B}{\omega_0 m c_p}, \quad Q = \frac{1}{RC \omega_0}, \quad \beta = \frac{CU_0^2}{m c_p T_0}$$
(16)

В этих обозначениях система уравнений (15) принимает вид

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

$$u' = b(1-u) + \beta Q_0^{-1}(1 + \alpha(u-1))q'^2 - au^4$$
(17)

Выразим силу Абрагама через параметры модели (17). Для этого разделим силу Абрагама на две части

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c^2} \int (\partial \mathbf{S} / \partial t) dV = \frac{1}{c^2} \int \mathbf{E}_t \times \mathbf{H} dV + \frac{1}{c^2} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H}_t dV$$
(18)

В теории Максвелла обе части силы (18) приложены к эфиру. Мы же предполагаем, что в системе есть еще два поля – гравитационное поле и поле Янга-Миллса, которые нарушают симметрию системы, что приводит к появлению силы тяги.

Согласно (10) только первый интеграл в правой части (18) дает вклад в силу тяги, тогда как второй интеграл сводится к поверхностному интегралу от квадрата электрического поля, который в идеальном случае равен нулю. 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

$$F_z = \frac{1}{c^2} \int (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H})_z dV = -F_0 q' q''', \quad F_0 = \kappa \frac{\omega I_0 U_0 l}{c^2}$$
(19)

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

$$\bar{F}_z = -F_0 \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau q' q''' d\tau$$
(20)

Поскольку предел (20) физически может оказаться недостижимой величиной, введем также среднее на временном интервале в виде

$$\langle F_z \rangle = -\frac{F_0}{\tau} \int_0^{\tau} q' q''' d\tau \quad (21)$$

Некоторые результаты вычисления параметров электромагнитных колебаний в резонаторе на основе системы уравнений (17) и средней силы тяги (21) приведены на рис. 2-4.

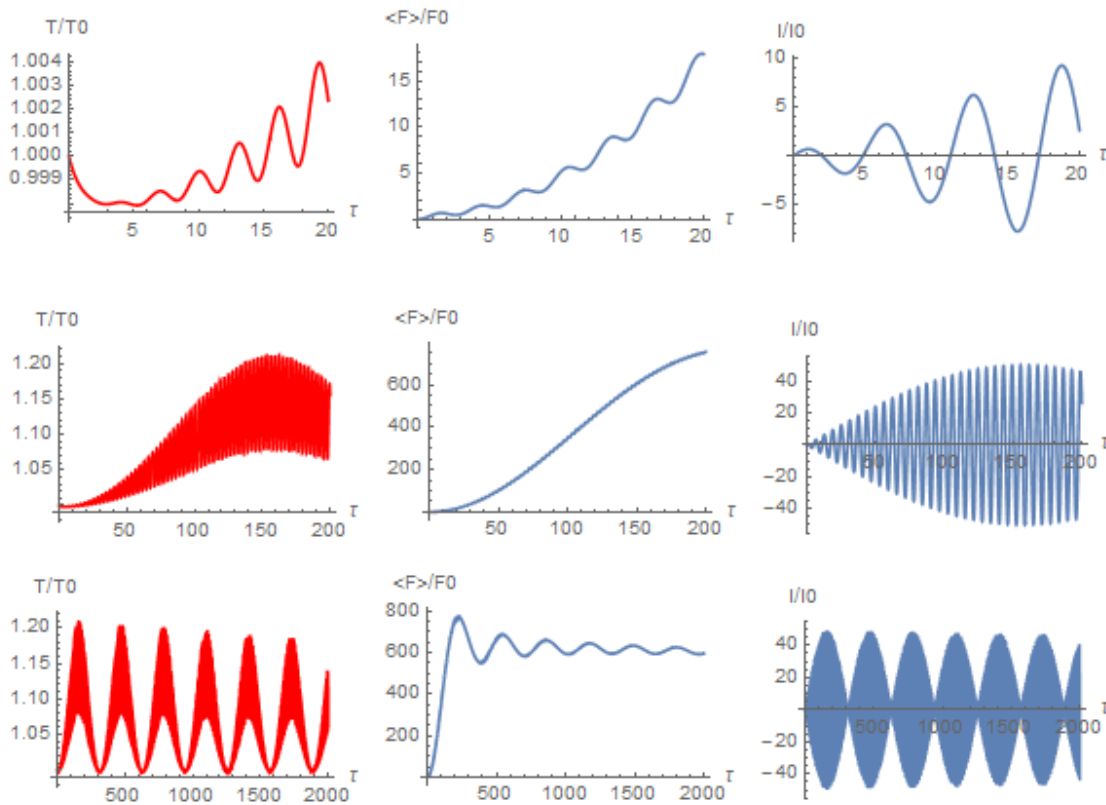


Рис.3. Нелинейные колебания температуры стенки, сила тяги и ток в резонаторе в малом и большом масштабе времени.

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 – рис. 4. Отметим, что основное влияние на силу тяги оказывают частота возбуждения и добротность резонатора, тогда влияние других параметров является незначительным – рис. 4.

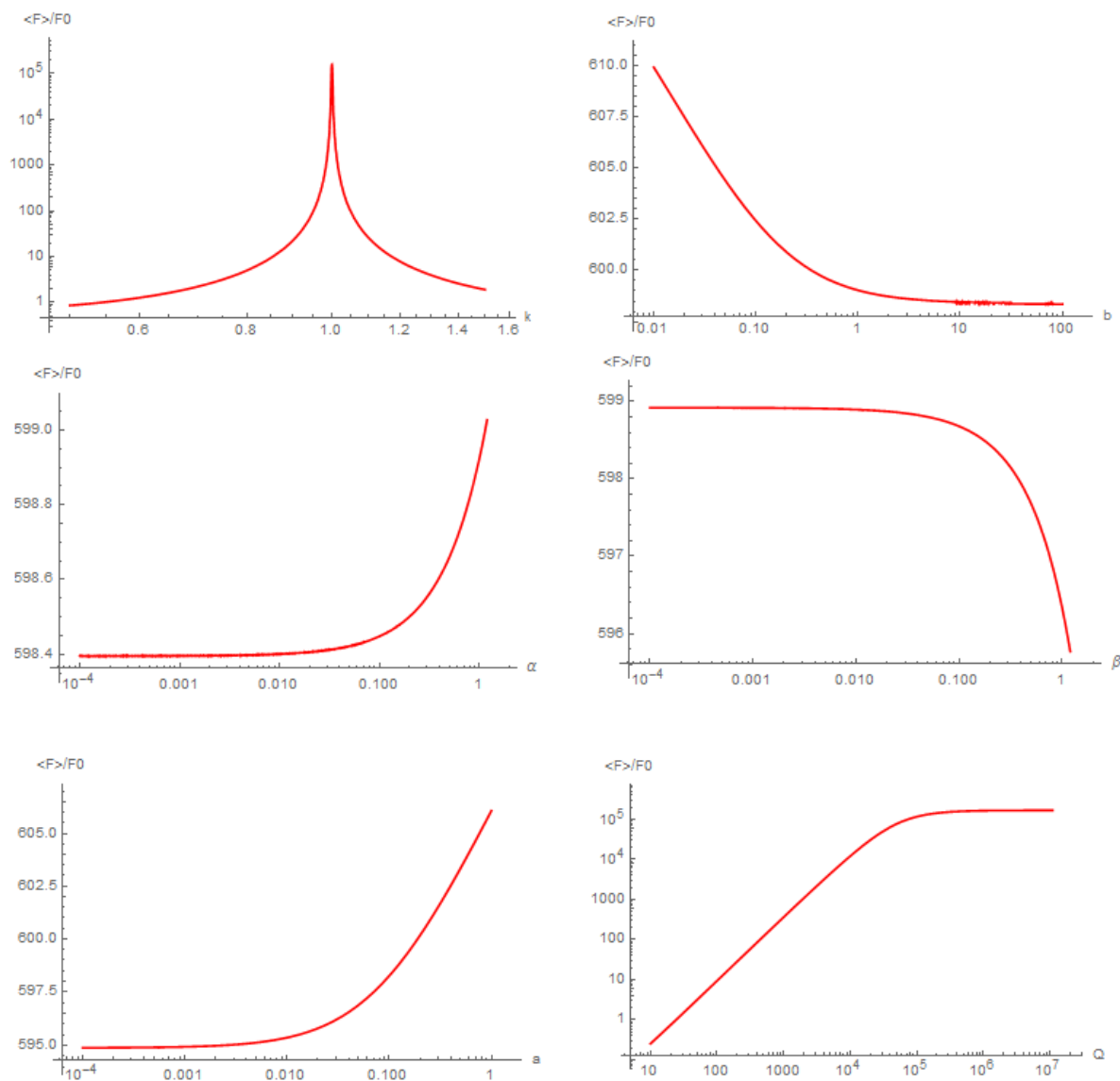


Рис. 4. Зависимость силы тяги от параметров модели (17).

Наконец, заметим, что представление силы тяги в форме (19) позволяет придать объективный смысл току смещения, который в теории Максвелла суммируется с током проводимости. Взаимодействие тока с магнитным полем является одним из наиболее хорошо изученных законов в теории электромагнетизма. Однако взаимодействие тока смещения с магнитным полем, хотя оно и допускается в теории, в экспериментах наблюдается не так часто [25].

Экспериментальные данные [7-17, 26], видимо, указывают на существование силы, обусловленной взаимодействием тока смещения с магнитным полем. Эта сила, будучи приложенная к полю в объеме резонатора, вызывает, согласно третьему закону Ньютона, силу реакции, толкающей резонатор. В этой связи возникает вопрос о законах сохранения импульса и энергии в таких процессах.

Динамическая модель движения тела оснащенного двигателем электромагнитного типа

Вопрос о выполнении законов сохранения импульса и энергии в отношении системы движущейся под влиянием силы тяги может быть рассмотрен в общей теории относительности [27]. В этом случае должны быть приняты во внимание затраты энергии на изменение метрики пространства-времени [21-22]. Рассмотрим движение тела по замкнутой траектории в метрике [22, 27]

$$ds^2 = e^{h(t,x,y,z)} dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) e^{-h(t,x,y,z)} \quad (22)$$

Изменение метрики, обусловленное движением тела, описывается уравнением

$$\nabla^2 h - \frac{1}{4} (\nabla h)^2 + \frac{3}{4c^2} e^{-2h} (h_t)^2 = \frac{8\pi G}{c^4} e^{-2h} T_{00} \quad (23)$$

Здесь G, T_{00} – гравитационная постоянная компонента тензора плотности энергии-импульса соответственно.

Продифференцируем все части уравнения (23) по времени, тогда получим

$$\nabla^2 U - \frac{1}{2}(\nabla h \cdot \nabla U) + \frac{3}{2c^2} e^{-2h} (UU_t - U^3) = \frac{8\pi G}{c^4} (e^{-2h} T_{00})_t \quad (24)$$

Здесь обозначено $U = h_t$. Уравнение (24) является квазилинейным параболическим уравнением с переменным направлением времени [22, 27-30]. Отметим, что хотя в математической литературе [28-30] уравнение типа (24) называют параболическим уравнением с переменным направлением времени, в общей теории относительности такая терминология не только неприемлема, но и противоречит физическому смыслу уравнения (24), которое меняет тип при изменении знака функции $U = h_t$, тогда как знак времени остается постоянным.

Без ограничения общности положим в уравнении (24)

$$\frac{8\pi G}{c^4} (e^{-2h} T_{00})_t = \partial q_s(x - x_s(t), y, z) / \partial t \quad (25)$$

Здесь $q_s(x - x_s(t), y, z)$ – некоторая функция, описывающая локализацию материального тела. Ниже мы рассмотрим функцию вида

$$\begin{aligned} q_s &= q_0 \exp[-(x - x_s)^2 - y^2 - z^2] \\ \frac{\partial q_s}{\partial t} &= -2[x - x_s(t)]q_s v_s(t) \end{aligned} \quad (26)$$

Заметим, что производная функции (26) практически воспроизводит аналогичную функцию из работы [21], хотя имеет иной физический смысл. В этом случае плотность распределения материи всегда можно считать положительной, но движение тела должно быть согласовано с изменением метрики окружающего пространства согласно уравнению (23). Другое

отличие метрики (22) от метрики [21] заключается в том, что в силу уравнения (24) следует поставить условия на бесконечности для функции $U = h_t$. Соответствующая метрика, очевидно, описывает расширяющуюся Вселенную, а не плоское пространство Минковского, как это предполагается в работе [21].

Но расширяющаяся Вселенная - это резервуар энергии, с которым взаимодействует каждое движущееся тело. Чтобы сформулировать законы сохранения в такой системе, необходимо установить, какие же поля, определенные локально, дают вклад в расширение Вселенной. Ранее была установлена связь уравнений Янга-Миллса с уравнениями Эйнштейна и Максвелла [31-32]. Это означает, что поле Янга-Миллса и электромагнитное поле вносят свой вклад в изменение метрики пространства-времени [33], в том числе, в расширение Вселенной [34].

В работе [34] получено выражение постоянной Хаббла через параметры, характеризующие локальные поля

$$H = \frac{Kc}{r_g} \quad (27)$$

Здесь $r_g = 2Gm_U / c^2$ - гравитационный радиус Метагалактики, параметр $K = \sqrt{\kappa_{YM}^2 + 12(b_{12})^2 + 12(b_{34})^2}$ зависит от тензора плотности энергии-импульса поля Янга-Миллса, включая плотность энергии-импульса электромагнитного поля, которая в теории [30-31] описывается параметрами b_{12}, b_{34} .

Но это означает, что при описании процессов в резонаторе необходимо учитывать излучение, обусловленное не только электромагнитными колебаниями, но и динамикой поля Янга-Миллса [34-35]. Следует заметить, что резонатор не является полностью замкнутой системой даже для

электромагнитного поля, как это следует из динамической модели (15)-(17). Но для поля Янга-Миллса и для гравитационного поля резонатор является полностью открытой системой.

Импульс такой системы определяется согласно [27]

$$P^i = -\frac{1}{c} \int g (T^{ik} + t^{ik}) dS_k \quad (28)$$

Здесь тензор энергии-импульса T^{ik} характеризует материю, а t^{ik} - есть псевдотензор энергии-импульса гравитационного поля. По определению имеем [27]

$$t^{ik} = \frac{c^4}{16\pi G} \left[(2\Gamma_{lm}^n \Gamma_{mn}^p - \Gamma_{lp}^n \Gamma_{mn}^p - \Gamma_{ln}^p \Gamma_{mp}^p) (g^{il} g^{km} - g^{ik} g^{lm}) + \dots \right] \quad (29)$$

Отметим, что уравнения гравитационного поля Эйнштейна имеют вид [27]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = g_{\mu\nu} \Lambda + \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (30)$$

$R_{\mu\nu}, g_{\mu\nu}, T_{\mu\nu}$ - тензор Риччи, метрический тензор и тензор энергии-импульса; Λ, G, c - космологическая постоянная Эйнштейна, гравитационная постоянная и скорость света соответственно. В общем случае имеют место соотношения

$$\begin{aligned} R_{ik} &= R_{ijk}^j, \quad R = g^{ik} R_{ik}, \\ R_{\beta\gamma\delta}^\alpha &= \frac{\partial \Gamma_{\beta\delta}^\alpha}{\partial x^\gamma} - \frac{\partial \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha}{\partial x^\delta} + \Gamma_{\beta\delta}^\mu \Gamma_{\mu\gamma}^\alpha - \Gamma_{\beta\gamma}^\mu \Gamma_{\mu\delta}^\alpha, \\ \Gamma_{jk}^i &= \frac{1}{2} g^{is} \left(\frac{\partial g_{sj}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{sk}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial x^s} \right) \end{aligned} \quad (31)$$

$R_{\beta\gamma\delta}^\alpha$ - тензор Римана, Γ_{kl}^i - символы Кристоффеля второго рода.

Сравнивая (29) и (30) находим, что вклад гравитационного поля в импульс системы не является малым, что и так очевидно, например, из

решения задачи о старте ракеты с поверхности земли. Отметим, что в научной литературе были рассмотрены в рамках общей теории относительности задачи о фотонной ракете [37-39] и о ракете на гравитационном излучении [40].

Физика силы тяги

Отдельного внимания заслуживает вопрос о физике процесса возникновения тяги в движителях электромагнитного типа. Наша основная гипотеза заключается в том, что сила тяги возникает при взаимодействии тока смещения с магнитным полем – уравнение (19). Поскольку ток смещения возникает в любой системе с переменным электромагнитным полем, то и сила тяги должна возникать в любой системе, а не только в коническом резонаторе типа [7-17, 26].

Следует заметить, что даже в коническом резонаторе сила тяги возникает не при любой конфигурации поля. На рис. 5 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 генератора $\omega/2\pi = 2.168 \text{ GHz}$. В этом случае по данным [26] сила тяги равна нулю.

Однако на частоте $\omega/2\pi = 1.8804 \text{ GHz}$ в резонаторе с аналогичными размерами и с полостью частично заполненной диэлектриком с относительной проницаемостью $\varepsilon = 2.26$, наблюдается заметная сила тяги, превосходящая величину силы тяги фотонного двигателя на единицу мощности в 6390 раз [26]. Таким образом, диэлектрик играет определенную роль в формировании поля, создающего силу тяги. Кроме того, согласно [26] сила тяги существенно зависит от положения антенны возбуждающей колебания в полости.

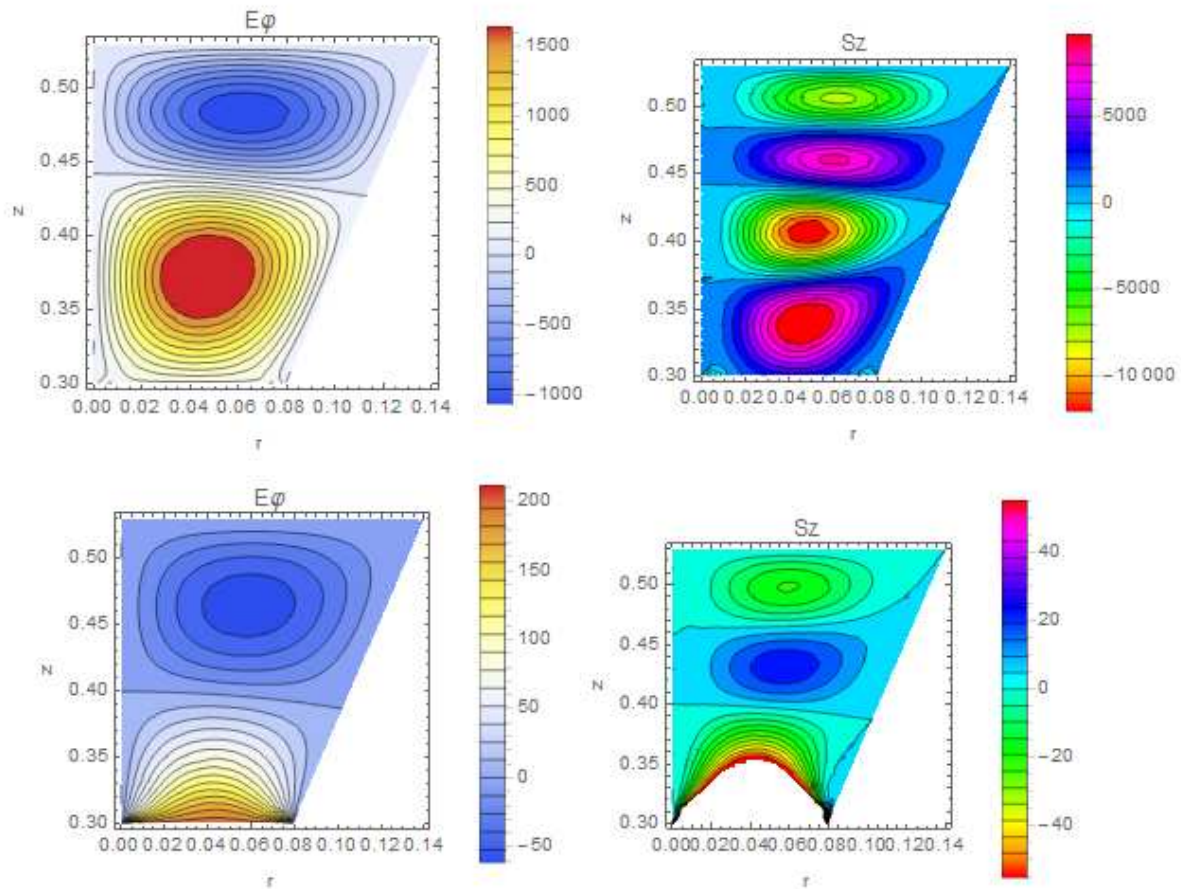


Рис. 5. Пространственное распределение амплитуды колебаний электрического поля и осевой компоненты вектора Пойнтинга в коническом резонаторе NASA, мода колебаний - TE012 на частоте 2.168 GHz (вверху) и на частоте 1.8804 GHz (внизу) [26].

Указанные различия в величине силы тяги нельзя объяснить на основе динамической модели (17), поэтому актуальной задачей является создание физической модели явления. В качестве первого шага на пути создания такой модели мы рассмотрим динамику поля Янга-Миллса в макроскопических устройствах [34-35]. Следующий шаг заключается в создании совместной модели динамики электромагнитного поля и поля Янга-Миллса. В такой

модели 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 [35-36, 41]

$$\begin{aligned} \partial_\mu F_{\mu\nu}^B + g_{YM} f^{BCD} A_\mu^C F_{\mu\nu}^D &= 0 \\ F_{\mu\nu}^B &= \partial_\mu A_\nu^B - \partial_\nu A_\mu^B + g_{YM} f^{BCD} A_\mu^C A_\nu^D \end{aligned} \quad (32)$$

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 [41]. 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 [35-36, 41]

$$\begin{aligned} \phi_a^a - \nabla^2 \phi^a + [(\chi^m \chi^m) + \lambda_1 (\phi^a \phi^a) - \phi_0^2] \phi^a &= 0 \\ \chi_a^m - \nabla^2 \chi^m + [(\phi^a \phi^a) + \lambda_2 (\chi^m \chi^m) - \chi_0^2] \chi^m &= 0 \end{aligned} \quad (33)$$

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 линейную двухкомпонентную систему, полагая, что только два поля в системе (33) с индексами $a = 1; m = 4$ дают вклад в динамику поля Янга-Миллса в резонаторе – рис. 6. Отметим, что динамика поля Янга-Миллса, в отличие от электромагнитного поля, существенно зависит от положения источника возбуждения – на нижнем торце (А), на верхнем торце (В) или на боковой поверхности (С) – рис. 6.

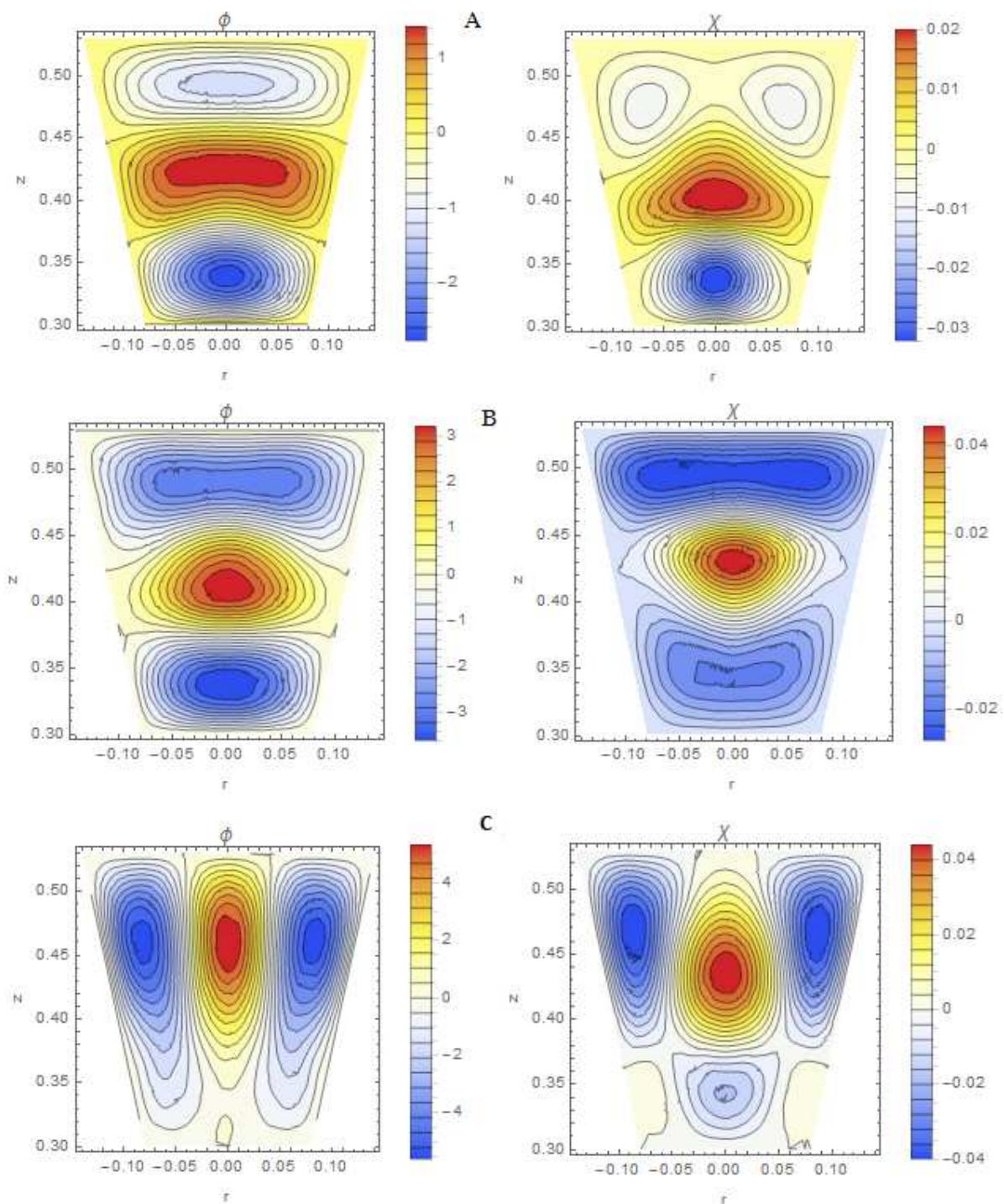


Рис. 6. Динамика поля Янга-Миллса в коническом резонаторе NASA при возбуждении на частоте 2.168 GHz на верхнем торце (A), на нижнем торце (B) и на боковой поверхности (C).

При изменении частоты возбуждения с 2.168 GHz на 1.8804 GHz динамика поля Янга-Миллса меняется весьма существенно – рис.7. В этом случае в резонаторе возникает сила тяги, что позволяет предположить наличие связи силы тяги с динамикой поля Янга-Миллса.

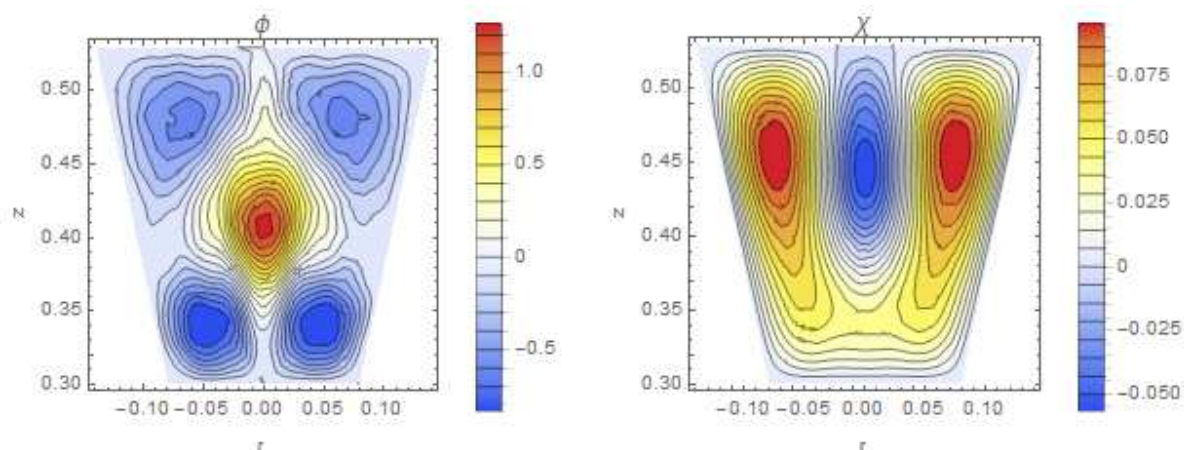


Рис. 7. Динамика поля Янга-Миллса в коническом резонаторе NASA при возбуждении на частоте 1.8804 GHz на боковой поверхности.

Механизм взаимосвязи силы тяги с полем Янга-Миллса еще не изучен, однако можно предположить, что диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума изменяется в присутствии как гравитационного поля [27], так и поля Янга-Миллса. Для эффекта, связанного с изменением метрики имеем [27]

$$\varepsilon = \varepsilon_0 / \sqrt{g_{00}}, \mu = \mu_0 / \sqrt{g_{00}} \quad (34)$$

Отметим, что поле Янга-Миллса дает вклад в изменение метрики вместе с электромагнитным полем [32-34]. Следовательно, можно предположить, что сила тяги определяется согласно второму выражению (9), в котором параметры вакуума зависят от метрики согласно (34), имеем

$$\mathbf{F}_{AR} = \int \frac{(1 - g_{00})}{c^2 g_{00}} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} dV \quad (35)$$

Мы, таким образом, предполагаем, что возможным механизмом образования тяги является влияние поля Янга-Миллса на метрику пространства-времени. Отметим, что в силу нелинейности модели (33), в резонаторе происходит существенное усиление амплитуды поля на много порядков величины [35]. Здесь мы имеем задачу определения метрики в зависимости от тензора плотности энергии-импульса поля Янга-Миллса и электромагнитного поля. Однако решение этой проблемы выходит за рамки настоящего исследования.

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. Sawyer Roger. A Theory of Microwave Propulsion for Spacecraft// *New Scientist*. September 2006
8. Sawyer Roger. Second generation EmDrive propulsion applied to SSTO launcher and interstellar probe// *Acta Astronautica* 116: 166–174, 2015.
9. Sawyer 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. Experimental Results/ emdrive.wiki/Main_Page
18. Dvorsky George. No, German Scientists Have Not Confirmed the "Impossible" EMDrive// Gawker Media. 28 July 2015.
19. Абрагам-Беккер. Теория электричества. – М., ОНТИ, 1936.
20. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. – М., Наука, 1982.
21. Alcubierre M. The warp drive: hyper-fast travel within general relativity//Class.Quant.Grav. 11, L73 (1994), gr-qc/0009013.
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. Huth J.H. Some Fundamental Considerations Relating to Advanced Rocket Propulsion Systems. – The RAND Corp., P-1479, November 21, 1958.
25. Robert N. C. Pfeifer, Timo A. Nieminen, Norman R. Heckenberg, and Halina Rubinsztein-Dunlop. Momentum of an electromagnetic wave in dielectric media//Reviews of Modern Physics 79(4), 1197-1216, 2007.
26. 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.
27. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. – 7-е изд. - М., Наука, 1988.

28. Трунев А.П. Геометрическая турбулентность// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №05(099). С. 1566 – 1587. – IDA [article ID]: 0981404111. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/05/pdf/111.pdf>
29. Paganì C.D., Talenti G. On a forward-backward parabolic equation// Ann. Mat. Pura Appl., Vol. 90, Issue 1, pp. 1-57, 1971.
30. Пятков С.Г. Краевые задачи для некоторых классов сингулярных параболических уравнений//Математические труды, т. 6., №26 114-208, 2003.
31. Терсенов С. А. О некоторых задачах для прямо и обратно параболических уравнений// Сибирский математический журнал, Том 51, № 2, 2010.
32. Девитт Б.С. Динамическая теория групп и полей. – Москва, Наука, 1987.
33. 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.
34. 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.
35. 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>
36. 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>
37. Kinnersley W. Field of an arbitrarily accelerating point mass// Phys. Rev. 186 (1969), 1335.
38. Bonnor W. B. The photon rockets// Class. Quantum Grav., 11:2007, 1994.
39. Bonnor W. B. Another photon rocket// Class. Quantum Grav. 13 (1996), 277.
40. Bonnor W.B. and Piper M.S. The gravitational wave rocket//Class.Quant.Grav. 14 (1997) 2895-2904.
41. Dzhunushaliev V. Scalar model of the glueball// Hadronic J. Suppl. 19, 185, 2004.