Алгоритм работы двигателя на энергии вакуума

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Предлагается двигатель на остаточном потенциале нелинейного электромагнитного поля. Забрав малую часть энергии этого двигатель в силу его устойчивости, он вернется к стационарному состоянию. Снова забираем энергию, и двигатель снова возвращается к стационарному состоянию. При этом уменьшается энергия вакуума. Но ее запасы неисчерпаемы.

1 Получение остаточного поля уравнения ОТО

Запишем уравнение ОТО в свободном пространстве

$$R_{ik} = \frac{\partial \Gamma^l_{ik}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma^l_{il}}{\partial x^k} + \Gamma^l_{ik}\Gamma^m_{lm} - \Gamma^m_{il}\Gamma^l_{km} = 0$$

$$\Gamma^l_{ik} = \frac{1}{2} g^{lm}\left(\frac{\partial g_{mi}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{mk}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^m}\right) \quad .$$

$$\Gamma^l_{il} = \frac{\partial \ln\sqrt{-g}}{\partial x^i}$$

При этом первый член имеет вид

$$\frac{\partial \Gamma^l_{ik}}{\partial x^l} = \frac{1}{2}\frac{\partial g^{lm}}{\partial x^l}\left(\frac{\partial g_{mi}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{mk}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^m}\right) + \frac{g^{lm}}{2}\frac{\partial}{\partial x^l}\left(\frac{\partial g_{mi}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{mk}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^m}\right) .$$

$$\frac{\partial g^{lm}}{\partial x^l} = -\Gamma^l_{ql} g^{qm} - \Gamma^m_{pl} g^{lp} = -\frac{1}{2} g^{lp} g^{qm}\frac{\partial g_{lp}}{\partial x^q} - g^{lp} g^{mq}\left(\frac{\partial g_{qp}}{\partial x^l} - \frac{1}{2}\frac{\partial g_{pl}}{\partial x^q}\right)$$

Второй член имеет вид

$$-\frac{\partial \Gamma^l_{il}}{\partial x^k} = -\frac{\partial}{2\partial x^k}\left(g^{lm}\frac{\partial g_{lm}}{\partial x^i}\right) = -\frac{\partial g^{lm}}{2\partial x^k}\frac{\partial g_{lm}}{\partial x^i} - g^{lm}\frac{1}{2}\frac{\partial^2 g_{lm}}{\partial x^k \partial x^i}$$

$$\frac{\partial g^{lm}}{\partial x^k} = -\Gamma^l_{qk} g^{qm} - \Gamma^m_{pk} g^{lp} = -\frac{1}{2} g^{lp} g^{qm}\frac{\partial g_{kp}}{\partial x^q} - g^{lp} g^{mq}\left(\frac{\partial g_{qp}}{\partial x^k} - \frac{1}{2}\frac{\partial g_{pk}}{\partial x^q}\right)$$

Произведение символов Кристоффеля равно

$$\Gamma^l_{ik}\Gamma^m_{lm}-\Gamma^m_{il}\Gamma^l_{km}=g^{mp}\frac{g^{lq}}{2}(\frac{\partial g_{qi}}{\partial x^k}+\frac{\partial g_{qk}}{\partial x^i}-\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^q})\frac{\partial g_{mp}}{\partial x^l}-$$

$$-\frac{g^{mp}}{2}(\frac{\partial g_{pi}}{\partial x^l}+\frac{\partial g_{pl}}{\partial x^i}-\frac{\partial g_{il}}{\partial x^p})\frac{g^{lq}}{2}(\frac{\partial g_{qk}}{\partial x^m}+\frac{\partial g_{qm}}{\partial x^k}-\frac{\partial g_{km}}{\partial x^q})$$

При этом нелинейные члены имеют вид

$$\frac{\partial\Gamma^l_{ik}}{\partial x^l}-\frac{\partial\Gamma^l_{il}}{\partial x^k}+\Gamma^l_{ik}\Gamma^m_{lm}-\Gamma^m_{il}\Gamma^l_{km}=\frac{1}{2}[\frac{1}{2}g^{lp}g^{qm}\frac{\partial g_{lp}}{\partial x^q}+\backslash$$

$$+g^{lp}g^{mq}(\frac{\partial g_{qp}}{\partial x^l}-\frac{1}{2}\frac{\partial g_{pl}}{\partial x^q})](\frac{\partial g_{mi}}{\partial x^k}+\frac{\partial g_{mk}}{\partial x^i}-\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^m})+$$

$$+\frac{g^{lm}}{2}(\frac{\partial^2 g_{mi}}{\partial x^l\partial x^k}+\frac{\partial^2 g_{mk}}{\partial x^l\partial x^i}-\frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x^l\partial x^m})+\frac{1}{4}g^{lp}g^{qm}\frac{\partial g_{qp}}{\partial x^k}\frac{\partial g_{lm}}{\partial x^i}-g^{lm}\frac{1}{2}\frac{\partial^2 g_{lm}}{\partial x^k\partial x^i}+$$

$$+g^{mp}\frac{g^{lq}}{2}(\frac{\partial g_{qi}}{\partial x^k}+\frac{\partial g_{qk}}{\partial x^i}-\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^q})\frac{\partial g_{mp}}{\partial x^l}-$$

$$-\frac{g^{mp}}{2}(\frac{\partial g_{pi}}{\partial x^l}+\frac{\partial g_{pl}}{\partial x^i}-\frac{\partial g_{il}}{\partial x^p})\frac{g^{lq}}{2}(\frac{\partial g_{qk}}{\partial x^m}+\frac{\partial g_{qm}}{\partial x^k}-\frac{\partial g_{km}}{\partial x^q})$$

Имеем линейные члены, равные второй производной от метрического тензора

$$\frac{g^{lm}}{2}(\frac{\partial^2 g_{mi}}{\partial x^l\partial x^k}+\frac{\partial^2 g_{mk}}{\partial x^l\partial x^i}-\frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x^l\partial x^m}-\frac{\partial^2 g_{lm}}{\partial x^k\partial x^i}).$$

Сохраняем третий член и с точностью до третьего порядка малости, получим

$$\frac{g^{lm}}{2}(\frac{\partial^2 g_{mi}}{\partial x^l\partial x^k}+\frac{\partial^2 g_{mk}}{\partial x^l\partial x^i}-\frac{\partial^2 g_{lm}}{\partial x^k\partial x^i})=\frac{1}{2}(\frac{\partial^2 h^l_i}{\partial x^l\partial x^k}+\frac{\partial^2 h^l_k}{\partial x^l\partial x^i}-\frac{\partial^2 h}{\partial x^k\partial x^i})=0, \quad (1)$$

$$g_{ik}=g^{(0)}_{ik}+h_{lk}$$

Наложим на величины h_{lk} четыре дополнительных условия (по числу произвольных функций)

$$\frac{\partial(h^k_l-\delta^k_l h/2)}{\partial x^k}=0\,. \quad (2)$$

Постановка $\frac{\partial h^k_l}{\partial x^k}=\frac{\partial\delta^k_l h/2}{\partial x^k}$ обращает уравнение (1) в тождество.

Уравнение (2) можно расписать в виде

$$\sum_{\beta=0}^{3} \frac{\partial (h_\alpha^\beta - \delta_\alpha^\beta h/2)}{\partial x^\beta} = 0, \alpha = 1,2,3$$
$$\sum_{\beta=0}^{3} \frac{\partial (h_0^\beta - h_\beta^\beta /2)}{\partial x^\beta} = \frac{\partial h_0^0 /2}{\partial x^\beta} + \sum_{\beta=1}^{3} \frac{\partial (h_0^\beta - h_\beta^\beta /2)}{\partial x^\beta} = 0 \quad . \quad (3)$$

Причем в силу равенства $h_{00} = \frac{2(ie + m\sqrt{\gamma})\varphi}{mc^2}, h_{0\alpha} = \frac{(ie + m\sqrt{\gamma})A_\alpha}{mc^2}$, а величины $h_\beta^\beta, \beta = 1,2,3$ второго порядка малости, имеем для векторных потенциалов условие Лоренца

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x^0} + \sum_{\beta=1}^{3} \frac{\partial A_\beta}{\partial x^\beta} = 0$$

Запишем уравнение ОТО с учетом второй поправки малости при нулевой скорости тензора энергии-импульса, получим волновое уравнение с поправками относительно безразмерной величины $P_\alpha = \frac{Q_\alpha}{mc^2} = M_{\alpha 0}, M_{\alpha\beta}$, которые меньше единицы.

$$\Delta_a M_{sm} - \frac{\partial^2 M_{sm}}{\partial x^{0^2}} + \lambda_{sm}^{\delta\mu l} \frac{\partial M_{\delta\mu}}{\partial x^l} + \gamma_{sm}^{ikl} M_{i0} \frac{\partial M_{k0}}{\partial x^l} + \delta_{sm}^{iknl} \frac{\partial M_{i0}}{\partial x^n} \frac{\partial M_{k0}}{\partial x^l} = \\ = 2\pi u_s^* u_m \delta[(\vec{r} - \vec{r}_0)/r_g], x^0 = c_F t = ct/\sqrt{\varepsilon\mu} \quad . (4)$$

При этом имеем 10 уравнений при 10 неизвестных. При этом при больших энергиях не будет выполняться условие $M_{\alpha\beta} = P_\alpha P_\beta$, а это будет независимая величина (уравнение выведено при малых поправках к метрическому тензору пространства Галилея).

Представим величину

$$M_{\beta 0} = \sum_{k,n,m=-N}^{N} b_{\beta 0 knm} \cos[-\omega t + 2\pi(kx_1/a + nx_2/b + mx_3/c)] \exp(-\alpha^2 r^2/r_0^2)$$
$$M_{\beta\gamma} = \sum_{k,n,m=-N}^{N} b_{\beta\gamma knm} \cos[-\omega t + 2\pi(kx_1/a + nx_2/b + mx_3/c)] \exp(-\alpha^2 r^2/r_0^2) \quad (5)$$
$$r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2, r_0^2 = a^2 + b^2 + c^2$$

Где величины a,b,c характерные размеру двигателя на нелинейных эффектах электромагнитного поля. Получим нелинейное уравнение (6) относительно коэффициентов $b_{\alpha s};\alpha = \alpha(\beta,\gamma), s = s(k,n,m)$, где имеем целочисленную функцию $\alpha = \alpha(\beta,\gamma), s = s(k,n,m)$ значений индексов коэффициентов. Подставляя в уравнение (4) выражение (5), умножая уравнение (4) на величину $\cos[-2\pi(px_1/a + qx_2/b + sx_3/c]\exp[-\alpha^2 r^2/(a^2+b^2+c^2)]$, и интегрируя по пространству и по периоду времени, получим уравнение по определению коэффициентов ряда (4).

Введем понятие, аналогичное понятию диэлектрической проницаемости в диэлектриках, только для большой напряженности электромагнитного поля. При воздействии внешнего электромагнитного поля метрический тензор в диэлектрике будет равен $D_{\alpha\beta} = g^0_{\alpha\beta} + \varepsilon\mu(M_{\alpha\beta} - g^0_{\alpha\beta})$, где $g^0_{\alpha\beta}$ метрический тензор пространства Минковского, где величина ε является комплексной и содержит мнимую часть. Дело в том, что для векторных и скалярных потенциалов существует связь с электромагнитным полем в диэлектриках $\mathbf{E} = -grad\varphi/\varepsilon - \dfrac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t}\mu, \mathbf{H} = \mathrm{rot}\mathbf{A}$.

Сложение двух комплексно сопряженных решений в линейном уравнении Максвелла определяет действительное решение. В случае нелинейности уравнений получается комплексное решение. Получим алгебраическое уравнение относительно переменной $b_{\alpha s}$

$$\begin{gathered} 0 = -\frac{\varepsilon\mu\omega^2}{c^2} b_{\alpha s} + Q_{\alpha s}/a^2 + H_{\alpha s\gamma n} b_{\gamma n}/a^2 + F_{\alpha s\gamma\delta nm} b_{\gamma n} b_{\delta m}/a^2 = \\ = F_{\alpha s}(b_{01},...,b_{3N}) \end{gathered} \quad .(6)$$

Где величина $Q_{\alpha s}$ определяется внешним воздействием в виде потока заряженных частиц или тела большой массы, и в его отсутствии равна нулю.

Итак, уравнения ОТО для электромагнитного поля содержит остаточное решение для свободного пространства без присутствия зарядов и огромных масс. Если забирать малую энергию этого поля с помощью динамо-машины, то устойчивое положение равновесия сохранится, и динамо-машина будет крутиться бесконечное время. Откуда же берется эта энергия. Вакуум состоит из частиц вакуума и энергия черпается из этих частиц вакуума, определяющих скорость света. При этом энергия этих частиц комплексная, причем мнимая часть соответствует вращению частиц вакуума. По мере уменьшения энергии этих частиц, происходит перекачка частиц из свободного соседнего вакуума. Кроме того, нелинейный режим соответствует тому, что все положения равновесия комплексные, и значит, решение уравнения ОТО комплексное, с переходом в комплексное пространство и взятием энергии комплексного пространства. При комплексной напряженности поля с большой мнимой частью, его энергия, пропорциональная квадрату напряженности, становится отрицательной, что означает забор энергии из комплексного пространства, аналогично гидродинамическому случаю. Причем согласно модели комплексного пространства, энергия будет черпаться из вращательного мнимого движения частиц вакуума. При малых энергиях частиц их энергия положительна, что означает передачу энергии среде.

В безразмерном виде это уравнение запишется так

$$Q_{\alpha s} + \varepsilon\mu k^2 a^2 b_{\alpha s} - H_{\alpha s\gamma n} b_{\gamma n} + |\varepsilon\mu| F_{\alpha s\gamma\delta nm} b_{\gamma n} b_{\delta m} = 0.$$

Величина $Q_{\alpha s}$ соответствует внешнему воздействию, тензору энергии-импульса. Причем при условии $ka << 1$ уравнение не имеет смысла, так как $b_{\alpha s}$ отрицательно. Обозначим характерную величину $b_{\gamma n}$ через b. Это уравнение приобретает вид

$$Q_{\alpha s}^{1}-H_{\alpha s\gamma n}^{1}\beta_{\gamma n}\beta_{cr}^{0}+F_{\alpha s\gamma\delta nm}^{1}\beta_{\gamma n}\beta_{\delta m}=0;$$

$$\beta_{\gamma n}=b_{\gamma n}/b, Q_{\alpha s}^{1}=Q_{\alpha s}/(b^{2}F_{\alpha s\alpha s\alpha s}\,|\varepsilon\mu|), H_{\alpha s\gamma n}^{1}=\frac{H_{\alpha s\gamma n}}{\min\limits_{n,s}|H_{\alpha s\gamma n}-\delta_{\alpha\gamma}\delta_{sn}\frac{\varepsilon\mu}{|\varepsilon\mu|}k^{2}a^{2}|}.\quad(7)$$

$$\beta_{cr}^{0}=\frac{\min\limits_{n,s}|H_{\alpha s\gamma n}-\delta_{\alpha\gamma}\delta_{sn}\frac{\varepsilon\mu}{|\varepsilon\mu|}k^{2}a^{2}|}{b\max\limits_{s,n,m}F_{\alpha s\gamma\delta nm}}, F_{\alpha s\gamma\delta nm}^{1}=F_{\alpha s\gamma\delta nm}/\max\limits_{s,n,m}F_{\alpha s\gamma\delta nm}$$

Так как имеем по порядку величины $H_{\alpha s\gamma n}^{1}\sim F_{\alpha s\gamma\delta nm}^{1}\sim 1$, внешнее воздействие $Q_{\alpha s}^{1}$ может принимать разные значения. В ламинарном режиме имеем $|\beta_{\gamma n}|<\beta_{cr}$, где в формуле (4) критический параметр β_{cr}, соответствующий критическому числу Рейнольдса в гидродинамике, $\beta_{cr}^{0}=\min\limits_{n,s}|H_{\alpha s\gamma n}-\delta_{\alpha\gamma}\delta_{sn}\frac{\varepsilon\mu}{|\varepsilon\mu|}k^{2}a^{2}|/(b\max\limits_{s,n,m}F_{\alpha s\gamma\delta nm})>1$. Следовательно, ламинарное решение имеет вид $\beta_{\gamma n}=H_{\gamma n\alpha s}^{-1}Q_{\alpha s}^{1}/\beta_{cr}$, а квадратичные члены малы.

Где коэффициенты $\beta_{\gamma n}$ соответствуют решению (5) и обозначают коэффициенты $b_{\gamma 0knm}, b_{\gamma\delta knm}$. Первое приближение к нахождению положений равновесия этой системы нелинейных уравнений

$$Q_{\alpha s}^{1}-H_{\alpha s\alpha s}^{1}\beta_{\alpha s}\beta_{cr}^{0}+F_{\alpha s\alpha s\alpha s}^{1}\beta_{\alpha s}^{2}=0.$$

Это уравнение может определить комплексный корень, при достаточно большой величине внешнего воздействия $Q_{\alpha s}$, что в гидродинамике соответствует турбулентному решению, см. [2].

$$\beta_{\alpha s}=\frac{H_{\alpha s\alpha s}^{1}\beta_{cr}^{0}-\sqrt{(H_{\alpha s\alpha s}^{1}\beta_{cr}^{0})^{2}-4F_{\alpha s\gamma\delta nm}^{1}Q_{\alpha s}^{1}}}{2F_{\alpha s\alpha s\alpha s}^{1}}$$

Точнее критическое число Рейнольдса, как и критическое число метрического тензора определяется из начала комплексного решения. Т.е.

критическое число метрического тензора равно $\beta_{cr} = \frac{H^1_{\alpha s \alpha s}\beta^0_{cr}}{2F^1_{\alpha s \alpha s \alpha s}}$. Оно достигается при внешнем воздействии равном величине $Q_{\alpha s} = \frac{(H^1_{\alpha s \alpha s}\beta^0_{cr})^2}{4F^1_{\alpha s \alpha s \alpha s}}$.

Но для этого должен образоваться нелинейный режим. Имеется и критическое напряжение электромагнитного поля, которое соответствует переходу к комплексному значению метрического тензора. В гидродинамике это реализуется при большом перепаде давления. В электродинамике это реализуется при большом значении заряда, образующего электромагнитное поле, или скорости зарядов, близкой к скорости света.

Средняя прочность газообразных диэлектриков $3kB/mm$, жидких диэлектриков $15kB/mm$, и твердых диэлектриков $20kB/mm$. В пересчете на молекулярное расстояние $10^{-7}cm$ получается потенциал электромагнитного поля $2 \cdot 10^{12} B = 0.66 \cdot 10^{10}$ СГС твердых диэлектриков. Тогда метрический тензор пробоя равен

$$g_{pr} = \frac{e\varphi}{m_e c^2} = 3.5 \cdot 10^6. \qquad (8)$$

При этом ламинарному режиму электромагнитного поля соответствует, например, течение между двумя параллельными плоскостями, с поперечным магнитным полем. Приведем формулы для определения скорости и напряженности магнитного поля этого потока см. [3], §66.

$$V = V_0 \frac{\cosh(a/\delta) - \cosh(z/\delta)}{\cosh(a/\delta) - 1}; \delta = \frac{c}{B_z}\sqrt{\frac{\eta}{\sigma}}$$

$$H_x = -V_0 \frac{4\pi}{c}\sqrt{\sigma\eta}\,\frac{(z/a)\sinh(a/\delta) - \sinh(z/\delta)}{\cosh(a/\delta) - 1}$$

Постоянная V_0 это скорость жидкости в средней плоскости $z = 0$, величина $2a$ расстояние между двумя твердыми параллельными плоскостями, c скорость света, σ проводимость среды, величина η вязкость среды. Критерием степени влияния магнитного поля на течение жидкости по сравнению с вязкостью является число Гартмана $G = \frac{a}{\delta} = \frac{aB_z}{c}\sqrt{\frac{\sigma}{\eta}}$. При малом числе Гартмана получается течение Пуазейля, а при большом течение с учетом магнитного поля. Если считать расстояние между плоскостями малым, то даже при наличии большого магнитного поля получим течение Пуазейля, т.е. при достаточно малом числе Рейнольдса получаем течение Пуазейля. При этом вводится понятие магнитного числа Рейнольдса $R_m = \frac{Va}{v_m}, v_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \sim \frac{9\cdot 10^{20}}{4\pi 10^{17}} = 716cm^2/\sec$, для потока жидкости, т.е. для хороших проводников, меди, коэффициент магнитной кинематической вязкости велик. При этом в случае несжимаемой жидкости, уравнения для движения тела в жидкости с учетом магнитного поля, выглядят таким образом

$$\begin{gathered}
\mathrm{div}\mathbf{H} = 0; \mathrm{div}\mathbf{V} = 0 \\
\frac{\partial \mathrm{H}}{\partial \mathrm{t}} + (\mathbf{V},\nabla)\mathbf{H} = (\mathbf{H},\nabla)\mathbf{V} + \frac{c^2}{4\pi\sigma}\Delta\mathbf{H} \\
\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \mathrm{t}} + (\mathbf{V},\nabla)\mathbf{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla(P + \frac{H^2}{8\pi}) + \frac{1}{4\pi\rho}(\mathbf{H},\nabla)\mathbf{H} + \nu\Delta\mathbf{V}
\end{gathered}.$$

См. [3], §66. При этом решение ищем в виде

$$\begin{gathered}
\mathbf{V} = \sum_{n=0}^{N} \mathbf{a}_n(t)\varphi_n(x_1,x_2,x_3) \\
\mathbf{H} = \sum_{n=0}^{N} \mathbf{b}_n(t)\varphi_n(x_1,x_2,x_3) + \mathbf{H}_0 \\
P = \sum_{n=0}^{N} p_n(t)\varphi_n(x_1,x_2,x_3) + P_0 + \frac{P-P_0}{L}\sqrt{x_1^2+x_2^2+x_3^2} \\
\nu = \sum_{n=0}^{N} q_n(t)\varphi_n(x_1,x_2,x_3)
\end{gathered}.$$

Где кинематическая вязкость среды переменна, и зависит от температуры. Подставляя в систему нелинейных уравнений и умножая эти уравнения на величину $\varphi_k(x_1,x_2,x_3)$, и интегрируя по пространству, получим систему уравнений

$$\mathbf{a}_n(t)\mathbf{h}_{kn} = 0; \mathbf{b}_n(t)\mathbf{h}_{kn} = 0$$

$$\frac{d\mathbf{b}_k}{dt} + (\mathbf{a}_n\mathbf{F}_{knm})\mathbf{b}_m = (\mathbf{b}_n\mathbf{F}_{knm})\mathbf{a}_m + \frac{c^2}{4\pi\sigma}H_{kn}\mathbf{b}_n$$

$$\frac{d\mathbf{a}_k}{dt} + (\mathbf{a}_n\mathbf{F}_{knm})\mathbf{a}_m = -\frac{1}{\rho}g_{kn}P_n + G_{knm}\frac{(\mathbf{b}_m, \mathbf{b}_n)}{8\pi} + \frac{1}{4\pi\rho}(\mathbf{b}_n\mathbf{F}_{knm})\mathbf{b}_m + $$

$$+ Q_{knm}q_m\mathbf{a}_n + L_k(P - P_0) + c_k H_0 .$$

Где $G_{knm}, \mathbf{h}_{kn}, g_{kn}, H_{kn}, \mathbf{F}_{knm}, Q_{knm}$ константы. Решая эту систему из 8N нелинейных уравнений, определим 8N неизвестных $\mathbf{a}_k, \mathbf{b}_k, P_k, q_k$. Где члены $L_k(P - P_0) + c_k H_0$ определяют внешнее давление и внешнее магнитное поле. Внешнее давление определяется по приближенному уравнению Бернулли $P - P_0 = \rho V^2 / 2$, где V скорость тела, более точное значение давления получается из решений нелинейных уравнений. Если внешнее воздействие велико, то координаты положения этой системы нелинейных уравнений комплексные и их нахождение сводится к решению уравнения

$$\frac{dc_k}{dt} = F_{kpq}c_p c_q + G_{kp}c_p + H_k . \qquad (9)$$

Т.е. получается, что магнитное поле не сводится к действительному значению и является комплексным в силу нелинейности уравнений. Комплексное решение означает турбулентный режим течения. При этом уравнения справедливы при малых значениях внешнего магнитного поля. Но ограничения на внешнее давление значительно более слабые. Это приводит к комплексному решению для магнитного поля.

Кроме того, уравнения для внешнего сильного магнитного поля тоже допускают комплексное решение, полученное из модифицированного уравнения ОТО. Ламинарное решение для электромагнитного поля имеет вид

$$\beta_{\alpha s} = \beta_{cr}(2s+1)^3 - \sqrt{\beta_{cr}^2(2s+1)^6 - T_{\alpha s}} =$$

$$= [\beta_{cr}(2s+1)^3 / \sqrt{T_{\alpha s}} - \sqrt{\beta_{cr}^2(2s+1)^6 / T_{\alpha s} - 1}]\sqrt{T_{\alpha s}} .$$

Где $T_{\alpha s}$, внешнее воздействие на электромагнитное поле, например движение зарядов. При условии $s = 0$ образуется комплексное решение, которое при большом значении $T_{\alpha s}$ переходит к кратному положению равновесия дискретным образом. Кратному корню соответствует значение метрического тензора, равное критическому.

Безразмерная величина воздействия для N электромагнитных зарядов равна $T_{\alpha(\gamma,\delta)s} \sim \frac{NV_\gamma V_\delta}{c^2 ds/cdt} \sim \frac{NV_\gamma V_\delta}{c^2\sqrt{1-V^2/c^2}}$. При равенстве нулю дискриминанта, минимальное внешнее воздействие, которое вызывает комплексное решение равно величине $\beta_{cr} = \frac{H^1_{\alpha s\alpha s}\beta^0_{cr}}{2F^1_{\alpha s\alpha s\alpha s}}$, получим, что для достижения критического значения метрического тензора необходима скорость частиц $V = c\beta_{cr}/\sqrt{N}$.

Для диполя размером в четверть длины $d = \lambda/4$ волны при частоте поля $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ получим импульс поля $\hbar\omega/c$, и скорость электронов определим из уравнения $m_e\frac{V}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \hbar\omega\cos\omega t/c$, откуда при усреднении по времени квадрата скорости частицы

$$V^2/c^2 = \frac{d^2(1-\cos2\omega t)/2}{1+d^2(1-\cos2\omega t)/2}; d = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} = \frac{2\pi\hbar}{m_e\lambda c},$$

получим скорость электронов $V/c \sim 4\cdot10^{-10}\, cm/\sec$ для метровых длин волн. При этом скорость частиц вакуума определяется параметром $d = \frac{2\pi\hbar}{m_\gamma\lambda c} = \frac{2\pi 10^{-27}}{8.4\cdot10^{-64}100\cdot3\cdot10^{10}} = 2.49\cdot10^{24}$. При этом имеем $\frac{V}{c} = 1-1.2\cdot10^{-49}$. Так как метрический тензор с большой энергией определяется формулой, имеем

$$g_{ik} \sim \frac{V_{0t}/c}{\sqrt{1-V^2/c^2}}.$$

В диполе частицы вакуума имеют огромный метрический тензор турбулентного режима в случае если все диполи расположены параллельно, так как скорость частиц вакуума в диполе огромна. При этом энергия отдельной частицы вакуума очень мала в силу его малой массы. Но суммарная энергия $1cm^3$ параллельных частиц вакуума в диполе определяется по формуле

$$\frac{nm_\gamma c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{\rho c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{10^{-29} 9\cdot 10^{20}}{2\cdot 10^{-24}} = 4.5\cdot 10^{15} erg = 4.5\cdot 10^{8}\, j\,.$$

Но при этом поле частиц вакуума расположено хаотично, и определяется величиной $\sqrt{g_{ik}} = \frac{1}{\sqrt[4]{1-V^2/c^2}}$. При этом суммарная энергия хаотически распределенного поля равна $4.5\cdot 10^{-2}\, j$. Необходимо создать условия параллельного распределения скорости частиц вакуума. Для этого на колеблющее поле диполя необходимо наложить постоянную составляющую электрического поля, для параллельной ориентации диполей. Это постоянное поле может иметь небольшое значение, так как частицы вакуума имеют огромную длину свободного пробега, и значит, редкие столкновения частиц мало изменят ориентацию диполей.

Тогда создастся большой метрический тензор, описывающий частицы вакуума, с турбулентным режимом, т.е. будет реализовано большое значение диэлектрической и магнитной проницаемости и созданное электромагнитное нелинейное поле будет огромно. Модулировав это поле, получим магнит с огромным переменным полем, которое можно использовать для вращения очень мощной динамо-машины. Причем конденсатор, после ориентации диполей, можно выключить, частицы будут ориентированы автоматически. На остаточном поле будет вращаться и устойчивое магнитное поле.

Когда это внешнее воздействие сравнивается с критическим значением метрического тензора, происходит лавинообразное нарастание электромагнитного поля, так как квадратный корень становится мнимым. До достижения критического значения уравнение ОТО определяло ламинарное решение. По мере дальнейшего роста внешнего воздействия определяется комплексное решение и значит турбулентный режим, а не ламинарный. При этом решение имеет вид

$$\beta_{\alpha s} = [\beta_{cr}(2s+1)^6 / \sqrt{T_{\alpha s}} - i\sqrt[4]{1-\beta_{cr}^2(2s+1)^6 / T_{\alpha s}}]\sqrt{T_{\alpha s}} \sim \beta_{cr}(2s+1)^3 - i\sqrt{T_{\alpha s}} \ .$$

Так как вклад мнимой, колеблющейся части решения в поступательной части метрического тензора равен корню из мнимой части.

Но мы рассматриваем не турбулентный режим жидкости, а турбулентный режим электромагнитного поля, который проявляется и в магнитной гидродинамике. Напряженность магнитного поля, полученная с помощью уравнений магнитной гидродинамики, которые сводятся к системе (7), окажется комплексной, а значит и турбулентной напряженностью магнитного поля, причем получить из комплексного решения действительное решение не удается. При этом имеется усиление магнитного поля в МГД генераторах см. [3]. Примером такого режима является молния и пробой диэлектрика, когда метрический тензор электромагнитного поля описывается комплексными числами. Причем турбулентность электромагнитного поля проявляется в изрезанном характере траектории молнии, и пробоя диэлектрика.

Ламинарный режим электромагнитного поля - это его описание с помощью уравнений Максвелла при действительном решении. В самом деле, получаем два комплексно сопряженных решения при условии комплексно сопряженной временной зависимости $\exp(\pm i\omega t)$, подставляем в линейные уравнения Максвелла, и получаем действительное решение. Турбулентный режим, это описание системы заряженных тел в комплексной плоскости с помощью уравнения ОТО. В силу нелинейности уравнений ОТО, процедуру получения действительного решения проделать нельзя, и решение является комплексным.

В случае декартовой системы координат и отсутствии правой части уравнения модифицированного уравнения ОТО электромагнитное поле имеет разное значение, в том числе нулевое. Резко выключаем внешнее воздействие, имеющее значение метрического тензора $\beta_{\alpha s}$, останется метрический тензор, равный $\beta_{\alpha s}\gamma, \gamma \to 0$. Тогда остаточное решение зависит от значения метрического тензора, определяемого решением $\beta_{\alpha s}$ уравнения с внешним воздействием, которое резко убираем. Варьируя внешнее воздействие, получим разные значения величины $\beta_{\alpha s}$, и можно добиться устойчивого решения. При этом остаточное решение $a_{\delta m}$ определится из уравнения

$$H_{\alpha s \gamma n}\beta_{\gamma n}\beta_{cr} - F_{\alpha s \gamma \delta n m}\beta_{\gamma n}a_{\delta m} = 0. \qquad (10)$$

Псевдотензор энергии импульса имеет вид (метрический тензор с штрихом означает $g_l'^{ik} = \dfrac{\partial \sqrt{-g} g^{ik}}{\partial x^l}$).

$$(-g)t^{ik} = \frac{c_F^4 m^2}{16\pi(e^2 + \gamma m^2)}\{g_l'^{ik} g_m'^{lm} - g_m'^{im} g_l'^{kl} + \frac{1}{2} g^{ik} g_{lm} g_q'^{lp} g_p'^{mq} +$$
$$-(g^{il} g_{pq} g_m'^{kp} g_l'^{qm} + g^{kl} g_{pq} g_m'^{ip} g_l'^{qm}) + g_{lm} g^{pq} g_p'^{il} g_q'^{km} +$$
$$+\frac{1}{8}(2g^{il} g^{km} - g^{ik} g^{lm})(2g_{np} g_{qr} - g_{pq} g_{nr}) g_l'^{nr} g_m'^{pq}\}$$

См. [1]. Причем этот псевдотензор инвариантен относительно линейных преобразований координат. Выбираем инерциальную систему координат при наличии в ней электромагнитного и гравитационного поля и считаем в ней псевдотензор энергии-импульса. Он будет связан линейным преобразованием Лоренца с псевдотензором энергии импульса в другой инерциальной системе координат. Точно также преобразуется при линейном преобразовании тензора электромагнитного поля T^{ik}. При переходе в не инерциальную систему координат, этот псевдотензор не будет инвариантен.

Где для компоненты с индексом ноль имеем

$$(-g)t^{i0}=\frac{c_F^4m^2}{16\pi(e^2+\gamma m^2)}[g_l'^{i0}g_m'^{lm}-g_m'^{im}g_l'^{0l}+\frac{1}{2}g^{i0}g_{lm}g_q'^{lp}g_p'^{mq}+$$
$$-(g^{il}g_{pq}g_m'^{0p}g_l'^{qm}+g^{0l}g_{pq}g_m'^{ip}g_l'^{qm})+g_{lm}g^{pq}g_p'^{il}g_q'^{0m}+$$
$$+\frac{1}{8}(2g^{il}g^{0m}-g^{i0}g^{lm})(2g_{np}g_{qr}-g_{pq}g_{nr})g_l'^{nr}g_m'^{pq}] .$$

В случае диагональных элементов имеем

$$(-g)t^{00}=\frac{c_F^4m^2}{16\pi(e^2+\gamma m^2)}[g_l^{00}g_l'^{ll}-g_0^{00}g_0'^{00}+\frac{1}{2}g^{00}g_{ll}g_l'^{ll}g_l'^{ll}+$$
$$-(g^{00}g_{00}g_0'^{00}g_0'^{00}+g^{00}g_{00}g_0'^{00}g_0'^{00})+g_{00}g^{pp}g_p'^{00}g_p'^{00}+$$
$$+\frac{1}{8}[4g^{00}g^{00}g_{nn}g_{nn}g_0'^{nn}g_0'^{nn}-2g^{00}g^{00}g_{pp}g_{nn}g_0'^{nn}g_0'^{pp}-$$
$$-g^{00}g^{ll}2g_{nn}g_{nn}g_l'^{nn}g_l'^{nn}+2g^{00}g^{ll}g_{pp}g_{nn}g_l'^{nn}g_l'^{pp}] .$$

При этом имеем решение Шварцшильда, диагональный метрический тензор которого имеет вид

$$g_{00}=1-r_g/r;g_{rr}=-\frac{1}{1-r_g/r};g_{\theta\theta}=-r^2;g_{\varphi\varphi}=-r^2\sin^2\theta .$$

Асимптотика метрического интервала имеет вид

$$ds^2=ds_0^2-\frac{2|\sqrt{\gamma}m+ie|^2}{c_F^2r}(dr^2+c_F^2dt^2) .$$

Результате получаем асимптотику значения энергии

$$t^{00}=\frac{1}{16\pi}\frac{4(\gamma m^2+e^2)}{r^4}=\frac{\gamma m^2+e^2}{4\pi r^4} .$$

В случае больших энергий, получаем выражение

$$(-g)t^{00}=\frac{\gamma m^2+e^2}{4\pi r^4}+\frac{c_F^4m^2}{16\pi(e^2+\gamma m^2)}[-2(\frac{\partial\sqrt{-g}g^{00}}{c\partial t})^2+g_{00}g^{pp}(\frac{\partial\sqrt{-g}g^{00}}{\partial x^p})^2+$$
$$+\frac{1}{2}g^{00}g_{ll}(\frac{\partial\sqrt{-g}g^{ll}}{\partial x^l})^2+\frac{1}{2}(g^{00}g_{nn})^2(\frac{\partial\sqrt{-g}g^{nn}}{c\partial t})^2-\frac{1}{4}(g^{00}g_{pp}\frac{\partial\sqrt{-g}g^{pp}}{c\partial t})^2 .$$
$$-\frac{1}{4}g^{00}g^{ll}(g_{nn})^2(\frac{\partial\sqrt{-g}g^{nn}}{\partial x^l})^2+\frac{1}{8}g^{00}g^{ll}(g_{nn}\frac{\partial\sqrt{-g}g^{nn}}{\partial x^l})^2]$$

Введем большую величину $\lambda = \dfrac{eA}{mc^2}$. Тогда значение энергии равно

(величина $\sqrt{-g} = \lambda^{7/2}$, $g_{i0} \sim \lambda, i = 0,...,3, g_{\alpha\beta} \sim \lambda^2, \alpha, \beta = 1,..,3$)

$$
\begin{gathered}
(-g)t^{00} = \frac{\gamma m^2 + e^2}{4\pi r^4} + \frac{25 c_F^2 m^2}{64\pi(e^2 + \gamma m^2)} \times [\frac{\lambda^3}{2} - 2\lambda^3 + \lambda^3 + \\
+ \frac{1}{2}(1 + \frac{9}{25})\lambda^3 - \frac{1}{4}(1 + \frac{9}{25})\lambda^3 - \frac{1}{4}(1 + \frac{9}{25})\lambda^3 + \frac{1}{8}(1 + \frac{9}{25})\lambda^3](\frac{\partial \lambda}{\partial t})^2 + \\
+ \frac{c_F^2 m^2 \varepsilon\mu}{16\pi(e^2 + \gamma m^2)}(\frac{9}{8}\lambda^2 + \frac{25}{8}\lambda^2 - \frac{9}{16}\lambda^2 + \frac{9}{8}\lambda^2)(\frac{\partial \lambda}{\partial t})^2 = \\
= \frac{\gamma m^2 + e^2}{4\pi r^4} - \frac{25 c_F^2 m^2}{64\pi(e^2 + \gamma m^2)} \frac{33}{100}\lambda^3 (\frac{\partial \lambda}{\partial t})^2 + \\
+ \frac{c_F^2 m^2 g_{av}^2}{16\pi(e^2 + \gamma m^2)} 4\frac{1}{4}\lambda^2 (\frac{\partial \lambda}{\partial t})^2 = \frac{\gamma m^2 + e^2}{4\pi r^4} + \frac{c_F^2 m^2}{\pi(e^2 + \gamma m^2)}(-\frac{33}{256}\lambda^3 + \frac{17}{64}\lambda^6)(\frac{\partial \lambda}{\partial t})^2
\end{gathered} \quad .(11)
$$

Где решение представлено в виде

$$
\lambda = f[t - \int_0^s du\sqrt{\varepsilon\mu}/c_F] = f[t - \int_0^s du g_{av}(u)/c_F] = f(z).
$$

При этом энергия электромагнитного поля равна $t_{00} = e\varphi/V = \lambda \dfrac{m_e c_F^2}{V}$. При этом при большой энергии электромагнитного поля его энергия растет со временем, что следует из дифференциального уравнения

$$
\frac{\sqrt{-\frac{33}{256}\lambda^{-4} + \frac{17}{64}\lambda^{-5} g_{av}^2}\, d\lambda}{dt} = \frac{\sqrt{-\frac{33}{256}\lambda^{-4} + \frac{17}{64}\lambda^{-1}}\, d\lambda}{dt} = 4\sqrt{\frac{\lambda\pi e^2}{m_e V}}.
$$

Откуда имеем асимптотику при большой величине λ

$$
\ln\lambda = \ln\lambda_0 + 16\sqrt{\frac{\pi e^2}{17 m_e V}}(t - t_0).
$$

Т.е. имеем откачку энергии из окружающей среды при больших значения величины λ при третьем члене, большем первых двух в формуле (11), соответствующей комплексному метрическому тензору.

Т.е. энергия при большом действительном электромагнитном поле положительна, т.е. отдает энергию окружающей среды. При большой мнимой части метрического тензора энергия черпается из окружающей среды. В самом деле

$$t_{00} \sim (\operatorname{Re} g_{av})^2 - (\operatorname{Im} g_{av})^2 + 2i \operatorname{Re} g_{av} \operatorname{Im} g_{av}.$$

При большой мнимой части метрического тензора действительная часть энергии отрицательна.

Как же работают существующие двигатели на малом значении энергии. Во-первых, необходимы затраты на преодоление трения. Во-вторых, получаем выигрыш в энергии за счет мнимого члена, причем этот выигрыш должен быть больше, чем потери на трение, т.е. должно выполняться $Q_{av} < (\operatorname{Im} g_{av})^2 \rho c_F^2 \omega = (\operatorname{Im}\frac{ieA\varepsilon\mu}{mc^2})^2 \rho c_F^2 \omega = (\frac{e|A|}{m_e c^2})^2 4\pi^2\sigma^2\rho c_F^2/\omega, \mu = 1,$ где величина A векторный или скалярный потенциал установки. Величина потерь на трение $Q_{av} = \frac{\omega(\operatorname{Im}\varepsilon E^2 + \operatorname{Im}\mu H^2)}{4\pi} = \sigma E^2 + \frac{\omega \operatorname{Im}\mu}{4\pi} H^2$см. [3], ρ плотность установки, $c_F^2 = c^2/\varepsilon\mu$, фазовая скорость в двигателе, σ проводимость среды. Т.е. среда должна быть проводником с большой проводимостью и малой мнимой частью магнитной проницаемости и должно выполняться $(\frac{e^2 A}{m_e c^2 E})^2 \frac{4\pi^2\sigma\rho c^2}{e^2\omega\varepsilon\mu} = r_e^3 a \frac{\pi\rho c^2}{e^2} = 205 > 1$, причем отношение $A/E = \sqrt{a r_e}$, где a равно размеру установки, величина r_e равна радиусу Бора.

Т.е. потери на трение малы, и получается дополнительная энергия единицы объема, равная $(\frac{e|A|}{m_e c^2})^2 4\pi^2\sigma^2\rho c_F^2/\omega = r_e^3 a E^2 4\pi^2\sigma\rho c^2/e^2$, т.е. при проводимости материала, равной $\sigma = 10\sec^{-1}$, получаем выигрыш энергии единицы объема $2058 erg/(cm^3 \sec) = 2.058 \cdot 10^{-4}\, j/(cm^3 \sec) = 2.058 \cdot 10^{-4}$ Вт/см^3.

Эта формула соответствует энергии электромагнитного поля $\frac{E^2 + H^2}{8\pi}$ в системе координат, где вектор Умова-Пойнтинга равен нулю, так как метрический тензор диагональный. При этом в материальных телах энергия определяется как величина $\frac{\varepsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi}, \varepsilon = \varepsilon_0 + i\frac{4\pi\sigma}{\omega}$. При этом кинематическая вязкость системы равна $\nu = \frac{c^2}{\sqrt{\varepsilon_0^2 \omega^2 + \sigma^2}}$.

Имеем формулу для плавного изменения собственного числа по амплитуде

$$\lambda \Delta t = \operatorname{Re} g_a \Delta \tau = \Delta t \operatorname{Re} g_a \Omega .$$

Где Ω частота огибающей электромагнитного поля. Откуда для величины собственного числа имеем $\lambda = \operatorname{Re} g_a \Omega$.

В случае электромагнитного поля образуемая мощность равна

$$N = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \rho \nu^2 [|\operatorname{Im} g_a| - (\operatorname{Re} g_a)^2] a\lambda = \rho \nu^2 [|\operatorname{Im} g_a| - (\operatorname{Re} g_a)^2] a\beta_{cr}\Omega = \\ = \rho \nu^2 (\sqrt{\Delta T_{av}} - \beta_{cr}^2)\beta_{cr}\Omega \cdot a .$$

При этом максимальный к.п.д. этого двигателя небольшой, так как он преобразует вращательную хаотическую энергию в поступательную и равен

$$\eta = \frac{|\sqrt{T_{av}}| - (\operatorname{Re} g_a)^2}{(T_{av})^2 - (\operatorname{Re} g_a)^2} = \frac{|g_{pr}| - (\operatorname{Re} g_a)^2}{(g_{pr})^2 - (\operatorname{Re} g_a)^2} = \frac{g_{pr} - \beta_{cr}^2}{g_{pr}^2 - \beta_{cr}^2} < \frac{1}{g_{pr}}; |g_{pr}| > (\operatorname{Re} g_a)^2 .$$

Где кинематическая вязкость проводника равна $\nu = \frac{c^2}{4\pi\sqrt{\varepsilon_0^2 \omega^2 + \sigma^2}} = 716 cm^2/\sec$. Для работы динамо-машины модулирующая частота должна быть мала и равна частоте переменного тока $\omega = 60 Hz$ при размере установки 100cm. При этом с помощью круговой обмотки внешнее воздействие можно сделать соответствующим большей величиной, чем критическое значение $g_{cr} = 1150$. Тогда имеем величину внешнего воздействия $T_{\alpha(\gamma,\delta)s} = \dfrac{NV_\gamma V_\delta}{c^2 ds/cdt} \sim \dfrac{NV_\gamma V_\delta}{c^2\sqrt{1-V^2/c^2}} = g_{pr}^2 = (3.5\cdot 10^6)^2$.

Это внешнее воздействие приведет к большому значению $\beta_{\gamma n}$ в формуле (10) и согласно закону сохранения энергии большому значению $a_{\alpha s}$, соответствующие внешнему воздействию, но являющиеся остаточным решением.

Тогда образуемая мощность равна

$$\begin{gathered}\rho v^2(\sqrt{g_{rr}} - \beta_{cr}^2)\beta_{cr}\Omega a = \rho v^2(g_{pr} - \beta_{cr}^2)\beta_{cr}\Omega a = 7\cdot 716^2(3.5\cdot 10^6 - 1150^2)1150\cdot 60\cdot 100 = \\ = 5.39\cdot 10^{19} erg/\sec = 5.39\cdot 10^{12} W\end{gathered}.$$

Где полагаем $\beta_{cr} = \dfrac{H_{\alpha s\alpha s}^1 \beta_{cr}^0}{2F_{\alpha s\alpha s\alpha s}} \sim 1150$ в гидродинамике это отношение равно по порядку критическому числу Рейнольдса и определяется средним тангенсом наклона шероховатостей см.[2] , т.е. величине 1150.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля, т. II, М.: «Наука», 1988г., 509с.
2. Е. Якубовский Турбулентное течение в цилиндрических трубах. Экспериментальное подтверждение комплексного решения. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2013, 52с.
3. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц* Электродинамика сплошных сред т. VIII, М.: «Наука», 1992г., 663с