

УДК 539.12.01

01.00.00 Физико-математические науки

КОНДЕНСАТОР ПОЛЯ ЯНГА-МИЛЛСА

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 представлен проект конденсатора поля Янга-Миллса. Модель конденсатора представляет собой эквипотенциальные поверхности, разделенные в пространстве. Для описания механизма конденсации хромодинамического поля использованы численные модели, развитые на основе усредненных уравнений Янга-Миллса. В настоящей работе использована восьми компонентная скалярная модель, которая в линейном случае распадается на две группы, содержащие три и пять полей соответственно. В отличие от классической электродинамики, модель статического поля Янга-Миллса не разделяется на независимые уравнения в силу нелинейности самой модели. Однако в линейном случае такое разделение возможно. Показано, что в этом частном случае теория Янга-Миллса сводится к теории Пуассона, которая описывает электростатические и магнитостатические явления. В настоящей работе показано, что в некоторой области параметров конденсатор поля Янга-Миллса по своим функциональным свойствам накопления заряда и удержания поля похож на конденсатор электростатического поля или на магнит в магнитостатике. Это означает, что в природе есть два типа зарядов, являющихся источниками макроскопического поля Янга-Миллса, которые по свойствам аналогичны электрическим и магнитным зарядам в теории Пуассона. Показано, что в теории Янга-Миллса только один тип зарядов может быть связан с распределением плотности вещества, тогда как другой тип зарядов зависит от распределения зарядов первого типа. Это позволяет дать объяснение отсутствию симметрии между электрическими и магнитными зарядами

Ключевые слова: МАГНИТОСТАТИКА, НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ, ТЕОРИЯ ПУАССОНА, ТЕОРИЯ ЯНГА-МИЛЛСА, ЭЛЕКТРОСТАТИКА

UDC 539.12.01

Physics and mathematics

YANG-MILLS FIELD CAPACITOR

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 a project of the capacitor in the Yang-Mills theory. Model capacitor represents the equipotential surfaces separated by a space. To describe the mechanism of condensation chromodynamics field used numerical models developed based on an average of the Yang-Mills theory. In the present study, we used eight-scalar component model that in the linear case is divided into two groups containing three or five fields respectively. In contrast to classical electrodynamics, a static model of the Yang-Mills is not divided into independent equations because of the nonlinearity of the model itself. However, in the case of a linear theory separation is possible. It is shown that in this particular case, the Yang-Mills theory is reduced to Poisson theory, which describes the electrostatic and magnetostatic phenomena. In the present work it is shown that in a certain region of the parameters of the capacitor of the Yang-Mills theory on the functional properties of the charge accumulation and retention of the field is similar to the capacitor of the electrostatic field or a magnet in magnetostatics. This means that in nature there are two types of charges, which are sources of macroscopic Yang-Mills field, which are similar to the properties of electric and magnetic charges in the Poisson theory. It is shown that in Yang-Mills only one type of charge may be associated with the distribution density of the substance, while another type of charge depends on the charge distribution of the first type. This allows us to provide an explanation for the lack of symmetry between electric and magnetic charges

Keywords: ELECTROSTATICS, MAGNETOSTATICS, NONLINEAR OSCILLATIONS, YANG-MILLS THEORY, POISSON THEORY

Введение

Вопрос о макроскопических эффектах классического калибровочного поля Янга-Миллса [1-4] рассматривается в работах [5-26] и других. В работе [27] представлен проект усилителя поля Янга-Миллса. Модель усилителя представляет собой многослойную сферическую оболочку с возрастающей к центру плотностью. В центре усилителя находится ядро с большой плотностью вещества. Показано, что в такой системе амплитуда волн поля Янга-Миллса возрастает от периферии к центру на несколько порядков. Обсуждается роль поля Янга-Миллса в процессах, происходящих в ядрах галактик, звезд и планет. Представлены данные моделирования по усилению поля Янга-Миллса в недрах земли, при атомном взрыве и в некоторых специальных устройствах типа вольтова столба.

Для описания механизма усиления хромодинамического поля использованы как точные результаты, полученные в теории Янга-Миллса, так и численные модели, развитые на основе усредненных и точных уравнений. Среди точных решений особую роль играет центрально-симметрическая метрика [9], описывающая вклад поля Янга-Миллса в скорость разбегания галактик. Среди приближенных численных моделей можно отметить восьми компонентную скалярную модель развитую нами для моделирования нелинейных цветовых колебаний и хаоса в теории Янга-Миллса [17].

Хорошо известно, что теория Янга-Миллса описывает нелинейную динамическую систему, в которой осцилляции цвета демонстрируют хаотическое поведение [19-26]. Возникновение хаоса в динамической системе, описывающей осцилляции цвета, может иметь определенные макроскопические следствия, например, в форме геометрической турбулентности [17-18].

В работе [17] представлена модель пространственно-временных осцилляций поля Янга-Миллса в случае трех и восьми цветов. Результаты численного моделирования показывают, что нелинейное взаимодействие не приводит к пространственному перемешиванию цветов, как это могло бы быть в случае турбулентной диффузии. В зависимости от параметров системы наблюдается либо подавление амплитуды колебаний пяти цветов первыми тремя, либо наоборот – трех первых цветов пятью остальными. При этом кинетическая энергия колебаний либо распределяется поровну между цветовыми компонентами, либо преобладает кинетическая энергия подавляемой группы цветов.

В настоящей работе представлен проект конденсатора поля Янга-Миллса. Модель конденсатора представляет собой две эквипотенциальные поверхности, разделенные в пространстве. Для описания механизма конденсации хромодинамического поля использованы численные модели, развитые на основе усредненных уравнений Янга-Миллса. В настоящей работе использованы восьми- и двухкомпонентные скалярные модели, которые, как было установлено, при определенных условиях сводятся к уравнениям магнитостатики и электростатики. В отличие от классической электродинамики, модель статического поля Янга-Миллса не разделяется на независимые уравнения в силу нелинейности самой модели. Однако такое разделение является возможным в линейной теории.

Ниже показано, что в линейной области параметров конденсатор поля Янга-Миллса по своим функциональным свойствам накопления заряда и удержания поля похож на конденсатор электростатического поля или на магнит в магнитостатике. Поэтому, можно предположить, что в природе есть два типа зарядов, являющихся источниками макроскопического поля Янга-

Миллса, которые по свойствам аналогичны электрическим и магнитным зарядам в теории Пуассона.

Уравнения Янга-Миллса в произвольных системах отсчета

Теория Янга-Миллса [1] была предложена для объяснения сохранения изотопического спина. Согласно [1], изотопическому спину сопоставляется калибровочное поле, связанное с изотопическим спином, аналогично тому, как электромагнитное поле связано с электрическим зарядом. Дальнейшее развитие теории и концепции цвета [3] привело к созданию квантовой хромодинамики, в которой поле Янга-Миллса представляется как динамическая система, состоящая из восьми взаимодействующих цветовых полей [4].

В работах [16-17, 25] мы рассмотрели уравнения Янга-Миллса в произвольных системах отсчета, допускаемых принципом относительности Эйнштейна. Преобразование уравнений Янга-Миллса к подвижным осям осуществляется по стандартной схеме [2, 16-17, 25]. Рассмотрим динамическую систему, включающую метрический тензор $g_{\mu\nu}$, поле Янга-Миллса $A_{\alpha\mu}$ и поле φ , которое преобразуется как тензор при координатных преобразованиях и реализует матричное представление поля Янга-Миллса. Лагранжиан системы имеет вид

$$\begin{aligned}
 S &= S_g + S_A + S_\varphi \\
 S_g &= -\int R g^{1/2} dx - \Lambda \int g^{1/2} dx \\
 S_A &= -\frac{1}{4} \int g^{1/2} F_{\alpha\mu\nu} F_\alpha^{\mu\nu} dx \\
 S_\varphi &= -\frac{1}{2} \int g^{1/2} (\tilde{\varphi}_{\cdot\mu} \varphi^{\cdot\mu} + m^2 \tilde{\varphi} \varphi) dx
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Здесь и ниже полагаем $R = g^{ik} R_{ik}$, R_{ik} - тензор Риччи; Λ - космологическая постоянная; $R_{\beta\gamma\delta}^\alpha$ - тензор Римана, Γ_{kl}^i - символы Кристоффеля второго рода; $\delta F_{\alpha\mu\nu} = \delta A_{\alpha\nu\bullet\mu} - \delta A_{\alpha\mu\bullet\nu}$, точкой обозначено ковариантное дифференцирование:

$$\varphi_{\bullet\mu} = \frac{\partial\varphi}{\partial x^\mu} + \Omega_\mu \varphi, \quad \Omega_\mu = G_\alpha A_\mu^\alpha + G_\sigma^\nu \Gamma_{\mu\nu}^\sigma \quad (2)$$

A_μ^α, G_α - компоненты поля Янга-Миллса и генераторы группы соответственно. Как известно, в этом случае выполняются коммутационные соотношения

$$\varphi_{\bullet\mu\nu} - \varphi_{\bullet\nu\mu} = -(G_\alpha F_{\mu\nu}^\alpha + G_\sigma^\tau R_{\mu\nu\sigma}^\tau) \varphi \quad (3)$$

Уравнения поля, которые соответствуют каждому из действий (1) с индексом имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\delta \mathcal{S}_g}{\delta g_{\mu\nu}} &= g^{1/2} (R^{\mu\nu} - 1/2 g^{\mu\nu} R) - \frac{1}{2} \Lambda g^{1/2} g^{\mu\nu} = 0 \\ \frac{\delta \mathcal{S}_A}{\delta A_{\alpha\mu}} &= -g^{1/2} F_{\alpha}^{\mu\nu}{}_{\bullet\nu} = 0 \\ \frac{\delta \mathcal{S}_\varphi}{\delta \tilde{\varphi}} &= g^{1/2} (\varphi_{\bullet\mu}^\mu - m^2 \varphi) = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

При совместном действии гравитационного поля, поля Янга-Миллса и скалярного поля имеем

$$\begin{aligned} \frac{\delta \mathcal{S}}{\delta g_{\mu\nu}} &= g^{1/2} (R^{\mu\nu} - 1/2 g^{\mu\nu} R) - \frac{1}{2} \Lambda g^{1/2} g^{\mu\nu} + \frac{1}{2} T^{\mu\nu} = 0 \\ \frac{\delta \mathcal{S}}{\delta A_{\alpha\mu}} &= -g^{1/2} F_{\alpha}^{\mu\nu}{}_{\bullet\nu} + J_\alpha^\mu = 0, \\ \frac{\delta \mathcal{S}}{\delta \tilde{\varphi}} &= g^{1/2} (\varphi_{\bullet\mu}^\mu - m^2 \varphi) = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь тензор плотности энергии-импульса и плотность тока Янга-Миллса определяются соответственно как

$$\begin{aligned}
 T^{\mu\nu} &= g^{1/2} \left(F_{\alpha\sigma}^{\mu} F_{\alpha}^{\nu\sigma} - \frac{1}{4} F_{\alpha\sigma\tau} F_{\alpha}^{\sigma\tau} \right) + g^{1/2} \tilde{\varphi}^{\bullet\mu} \varphi^{\bullet\nu} - \frac{1}{2} g^{1/2} g^{\mu\nu} (\tilde{\varphi}_{\bullet\sigma} \varphi^{\bullet\sigma} + m^2 \tilde{\varphi} \varphi), \\
 J_{\alpha}^{\mu} &= g^{1/2} \tilde{\varphi} G_{\alpha} \varphi^{\bullet\mu}, \\
 T_{\bullet\nu}^{\mu\nu} &= 0, \quad J_{\alpha\bullet\mu}^{\mu} = 0.
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Последние два условия на дивергенцию плотности тока и тензора плотности энергии-импульса являются следствием динамических уравнений (5).

Уравнения Янга-Миллса с группой симметрии $SU(2)$

В метрике Минковского и при отсутствии тока уравнения Янга-Миллса с группой симметрии $SU(2)$ принимают особенно простой вид $F_{\alpha}^{\mu\nu}{}_{\bullet\nu} = 0$, что равносильно

$$\begin{aligned}
 \partial_{\mu} F_{\mu\nu}^a + g_{YM} \varepsilon^{abc} A_{\mu}^b F_{\mu\nu}^c &= 0 \\
 F_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu} A_{\nu}^a - \partial_{\nu} A_{\mu}^a + g_{YM} \varepsilon^{abc} A_{\mu}^b A_{\nu}^c
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Здесь g_{YM} – константа связи, ε^{abc} – единичный антисимметричный тензор третьего ранга.

Динамическая модель [19] следует из (7), если мы положим $A_0^a = 0, A_i^a = O_i^a f^{(a)}(t) / g_{YM}$, где O_i^a – ортогональная матрица. Тогда система уравнений (7) приводится к виду

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 f^{(a)}}{dt^2} + (\mathbf{f}^2 - f^{(a)2}) f^{(a)} &= 0 \\
 \mathbf{f}^2 = f^{(1)2} + f^{(2)2} + f^{(3)2}
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Основные свойства системы уравнений (7) были изучены в работах [19-20] и других. Было установлено наличие областей стохастичности в фазовом пространстве динамической системы (7). Введем новые обозначения

$$\begin{aligned}
 x &= f^{(1)}(t), X = \int_0^t f^{(1)}(t)dt, x_2 = \frac{d^2 f^{(1)}}{dt^2} \\
 y &= f^{(2)}(t), Y = \int_0^t f^{(2)}(t)dt, y_2 = \frac{d^2 f^{(2)}}{dt^2} \\
 z &= f^{(3)}(t), Z = \int_0^t f^{(3)}(t)dt, z_2 = \frac{d^2 f^{(3)}}{dt^2}
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

Начальные значения задачи зададим в нормированном виде, считая вектор $\{x(0), y(0), z(0), \dot{x}(0), \dot{y}(0), \dot{z}(0)\}$ состоящим только из нулей и единиц. В уравнениях (8), напротив, введем два параметра k_1, k_2 , описывающих интенсивность взаимодействия цветовых полей, имеем

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 x}{dt^2} + k_1(y^2 + z^2)x &= 0 \\
 \frac{d^2 y}{dt^2} + k_2(x^2 + z^2)y &= 0 \\
 \frac{d^2 z}{dt^2} + (y^2 + x^2)z &= 0
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

Обзор результатов, полученных путем численного интегрирования уравнений (9)-(10), содержится в работе [17]. Было установлено, что функции $X(t), Y(t), Z(t)$, если их рассматривать как координаты траектории частицы, образуют 3D решетку, узлы которой соединены между собой перемычками.

В работе [24] обсуждается гипотеза происхождения размерности нашего пространства. Предполагается, что пространство заполнено трубками тока конденсата, возникшими на ранних стадиях формирования Вселенной. Было доказано, что узлы решетки, образованной трубками тока устойчивы именно в трехмерном пространстве. В работе [27] обсуждается альтернативный механизм образования 3D решетки, основанный на свойствах модели (9)-(10).

Уравнения Янга-Миллса с группой симметрии $SU(3)$

В случае $SU(3)$ симметрии уравнения Янга-Миллса приводятся к виду [2, 10-11,17]

$$\begin{aligned} \partial_\mu F_{\mu\nu}^B + g_{YM} f^{BCD} A_\mu^C F_{\mu\nu}^D &= 0 \\ F_{\mu\nu}^B &= \partial_\mu A_\nu^B - \partial_\nu A_\mu^B + g_{YM} f^{BCD} A_\mu^C A_\nu^D \end{aligned} \quad (11)$$

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 [10-13]. 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 [10]

$$\begin{aligned} \phi''_a - \nabla^2 \phi^a + [(\chi^m \chi^m) + \lambda_1 (\phi^a \phi^a) - \phi_0^2] \phi^a &= 0 \\ \chi''_m - \nabla^2 \chi^m + [(\phi^a \phi^a) + \lambda_2 (\chi^m \chi^m) - \chi_0^2] \chi^m &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

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 задачу о распаде начального состояния в системе (12) в плоскости (t, x) , в ограниченной области пространства $0 \leq x \leq L$. Зададим все функции в начальный момент времени в виде $u_i \exp[-k(x - x_i)^2], i = 1, \dots, 8$, а их производные по времени равными нулю:

$$\phi'_i(0, x) = 0, \chi'_i(0, x) = 0, a = 1, 2, 3; m = 4, 5, \dots, 8. \quad (13)$$

Параметры системы зададим в виде [11]:

$$\lambda_1 = 0.1; \lambda_2 = 1; \phi_0 = A_0 = 1.6171579, \chi_0 = B_0 = 1.49273856.$$

Для удобства отображения данных введем обозначения

$$f_a = \phi^a(t, x), f_m = \chi^m(t, x), a = 1, 2, 3; m = 4, 5, \dots, 8.$$

Тогда в начальный момент времени имеем

$$f_i(0, x) = u_i \exp[-k(x - x_i)^2], \frac{\partial f_i}{\partial t} = 0, i = 1, \dots, 8 \quad (14)$$

Задача (12)-(14) была исследована численными методами в работе [17]. Был обнаружен своеобразный механизм развития турбулентности, при

котором есть две взаимодействующих подсистемы, в одной из которых преобладают крупномасштабные и низкочастотные моды колебаний, а в другой – высокочастотные колебания с малой длиной волны. Отметим, что такой механизм развития турбулентности является характерным в случае гидродинамической турбулентности. Однако есть и существенное различие между двумя механизмами турбулентности заключающееся в том, что в системе (12) нет турбулентной диффузии, поэтому цвета не перемешиваются до однородного состояния, но каждый цвет существует индивидуально в любом режиме колебаний.

Усилитель поля Янга-Миллса

Заметим, что в обсуждаемых моделях динамики поля Янга-Миллса - (8), (12), нет никаких указаний на ограничение по масштабам. Это означает, что можно рассмотреть макроскопический аналог атомного ядра или адрона, предполагая, что такое устройство может быть использовано с целью генерации, усиления и передачи поля Янга-Миллса.

Согласно уравнениям (6) всякое скалярное поле можно рассматривать как источник хромодинамического поля. Таким скалярным полем может выступать любая плотность, например, плотность вещества. Используем тот факт, что в уравнениях (12) есть свободные параметры $\lambda_1, \lambda_2, \phi_0, \chi_0$, которые можно связать с плотностью вещества. Запишем систему уравнений (12) для случая взаимодействия со скалярным полем в форме двух скалярных полей [11]

$$\begin{aligned} \phi_{tt}^a - \nabla^2 \phi^a + [(\chi^m \chi^m) + \lambda_1 (\phi^a \phi^a) - \phi_0^2 \rho_m] \phi^a &= 0 \\ \chi_{tt}^m - \nabla^2 \chi^m + [(\phi^a \phi^a) + \lambda_2 (\chi^m \chi^m) - \chi_0^2 \rho_m] \chi^m &= 0 \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь ρ_m – плотность барионного вещества, являющегося источником поля Янга-Миллса.

Рассмотрим динамику поля Янга-Миллса в техническом устройстве типа вольтова столба – рис. 1-2. Оригинальное устройство Вольта состоит из чередующихся слоев меди и цинка, разделенных электролитом. В случае данных, приведенных на рис. 1, используется один слой меди и один слой цинка.

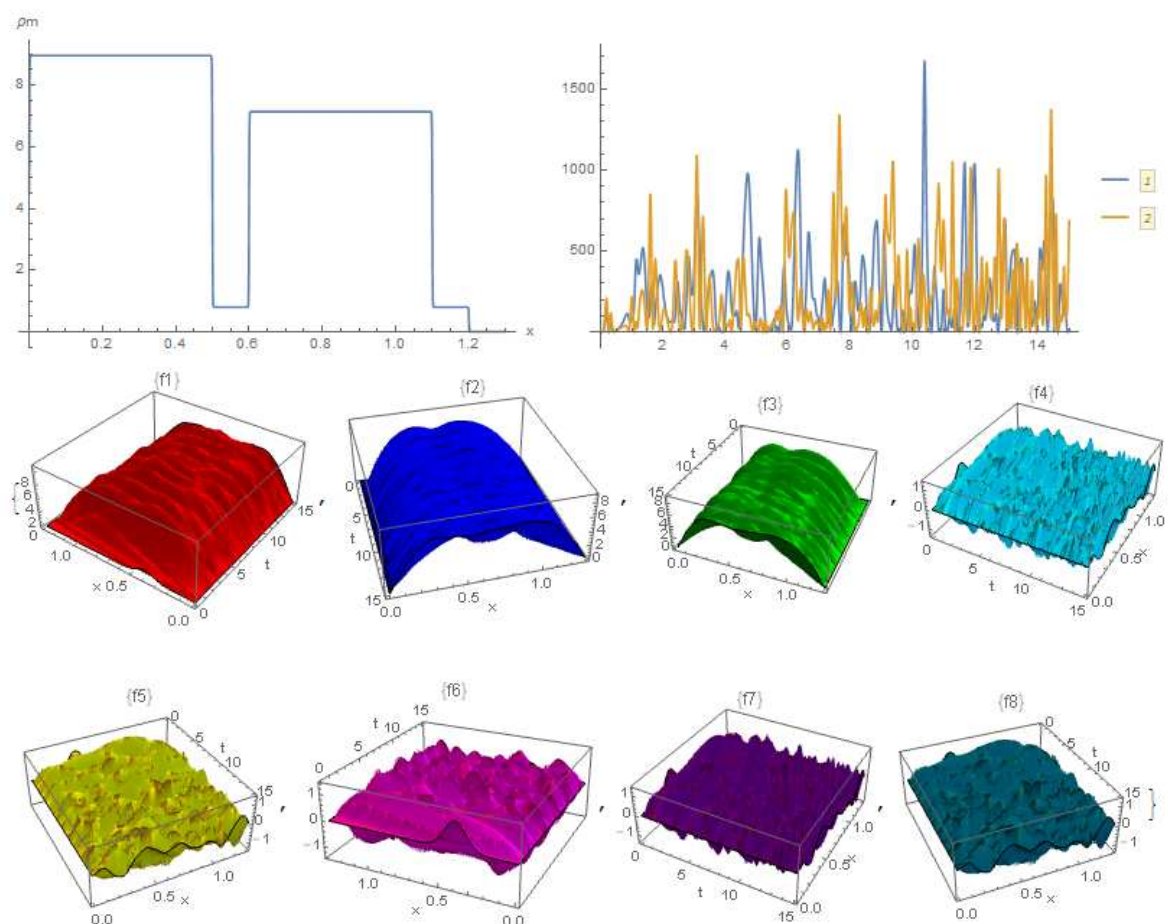


Рис. 1. Распад начального состояние 8-цветного поля Янга-Миллса в многослойной среде с плотностью ρ_m , соответствующей вольтову столбу.

Распад начального состояния в таком устройстве сопровождается большим числом отраженных волн, которые усиливают друг друга вплоть до

очень большой величины плотности энергии поля Янга-Миллса. Так, в рассмотренном примере, приведенном на рис. 1, энергия вырастает более чем в 1500 раз уже после первого отражения. На рис. 2. представлены данные по усилению поля Янга-Миллса в вольтовом столбе, состоящим из 6 слоев меди и цинка. В этом случае плотность энергии возрастает в 10000 раз.

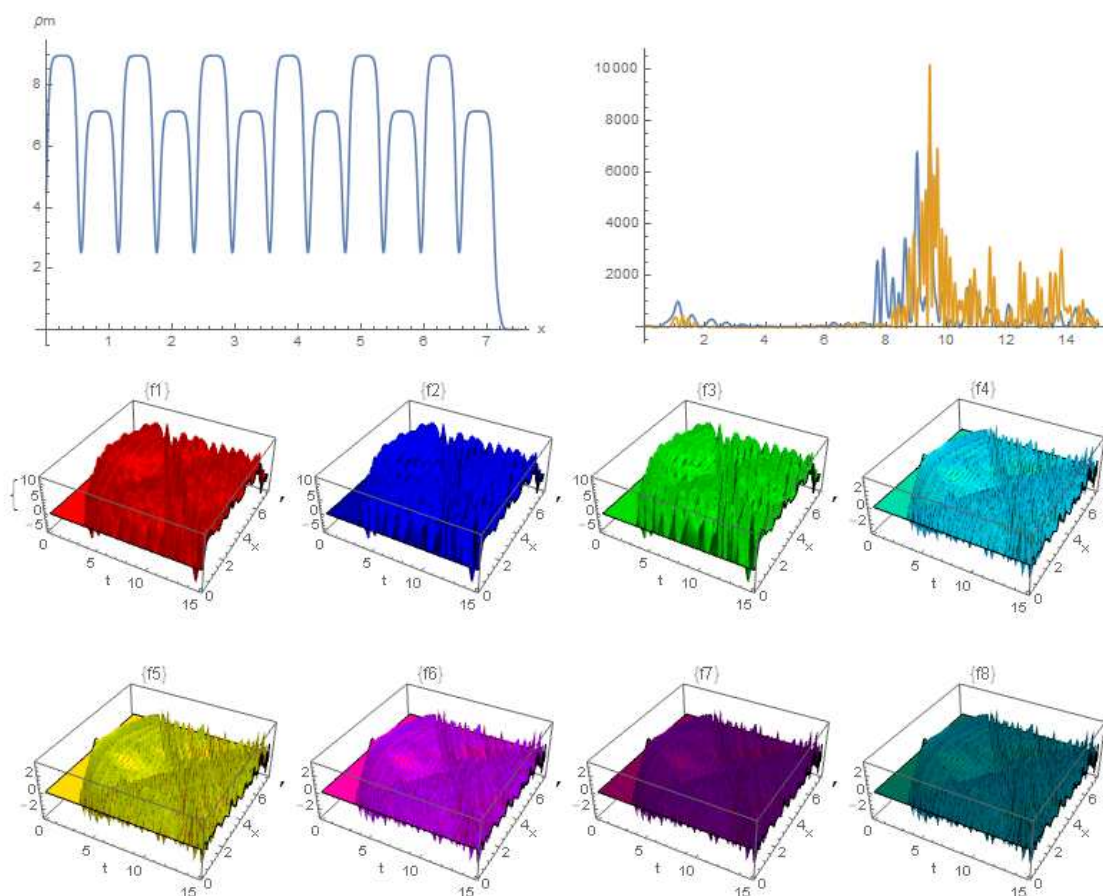


Рис. 2. Распад начального состояние 8-цветного поля Янга-Миллса в многослойной среде с плотностью ρ_m , соответствующей вольтову столбу, состоящему из 6 слоев меди и 6 слоев цинка.

Отметим, что в таком устройстве энергия сосредоточена в высокочастотных модах колебаний. Не исключено, что энергия поля Янга-Миллса является дополнительным источником электродвижущей силы в вольтовом столбе.

Результаты [27] указывают на наличие в природе механизма усиления поля Янга-Миллса в галактиках, звездах, планетах, а также в технических устройствах. Очевидно, что для усиления поля необходимо иметь его хотя бы в форме поля с малой амплитудой, типа реликтового излучения. В работе [9] было найдено полное решение уравнений Янга-Миллса для центрально-симметрической метрики при наличии электромагнитного поля. Используя это решение, нами была дана оценка вклада реликтового поля Янга-Миллса в скорость разбегания галактик [27].

Конденсатор поля Янга-Миллса

Рассмотрим эволюцию поля Янга-Миллса в устройстве типа электростатического конденсатора – рис. 3-5. Такой конденсатор состоит из двух пластин, например, из медной пластины и цинковой пластины, разделенных вакуумным промежутком. Предположим, что в начальный момент времени поле сосредоточено в цинковой пластине – рис. 3. В последующие моменты времени поле эволюционирует в соответствии с системой диффузионных уравнений [28-29]

$$\begin{aligned} \phi_i^a - \nabla^2 \phi^a + [(\chi^m \chi^m) + \lambda_1(\phi^a \phi^a) - \phi_0^2 \rho_m] \phi^a &= 0 \\ \chi_i^m - \nabla^2 \chi^m + [(\phi^a \phi^a) + \lambda_2(\chi^m \chi^m) - \chi_0^2 \rho_m] \chi^m &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

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.

Начальные условия для системы уравнений (16) зададим в виде

$$f_i(0, x) = u_i \exp[-k(x - x_i)^2] \quad (17)$$

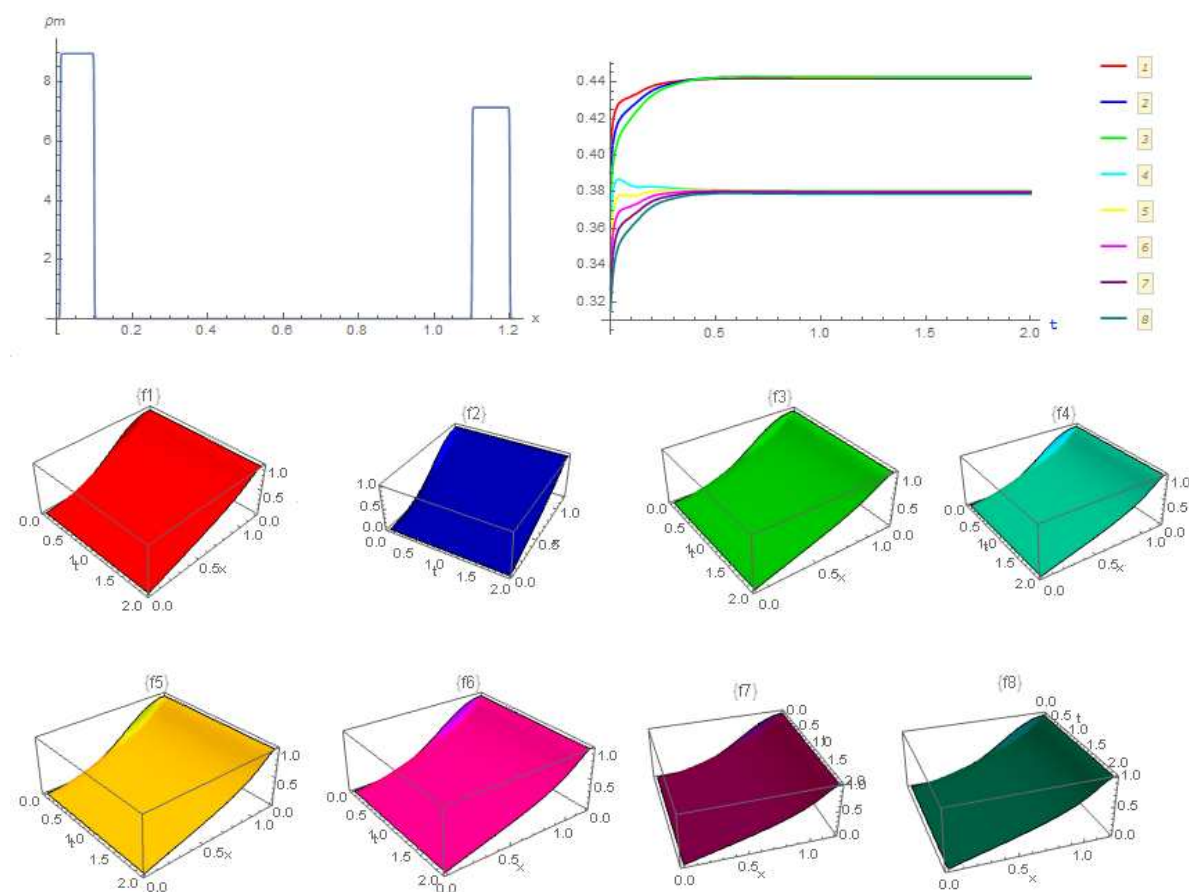


Рис. 3. Распад начального состояние 8-цветного поля Янга-Миллса в среде с плотностью ρ_m , соответствующей конденсатору: начальный импульс сосредоточен в цинковой пластине.

Из данных, приведенных на рис. 3, следует, что в процессе эволюции поле Янга-Миллса разделяется на две группы по 3 и 5 компонент соответственно, которые распределяются в пространстве между пластинами по закону, отражающему нелинейную взаимосвязь цветных полей.

Аналогичное распределение наблюдается и в том случае, когда начальный импульс сосредоточен в медной пластине – рис. 4. При уменьшении начальной амплитуды импульса все компоненты поля распределяются в конечном состоянии по закону близкому к линейной

функции – рис. 5, аналогично тому, как распределяется электростатический потенциал в задаче с заданным потенциалом на двух пластинах конденсатора.

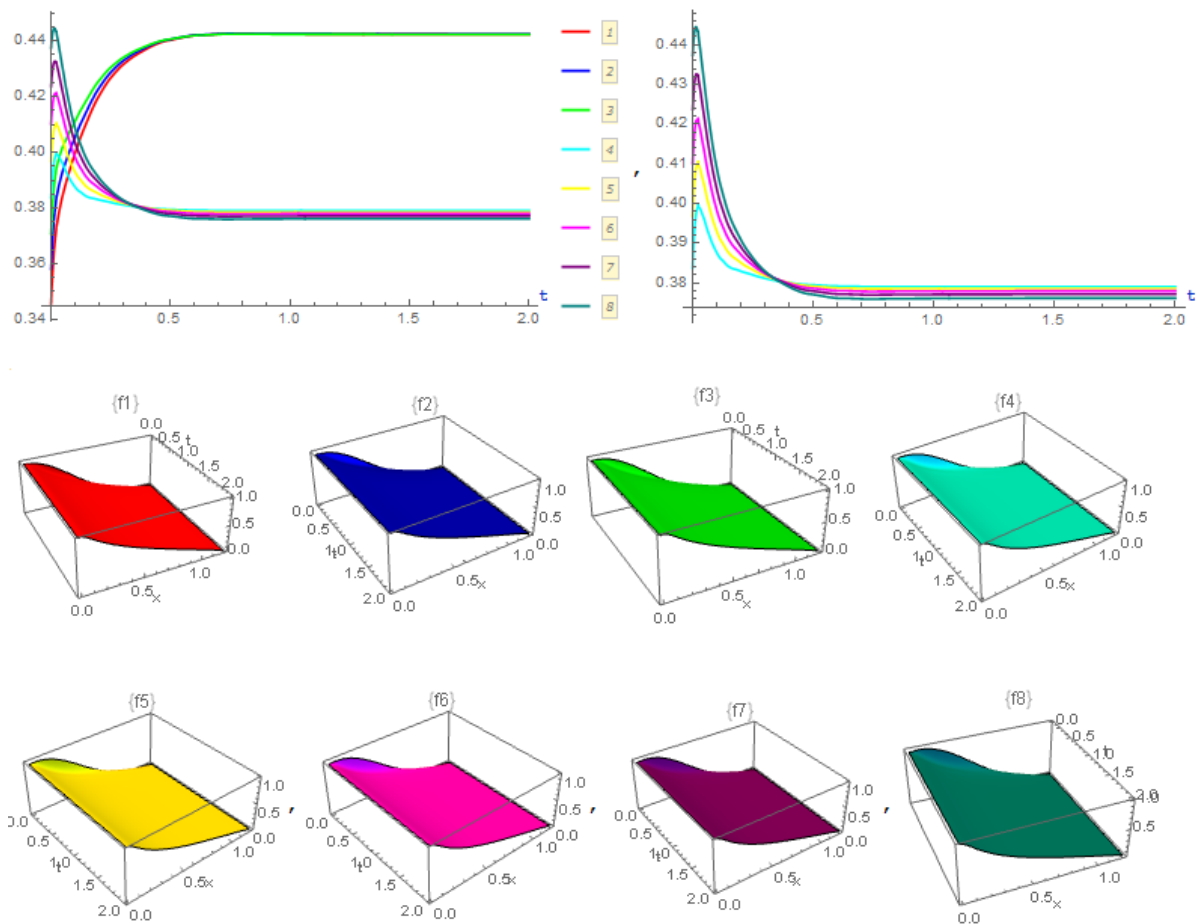


Рис. 4. Распад начального состояние 8-цветного поля Янга-Миллса в среде с плотностью ρ_m , соответствующей конденсатору: начальный импульс сосредоточен в медной пластине.

Отсюда можно сделать вывод, что существует взаимосвязь поля Янга-Миллса с электрическим и магнитным полем [2, 8]. Отметим, что указанная взаимосвязь наиболее просто выявляется в линейном случае, когда распределение всех 8 полей Янга-Миллса между пластинами стремится к линейному распределению. В этом случае система из 8 уравнений (16)

вырождается в систему из двух уравнений, которые описывают потенциал электростатического и магнитного поля соответственно.

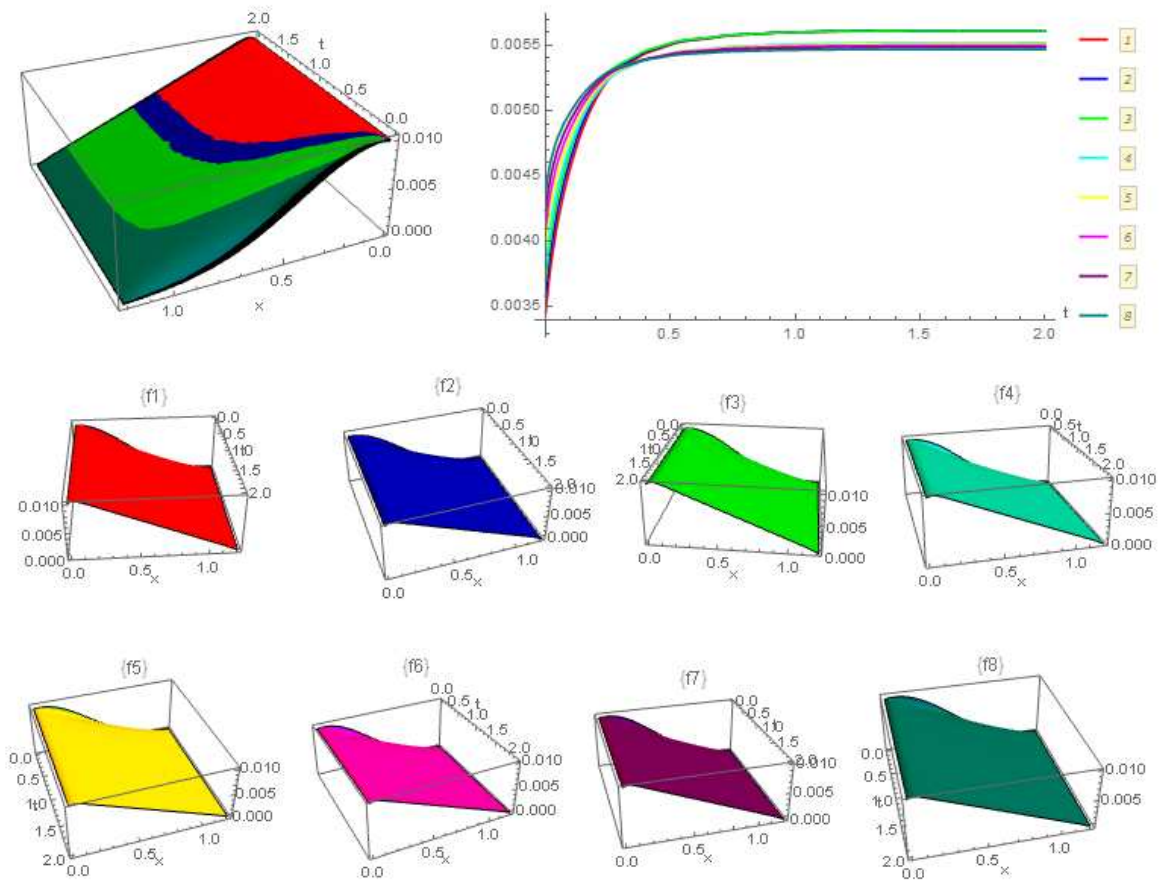


Рис. 5. Распад начального состояние 8-цветного поля Янга-Миллса в среде с плотностью ρ_m , соответствующей конденсатору в случае малой амплитуды импульса в медной пластине: на верхнем левом рисунке показана эволюция всех 8 компонент к конечному состоянию соответствующему линейному распределению поля между пластинами.

Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \phi_i - \nabla^2 \phi + [\chi^2 + \lambda_1(\phi^2 - \phi_0^2 \rho_m)]\phi &= 0 \\ \chi_i - \nabla^2 \chi + [\phi^2 + \lambda_2(\chi^2 - \chi_0^2 \rho_m)]\chi &= 0 \end{aligned} \tag{18}$$

Для установления полной аналогии с теорией Пуассона необходимо принять, что скалярные функции в системе уравнений (18) можно представить в форме

$$\phi = \phi_e + \varphi, \quad \chi = \chi_e + \psi \quad (19)$$

Здесь функции φ, ψ описывают потенциалы электрического и магнитного поля соответственно, а функции ϕ_e, χ_e описывают распределение электрического и магнитного заряда. Поскольку распределение заряда зависит только от плотности вещества, то отсюда следует, что только один тип зарядов, может быть распределен произвольно в соответствии с распределением вещества, тогда как распределение другого заряда зависит от изменения первого заряда.

Отметим, что в природе электрический заряд встречается в форме положительного и отрицательного электричества разделенного на части, тогда как магнитный заряд не разделяется, но существует только в пределах магнита на его северном и южном полюсе. Отсутствие симметрии между магнитными и электрическими зарядами долгое время не получало объяснения. Дирак предположил, что магнитный монополю мог существовать в природе на ранних стадиях формирования Вселенной. Однако поиски магнитного монополя такого типа не увенчались успехом, хотя магнитный монополю в форме квазичастиц был обнаружен в спиновом льду [30]. Система уравнений (18) позволяет дать простое объяснение этого факта.

Во-первых, фигурирующие в этой системе поля не являются симметричными, поскольку одно из них отображает эволюцию трехцветного поля, а другое эволюцию поля пяти цветов – рис 3-5. Во-вторых, как уже было указано выше, только один тип зарядов может быть напрямую связан с плотностью вещества, тогда как другой зависит от изменения первого.

На рис. 6 представлено распределение градиентов полей $\mathbf{E}_h = -\nabla\phi$, $\mathbf{H}_h = -\nabla\chi$ в конденсаторе, составленном из двух параллельных дисков – левый и правый рисунок соответственно. Расчеты выполнены в статическом случае на основе системы уравнений (18) с условиями Дирихле на дисках: $\phi = \pm U_0$, $\chi = \pm V_0$. Отметим, что одно из этих устройств (левое) можно назвать конденсатором, а другое (правое) – магнитом.

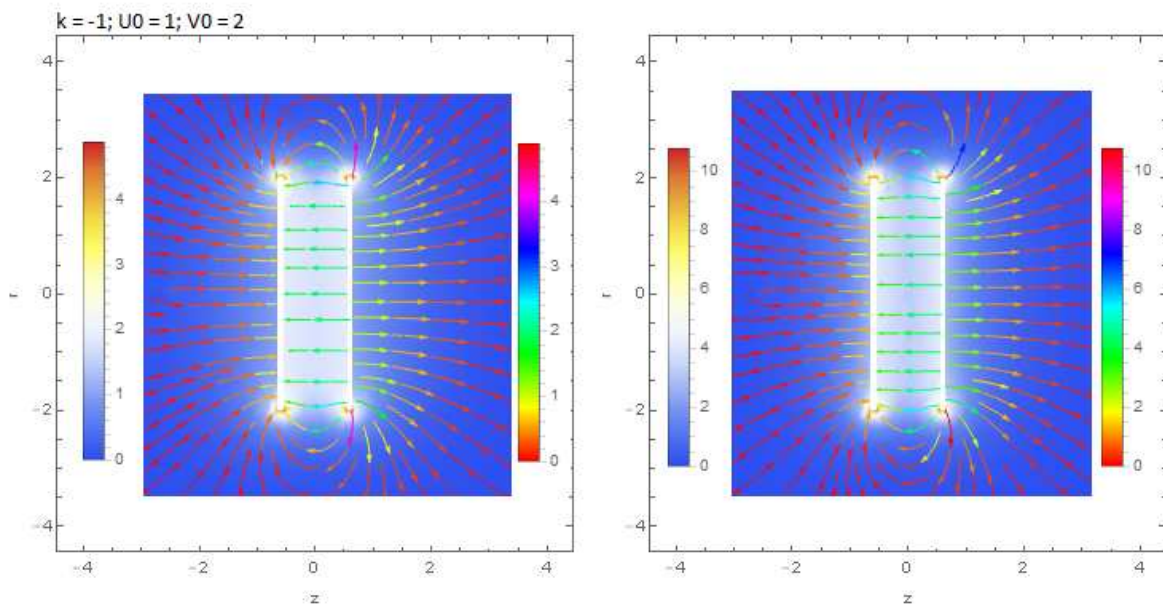


Рис. 6. Распределение градиентов полей $\mathbf{E}_h = -\nabla\phi$, $\mathbf{H}_h = -\nabla\chi$ в конденсаторе, составленном из двух параллельных дисков - левый и правый рисунок соответственно.

Мы, таким образом, дали объяснение происхождения электростатического и магнитостатического поля, а также принципа действия конденсатора и магнита на основе теории Янга-Миллса. Дальнейшее развитие теории заключается в нахождении связи векторного потенциала электродинамики с одним из восьми векторных потенциалов, на которые распадается линеаризованное поле Янга-Миллса [2].

Библиографический список

1. Yang N., Mills R.L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance// Phys. Rev., 96, 191, 1954.
2. Девитт Б.С. Динамическая теория групп и полей. – Москва, Наука, 1987.
3. Bogoliubov N.N., Struminsky B.V., Tavkhelidze A.N. On composite model in the theory of elementary particles. JINR publication D-1968, Dubna, 1965.
4. Fritzsche H., Gell-Mann M., Leutwyler H. Advantages of the color octet gluon picture// Phys. Lett. B 47, 365, 1973.
5. Utiyama R. Invariant theoretical interpretation of interaction//Phys. Rev. 101, 1597, 1956.
6. Kibble T.W.B. Lorentz invariance and the gravitational field// J. Math. Phys. 2? 212? 1961.
7. Pie-Ming Ho. Generalized Yang-Mills Theory and Gravity//arXiv:1501.05378v2 [hep-th] 10 Feb 2015.
8. 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.
9. 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.
10. Dzhunushaliev V. Scalar model of the glueball// Hadronic J. Suppl. 19, 185, 2004.
11. Dzhunushaliev V. SU(3) glueball gluon condensate//arXiv:1110.1427 [hep-ph].
12. Dzhunushaliev V. Phase transition for gluon field: a qualitative analysis// arXiv:1211.4944v1 [hep-ph]
13. Dzhunushaliev V., Makhmudov A. Scalar model of glueball in nonperturbative quantisation à la Heisenberg// arXiv:1505.07005v1 [hep-ph], 24 May, 2015.
14. Трунев А.П. Спектр масс адронов и термодинамика глюонов// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №07(091). С. 1561 – 1574.
15. Трунев А.П. Моделирование массы адронов и энергии возбужденных состояний атомных ядер в модели глюонного конденсата // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2012. – №07(81). С. 545 – 554. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2012/07/pdf/40.pdf>
16. Трунев А.П. О возбуждении электромагнитного излучения, ядерных реакций и распада частиц ускорением// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2015. – №109(05). – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2015/05/pdf/90.pdf>
17. Трунев А.П. Моделирование нелинейных цветовых колебаний в теории Янга-Миллса / А.П. Трунев // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2015. – №06(110). С. 1654 – 1673. – IDA [article ID]: 1101506108. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2015/06/pdf/108.pdf>

18. Трунев А.П. Геометрическая турбулентность и квантовая теория. – Palmarium Academic Publishing, ISBN 978-3-639-72485-1, 2015, 232 с.

19. Matinyan S.G., Savvidy G.K. and Ter-Arutyunyan-Savvidy N. G. Classical Yang-Mills mechanics. Nonlinear color oscillations// Sov. Phys. JETP, 80, 830-838, 1981; JETP Lett. 34, 590, 1981.

20. Matinyan S.G., E.B. Prokhorenko and G.K. Savvidy. Non-integrability of time-dependent spherically symmetric Yang-Mills equations//Nucl. Phys. B 298, 414, 1988.

21. Biro T.S., Matinyan S.G. and Muller B. Chaos and Gauge Field Theory/World Sci. Lect. Notes Phys. 56, 1, Singapore, 1994.

22. Matinyan S, Muller B. Quantum Fluctuations and Dynamical Chaos: An Effective Potential Approach// October 31, 1996, <http://cds.cern.ch/record/313828/files/9610233.pdf>

23. Matinyan S. Chaos in the Yang-Mills theory and cosmology: quantum aspects// arXiv:hep-th/0612102v1, 11 Dec 2006.

24. Berera A., Buniy R.V., Kephart T.W., Pas H., Rosa J.G. Knotty inflation and the dimensionality of spacetime// arXiv:1508.01458v1 [hep-ph] 6 Aug 2015.

25. Трунев А.П. Уравнения Максвелла и Янга-Миллса в метрике ускоренных и вращающихся систем отсчета в общей теории относительности// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2015. – №108(04).

26. Barrow J.D., Levin J. Chaos in the Einstein-Yang-Mills Equations//arXiv:gr-gc/9706065, 20 Jun 1997.

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). – IDA [article ID]: 1111507077. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2015/07/pdf/77.pdf>

28. Luscher M., Properties and uses of the Wilson flow in lattice QCD//JHEP 08 (2010), 071.

29. Luscher M. Future applications of the Yang-Mills gradient flow in lattis QCD// arXiv: 1308.5598 [hep-lat], 26 August, 2013.

30. Castelnovo C., Moessner R., Sondhi S.L. Magnetic monopoles in spin ice// Nature 451, 42-45, 2008.

References

1. Yang N., Mills R.L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance// Phys. Rev., 96, 191, 1954.

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

3. Bogoliubov N.N., Struminsky B.V., Tavkhelidze A.N. On composite model in the theory of elementary particles. JINR publication D-1968, Dubna, 1965.

4. Fritzsche H., Gell-Mann M., Leutwyler H. Advantages of the color octet gluon picture// Phys. Lett. B 47, 365, 1973.

5. Utiyama R. Invariant theoretical interpretation of interaction//Phys. Rev. 101, 1597, 1956.

6. Kibble T.W.B. Lorentz invariance and the gravitational field// J. Math. Phys. 2? 212? 1961.
7. Pie-Ming Ho. Generalized Yang-Mills Theory and Gravity//arXiv:1501.05378v2 [hep-th] 10 Feb 2015.
8. 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.
9. 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.
10. Dzhunushaliev V. Scalar model of the glueball// Hadronic J. Suppl. 19, 185, 2004.
11. Dzhunushaliev V. SU(3) glueball gluon condensate//arXiv:1110.1427 [hep-ph].
12. Dzhunushaliev V. Phase transition for gluon field: a qualitative analysis// arXiv:1211.4944v1 [hep-ph]
13. Dzhunushaliev V., Makhmudov A. Scalar model of glueball in nonperturbative quantisation `a la Heisenberg// arXiv:1505.07005v1 [hep-ph], 24 May, 2015.
14. Trunев A.P. Spekr mass adronov i termodinamika gljuonov// Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2013. – №07(091). S. 1561 – 1574.
15. Trunев A.P. Modelirovanie massy adronov i jenerгии возбuzhdennyh sostojanij atomnyh jader v modeli gljuonnogo kondensata // Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2012. – №07(81). S. 545 – 554. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2012/07/pdf/40.pdf>
16. Trunев A.P. O возбuzhdenii jelektromagnitnogo izluchenija, jadernyh reakcij i raspada chastic uskoreniem// Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2015. – №109(05). – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2015/05/pdf/90.pdf>
17. Trunев A.P. Modelirovanie nelinejnyh cvetovyh kolebanij v teorii Janga-Millsa / A.P. Trunев // Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2015. – №06(110). S. 1654 – 1673. – IDA [article ID]: 1101506108. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2015/06/pdf/108.pdf>
18. Trunев A.P. Geometricheskaja turbulentnost' i kvantovaja teorija. – Palmarium Academic Publishing, ISBN 978-3-639-72485-1, 2015, 232 s.
19. Matinyan S.G., Savvidy G.K. and Ter-Arutyunyan-Savvidy N. G. Classical Yang-Mills mechanics. Nonlinear color oscillations// Sov. Phys. JETP, 80, 830-838, 1981; JETP Lett. 34, 590, 1981.
20. Matinyan S.G., E.B. Prokhorenko and G.K. Savvidy. Non-integrability of time-dependent spherically symmetric Yang-Mills equations//Nucl. Phys. B 298, 414, 1988.
21. Biro T.S., Matinyan S.G. and Muller B. Chaos and Gauge Field Theory/World Sci. Lect. Notes Phys. 56, 1, Singapore, 1994.
22. Matinyan S, Muller B. Quantum Fluctuations and Dynamical Chaos: An Effective Potential Approach// October 31, 1996, <http://cds.cern.ch/record/313828/files/9610233.pdf>

23. Matinyan S. Chaos in the Yang-Mills theory and cosmology: quantum aspects// arXiv:hep-th/0612102v1, 11 Dec 2006.
24. Berera A., Buniy R.V., Kephart T.W., Pas H., Rosa J.G. Knotty inflation and the dimensionality of spacetime// arXiv:1508.01458v1 [hep-ph] 6 Aug 2015.
25. Trunev A.P. Uravnenija Maksvella i Janga-Millsa v metrike uskorenyh i vrashhajushhihsja sistem otscheta v obshhej teorii odnositel'nosti// Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Krasnodar: KubGAU, 2015. – №108(04).
26. Barrow J.D., Levin J. Chaos in the Einstein-Yang-Mills Equations//arXiv:gr-gc/9706065, 20 Jun 1997.
27. Trunev 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). – IDA [article ID]: 1111507077. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2015/07/pdf/77.pdf>
28. Luscher M., Properties and uses of the Wilson flow in lattice QCD//JHEP 08 (2010), 071.
29. Luscher M. Future applications of the Yang-Mills gradient flow in lattis QCD// arXiv: 1308.5598 [hep-lat], 26 August, 2013.
30. Castelnovo C., Moessner R., Sondhi S.L. Magnetic monopoles in spin ice// Nature 451, 42-45, 2008.