

ISSN 1561-2430 (Print)
ISSN 2524-2415 (Online)

ФИЗИКА
PHYSICS

УДК 539.12
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2026-62-2-117-124>

Поступила в редакцию 02.04.2026
Received 02.04.2026

С. Н. Гаркуша¹, Ю. А. Курочкин¹, Ю. А. Кульчицкий^{1,2}, Н. А. Русакович²

¹*Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
Минск, Республика Беларусь*

²*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Российская Федерация*

**КВАРК В ПОСТОЯННОМ НЕАБЕЛЕВОМ ПОЛЕ
И ПРОБЛЕМА ОБЕСЦВЕЧИВАНИЯ**

Аннотация. Исследована концепция обесцвечивания кварков и глюонов посредством диагонализации матрицы вектор-потенциалов неабелева калибровочного поля. Предложенный подход реализован на примере модельной задачи о движении кварка в постоянном однородном хромомagnetном поле. Намечены перспективы применения данного метода для решения общей задачи конфайнмента.

Ключевые слова: кварки, глюоны, неабелево поле, группа, диагонализация, калибровочные преобразования

Для цитирования. Кварк в постоянном неабелевом поле и проблема обесцвечивания / С. Н. Гаркуша, Ю. А. Курочкин, Ю. А. Кульчицкий, Н. А. Русакович // Весті Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2026. – Т. 62, № 2. – С. 117–124. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2026-62-2-117-124>

Sergey N. Harkusha¹, Yurii A. Kurochkin¹, Yuri A. Kulchitsky^{1,2}, Nikolay A. Russakovich²

¹*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus*

²*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russian Federation*

A QUARK IN A CONSTANT NON-ABELIAN FIELD AND THE DECOLORIZATION PROBLEM

Abstract. This paper explores the concept of quark and gluon bleaching by diagonalizing the matrix of vector potentials of a non-Abelian gauge field. The proposed approach is implemented using a model problem of quark motion in a constant, uniform chromomagnetic field. Potential applications of this method for solving the general confinement problem are outlined.

Keywords: quarks, gluons, non-Abelian field, group, diagonalization, gauge transformation

For citation. Harkusha S. N., Kurochkin Yu. A., Kulchitski Yu. A., Russakovich N. A. A quark in a constant non-Abelian field and the decolorization problem. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk* = *Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2026, vol. 62, no. 2, pp. 117–124 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2026-62-2-117-124>

Введение. В квантовой хромодинамике (КХД) запырание цвета (обесцвечивание) связывается со стремлением к нулю эффективной бегущей константы взаимодействия при стремлении к бесконечности импульса передачи (асимптотическая свобода), что соответствует уменьшению области запырания кварков [1–6].

КХД – одна из составляющих Стандартной модели, призванная объяснить сильные взаимодействия, в том числе в процессах множественного рождения, не решает данную проблему во всем диапазоне энергий. Остается не до конца выясненной проблема запырания кварков и связанное с ней запырание цвета (обесцвечивание), а также каким образом в процессах взаимодействия адронов возникают адроны из кварков и глюонов.

Под обесцвечиванием мы понимаем выражение матрицы вектор-потенциалов неабелева калибровочного поля через инварианты преобразований группы $SU(3)^c$ путем ее диагонализации. В результате чего система уравнений разбивается на три независимых уравнения, при этом каждое из них описывает обесцвеченный кварк уже в абелевом (обесцвеченном) калибровочном поле.

Научная идея нашего исследования заключается в описании механизма обесцвечивания кварков на примере ранее решенной задачи о цветном кварке в постоянном и однородном неабелевом (цветовом) поле [7]. Отталкиваясь от данной простейшей модели, в которой есть цвет, но отсутствует нелинейность, мы предлагаем математический механизм обесцвечивания и наметим путь переноса данного подхода на случай, учитывающий нелинейность уравнений Янга – Миллса.

В квантовой хромодинамике явление конфайнмента (запирания цвета) тесно связано с поведением бегущей константы связи. Согласно свойству асимптотической свободы бегущая константа связи стремится к нулю на малых расстояниях (при больших переданных импульсах), что приводит к ослаблению взаимодействия между кварками [1–4].

Являясь составной частью Стандартной модели, КХД призвана описывать сильные взаимодействия во всем энергетическом диапазоне, включая процессы множественного рождения адронов. Однако теория по-прежнему сталкивается с трудностями при описании инфракрасной (низкоэнергетической) области, где константа связи растет. До сих пор остаются не до конца выясненными динамические механизмы запирания цвета и адронизации – процесса перехода кварк-глюонных степеней свободы в наблюдаемые бесцветные адроны при столкновениях.

1. Уравнения хромодинамики. Классические поля. Как известно [5; 6], в основу квантовой хромодинамики положена система уравнений, инвариантная относительно группы Пуанкаре и калибровочной цветовой $SU(3)^c$ симметрии, которая обозначается как $\uparrow P \otimes SU(3)^c$. Данная система уравнений имеет вид

$$i\gamma_\mu (\partial_\mu \psi^a - g(\tau_k)_{ab} \psi^b A_\mu^k) - m\psi^a = 0, \quad (1)$$

$$\partial_\mu \mathcal{F}_{\mu\nu}^a + g t^{abc} A_\mu^b \mathcal{F}_{\mu\nu}^c = 0, \quad (2)$$

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g t^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (3)$$

В уравнениях (1)–(3) греческие индексы μ, ν (1, 2, 3, 4) несут информацию о трансформационных свойствах величин, в которые они входят относительно группы Лоренца, являющейся подгруппой группы Пуанкаре. Индексы a, b, c (1, 2, 3), обозначенные латинскими буквами, связаны с трансформационными свойствами величин, входящих в данные уравнения относительно группы $SU(3)^c$, величины t^{abc} являются структурными постоянными данной группы. Далее всюду, если не оговорено, используется система единиц, в которой $c = \hbar = 1$.

Ради удобства будем использовать безындexсную запись полей (1)–(3) по отношению к несущим на себе информацию о трансформационных свойствах цветной симметрии, определяемой группой $SU(3)^c$. Для этого введем следующие обозначения:

$$\psi^a \rightarrow \psi, \quad (\tau_k)_{ab} A_\mu^k \rightarrow A_\mu^k T^k \rightarrow A_\mu, \quad \mathcal{F}_{\mu\nu}^m \rightarrow (\tau_m)_{bd} \mathcal{F}_{\mu\nu}^m \rightarrow \mathcal{F}_{\mu\nu}^m T^m \rightarrow \mathcal{F}_{\mu\nu}, \quad (4)$$

где ψ – дираковский биспинор и трехмерный спинор по отношению к преобразованиям группы $SU(3)^c$; A_μ , $\mathcal{F}_{\mu\nu}$ – 4-вектор и антисимметричный тензор по отношению к преобразованиям Лоренца и восьмимерные векторы по отношению к преобразованиям $SU(3)^c$ в базисе инфинитесимальных преобразований (генераторов) T^k группы $SU(3)^c$.

Матричные представления генераторов T^k имеют вид

$$\begin{aligned}
 T^1 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & T^2 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & T^3 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & T^4 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 T^5 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & T^6 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & T^7 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & T^8 &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Имеют место следующие трансформационные свойства полей ψ , A_μ , $\mathcal{F}_{\mu\nu}$ относительно преобразований группы $SU(3)^c$ в обозначениях (4):

$$\psi' \rightarrow U\psi, \quad A'_\mu = U^{-1}A_\mu U + \frac{1}{g}U^{-1}\partial_\mu U, \quad \mathcal{F}'_{\mu\nu} = U^{-1}\mathcal{F}_{\mu\nu}U. \tag{6}$$

Уравнения (1)–(3) в обозначениях (4) примут вид

$$i\gamma_\mu(\partial_\mu - gA_\mu)\psi - m\psi = 0, \tag{7}$$

$$\partial_\mu \mathcal{F}_{\mu\nu} + gA_\mu \times \mathcal{F}_{\mu\nu}, \tag{8}$$

$$\mathcal{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - 2gA_\mu \times A_\nu. \tag{9}$$

Для исследования особенностей задачи о движении цветного кварка во внешнем калибровочном поле, которое описывается величинами $A_\mu = \mathcal{F}_{\mu\nu}$ и сравнения с ранее полученными результатами [7–11], нам также понадобится уравнение второго порядка вместо уравнения (7). Для его вывода воспользуемся процедурой, предложенной в [10]. При этом вместо уравнения (7) получим

$$\left[(\partial_\mu - gA_\mu)^2 - \frac{1}{2}g\sigma^{\mu\nu}\mathcal{F}_{\mu\nu} - m^2 \right] \phi = 0, \tag{10}$$

где

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu), \tag{11}$$

$$\phi = \phi_{1(2)} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\psi. \tag{12}$$

В формулах (1), (7), (11) γ^μ – матрицы Дирака; $\gamma^5 = \gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$. Обозначение (12) учитывает, что обе функции $\phi_{1(2)}$ являются двумерными спинорами относительно группы Лоренца и удовлетворяют уравнению второго порядка (10).

2. Кварк во внешнем постоянном и однородном неабелевом поле магнитного типа. В [7] была решена задача о движении цветного кварка в постоянном цветовом калибровочном поле магнитного типа. В данной работе получено уравнение

$$i\gamma_\mu(\partial_\mu\psi - g\mathbf{H}x_1\delta_{\mu 2}\psi) - m\psi = 0 \tag{13}$$

для описания цветного кварка в постоянном цветовом калибровочном поле, где $\mathbf{H} = H^k T^k$, а $\delta_{\mu 2}\mathbf{H}x_1 = \delta_{\mu 2}H^k T^k x_1$ – вектор-потенциал постоянного цветового калибровочного поля, выраженный через цветовую напряженность H^k , $k = 1, 2, 3, \dots, 8$.

Уравнение (13) является упрощенным по отношению к общим уравнениям (1)–(3), (7)–(9), понятие постоянного неабелева калибровочного поля – сильной идеализацией, однако на дан-

ном этапе будут исследованы особенности, связанные с тем, что $\mathbf{H}$ представляет собой эрмитову (3×3) -матрицу.

Преобразованием подобия, осуществляемым постоянным унитарным преобразованием, эрмитова постоянная матрица $H^k T^k$ может быть приведена к диагональному виду, при этом уравнение (13) запишется как

$$\gamma_\mu \left(i\partial_\mu + g\lambda_b (H^k) x_1 I \delta_{\mu 2} \right) \psi - m\psi = 0, \quad (14)$$

где I – единичная матрица в пространстве $SU(3)^c$ -спиноров; $\lambda_b (b = 1, 2, 3)$ – собственные значения матрицы. Выражение $\lambda_b (H^k)$ обозначает, что собственные значения λ_b являются функциями элементов матрицы H^k

$$\mathbf{H} = H^k T^k = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} H^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} H^8 & H^1 - iH^2 & H^4 - iH^5 \\ H^1 + iH^2 & -H^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} H^8 & H^6 - iH^7 \\ H^4 + iH^5 & H^6 + iH^7 & -\frac{2}{\sqrt{3}} H^8 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

и λ_b – корни кубического уравнения

$$|\mathbf{H} - \lambda| = 0. \quad (16)$$

В выражении (16) вертикальные скобки обозначают определитель от матрицы $\mathbf{H} - \lambda$, стоящей внутри скобок. Подразумевается, что λ умножено на единичную матрицу.

Выписанное в явном виде как уравнение третьей степени, оно принимает вид

$$\lambda^3 + \lambda \bar{\mathbf{H}}_t - |\mathbf{H}| = 0, \quad (17)$$

где $\bar{\mathbf{H}}_t$ – след от взаимной матрицы по отношению к матрице (15), которая определяется условием $\mathbf{H} \cdot \bar{\mathbf{H}} = |\mathbf{H}|$, где $|\mathbf{H}|$ – определитель матрицы (15). При этом [12]

$$\bar{\mathbf{H}}_t = \frac{1}{2} [(\mathbf{H}_t)^2 - (\mathbf{H}^2)_t]. \quad (18)$$

Уравнение (18) в силу того, что в нем отсутствует вторая степень λ^2 , является усеченным кубическим уравнением. Отсутствие в характеристическом уравнении (18) λ^2 объясняется равенством нулю следа матрицы (15)

$$\mathbf{H}_t = 0.$$

След матрицы является коэффициентом при λ^2 в характеристическом уравнении матрицы 3×3 . В силу данного условия также

$$\bar{\mathbf{H}}_t = -\frac{1}{2} (\mathbf{H}^2)_t. \quad (19)$$

Решение уравнения (18) известно – это решение Дж. Кардано, и корни в этом случае равны

$$\lambda_1 = A + B, \quad \lambda_{(2,3)} = \frac{1}{2} [-(A + B) \pm i(A - B)], \quad (20)$$

где

$$A = \sqrt[3]{-\frac{|\mathbf{H}|}{2} + \sqrt[3]{Q}}, \quad B = \sqrt[3]{-\frac{|\mathbf{H}|}{2} - \sqrt[3]{Q}}, \quad Q = \left(\frac{\bar{\mathbf{H}}_t}{3} \right)^3 + \left(\frac{|\mathbf{H}|}{2} \right)^2. \quad (21)$$

След диагонализированной матрицы, как и у исходной, равен нулю, так как он является инвариантом преобразования подобия. В силу эрмитовости матрицы, ее диагональные элементы должны быть вещественными до и после преобразования, т. е.

$$\lambda_1 = \lambda_1^*, \quad \lambda_2 = \lambda_2^*, \quad \lambda_3 = \lambda_3^*. \quad (22)$$

В общем случае все три корня различны, поэтому уравнение распадается на три не зацепляющихся уравнения, различных для разных собственных значений: λ_b ($b = 1, 2, 3$). В данном случае анализ свойств эрмитовой матрицы (15) и выражений (20), (21) показывает, что корни уравнения (17) следующим образом связаны со значением составляющих цветовых напряженностей магнитного типа:

$$\lambda_1 = 2\sqrt[3]{\frac{|\mathbf{H}|}{2}}, \quad \lambda_2 = \lambda_3 = -\sqrt[3]{\frac{|\mathbf{H}|}{2}}. \quad (23)$$

Для каждого из данных уравнений имеет место абелева калибровочная симметрия, при которой, т. е. после диагонализации, уравнение (14) инвариантно относительно калибровочных преобразований:

$$\psi' \rightarrow \psi e^{i\theta(x)^b}, \quad (24a)$$

$$A'_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{i}{g} \partial_\mu \theta(x)^b = \lambda_b (H^k) \delta_{\mu 2} I x_1 + \frac{i}{g} \partial_\mu \theta(x)^b. \quad (24b)$$

Квадрированное уравнение (10) при выборе вектор-потенциала калибровочного поля в виде $\delta_{\mu 2} \mathbf{H} x_1 = \delta_{\mu 2} H^k T^k x_1$ для спиноров ϕ имеет вид

$$\left[\left(\partial_\mu + ig \delta_{\mu 2} H^k T^k x_1 \right)^2 - \frac{1}{2} g \sigma_3 H^k T^k - m^2 \right] \phi = 0, \quad (25)$$

или для матрицы (15), приведенной к диагональному виду,

$$\left[\left(\partial_\mu + ig \lambda_b (H^k) \delta_{\mu 2} I x_1 \right)^2 - \frac{1}{2} g \sigma_3 \lambda_b (H^k) I - m^2 \right] \phi = 0. \quad (26)$$

Уравнение (26) для стационарных состояний, для каждого из трех собственных значений λ_b , может быть записано как

$$\left[\left(\hat{p}_m - g \lambda_b (H^k) \delta_{m 2} I x_1 \right)^2 - \frac{1}{2} g \sigma_3 \lambda_b (H^k) I - m^2 \right] \phi = E^2 \phi. \quad (27)$$

В выражениях (25)–(27) σ_3 – одна из матриц Паули (в данном случае третья); $m = 1, 2, 3$. Матрица σ_3 коммутирует с оператором волнового уравнения (25), поэтому ее можно заменить собственным значением α в соответствии с уравнением

$$\sigma_3 \phi = \alpha \phi, \quad (28)$$

где $\alpha = \pm 1$.

Учитывая существующий произвол в задании составляющих и ориентируясь на явный вид матрицы (15), переопределим корни (23):

$$\lambda_1 = \frac{2}{3} \sqrt[3]{|\mathbf{H}'|}, \quad \lambda_2 = \lambda_3 = -\frac{1}{3} \sqrt[3]{\frac{27|\mathbf{H}|}{2}} = -\frac{1}{3} \sqrt[3]{|\mathbf{H}'|}. \quad (29)$$

Тогда уравнение (27) можно представить в виде

$$\left[\left(\hat{p}_m - g_b \delta_{m2} \sqrt[3]{|H'|} x_1 \right)^2 - \frac{1}{2} \alpha g_b \sqrt[3]{|H'|} - m^2 \right] \phi = E^2 \phi, \quad (30)$$

где

$$g_1 = e \frac{2}{3}, \quad g_2 = g_3 = e \frac{1}{3} \quad (31)$$

– электрические заряды обесцвеченных кварков; e – элементарный электрический заряд.

В выражении (27) исключена единичная матрица в пространстве цветовых спиноров, но ее наличие подразумевается, так как до сих пор подразумевалась при операторах импульсов и массе.

Уравнение (28) решено в [11]. Там же намечен путь для связи характеристик кварка в поле однородного постоянного неабелева поля с экспериментальными характеристиками процесса множественного рождения адронов, полученных в экспериментах на Большом адронном коллайдере.

Таким образом, под обесцвечиванием понимается выражение матрицы вектор-потенциалов неабелева калибровочного поля через инварианты преобразований группы $SU(3)^c$ путем ее диагонализации. В результате система уравнений разбивается на три независимых уравнения, каждое из которых описывает кварк в абелевом поле.

Выше рассматривалась упрощенная задача. В общем случае диагонализация матрицы вектор-потенциалов может быть осуществлена только локально.

С использованием преобразований вектор-потенциала относительно калибровочных преобразований (6) имеем

$$A'_\mu = U^{-1} A_\mu U + \frac{1}{g} U^{-1} \partial_\mu U.$$

Для вектор-потенциалов в определенных калибровках можно диагонализировать A_μ с помощью специальной (диагонализующей) унитарной матрицы U . При этом матрица вектор-потенциала разбивается на две части:

$$A'_\mu = A_\mu^d + \frac{1}{g} U(A_\mu)^{-1} \partial_\mu U(A_\mu),$$

где A_μ^d – локально диагонализированная матрица, а

$$\frac{1}{g} U(A_\mu)^{-1} \partial_\mu U(A_\mu)$$

– уже не чистое калибровочное преобразование, а часть вектор-потенциала, несущая динамическую нагрузку.

Заключение. В работе теоретически обоснован механизм динамического обесцвечивания кварков на основе локальной диагонализации матрицы вектор-потенциалов поля $SU(3)^c$. В диагональном базисе система уравнений Янга – Миллса – Дирака эффективно сводится к трем независимым каналам с абелевой симметрией $U(1)$ и дробными динамическими зарядами

$$g_1 = e \frac{2}{3}, \quad g_2 = g_3 = e \frac{1}{3}.$$

Благодарности. Авторы благодарят участников семинара центра «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика» за полезную дискуссию.

Acknowledgments. The authors thank the participants of the seminar of the center “Fundamental Interactions and Astrophysics” for a useful discussion.

Список использованных источников

1. Gross, D. J. Asymptotically free gauge theories. I / D. J. Gross, F. Wilchek // Physical Review D. – 1973. – Vol. 8. – Art. ID 3633. <https://doi.org/10.1103/physrevd.8.3633>
2. Gross, D. J. Asymptotically free gauge theories. II / D. J. Gross, F. Wilchek // Physical Review D. – 1974. – Vol. 9. – Art. ID 980. <https://doi.org/10.1103/physrevd.9.980>

3. Politzer, H. D. Reliable perturbative results for strong interactions? / H. D. Politzer // *Physical Review Letters*. – 1974. – Vol. 30. – Art. ID 1346. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.30.1346>
4. Гросс, Д. Дж. Открытие асимптотической свободы и появление КХД / Д. Дж. Гросс // *Успехи физических наук*. – 2005. – Т. 175, № 12. – С. 1306–1318. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0175.200512e.1306>
5. Андреев, И. В. Хромодинамика и жесткие процессы при высоких процессах / И. В. Андреев. – М.: Наука, 1981. – 192 с.
6. Индурайн, Ф. Квантовая хромодинамика. Введение в теорию кварков и глюонов: пер. с англ. / Ф. Индурайн. – М.: Мир, 1986. – 284 с.
7. Кварк во внешнем неабелевом калибровочном поле магнитного типа: когерентные состояния / Ю. А. Курочкин, С. Н. Гаркуша, Ю. А. Кульчицкий, Н. А. Русакович // *Весті Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук*. – 2017. – № 4. – С. 39–43.
8. Решения уравнения Клейна – Фока – Гордона и когерентные состояния на орисфере импульсного пространства Лобачевского / С. Н. Гаркуша, Ю. А. Кульчицкий, Ю. А. Курочкин, Н. А. Русакович // *Письма в ЭЧАЯ*. – 2021. – Т. 18, № 7 (239). – С. 611–619.
9. Hadron as Coherent State on the Horosphere of the Lobachevsky Momentum Space / Yu. A. Kurochkin, Yu. A. Kulchitsky, S. N. Harkusha, N. A. Russakovich // *Письма в ЭЧАЯ*. – 2016. – Vol. 13, № 3 (201). – С. 454–460.
10. Ритус, В. И. О современном состоянии теории слабых взаимодействий / В. И. Ритус, Ю. Д. Усачев // *Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц* / П. Мэтьюс. – М.: Иностран. лит., 1959. – С. 173–181.
11. Ахиезер, А. И. Квантовая электродинамика / А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий. – М.: Наука, 1969. – 623 с.
12. Федоров, Ф. И. Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. – Минск: Наука и техника, 1976. – 456 с.

References

1. Gross D. J., Wilchek F. Asymptotically free gauge theories. I. *Physical Review D*, 1973, vol. 8, art. ID 3633. <https://doi.org/10.1103/physrevd.8.3633>
2. Gross D. J., Wilchek F. Asymptotically free gauge theories. II. *Physical Review D*, 1974, vol. 9, art. ID 980. <https://doi.org/10.1103/physrevd.9.980>
3. Politzer H. D. Reliable perturbative results for strong interactions? *Physical Review Letters*, 1974, vol. 30, art. ID 1346. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.30.1346>
4. Gross D. D. The discovery of asymptotic freedom and the emergence of QCD. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 2005, vol. 175, no. 12, pp. 1306–1318 (in Russian). <https://doi.org/10.3367/UFNr.0175.200512e.1306>
5. Andreev I. V. *Chromodynamics and Hard Processes at High Energies*. Moscow, Nauka Publ., 1981. 192 p. (in Russian).
6. Yndurain F. J. *Quantum Chromodynamics an Introduction to the Theory of Quarks and Gluons*. New York, Berlin, Heidelberg, Tokyo, Springer-Verlag, 1983.
7. Kurochkin Yu. A., Harkusha S. N., Kulchitsky Yu. A., Russakovich N. A. Quark in the external gluon field of magnetic type: coherent states. *Vestsi Natsyynal'най akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2017, no. 4, pp. 39–43.
8. Kurochkin Yu. A., Kulchitsky Yu. A., Harkusha S. N., Russakovich N. A. Solutions of the Klein – Fock – Gordon Equation and Coherent States on the Horosphere of the Lobachevsky Momentum Space. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2021, vol. 18, pp. 716–720. <https://doi.org/10.1134/s1547477121070050>
9. Kurochkin Yu. A., Kulchitsky Yu. A., Harkusha S. N., Russakovich N. A. Hadron as Coherent State on the Horosphere of the Lobachevsky Momentum Space. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2016, vol. 13, pp. 285–288. <https://doi.org/10.1134/s1547477116030158>
10. Ritus V. I., Usachev Yu. D. On the current state of the theory of weak interactions. Matthews P. T. *The relativistic quantum theory of elementary particle interactions*. Moscow, Inostrannaya literatura Publ., 1959, pp. 173–181 (in Russian).
11. Akhiezer A. I., Berestetskii V. B. *Quantum Electrodynamics*. Moscow, Nauka Publ., 1969. 623 p. (in Russian).
12. Fedorov F. I. *Theory of Gyrotropy*. Minsk, Nauka i tekhnika Publ., 1976. 456 p. (in Russian).

Информация об авторах

Гаркуша Сергей Николаевич – научный сотрудник центра «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: s.harkusha@dragon.bas-net.by

Курочкин Юрий Андреевич – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий центром «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: yukuroch@dragon.bas-net.by.

Information about the authors

Sergey N. Harkusha – Researcher at the Center “Fundamental Interactions and Astrophysics”, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: s.harkusha@dragon.bas-net.by.

Yurii A. Kurochkin – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Head of the Center “Fundamental Interactions and Astrophysics”, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: yukuroch@dragon.bas-net.by

Yuri A. Kulchitsky – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Associate Professor, Leading Researcher at the Center

Кульчицкий Юрий Александрович – доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник центра «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь); заведующий сектором лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований (ул. Жолио-Кюри, 6, 141980, Дубна, Российская Федерация). E-mail: kulcicki@nusun.jinr.ru

Русакович Николай Артемьевич – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований (ул. Жолио-Кюри, 6, 141980, Дубна, Российская Федерация).

“Fundamental Interactions and Astrophysics”, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus); Head of the Sector of the Laboratory of Nuclear Problems of the Joint Institute for Nuclear Research (6, Joliot-Curie Str., 141980, Dubna, Russian Federation). E-mail: kulcicki@nusun.jinr.ru

Nikolay A. Russakovich – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Chief Researcher of the Laboratory of Nuclear Problems of the Joint Institute for Nuclear Research (6, Joliot-Curie Str., 141980, Dubna, Russian Federation).