

УДК 539.12:530.145

**Владимир Анестиевич Плетюхов***д-р физ.-мат. наук, проф., проф. каф. общей и теоретической физики  
Брестского государственного университета имени А. С. Пушкина***Vladimir Pletyukhov***Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor  
Professor of the Department of General and Theoretical Physics  
at the Brest State A. S. Pushkin University**e-mail: pletyukhov@yandex.by***ОБЪЕДИНЕННОЕ ПОЛЕ МАКСВЕЛЛА – КАЛЬБА – РАМОНДА  
В ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВОЛНОВЫХ УРАВНЕНИЙ**

*Даны тензорная и матричная формулировки релятивистского волнового уравнения, обеспечивающего совместное описание электромагнитного поля и безмассового поля Кальба – Рамонда с нулевой спиральностью. Показана возможность применения этого уравнения в теории струн.*

**Ключевые слова:** электромагнитное поле, поле Кальба – Рамонда, нотиф, релятивистские волновые уравнения, струны.

**United Maxwell-Kalb-Ramond Field in the Theory of Relativistic Wave Equations**

*Tensor and matrix formulations of the relativistic wave equation providing a description both of an electromagnetic field and a massless Kalb – Remond field with zero helicity are given. It is shown possibility for application of this equation in the string theory.*

**Key words:** electromagnetic field, Kalb – Ramond field, relativistic wave equations, strings.

**Введение**

Релятивистское квантовомеханическое описание свободных элементарных микроробъектов в большинстве случаев может быть сведено к системе линейных дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами. В случае микроробъектов с нулевой массой такая система представима в матрично-дифференциальной форме

$$(\Gamma_\mu \partial_\mu + m)\Psi(x) = 0, \quad (1)$$

где  $\Psi$  – многокомпонентная волновая функция,  $\Gamma_\mu$  – квадратные матрицы,  $m$  – скалярный параметр, связанный с массой. Для описания безмассовых микроробъектов (полей) может служить уравнение

$$(\Gamma_\mu \partial_\mu + \Gamma_0)\Psi(x) = 0, \quad (2)$$

где  $\Gamma_0$  – особенная матрица, которая может быть и нулевой.

Матрично-дифференциальные уравнения вида (1), (2), удовлетворяющие определенным требованиям, в частности требованию релятивистской инвариантности, получили название релятивистских волновых уравнений (РВУ). Требование релятивистской инвариантности приводит к тому, что компоненты волновой функции  $\Psi(x)$  должны преобразовываться по некоторому приводимому представлению  $T$  группы Лоренца, состоящему из неприводимых зацепляющихся компонент. Наглядное графическое изображение зацепляющихся неприводимых представлений удобно осуществлять посредством так называемой схемы зацеплений, в которой зацепляющиеся компоненты соединяются чертой. Важнейшим положением теории РВУ является также строго определенная взаимосвязь между спином микроробъекта и набором неприводимых компонент, входящих

в представление  $T$ , причем в ортодоксальном варианте теории предполагается использование минимально необходимого для описания данного спина числа неприводимых компонент в представлении  $T$ .

Основы теории ВРУ были заложены в работах Дирака [1], Фирца и Паули [2; 3], Баба [4; 5], Харши – Чандра [6; 7].

В настоящей работе мы хотим показать, что использование расширенного по сравнению с минимально необходимым набора неприводимых представлений позволяет существенно расширить возможности теории ВРУ. Конкретно речь пойдет о совместном описании безмассовых полей со спиральностями 0 и 1. Рассмотрены также возможные приложения такого объединенного поля.

### Основное содержание

Для начала проанализируем простейшую схему зацеплений

$$(0,1) - \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) - (1,0) \quad (3)$$

на предмет построения на ее основе различных безмассовых ВРУ. Схеме (3) соответствует следующий наиболее общий вид релятивистски-инвариантной тензорной системы линейных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} + a \psi_\mu = 0, \quad (4)$$

$$-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu + b \psi_{[\mu\nu]} = 0, \quad (5)$$

где  $a, b$  – произвольные постоянные коэффициенты. Существуют четыре принципиально различные возможности в выборе этих коэффициентов.

Первая, когда  $a = b = m$ , приводит к системе Даффина – Кеммера для микрочастицы с ненулевой массой и спином  $s = 1$ . Этот случай нас сейчас не интересует. Вторая  $a = b = 0$  приводит к не имеющим физического смысла независимым уравнениям

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} = 0, \quad -\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu = 0. \quad (6)$$

Выбирая в (4), (5)  $a = 0, b = 1$ , получим систему

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} = 0, \quad (7)$$

$$-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu + \psi_{[\mu\nu]} = 0. \quad (8)$$

Если трактовать здесь компоненты вектора  $\psi_\mu$  как потенциалы, а  $\psi_{[\mu\nu]}$  – как напряженности, то уравнения (7), (8) представляют собой систему уравнений Максвелла (так называемая десятимерная формулировка), описывающую фотон – безмассовую частицу со спиральностью  $\pm 1$ . При этом первое из них является уравнением движения, а второе выступает как определение напряженности через потенциалы.

Наконец, возможен выбор  $a = 1, b = 0$ , который приводит к системе

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} + \psi_\mu = 0, \quad (9)$$

$$-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu = 0. \quad (10)$$

Если в данном случае по-прежнему трактовать  $\psi_\mu$  как потенциалы, а  $\psi_{[\mu\nu]}$  – как напряженности, то система (9), (10) становится неопределенной в том смысле,

что напряженности не могут быть выражены через потенциалы. Ситуация, однако, существенно изменяется, если придерживаться иной интерпретации входящих в эту систему величин, а именно: считать потенциалом тензор  $\psi_{[\mu\nu]}$ , а напряженностью – вектор  $\psi_\mu$ . Тогда система (9), (10) становится вполне определенной: уравнение (9) выступает как определение напряженности через потенциал, уравнение (10) – как уравнение движения.

Физический смысл системы (9), (10) вытекает из следующих соображений.

Из уравнения (9) имеем

$$\partial_\mu \psi_\mu = 0. \quad (11)$$

С учетом (11) из уравнения движения (10) легко получить уравнение второго порядка

$$\square \psi_\mu = 0, \quad (12)$$

которое указывает на отсутствие массы у микрообъекта, описываемого системой (9), (10).

Как известно, в теории безмассового векторного поля, базирующейся на уравнениях (7), (8), на потенциалах можно задать преобразования

$$\psi_\mu \rightarrow \psi'_\mu = \psi_\mu + \partial_\mu \Lambda(x), \quad (13)$$

называемые градиентными, или калибровочными преобразованиями второго рода. Произвол в выборе калибровочной функции  $\Lambda(x)$  позволяет исключить «лишние» состояния, оставляя лишь две (из четырех) поперечные составляющие. В свою очередь, уравнения (9) – (12) инвариантны относительно преобразований потенциалов

$$\psi_{[\mu\nu]} \rightarrow \psi'_{[\mu\nu]} = \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\mu \Lambda_\nu - \partial_\nu \Lambda_\mu, \quad (14)$$

где калибровочные функции  $\Lambda_\mu(x)$  ограничены условием

$$\square \Lambda_\mu - \partial_\mu \partial_\nu \Lambda_\nu = 0. \quad (15)$$

В работе Огиевского и Полубаринова [8] показано, что калибровочная инвариантность такого рода оставляет у тензор-потенциала только одну независимую компоненту, соответствующую состоянию с нулевой спиральностью.

Остановимся подробнее на указанной работе. Для этого вернемся к схеме зацеплений (3), в которой представление  $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$  будем считать псевдовекторным. В этом случае можно построить, во-первых, теорию псевдовекторной частицы с нулевой массой:

$$\frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\nu \psi_{[\alpha\beta]} = 0, \quad (16)$$

$$\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\nu \tilde{\psi}_\beta + \psi_{[\mu\nu]} = 0 \quad (17)$$

(т. н. электродинамика с псевдовекторным потенциалом). Вводя вместо псевдовектора  $\tilde{\psi}_\mu$  сопряженный ему антисимметричный тензор третьего ранга  $\psi_{[\mu\nu\alpha]}$ , вместо (16), (17) придем к системе

$$\partial_\mu \psi_{[\nu\alpha]} + \partial_\alpha \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\nu \psi_{[\alpha\mu]} = 0, \quad (18)$$

$$\partial_\mu \psi_{[\mu\nu\alpha]} + \psi_{[\nu\alpha]} = 0, \quad (19)$$

в которой  $\psi_{[\mu\nu\alpha]}$  выступает в роли потенциала.

Во-вторых, можно получить систему уравнений

$$\frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\nu \psi_{[\alpha\beta]} + \tilde{\psi}_\mu = 0, \quad (20)$$

$$\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\alpha \tilde{\psi}_\beta = 0, \quad (21)$$

или эквивалентную ей систему

$$\partial_\mu \psi_{[\nu\alpha]} + \partial_\alpha \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\nu \psi_{[\alpha\mu]} + \psi_{[\mu\nu\alpha]} = 0, \quad (22)$$

$$\partial_\mu \psi_{[\mu\nu\alpha]} = 0. \quad (23)$$

Рассматривая здесь  $\psi_{[\mu\nu]}$  как тензор-потенциал, а  $\psi_{[\mu\nu\alpha]}$  – как напряженность, мы приходим к теории Огиевского – Полубаринова для безмассовой частицы со спиральностью 0. Действительно, в работе [8] для тензор-потенциала  $\psi_{[\mu\nu]}$  в качестве исходного постулируется уравнение второго порядка

$$\square \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\mu \partial_\alpha \psi_{[\nu\alpha]} - \partial_\nu \partial_\alpha \psi_{[\mu\alpha]} = 0. \quad (24)$$

Нетрудно убедиться, что оно коррелирует с системой первого порядка (22), (23). Кроме того, уравнение (24) инвариантно относительно калибровочных преобразований (14), (15), что позволяет наложить на потенциалы  $\psi_{[\mu\nu]}$  дополнительное условие

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} = 0, \quad (25)$$

равносильное условию

$$\partial_\mu \partial_\alpha \psi_{[\nu\alpha]} - \partial_\nu \partial_\alpha \psi_{[\mu\alpha]} = 0.$$

В результате уравнение (24) распадается на уравнения  $\square \psi_{[\mu\nu]} = 0$  и (25). (26)

Что касается системы (9), (10), то уравнение (25) можно получить из нее непосредственно. Таким образом, в обоих вариантах теории безмассовой частицы со спиральностью 0 (имеются в виду системы (9), (10) и (22), (23)) получаются одинаковые уравнения второго порядка для потенциалов. Различие же этих двух теорий заключается в том, что в системе (9), (10) напряженность является истинным вектором, а в системе (22), (23) – антисимметричным тензором третьего ранга, или, иначе говоря, псевдовектором. Кроме того, если для системы (9), (10) уравнение второго порядка (25) выступает как основное, а уравнение (26) – как дополнительное условие, то по отношению к системе (22), (23), наоборот, (26) является основным уравнением, а (25) – дополнительным условием. Однако эти различия не сказываются на числе степеней свободы, соответствующим обеим теориям.

В [8] безмассовая частица, описываемая системой (22), (23), была названа нотофом. Это название отражает дополнительность свойств фотона и нотофа как в смысле спиральности, так и в отношении лоренцевских трансформационных свойств потенциалов и напряженностей. Нотоф, описываемый системой (9), (10), естественно назвать дуальным нотофом.

Обобщая проделанный выше анализ, можно сделать вывод, что теория РВУ первого порядка вида (2) позволяет описывать безмассовые частицы (поля) не только с максимальной для данного набора представлений группы Лоренца спиральностью  $\pm s$ , но и с промежуточными значениями спиральности, включая нулевую.

Первооткрыватели нотофа не смогли предложить для него каких-либо физических приложений. В 1974 г. Кальб и Рамонд [9], по существу, переоткрыли нотоф, рассматривая вопрос о феноменологическом описании взаимодействия струн. Впоследствии за полевой системой, сопоставляемой уравнениям (22), (23), в литературе утвердилось название поля Кальба – Рамонда [10; 11].

В [8] тензор  $\psi_{[\mu\nu]}$  предлагается в качестве потенциала поля – переносчика взаимодействия замкнутых струн в пространстве размерности  $d = 4$ . Очевидно, что для описания взаимодействия открытых струн одного лишь поля Кальба – Рамонда (нотифа Огиевского – Полубаринова) недостаточно. Моделируя концы струны как точечные электрические заряды, необходимо ввести вектор-потенциал, соответствующий электромагнитному полю. И поскольку струна является единым физическим объектом, естественна постановка задачи о совместном описании фотона и нотофа на основе одной не распадающейся по группе Лоренца системы уравнений первого порядка.

С этой целью рассмотрим схему зацеплений

$$\begin{array}{ccc} & \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) & \\ \swarrow & & \searrow \\ (0,1) & & (1,0), \\ \searrow & & \swarrow \\ & \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)' & \end{array} \quad (27)$$

в которой представление  $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$  сопоставляется истинному вектору, а представление  $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)'$  – псевдовектору, или антисимметричному тензору третьего ранга. Наиболее общая тензорная система уравнений первого порядка, соответствующая схеме (27) и удовлетворяющая стандартным физическим требованиям, имеет вид

$$\begin{aligned} \alpha \partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} + a \psi_\mu &= 0, \\ \beta \partial_\nu \tilde{\psi}_{[\mu\nu]} + \beta \tilde{\psi}_\mu &= 0, \\ \alpha^* (-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu) + \beta^* \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\alpha \tilde{\psi}_\beta + c \psi_{[\mu\nu]} &= 0, \end{aligned} \quad (28)$$

где  $\alpha, \beta, a, b, c$  – произвольные параметры. Систему (28) можно переписать следующим образом:

$$\begin{aligned} \alpha \partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} + a \psi_\mu &= 0, \\ \beta (\partial_\mu \psi_{[\nu\alpha]} + \partial_\alpha \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\nu \psi_{[\alpha\mu]}) + \beta \psi_{[\mu\nu\alpha]} &= 0, \\ \alpha^* (-\partial_\nu \psi_\alpha + \partial_\alpha \psi_\nu) + \beta^* \partial_\mu \psi_{[\mu\nu\alpha]} + c \psi_{[\nu\alpha]} &= 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Положим в (29)

$$\alpha = \beta = 1, a = c = 0, b = 1. \quad (30)$$

Получим систему

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} = 0, \quad (31)$$

$$\partial_\mu \psi_{[\nu\alpha]} + \partial_\alpha \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\nu \psi_{[\alpha\mu]} + \psi_{[\mu\nu\alpha]} = 0, \quad (32)$$

$$-\partial_\nu \psi_\alpha + \partial_\alpha \psi_\nu + \partial_\mu \psi_{[\mu\nu\alpha]} = 0. \quad (33)$$

Примем следующую трактовку входящих в (31) – (33) величин:  $\psi_\mu$  и  $\psi_{[\mu\nu]}$  – потенциалы,  $\psi_{[\mu\nu\alpha]}$  – напряженность. Тогда уравнение (32) является по существу определением напряженности через потенциалы. Уравнение (31) играет роль дополнительного условия на потенциалы  $\psi_{[\mu\nu]}$ , которое изначально содержится в самой системе. Данное условие оставляет у потенциала только две независимые компоненты. Кроме того, система (31) – (33) инвариантна относительно калибровочных преобразований (14), (15). Имеющийся произвол в выборе калибровочной функции позволяет наложить условие, исключающее еще одну независимую степень свободы, связанную с тензор-потенциалом  $\psi_{[\mu\nu]}$ . При этом для  $\psi_{[\mu\nu]}$  имеем уравнение второго порядка

$$\square \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\mu \psi_\nu - \partial_\nu \psi_\mu = 0, \quad (34)$$

которое описывает состояние некоторого безмассового поля со спиральностью 0.

Обратимся к потенциалу  $\psi_\mu$ . Система (31) – (33) инвариантна также относительно калибровочных преобразований

$$\psi_\mu \rightarrow \tilde{\psi}_\mu = \psi_\mu + \partial_\mu \Lambda, \quad (35)$$

где  $\Lambda$  – произвольная скалярная функция. Из уравнения (33) вытекает уравнение второго порядка

$$\square \psi_\mu - \partial_\mu \partial_\nu \psi_\nu = 0, \quad (36)$$

которое совместно с калибровочной инвариантностью (35) означает, что вектор-потенциал  $\psi_\mu$  характеризует поперечную составляющую (спиральность  $\pm 1$ ) обсуждаемого безмассового поля. Тогда тензор

$$\partial_\mu \psi_\nu - \partial_\nu \psi_\mu \equiv F_{[\mu\nu]} \quad (37)$$

естественно рассматривать как напряженность, непосредственно связанную с этой поперечной составляющей. Уравнение же (33), переписанное с учетом обозначения (37) в виде

$$\partial_\mu \psi_{[\mu\nu\alpha]} - F_{[\nu\alpha]} = 0, \quad (38)$$

выступает, очевидно, в качестве уравнения движения в системе (31)–(33).

Таким образом, выбор (30) параметров в системе (29) приводит к не распадающейся по группе Лоренца теории, которая дает совместное описание безмассовых полей со спиральностями 0 и  $\pm 1$ , т. е. поля Кальба – Рамонда (нотифа) и электромагнитного поля. Уравнение движения (38) указывает на неразрывную связь этих полей подобно тому, как связаны электрическая и магнитная составляющие в теории Максвелла. Точнее даже говорить не о совместном описании указанных полей, а о едином безмассовом поле с тремя возможными значениями спиральности 0,  $\pm 1$ .

### Заключение

Как известно, в теории струн рассматриваются два типа струн – открытые и замкнутые. Взаимодействие замкнутых струн может осуществляться посредством безмассового поля с тензор-потенциалом  $\psi_{[\mu\nu]}$  [9]. Концы открытых струн являются точечными электрическими зарядами и взаимодействуют посредством электромагнитного поля с вектор-потенциалом  $\psi_\mu$ . Следовательно, переносчиком

взаимодействия открытых струн в пространстве размерности  $d = 4$  должно быть некоторое объединенное поле с потенциалами  $\psi_\mu$  и  $\psi_{[\mu\nu]}$ .

Претендентом на роль такого поля может служить рассмотренное нами безмассовое поле Максвелла – Кальба – Рамонда, т. е. система (31) – (33), в которую надо ввести источники. При этом надо учитывать, что в данном случае существует два типа источников: тензорный ток  $j_{[\mu\nu]}$ , который создается телом струны (body string), и векторный ток  $j_\mu$ , создаваемый концами струны. Последние при этом рассматриваются как точечные электрические заряды противоположных знаков. Между токами  $j_\mu$  и  $j_{[\mu\nu]}$  существует связь

$$j_\nu = \partial_\mu j_{[\mu\nu]}, \quad (39)$$

из которой следует, что  $j_\mu$  сохраняется ( $\partial_\mu j_\mu = 0$ ), а  $j_{[\mu\nu]}$ , вообще говоря, не сохраняется ( $\partial_\mu j_{[\mu\nu]} \neq 0$ ). Вводя ток  $j_{[\mu\nu]}$  в уравнение движения (33), получим систему

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} = 0, \quad (40)$$

$$\partial_\mu \psi_{[\nu\alpha]} + \partial_\alpha \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\nu \psi_{[\alpha\mu]} + \psi_{[\mu\nu\alpha]} = 0, \quad (41)$$

$$-\partial_\nu \psi_\alpha + \partial_\alpha \psi_\nu + \partial_\mu \psi_{[\mu\nu\alpha]} = j_{[\nu\alpha]}, \quad (42)$$

описывающую единое поле открытой струны в присутствии источников.

Описание замкнутой струны получится, если в системе (40) – (42) положить  $\psi_\mu = 0$ . Тогда приходим к системе

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} = 0, \quad (43)$$

$$\partial_\mu \psi_{[\nu\alpha]} + \partial_\alpha \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\nu \psi_{[\alpha\mu]} + \psi_{[\mu\nu\alpha]} = 0, \quad (44)$$

$$\partial_\mu \psi_{[\mu\nu\alpha]} = j_{[\nu\alpha]}. \quad (45)$$

Уравнения, описывающие взаимодействие полюсов струн, вытекают из системы (40) – (42), если взять от уравнения (42) произвольную  $\partial_\alpha$  и учесть определения (37), (39). В результате получим уравнение

$$\partial_\nu F_{[\mu\nu]} = j_\mu. \quad (46)$$

Объединяя затем уравнения (46) с (37) и исключая из рассмотрения величины  $\psi_{[\mu\nu]}$ ,  $j_{[\mu\nu]}$ , относящиеся к телу струны, приходим к максвелловской системе уравнений для электромагнитного поля с источником.

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dirac, P. A. M. Relativistic wave equations / P. A. M. Dirac // Proc. Roy. Soc. London. A. – 1936. – Vol. 155. – P. 447–459.
2. Fierz, M. Über die relativistische theorie Kraftfreier Teilchen mit beliebigem Spin / M. Fierz // Helv. Phys. Acta. – 1939. – Bd. 12, nr 1. – S. 3–37.
3. Fierz, M. On relativistic wave equations for particles of arbitrary spin in an electromagnetic field / M. Fierz, W. Pauli // Proc. Roy. Soc. A. – 1939. – Vol. 173. – P. 211–232.
4. Bhabha, H. J. Relativistic wave equations for elementary particles / H. J. Bhabha // Rev. Mod. Phys. – 1945. – Vol. 17, nr 2–3. – P. 200–216.

5. Bhabha, H. J. On the postulational basis of the theory of elementary particles / H. J. Bhabha // Rev. Mod. Phys. – 1949. – Vol. 21, nr 3. – P. 451–462.
6. Harish-Chandra. On relativistic wave equations / Harish-Chandra // Phys. Rev. – 1947. – Vol. 71, nr 11. – P. 793–805.
7. Harish-Chandra. Relativistic equations for elementary particles / Harish-Chandra // Proc. Roy. Soc. A. – 1948. – Vol. 192. – P. 195–218.
8. Огиевецкий, В. И. Нотоф и его возможные взаимодействия / В. И. Огиевецкий, И. В. Полубаринов // Ядер. физика. – 1966. – Т. 4, вып. 1. – С. 216–223.
9. Kalb, M. Classical direct interesting action / M. Kalb, P. Ramond // Phys. Rev. D. – 1974. – Vol. 9, nr 8. – P. 2273–2284.

## REFERENCES

1. Dirac, P. A. M. Relativistic wave equations / P. A. M. Dirac // Proc. Roy. Soc. London. A. – 1936. – Vol. 155. – P. 447–459.
2. Fierz, M. Über die relativistische theorie Kraftefreier Teilchen mit beliebigem Spin / M. Fierz // Helv. Phys. Acta. – 1939. – Bd. 12, nr 1. – S. 3–37.
3. Fierz, M. On relativistic wave equations for particles of arbitrary spin in an electromagneticfield / M. Fierz, W. Pauli // Proc. Roy. Soc. A. – 1939. – Vol. 173. – P. 211–232.
4. Bhabha, H. J. Relativistic wave equations for elementary particles / H. J. Bhabha // Rev. Mod. Phys. – 1945. – Vol. 17, nr 2–3. – P. 200–216.
5. Bhabha, H. J. On the postulational basis of the theory of elementary particles / H. J. Bhabha // Rev. Mod. Phys. – 1949. – Vol. 21, nr 3. – P. 451–462.
6. Harish-Chandra. On relativistic wave equations / Harish-Chandra // Phys. Rev. – 1947. – Vol. 71, nr 11. – P. 793–805.
7. Harish-Chandra. Relativistic equations for elementary particles / Harish-Chandra // Proc. Roy. Soc. A. – 1948. – Vol. 192. – P. 195–218.
8. Ogijevieckij, V. I. Notof i jego vozmozhnyje vzaimodiejstvija / V. I. Ogijevieckij, I. V. Polubarinov // Yad. fizika. – 1966. – Т. 4, vyp. 1. – S. 216–223.
9. Kalb, M. Classical direct interesting action / M. Kalb, P. Ramond // Phys. Rev. D. – 1974. – Vol. 9, nr 8. – P. 2273–2284.

*Рукапис наступиў у рэдакцыю 05.04.2022*