УДК 539.12:530.145

В. А. ПЛЕТЮХОВ

О СОВМЕСТНОМ ОПИСАНИИ БЕЗМАССОВЫХ ПОЛЕЙ СО СПИНАМИ 0 И 1

Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина

(Поступила в редакцию 04.04.2014)

Описание свободных безмассовых квантовомеханических полей может быть осуществлено на основе релятивистски-инвариантной системы уравнений первого порядка, которая представима в матричной форме [1–3]

$$\left(\Gamma_\mu \partial_\mu + \Gamma_0\right) \psi(x) = 0, \tag{1}$$

где $\psi(x)$ – многокомпонентная волновая функция, преобразующаяся по некоторому приводимому представлению T группы Лоренца, Γ_μ и Γ_0 – квадратные числовые матрицы, причем матрица Γ_0 является особенной $(\det \Gamma_0 = 0)$.

В случае неособенной матрицы Γ_0 уравнение (1) приводится к виду

$$\left(\Gamma_\mu \partial_\mu + mI\right) \psi(x) = 0 \tag{2}$$

и описывает микрообъекты с ненулевой массой.

Уравнения вида (1), (2) называются релятивистскими волновыми уравнениями (РВУ) и являются одним из распространенных способов описания элементарных частиц.

Основные требования, предъявляемые к РВУ (1), (2), заключаются в возможности лагранжевой формулировки теории и инвариантности лагранжиана относительно преобразований группы Лоренца, включая пространственные отражения. Отсюда вытекает, что представление T волновой функции ψ должно состоять из зацепляющихся неприводимых компонент, образующих так называемую схему зацеплений.

Важное различие РВУ (1) и (2) состоит в том, что в случае безмассового поля некоторые компоненты волновой функции являются наблюдаемыми (напряженности), а некоторые – ненаблюдаемыми (потенциалы). На потенциалах можно задать градиентные, или калибровочные преобразования II рода и наложить дополнительные условия, исключающие часть «лишних» компонент функции ψ. Для микрообъектов с ненулевой массой деление компонент волновой функции на наблюдаемые и ненаблюдаемые отсутствует, а дополнительные условия содержатся в самом уравнении (2).

Особенностью известных РВУ вида (1) является также то, что при переходе от уравнения (2), описывающего частицу со спином s, к уравнению (1) с помощью формальной замены $mI \to \Gamma_0$ $(\det \Gamma_0 = 0)$ сохраняются не все значения проекции спина (спиральности) от $+s$ до $-s$. Так, например, если взять уравнение Даффина – Кеммера для спина 1, базирующееся на схеме зацеплений

$$(0,1) - \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) - (1,0) \quad \left(\psi = \psi_\mu,\, \psi_{[\mu\nu]}\right), \tag{3}$$

и совершить в нем замену

$$mI \to \Gamma_0 = \begin{pmatrix} 0_4 & \\ & I_6 \end{pmatrix}, \tag{4}$$

получим хорошо известную тензорную систему

$$\begin{aligned} &\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} = 0, \\ &-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu + \psi_{[\mu\nu]} = 0, \end{aligned} \tag{5}$$

описывающую электромагнитное поле, или фотон – частицу со спиральностью ±1. Здесь в качестве потенциала служит вектор ψ_μ и выпадает степень свободы, связанная со спиральностью $s = 0$. Наоборот, при замене

$$mI \to \Gamma_0 = \begin{pmatrix} I_4 & \\ & 0_6 \end{pmatrix} \tag{6}$$

приходим к системе

$$\begin{aligned} &\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} + \psi_\mu = 0, \\ &-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu = 0 \end{aligned} \tag{7}$$

с тензор-потенциалом $\psi_{[\mu\nu]}$, которая описывает нотоф – безмассовую частицу со спиральностью 0 [4]. При такой замене выпадают значения спиральности ±1.

В современных теоретико-полевых моделях, однако, возникает нередко необходимость совместного описания безмассовых полей с различными значениями спиральности [5–7]. Так, в работе [5] предложено использовать поле со спиральностью 0 (поле Кальба – Рамонда) для полуфеноменологического описания взаимодействия заряженных микрообъектов, представляемых в 4-мерном пространстве-времени в виде замкнутых струн. Но в случае взаимодействия открытых струн одного этого поля недостаточно. Рассматривая концы струны как точечные заряды, необходимо ввести еще вектор-потенциал ψ_μ, соответствующий электромагнитному полю. Другими словами, для описания взаимодействия открытых струн в 4-мерном пространстве-времени необходимы два взаимосвязанных друг с другом поля: безмассовое векторное поле со спиральностями ±1 и безмассовое скалярное поле со спиральностью 0. А поскольку струна представляет собой единый физический объект, то с точки зрения теории РВУ естественным является подход, заключающийся в совместном описании этих полей в рамках одной не распадающейся по полной группе Лоренца системы уравнений.

Для решения указанной задачи используем схему зацеплений

$$\begin{array}{c} (0,0) \\ | \\ (0,1) - \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) - (1,0), \end{array} \tag{8}$$

которая является расширением схемы (3) за счет включения в последнюю скалярного представления $(0,0)$. Этой схеме зацеплений соответствует тензорная система уравнений наиболее общего вида

$$\alpha \partial_\mu \psi_\mu + a \psi_0 = 0, \tag{9а}$$

$$\beta^* \partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} + \alpha^* \partial_\mu \psi_0 + b \psi_\mu = 0, \tag{9б}$$

$$\beta(-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu) + c \psi_{[\mu\nu]} = 0 \tag{9в}$$

и РВУ вида (1), в котором при выборе базиса

$$\psi = (\psi_0, \psi_\mu, \psi_{[\mu\nu]}) \tag{10}$$

матрица Γ_0 имеет скалярно-блочную структуру

$$\Gamma_0 = \begin{pmatrix} a & & \\ & bI_4 & \\ & & cI_6 \end{pmatrix}. \tag{11}$$

Рассмотрим случай, когда

$$a = b = 0, \qquad \alpha = \beta = c = 1. \tag{12}$$

Получим систему

$$\partial_\mu \psi_\mu = 0, \tag{13а}$$

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\mu \psi_0 = 0, \tag{13б}$$

$$-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu + \psi_{[\mu\nu]} = 0, \tag{13в}$$

в которой величины ψ_0 и ψ_μ играют роль потенциалов, $\psi_{[\mu\nu]}$ – напряженность, уравнение (13б) – уравнение движения и (13а) – условие калибровки Лоренца, которое содержится в самой системе в качестве равноправного уравнения. Система (13а)–(13в) инвариантна относительно калибровочных (в вышеуказанном смысле) преобразований

$$\psi_\mu \to \psi_\mu + \partial_\mu \Lambda(x), \tag{14}$$

где произвол в выборе функции $\Lambda(x)$ ограничен условием

$$\Box \Lambda = 0. \tag{15}$$

Указанная калибровочная инвариантность совместно с условием (13а) приводит к тому, что из четырех компонент вектор-потенциала ψ_μ, удовлетворяющего уравнению второго порядка

$$\Box \psi_\mu - \partial_\mu \psi_0 = 0, \tag{16}$$

независимыми остаются только две. Еще одна степень свободы связана со скалярной функцией ψ_0, подчиняющейся уравнению второго порядка

$$\Box \psi_0 = 0. \tag{17}$$

Уравнения (16), (17) показывают, что здесь мы имеем дело с двумя взаимосвязанными безмассовыми полями – векторным со спиральностью ± 1 и скалярным со спиральностью 0. При этом градиент скалярного поля играет роль (внутреннего) источника для векторного поля.

Возьмем теперь в (9а)–(9в)

$$\alpha = \beta = a = c = 1, \qquad b = 0. \tag{18}$$

Получим систему

$$\partial_\mu \psi_\mu + \psi_0 = 0, \tag{19а}$$

$$\partial_\nu \psi_{[\mu\nu]} + \partial_\mu \psi_0 = 0, \tag{19б}$$

$$-\partial_\mu \psi_\nu + \partial_\nu \psi_\mu + \psi_{[\mu\nu]} = 0. \tag{19в}$$

Система (19а)–(19в) отличается от (13а)–(13в) только видом первого уравнения, которое в данном случае можно рассматривать как содержащееся в самой системе дополнительное условие типа калибровки Фейнмана. Поэтому может создаться впечатление, что по своему физическому содержанию эти системы эквивалентны. Поясним, что имеется в виду.

Трудности квантового описания безмассовых полей обусловлены наличием нефизических степеней свободы у потенциалов, которые вводятся в теорию для достижения ее явной инвариантности. На классическом уровне «лишние» степени свободы устраняются добавлением к уравнениям движения подходящего дополнительного условия. Для электромагнитного поля это обычно лоренцевская калибровка (13а). В квантовой теории $\hat{\psi}_\mu$ – операторы, подчиняющиеся определенным коммутационным соотношениям, и перенесение на них условия (13а) приводит к противоречиям [8]. Способ снять указанные противоречия впервые был предложен Э. Ферми [9] и заключается в том, чтобы потребовать выполнения условия

$$\partial_\mu \widehat{\psi}_\mu \Psi = 0 \tag{20}$$

на векторах Ψ гильбертова пространства физических состояний. Впоследствии выяснилось, что условие (20) является слишком жестким и может быть заменено на более слабое

$$\partial_\mu \widehat{\psi}_\mu^{(+)} \Psi = 0\,, \tag{21}$$

где операторы $\widehat{\psi}_\mu^{(+)}$ содержат только положительно-частотные части. Однако и в этой схеме обнаружились недостатки, заключающиеся в появлении в физическом подпространстве векторов состояний с нулевой нормой, которые не могут иметь физического смысла.

Один из способов обойти указанные трудности состоит во введении в классическую теорию дополнительных степеней свободы, например скалярного поля, которые при квантовании компенсируют нефизические степени свободы вектор-потенциала $\psi_\mu(x)$. Покажем, что именно такой подход позволяет осуществить система (19а)–(19в).

Прежде всего, легко убедиться, что из этой системы вытекает уравнение Даламбера (17) для функции $\psi_0(x)$ и такое же уравнение для $\psi_\mu(x)$, т. е. потенциалы $\psi_0(x)$, $\psi_\mu(x)$ действительно описывают безмассовое поле. Общие решения этих уравнений можно представить в виде суперпозиции плоских волн

$$\psi_\mu(x) = \sum_k N_k (C_{\mu k} e^{ikx} + \overset{+}{C}_{\mu k}\, e^{-ikx})\,, \tag{22}$$

$$\psi_0(x) = \sum_k N_k (B_k e^{ikx} + \overset{+}{B}_k\, e^{-ikx})\,. \tag{23}$$

Здесь N_k – нормировочный множитель (при данном k); $C_{\mu k}, \overset{+}{C}_{\mu k}, B_k, \overset{+}{B}_k$ – амплитуды волн; $kx = k_\mu x_\mu$ – скалярное произведение четырехмерного волнового вектора $k_\mu = (\vec{k}, i\omega)$, удовлетворяющего условию

$$k^2 = k_\mu k_\mu = \vec{k}^{\,2} - \omega^2 = 0, \tag{24}$$

и четырехмерного радиус-вектора $x_\mu = (\vec{r}, it)$.

Для исключения нефизических решений системы (19а)–(19в) разложим амплитуды $C_{\mu k}, \overset{+}{C}_{\mu k}$ по полному базису

$$e_\mu^{(1)}, \quad e_\mu^{(2)}, \quad k_\mu, \quad n_\mu \tag{25}$$

со свойствами [4]

$$e_\mu^{(i)} e_\mu^{(j)} = \delta_{ij}, \qquad e_\mu^{(i)} k_\mu = 0, \qquad e_\mu^{(i)} n_\mu = 0, \qquad n_\mu^2 = -1\,. \tag{26}$$

Особенностью этого базиса является его неортогональность, так как он содержит изотропный вектор k_μ и $k_\mu n_\mu \neq 0$.

Искомое разложение может быть записано в виде

$$C_{\mu k} = \sum_{i=1}^{2} c_{ki} e_\mu^{(i)} + c_{k3} k_\mu + c_{k0} n_\mu\ , \tag{27}$$

$$\overset{+}{C}_{\mu k} = \sum_{i=1}^{2} \overset{+}{c}_{ki}\, e_\mu^{(i)} + \overset{+}{c}_{k3}\, k_\mu + \overset{+}{c}_{k0}\, n_\mu\ . \tag{28}$$

Далее учтем, что система (19а)–(19в) инвариантна относительно калибровочных преобразований (14), где произвол в выборе калибровочной функции Λ ограничен условием (15). Уравнение (15) означает, что функцию Λ также можно представить в виде разложения, аналогичного (27), (28):

$$\Lambda(x)=\sum_k N_k(\lambda_k e^{ikx}+\overset{+}{\lambda}_k e^{-ikx}),\tag{29}$$

где λ_k, $\overset{+}{\lambda}_k$ – произвольные амплитуды. Подставляя формулы (22), (27)–(29) в (14), получим калибровочные преобразования для амплитуд

$$C_{\mu k}\to C_{\mu k}+i\lambda_k k_\mu,\tag{30}$$

$$\overset{+}{C}_{\mu k}\to \overset{+}{C}_{\mu k}-i\overset{+}{\lambda}_k k_\mu,\tag{31}$$

из которых следует, что амплитуды $C_{\mu k}$, $\overset{+}{C}_{\mu k}$ определяются с точностью до несущественных слагаемых $i\lambda_k k_\mu$, $-i\overset{+}{\lambda}_k k_\mu$ соответственно. В разложениях (27), (28) роль таких несущественных слагаемых выполняют члены $c_{k3}k_\mu$ и $\overset{+}{c}_{k3}k_\mu$. Отбрасывая их, получим

$$C_{\mu k}=\sum_{i=1}^{2}c_{ki}e_\mu^{(i)}+c_{k0}n_\mu,\tag{32}$$

$$\overset{+}{C}_{\mu k}=\sum_{i=1}^{2}\overset{+}{c}_{ki}e_\mu^{(i)}+\overset{+}{c}_{k0}n_\mu.\tag{33}$$

Окончательные выражения для амплитуд классического поля представим, перейдя в обычный ортонормированный базис

$$e_\mu^{(\lambda)}=\delta_{\mu\lambda},\tag{34}$$

первые два орта которого ($\lambda=1,2$) соответствуют поперечным поляризациям и совпадают с ортами $e_\mu^{(i)}$ базиса (25), (26), третий ($\lambda=3$) и четвертый ($\lambda=4$) – продольной и скалярной поляризациям потенциала $\psi_\mu(x)$. При этом выполняются соотношения

$$e_\mu^{(\lambda)}e_\mu^{(\lambda')}=\delta_{\lambda\lambda'},\quad e_\mu^{(\lambda)}e_\nu^{(\lambda)}=\delta_{\mu\nu}.\tag{35}$$

Векторы k_μ, n_μ в базисе (34), (35) имеют компоненты

$$k_\mu=(0,0,\omega,i\omega),\quad n_\mu=(0,0,0,i),\tag{36}$$

а амплитуды $C_{\mu k}$ (32), $\overset{+}{C}_{\mu k}$ (33) принимают вид

$$C_{\mu k}=\sum_{\lambda=1,2,4}c_{k\lambda}e_\mu^{(\lambda)},\quad \overset{+}{C}_{\mu k}=\sum_{\lambda=1,2,4}\overset{+}{c}_{k\lambda}e_\mu^{(\lambda)},\tag{37}$$

где введены обозначения $c_{k4}=ic_{k0}$, $\overset{+}{c}_{k4}=i\overset{+}{c}_{k0}$.

Лагранжиан системы (19а)–(19в) может быть представлен следующим способом:

$$L=\frac{1}{2}\psi_0^2-\psi_\mu\partial_\mu\psi_0-\frac{1}{2}\psi_{[\mu\nu]}(\partial_\mu\psi_\nu-\partial_\nu\psi_\mu)+\frac{1}{4}\psi_{[\mu\nu]}^2.\tag{38}$$

Отсюда для тензора энергии импульса

$$T_{\mu\nu}=\frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu\psi_A)}\partial_\nu\psi_A-\delta_{\mu\nu}L\tag{39}$$

и его компоненты T_{44} следуют выражения:

$$T_{\mu\nu}=-\psi_\mu\partial_\nu\psi_0-\psi_{[\mu\alpha]}\partial_\nu\psi_\alpha-\delta_{\mu\nu}L,\tag{40}$$

$$T_{44}=-\psi_4\partial_4\psi_0-\psi_{[4\alpha]}\partial_4\psi_\alpha-L.\tag{41}$$

Подставляя в (41) разложения (22), (23) с учетом (37) и вводя вместо амплитуд $B_k, \overset{+}{B}_k$ скалярного поля амплитуды

$$b_k = \frac{B_k}{\omega}, \quad \overset{+}{b}_k = \frac{\overset{+}{B}_k}{\omega}, \tag{42}$$

получим для энергии

$$E = \int T_{44} d^3 x$$

формулу

$$E = \frac{1}{2}\sum_k \omega \left[\sum_{\lambda=1,2,4} (c_{k\lambda} \overset{+}{c}_{k\lambda} + \overset{+}{c}_{k\lambda} c_{k\lambda}) + (b_k \overset{+}{b}_k + \overset{+}{b}_k b_k) \right], \tag{43}$$

в которой учтено, что $N = 1/\sqrt{2V\omega}$ (V – нормировочный объем).

Вторичное квантование осуществляется путем замены амплитуд $c_{k\lambda}$, $\overset{+}{c}_{k\lambda}$, b_k, $\overset{+}{b}_k$ на операторы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям

$$[c_{k\lambda}, \overset{+}{c}_{k'\lambda'}]_- = \delta_{kk'}\delta_{\lambda\lambda'} \qquad (\lambda, \lambda' = 1,2,4), \tag{44}$$

$$[b_k, \overset{+}{b}_k]_- = \delta_{kk'} \tag{45}$$

и все остальные коммутаторы равны нулю. Из условий квантования (44), (45) следует, что собственными значениями оператора $c_{k\lambda}\overset{+}{c}_{k\lambda}$ являются целые положительные числа или нуль.

Уравнение (19а), входящее в рассматриваемую систему как составная часть, для квантованного поля сформулируем в виде условия, накладываемого на операторы $\widehat{\psi}_\mu$, $\widehat{\psi}_0$, а именно, будем полагать, что

$$\left(\partial_\mu \widehat{\psi}_\mu(x) + \widehat{\psi}_0(x)\right)^{(+)} \Psi = 0, \tag{46}$$

где $\left(\partial_\mu \widehat{\psi}_\mu(x) + \widehat{\psi}_0(x)\right)^{(+)}$ – часть оператора $\left(\partial_\mu \widehat{\psi}_\mu(x) + \widehat{\psi}_0(x)\right)$, содержащая только положительные частоты. Из условия (46) вытекает равенство

$$\left(\sum_k \omega (b_k - c_{k4}) e^{ikx}\right)\Psi = 0, \tag{47}$$

из которого, в свою очередь, следует, что функция Ψ при всех k должна удовлетворять условию

$$(b_k - c_{k4})\Psi = 0. \tag{48}$$

Учитывая, что операторы b_k и $\overset{+}{b}_k$, а также c_{k4} и $(-\overset{+}{c}_{k4})$ эрмитово сопряжены, имеем

$$\Psi^*(\overset{+}{b}_k + \overset{+}{c}_{k4}) = 0. \tag{49}$$

Из условий (48), (49) получаем

$$\left(\Psi, (\overset{+}{b}_k - \overset{+}{c}_{k4})(b_k - c_{k4})\Psi\right) + \left(\Psi, (\overset{+}{b}_k + \overset{+}{c}_{k4})(b_k + c_{k4})\Psi\right) = 0,$$

т. е.

$$\left(\Psi, (\overset{+}{b}_k b_k + \overset{+}{c}_{k4} c_{k4})\Psi\right) = 0. \tag{50}$$

Благодаря условию (50) исчезают средние значения той части оператора энергии, которые связаны со скалярным потенциалом ψ_0 и скалярной составляющей вектор-потенциала ψ_μ. Таким образом, остаются только поперечные колебания, и дальнейшая процедура вторичного квантования осуществляется в полном соответствии с квантованием обычного электромагнитного поля. Следовательно, система (19а)–(19в) описывает только электромагнитное поле, а скалярный потенциал ψ_0 играет в нем роль калибровочной функции.

Что же касается системы (13а)–(13в), то в соответствии с уравнением (13а) при ее квантовании используется условие (21), которое приводит к соотношениям

$$c_{k4}\Psi = 0, \qquad \Psi^* \overset{+}{c}_{k4} = 0. \tag{51}$$

Из (51) следует

$$\left(\Psi, \overset{+}{c}_{k4}\, c_{k4}\, \Psi\right) = 0. \tag{52}$$

В данном случае устраняется среднее значение той части оператора энергии, которая отвечает только скалярной составляющей вектор-потенциала ψ_μ. Степень свободы, связанная со скалярным потенциалом ψ_0, условием (52) не затрагивается. Следовательно, в данном случае потенциал ψ_0 описывает физическое поле, а система (13а)–(13в) дает совместное описание безмассовых полей со спиральностями 0 и ±1 как единого физического объекта.

Заметим еще, что различие между физическим содержанием скалярных потенциалов ψ_0 в системах (13а)–(13в) и (19а)–(19в) можно установить косвенным путем и на классическом уровне, если ввести в уравнения движения (13б), (19б) источник j_μ. Считая ток j_μ сохраняющимся ($\partial_\mu j_\mu = 0$), для величин ψ_μ, ψ_0 в первом случае получим уравнения движения второго порядка

$$\Box\psi_\mu - \partial_\mu\psi_0 = -j_\mu, \ \ \psi_0 = 0, \tag{53}$$

а во втором

$$\Box\psi_\mu = -j_\mu, \ \ \psi_0 = 0\,. \tag{54}$$

Уравнения (54) показывают, что скалярная функция ψ_0 никак не связана с источником (не зависит от источника) и не может, следовательно, описывать физическое поле. В уравнениях (53) такая связь имеется благодаря наличию градиентного члена $\partial_\mu\psi_0$.

Результаты работы свидетельствуют о принципиальной возможности совместного описания безмассовых полей не только с максимальным $\pm s$, но и с промежуточными значениями спиральности, включая нулевую, в рамках не распадающихся по полной группе Лоренца релятивистских волновых уравнений первого порядка. Для реализации такого описания необходимо привлекать расширенный набор представлений группы Лоренца по сравнению с тем, который является минимально необходимым при построении теории безмассового поля со спиральностью $\pm s$. Полученные результаты могут представить, на наш взгляд, интерес с точки зрения приложения методов теории РВУ к современным полевым моделям фундаментальных частиц и их взаимодействий, в том числе $SU(n)$ – калибровочным моделям, теории суперструн и т. п.

Литература

1. *Федоров Ф. И.* // Докл. АН СССР. 1952. Т. 82, № 1. С. 37–40.
2. *Богуш А. А., Мороз Л. Г.* Введение в теорию классических полей. Минск, 1968.
3. *Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я.* Представления группы вращений и группы Лоренца. М., 1958.
4. *Огиевецкий В. И., Полубаринов И. В.* // Ядерная физика. 1966. Т. 4, вып. 1. С. 216–224.
5. *Kalb M., Ramond P.* // Phys. Rev. 1974. N 8. P. 2273–2284.
6. *Aurilia A., Takahashi Y.* // Progr. Theor. Phys. 1981. Vol. 66. P. 693–712.
7. *Dvoeglazov V. V.* // arXiv: physics/ 9804010 v 1 7 Apr 1998.
8. *Прохоров Л. В.* // УФН. 1988. Т. 154, вып. 2. С. 299–320.
9. *Ферми Э.* Научные труды. М., 1971. Т. 1. С. 302–375.
10. *Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б.* Квантовая электродинамика. М., 1969.

V. A. PLETYUKHOV

ON SIMULTANEOUS DESCRIPTION OF MASSLESS FIELDS WITH SPINS 0 AND 1

Summary

Two eleven-component tensor field systems of Maxwell type are considered. It has been shown that an additional scalar function in one of the system is a gauge function. Therefore, this system describes a massless vector field. The second system provides a simultaneous description of massless fields with helicities 0 and ±1 as a united physical object.