

СПИНОРНАЯ СТРУКТУРА И SU(3)-СИММЕТРИЯ

В.В. Варламов

д.ф.-м.н., e-mail: vadim.varlamov@mail.ru

Сибирский государственный индустриальный университет

Аннотация. Устанавливается соответствие между определением Вигнера элементарной частицы как неприводимого представления группы Пуанкаре и описанием частицы как вектора супермультиплета группы SU(3). Это соответствие реализуется на основе спин-зарядового гильбертова пространства. Изучаются спинорная структура и спектр масс барионного октета SU(3)-теории. Обсуждается физический смысл унитарного поля Румера-Фета.

Ключевые слова: спинорная структура, спектр масс, алгебры Клиффорда, кварки.

1. Введение

Как известно, пространственно-временные симметрии (включая инверсию пространства P , обращение времени T и комбинацию PT) генерируются группой Пуанкаре и интерпретируются как абсолютно точные преобразования пространственно-временного континуума. С другой стороны, внутренние симметрии, следующие из кварковой феноменологии, основанной на SU(N)-теориях, являются приближенными симметриями (за исключением так называемого *цвета*). Первая кварковая модель, включающая лёгкие u , d и s кварки, строится в рамках SU(3)-теории. Как правило, частицы (qqq -барионы и $q\bar{q}$ -мезоны), которые объединяются в супермультиплеты группы SU(3), имеют различные массы. По этой причине SU(3)-теория является приближенной симметрией (по так называемому *аромату*). Добавление тяжёлых c и b кварков приводит к ещё более приближенным SU(4)- и SU(5)-симметриям в сравнении с SU(3)-моделью трёх лёгких кварков. Очевидно, что дальнейшее расширение кварковой феноменологии по аромату, приводящее к SU(6)-симметрии с учётом t -кварка, является бессмысленным, поскольку существование барионов с t -кварком является крайне маловероятным событием в силу очень короткого времени жизни t -кварка.

Тем не менее, в середине шестидесятых годов прошлого столетия появилась идея об объединении точных пространственно-временных симметрий и приближенных внутренних симметрий в рамках единой теоретической схемы. В результате проведённых исследований выяснилось, что такое объединение возможно только в сильно усечённой форме прямого произведения $\mathcal{G} = \mathcal{P} \otimes \mathcal{S}$, где \mathcal{G} – произвольная группа Ли, \mathcal{P} – группа Пуанкаре, \mathcal{S} – группа внутренних

симметрий (см., например, [1, 2]), а также прямой суммы алгебр $L = P \oplus S$, где L , P и S соответственно алгебры групп \mathcal{G} , \mathcal{P} и \mathcal{S} . Ограничения $L = P \oplus S$ и $\mathcal{G} = \mathcal{P} \otimes \mathcal{S}$ на объединение пространства-времени и внутренних симметрий были сформулированы в виде так называемых *no-go теорем* (теорем запрета). Одной из наиболее известных no-go теорем является теорема Коулмена-Мандулы [3]. Группа \mathcal{G} понимается в [3] как группа симметрии S -матрицы. Теорема Коулмена-Мандулы утверждает, что группа \mathcal{G} с необходимостью является локально изоморфной прямому произведению группы внутренних симметрий и группы Пуанкаре, при этом теорема перестаёт быть истинной, если локальный изоморфизм ($\mathcal{G} \simeq \mathcal{P} \otimes \mathcal{S}$) заменить глобальным изоморфизмом. В 1966 г. Пайс [4] писал: «Существуют ли перед теоремами запрета какие-либо альтернативы ситуации: группа внутренних симметрий \otimes группа Пуанкаре?»

Все no-go теоремы предполагают, что пространственно-временной континуум является фундаментальным уровнем реальности. Однако в согласии с твисторной программой Пенроуза [5, 6] пространственно-временной континуум является производной конструкцией относительно *спинорной структуры*. Спинорная структура содержит в себе прообразы всех основных свойств классического пространства-времени, таких как размерность, сигнатура, метрика и многое другое¹. Сходной позиции придерживается Ю.С. Владимиров в своей реляционной теории пространства-времени [13], согласно которой пространство-время является вторичным понятием относительно бинарной структуры. Параллельно с твисторным подходом, теория декогеренции [14] утверждает, что в основании реальности мы имеем *нелокальный квантовый субстрат* (квантовый домен), а весь видимый мир (классический домен) возникает из квантового домена в результате процесса декогеренции [15, 16]. В этом контексте пространство-время должно быть заменено спинорной структурой (с целью избежать ограничения no-go теорем), а вся проблема объединения пространства-времени и внутренних симметрий должна быть переведена на более глубокий уровень квантового домена (спинорной структуры).

Данная статья представляет один из возможных путей к объединению спинорной структуры и внутренних симметрий. Во-первых, согласно Вигнеру [17] элементарная частица определяется неприводимым унитарным *представлением* группы Пуанкаре \mathcal{P} . С другой стороны, в согласии с $SU(3)$ -теорией элементарная частица описывается *вектором* неприводимого представления группы $SU(3)$. Например, в так называемом «восьмеричном пути» Гелл-Манна-Неемана [18] адроны (барионы и мезоны) представлены векторами восьмимерного регулярного представления $\text{Sym}_{(1,1)}^0$ группы $SU(3)$. С целью проложить мост между этими интерпретациями (между *представлениями* группы \mathcal{P} и *векторами* представлений $\text{Sym}_{(1,1)}^0, \text{Sym}_{(1,4)}^0, \dots$) вводится *спин-зарядовое* гильбертово пространство $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}_\infty$, где каждый вектор этого пространства

¹Более того, спинорная структура содержит прообразы всех основных свойств элементарных частиц, таких как спин, масса, заряд (псевдоавтоморфизм $\mathcal{A} \rightarrow \overline{\mathcal{A}}$, [7, 8]), инверсия пространства P , обращение времени T и их комбинация PT (фундаментальные автоморфизмы $\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}^*$, $\mathcal{A} \rightarrow \widetilde{\mathcal{A}}$, $\mathcal{A} \rightarrow \widetilde{\mathcal{A}}^*$ алгебр Клиффорда [9–12]).

задаёт неприводимое представление группы $SL(2, \mathbb{C})^2$. При этом зарядовые характеристики частиц описываются псевдоавтоморфизмом спинорной структуры. Действие псевдоавтоморфизма позволяет разделить заряженные и нейтральные частицы внутри зарядовых мультиплетов. С другой стороны, спиновые характеристики частиц следуют из обобщённого понятия спина, базирующегося на спинорной структуре неприводимых представлений группы $SL(2, \mathbb{C})$. Обычное определение спина получается при ограничении группы $SL(2, \mathbb{C})$ на подгруппу $SU(2)$. Данная конструкция позволяет определить действия и представления групп внутренних симметрий ($SU(2)$, $SU(3)$, ...) в пространстве $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}^\infty$ посредством центрального расширения (о технике центральных расширений см. [20, 21]). В данном контексте подробно исследуются спинорная структура, спектр масс и $SU(3)/SU(2)$ -редукция барионного октета $SU(3)$ -теории без использования кварковой схемы. В некотором смысле спинорная структура является более фундаментальной в сравнении с кварковой структурой. Общеизвестно, что кварковая модель не объясняет спектр масс элементарных частиц (это одна из тридцати проблем в перечне Гинзбурга [22]). Массовая формула Гелл-Манна–Окубо объясняет только расщепление масс внутри супермультиплетов $SU(3)$ -теории, а именно, гиперзарядовое расщепление масс внутри супермультиплетов и зарядовое расщепление внутри изотопических мультиплетов, принадлежащих данному супермультиплету. Аналогичная ситуация имеет место в случае массовой формулы Бега-Синга для гипермультиплетов $SU(6)$ -теории. С другой стороны, в природе наблюдается большое число барионных октетов (см., например, сайт PDG: pdg.lbl.gov), массовые расстояния (полосы) между которыми не имеют удовлетворительного объяснения в рамках кварковой модели. Очевидно, чтобы учесть этот эквидистантный характер спектра масс элементарных частиц, требуется ввести параметр, определяющий зависимость массы от спина. С этой целью показывается, что для частицы спина $s = |l - \dot{l}|$, описываемой представлением (l, \dot{l}) группы Лоренца $SL(2, \mathbb{C})$, масса пропорциональна $(l + 1/2)(\dot{l} + 1/2)$, а частицы одинакового спина (но различной массы) описываются различными представлениями группы $SL(2, \mathbb{C})$. Введённая массовая формула определяет *основные массовые уровни*, а детальный спектр масс достигается зарядовым и гиперзарядовым расщеплением масс посредством формулы Гелл-Манна–Окубо (подобно эффекту Зеемана в атомных спектрах). Данная трактовка очень близка к *мультипольной теории адронов* Румера-Фета [23, 24].

2. Спинорная структура и группа $\mathbf{Spin}_+(1, 3)$

Любое неприводимое конечномерное представление τ_{ll} группы $SL(2, \mathbb{C}) \simeq \mathbf{Spin}_+(1, 3)$ соответствует *частице спина* s , где $s = |l - \dot{l}|$ (см. также [12]).

²Согласно фон Нейману [19], «природа» векторов *абстрактного гильбертова пространства* несущественна, существенно лишь выполнение аксиом сходимости, сепарабельности, сложения, умножения и скалярного (внутреннего) произведения.

Спин s принимает значения

$$-s, -s + 1, -s + 2, \dots, s$$

или

$$-|l - \dot{l}|, -|l - \dot{l}| + 1, -|l - \dot{l}| + 2, \dots, |l - \dot{l}|. \quad (1)$$

Числа l и \dot{l} определяются выражениями

$$l = \frac{k}{2}, \quad \dot{l} = \frac{r}{2},$$

где k и r – числа сомножителей \mathbb{C}_2 и \mathbb{C}_2^* в тензорном произведении

$$\underbrace{\mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \dots \otimes \mathbb{C}_2}_{k \text{ times}} \otimes \underbrace{\mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \dots \otimes \mathbb{C}_2^*}_{r \text{ times}}, \quad (2)$$

ассоциированным с представлением $\tau_{k/2, r/2}$ of $SL(2, \mathbb{C})$, здесь \mathbb{C}_2 и \mathbb{C}_2^* – алгебры бикватернионов, коэффициенты алгебры \mathbb{C}_2^* комплексно-сопряжены относительно \mathbb{C}_2 . В свою очередь, *спинпространство* $\mathbb{S}_{2^{k+r}}$, ассоциированное с тензорным произведением (2), задаётся следующим выражением:

$$\underbrace{\mathbb{S}_2 \otimes \mathbb{S}_2 \otimes \dots \otimes \mathbb{S}_2}_{k \text{ times}} \otimes \underbrace{\dot{\mathbb{S}}_2 \otimes \dot{\mathbb{S}}_2 \otimes \dots \otimes \dot{\mathbb{S}}_2}_{r \text{ times}}. \quad (3)$$

Обычное определение спина следует при ограничении $\tau_{li} \rightarrow \tau_{l,0}$ (или $\tau_{li} \rightarrow \tau_{0,i}$), т.е. при ограничении группы $SL(2, \mathbb{C})$ на её подгруппу $SU(2)$. В этом случае последовательность значений (1) редуцируется к $-l, -l + 1, -l + 2, \dots, l$ (или $-\dot{l}, -\dot{l} + 1, -\dot{l} + 2, \dots, \dot{l}$).

Пусть

$$\mathbf{S} = \mathbf{s}^{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_k \dot{\alpha}_1 \dot{\alpha}_2 \dots \dot{\alpha}_r} = \sum \mathbf{s}^{\alpha_1} \otimes \mathbf{s}^{\alpha_2} \otimes \dots \otimes \mathbf{s}^{\alpha_k} \otimes \mathbf{s}^{\dot{\alpha}_1} \otimes \mathbf{s}^{\dot{\alpha}_2} \otimes \dots \otimes \mathbf{s}^{\dot{\alpha}_r}$$

– спинтензорный полином, тогда любая пара перестановок

$$\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 2 & \dots & k \\ \alpha_1 & \alpha_2 & \dots & \alpha_k \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 2 & \dots & r \\ \dot{\alpha}_1 & \dot{\alpha}_2 & \dots & \dot{\alpha}_r \end{pmatrix}$$

определяет преобразование (α, β) , отображающее \mathbf{S} в следующий полином:

$$P_{\alpha\beta} \mathbf{S} = \mathbf{s}^{\alpha(\alpha_1)\alpha(\alpha_2)\dots\alpha(\alpha_k)\beta(\dot{\alpha}_1)\beta(\dot{\alpha}_2)\dots\beta(\dot{\alpha}_r)}.$$

Спинтензор \mathbf{S} называется *симметрическим спинтензором*, если для любых α, β выполняется равенство

$$P_{\alpha\beta} \mathbf{S} = \mathbf{S}.$$

Пространство $\text{Sym}_{(k,r)}$ симметрических спинтензоров имеет размерность

$$\dim \text{Sym}_{(k,r)} = (k + 1)(r + 1). \quad (4)$$

Размерность пространства $\text{Sym}_{(k,r)}$ называется *степенью представления* τ_{ii} группы $SL(2, \mathbb{C})$. Легко видеть, что $SL(2, \mathbb{C})$ имеет представления **любой степени** (в противоположность $SU(3)$, $SU(6)$ и другим группам внутренних симметрий).

Для каждого $A \in SL(2, \mathbb{C})$ определим линейное преобразование спинтензора s посредством формулы

$$s^{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_k \dot{\alpha}_1 \dot{\alpha}_2 \dots \dot{\alpha}_r} \longrightarrow \sum_{(\beta)(\dot{\beta})} A^{\alpha_1 \beta_1} A^{\alpha_2 \beta_2} \dots A^{\alpha_k \beta_k} \overline{A}^{\dot{\alpha}_1 \dot{\beta}_1} \overline{A}^{\dot{\alpha}_2 \dot{\beta}_2} \dots \overline{A}^{\dot{\alpha}_r \dot{\beta}_r} s^{\beta_1 \beta_2 \dots \beta_k \dot{\beta}_1 \dot{\beta}_2 \dots \dot{\beta}_r},$$

где символы (β) и $(\dot{\beta})$ означают $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_k$ и $\dot{\beta}_1, \dot{\beta}_2, \dots, \dot{\beta}_r$. Это представление группы $SL(2, \mathbb{C})$ обозначим $\tau_{\frac{k}{2}, \frac{r}{2}} = \tau_{ii}$. Каждое *неприводимое* конечномерное представление группы $SL(2, \mathbb{C})$ эквивалентно одному из представлений $\tau_{k/2, r/2}$.

Все представления τ_{ii} могут быть сгруппированы в спиновые мультиплеты в гильбертовом пространстве $\mathbf{H}_{2s+1}^S \otimes \mathbf{H}_\infty$ (см. Рис. 1). $\mathbf{H}_{2s+1}^S \otimes \mathbf{H}_\infty$ является подпространством более общего спин-зарядового гильбертова пространства $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}_\infty$. Вертикальные линии (*спиновые линии*) соответствуют частицам одинакового спина, но различной массы. Горизонтальные линии (*спиновые цепочки* или спиновые мультиплеты) соответствуют частицам одинаковой массы, но различного спина. Вдоль каждой спиновой цепочки числа l и \dot{l} изменяются следующим образом:

$$l, l + \frac{1}{2}, l + 1, l + \frac{3}{2}, \dots, \dot{l},$$

$$\dot{l}, \dot{l} - \frac{1}{2}, \dot{l} - 1, \dot{l} - \frac{3}{2}, \dots, l.$$

Следовательно, вдоль каждой спиновой цепочки имеют место представления

$$\tau_{ii}, \tau_{l+\frac{1}{2}, \dot{l}-\frac{1}{2}}, \tau_{l+1, \dot{l}-1}, \tau_{l+\frac{3}{2}, \dot{l}-\frac{3}{2}}, \dots, \tau_{ii},$$

где спин $s = l - \dot{l}$ изменяется следующим образом:

$$l - \dot{l}, l - \dot{l} + 1, l - \dot{l} + 2, l - \dot{l} + 3, \dots, \dot{l} - l.$$

Например, рассмотрим спиновую цепочку (7-плет)

$$\begin{array}{cccccccc} (0,3) & \text{-----} & (\frac{1}{2}, \frac{5}{2}) & \text{-----} & (1,2) & \text{-----} & (\frac{3}{2}, \frac{3}{2}) & \text{-----} & (2,1) & \text{-----} & (\frac{5}{2}, \frac{1}{2}) & \text{-----} & (3,0) \\ \bullet & & \bullet & & \bullet & & \bullet & & \bullet & & \bullet & & \bullet \\ -3 & \text{-----} & -2 & \text{-----} & -1 & \text{-----} & 0 & \text{-----} & 1 & \text{-----} & 2 & \text{-----} & 3 \end{array}$$

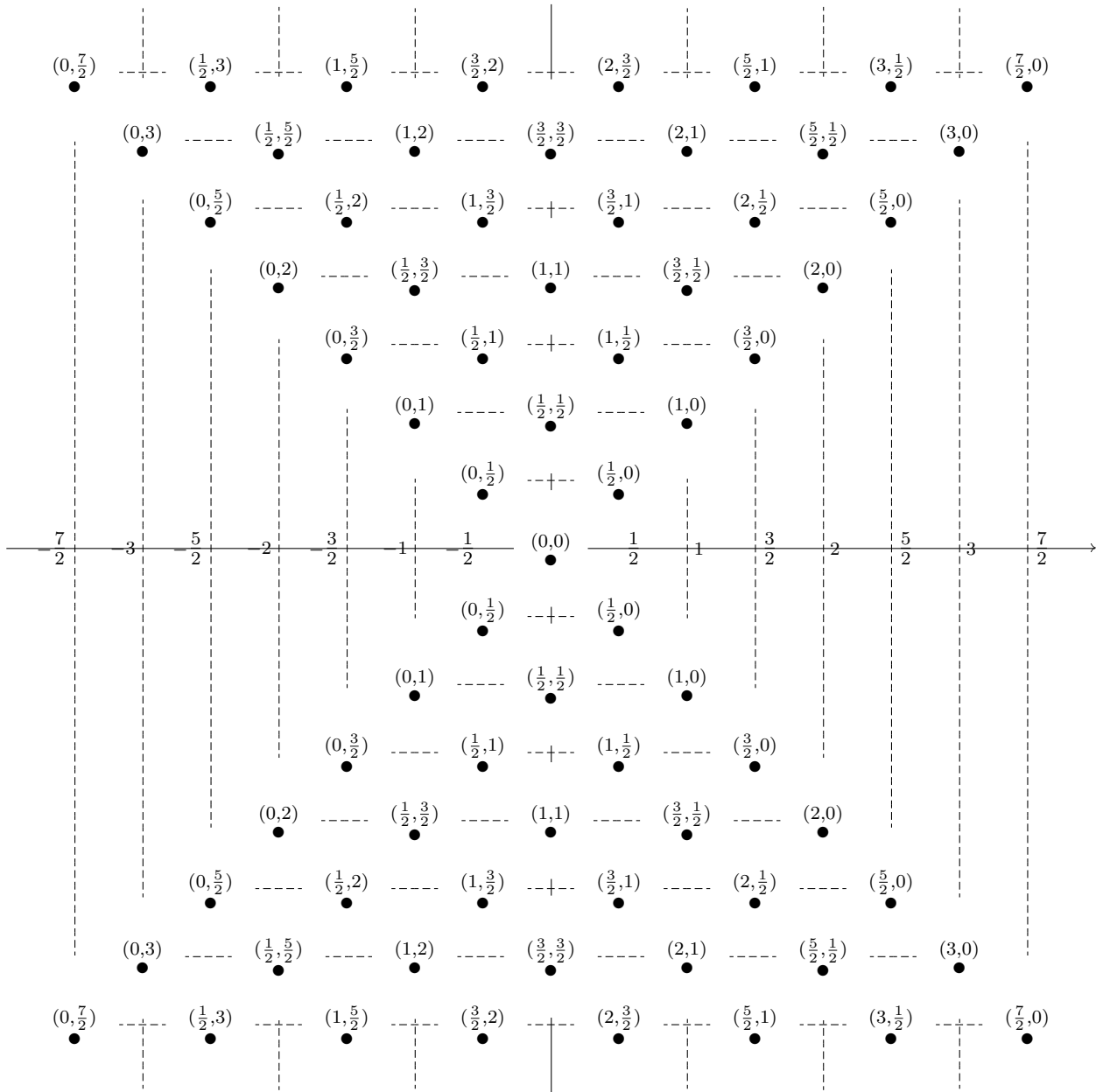


Рис. 1. Спиновые мультиплеты пространства $\mathbf{H}_{2s+1}^S \otimes \mathbf{H}_\infty$. Верхний конус мультиплетов представляет собой материю, нижний (отражённый) – антиматерию.

На уровне спинорной структуры с этим спиновым мультиплетом ассоциирована следующая последовательность алгебр:

$$\begin{aligned}
 & \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \longleftrightarrow \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \longleftrightarrow \\
 & \longleftrightarrow \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \longleftrightarrow \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_3 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \longleftrightarrow \\
 & \longleftrightarrow \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2^* \otimes \mathbb{C}_2^* \longleftrightarrow \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2^* \longleftrightarrow \\
 & \longleftrightarrow \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2 \otimes \mathbb{C}_2.
 \end{aligned}$$

Волновые уравнения для полей типа $(l, 0) \oplus (0, \dot{l})^3$ и их решения в виде рядов по гиперсферическим функциям даны в [25–30]. Следует отметить, что волновые уравнения для полей $(l, 0) \oplus (0, \dot{l})$ соответствуют обычному определению спина. В свою очередь, волновые уравнения для полей типа $(l, \dot{l}) \oplus (\dot{l}, l)^4$ (произвольные спиновые цепочки) и их решения в виде рядов по обобщённым гиперсферическим функциям изучены в [31]. Волновые уравнения для произвольных спиновых цепочек (спиновых мультиплетов) соответствуют обобщённому спину $s = |l - \dot{l}|$.

2.1. Интерпретация Вигнера

Как известно, одно из основных положений релятивистской квантовой теории поля гласит, что векторы состояния квантовой системы образуют унитарное представление группы Пуанкаре $\mathcal{P} = T_4 \odot SL(2, \mathbb{C})$, т.е. квантовая система определяется унитарным представлением группы \mathcal{P} в гильбертовом пространстве \mathbf{H}_∞ . В 1939 г. Вигнер [17] ввёл следующее (общепринятое в настоящее время) определение элементарной частицы.

Квантовая система, описываемая неприводимым унитарным представлением группы Пуанкаре, называется элементарной частицей.

Действие группы $SL(2, \mathbb{C})$ на пространстве-времени Минковского $\mathbb{R}^{1,3}$ приводит к разделению пространства-времени $\mathbb{R}^{1,3}$ на орбиты \mathbf{O} . Перечислим типы существующих орбит:

1. $\mathbf{O}_m^+ : p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 = m^2, m > 0, p_0 > 0;$
2. $\mathbf{O}_m^- : p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 = m^2, m > 0, p_0 < 0;$
3. $\mathbf{O}_{im} : p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 = -m^2, m > 0;$
4. $\mathbf{O}_0^+ : p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 = 0, m = 0, p_0 > 0;$
5. $\mathbf{O}_0^- : p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 = 0, m = 0, p_0 < 0;$
6. $\mathbf{O}_0^0 : \mathbf{0} = (0, 0, 0, 0), m = 0.$

Таким образом, имеем шесть типов неприводимых унитарных представлений U группы \mathcal{P} , соответствующих орбитам \mathbf{O} . Каждое представление U действует в гильбертовом пространстве \mathbf{H}_∞ . Например, в случае орбиты \mathbf{O}_m^+ имеем представление $U^{m,+s}$, которое описывает массивную частицу спина s и массы m , где $s = |l - \dot{l}|$. При этом существует бесконечно много массовых орбит (гиперболоидов) типа \mathbf{O}_m^+ и \mathbf{O}_m^- , где распределение масс задаётся формулой

$$m^{(s)} = \mu^0 \left(l + \frac{1}{2} \right) \left(\dot{l} + \frac{1}{2} \right), \quad (5)$$

здесь $s = |l - \dot{l}|$. Представление $U^{m,+s}$ действует в пространстве $\mathbf{H}_\infty^{m,+s}$.

³Поля, расположенные на образующей конуса представлений в $\mathbf{H}_{2s+1}^S \otimes \mathbf{H}_\infty$, см. Рис. 1.

⁴Поля, расположенные внутри конуса представлений.

3. Барийонный октет $F_{1/2}$ группы $SU(3)$ и $SU(3)/SU(2)$ -редукция

В этом параграфе рассмотрим подробно один из базовых супермультиплетов $SU(3)$ -теории (барийонный октет $F_{1/2}$ ⁵), основанный на восьмимерном регулярном представлении $\text{Sym}_{(1,1)}^0$, а также его редукцию на изотопические мультиплеты подгруппы $SU(2)$. Как известно [24], $SU(3)/SU(2)$ -редукция регулярного представления $\text{Sym}_{(1,1)}^0$ даётся следующим выражением:

$$\text{Sym}_{(1,1)}^0 = \Phi_3 \oplus \Phi_2 \oplus \Phi_2^* \oplus \Phi_0, \quad (6)$$

где $\Phi_3, \Phi_2, \Phi_2^*, \Phi_0$ – зарядовые мультиплеты подгруппы $SU(2)$, Φ_3 – триплет, Φ_2 и Φ_2^* – дублеты, Φ_0 – синглет. Ниже мы рассмотрим $SU(3)/SU(2)$ -редукцию и спектр масс октета $F_{1/2}$ с точностью до зарядовых мультиплетов.

$F_{1/2}$ является фермионным супермультиплетом группы $SU(3)$, содержащим барионы спина $1/2$. Следовательно, все частицы супермультиплета $F_{1/2}$ описываются векторами абстрактного гильбертова пространства $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}^\infty$, принадлежащими линии спина $1/2$ с положительной чётностью $P^2 = 1$. В согласии с (6), $SU(3)/SU(2)$ -редукция октета $F_{1/2}$ приводит к следующим зарядовым мультиплетам:

$$\Phi_3 : \begin{cases} \Sigma^+ = \left| \tau_{\frac{67}{2},33}^c, \text{Sym}_{(67,66)}, \mathbb{C}_{266}, \mathbb{S}_{2^{133}}, P^2 = 1 \right\rangle, \\ \Sigma^0 = \left| \tau_{\frac{67}{2},33}^r, \text{Sym}_{(67,66)}, \mathcal{O}_{135,131}, \mathbb{S}_{2^{133}}, P^2 = 1 \right\rangle, \\ \Sigma^- = \left| \tau_{\frac{67}{2},33}^c, \text{Sym}_{(67,66)}, \mathbb{C}_{266}^*, \hat{\mathbb{S}}_{2^{133}}, P^2 = 1 \right\rangle. \end{cases} \quad (7)$$

$$\Phi_2 : \begin{cases} \mathbf{P} = \left| \tau_{\frac{59}{2},29}^c, \text{Sym}_{(59,58)}, \mathbb{C}_{234}, \mathbb{S}_{2^{117}}, P^2 = 1 \right\rangle, \\ \mathbf{N} = \left| \tau_{\frac{59}{2},29}^r, \text{Sym}_{(59,58)}, \mathcal{O}_{119,115}, \mathbb{S}_{2^{117}}, P^2 = 1 \right\rangle. \end{cases} \quad (8)$$

$$\Phi_2^* : \begin{cases} \Xi^- = \left| \tau_{\frac{71}{2},35}^c, \text{Sym}_{(71,70)}, \mathbb{C}_{282}, \mathbb{S}_{2^{141}}, P^2 = 1 \right\rangle, \\ \Xi^0 = \left| \tau_{\frac{71}{2},35}^r, \text{Sym}_{(71,70)}, \mathcal{O}_{143,139}, \mathbb{S}_{2^{141}}, P^2 = 1 \right\rangle. \end{cases} \quad (9)$$

$$\Phi_0 : \Lambda = \left| \tau_{\frac{65}{2},32}^r, \text{Sym}_{(65,64)}, \mathcal{O}_{131,127}, \mathbb{S}_{2^{129}}, P^2 = 1 \right\rangle. \quad (10)$$

Здесь Φ_3 – Σ -триплет, Φ_2 – нуклонный дублет, Φ_2^* – Ξ -дублет, Φ_0 – Λ -синглет.

Определим нуклонный дублет, т.е. протонное $|e_1\rangle = \mathbf{P}$ и нейтронное $|e_2\rangle = \mathbf{N}$ состояния в рамках представления $\tau_{\frac{59}{2},29}^c$. Представление $\tau_{\frac{59}{2},29}^c$ действует в пространстве $\text{Sym}_{(59,58)}$ степени 3540. Пусть $\mathbb{C} \otimes \mathcal{O}_{119,115} \simeq \mathbb{C}_{234}$ – алгебра Клиффорда, ассоциированная с протонным состоянием $|e_1\rangle = \mathbf{P}$. Вещественная подалгебра $\mathcal{O}_{119,115}$ имеет кватернионное кольцо деления $\mathbb{K} \simeq \mathbb{H}$, тип

⁵«Восьмеричный путь» Гелл-Манна [18] начинается с этого октета.

$p-q \equiv 4 \pmod{8}$, и чётность с квадратом $P^2 = 1$. Далее, пусть \mathbb{S}_{2117} – комплексное спинпространство, ассоциированное с $|e_1\rangle = \mathbf{P}$ (CPT -группа состояний \mathbf{P} действует в этом спинпространстве). В свою очередь, нейтронное состояние $|e_2\rangle = \mathbf{N}$ описывается вещественным представлением $\tau_{\frac{59}{2},29}^r$, принадлежащим также линии спина $1/2$ с алгеброй Клиффорда $\mathcal{C}_{119,115}$ и кватернионным спинпространством $\mathbb{S}_{2117}(\mathbb{H})$. Таким образом, векторы нуклонного дублета задаются выражениями (8).

Согласно массовой формуле (5) и схеме зацеплений (см. рис. 1), следующим представлением на линии спина $1/2$ после $\tau_{\frac{59}{2},29}^c$ (нуклонный дублет) является 4556-мерное комплексное представление $\tau_{\frac{67}{2},33}^c$, поскольку $m_{\Sigma}/m_e \approx 2280$. Это представление может быть идентифицировано с Σ -триплетом. Здесь имеются три зарядовых состояния: $|e_1\rangle = \Sigma^+$, $|e_2\rangle = \Sigma^0$ и $|e_3\rangle = \Sigma^-$. Представление $\tau_{\frac{67}{2},33}^c$ действует в пространстве $\text{Sym}_{(67,66)}$ степени 4556. Пусть $\mathbb{C} \otimes \mathcal{C}_{135,131} \simeq \mathbb{C}_{266}$ – алгебра Клиффорда, ассоциированная с состоянием $|e_1\rangle = \Sigma^+$. Вещественная подалгебра $\mathcal{C}_{135,131}$ имеет кватернионное кольцо деления $\mathbb{K} \simeq \mathbb{H}$ (тип $p-q \equiv 4 \pmod{8}$) и, следовательно, чётность с квадратом $P^2 = 1$. Далее, пусть \mathbb{S}_{2133} – комплексное спинпространство, ассоциированное с состоянием $|e_1\rangle = \Sigma^+$, а также с $|e_3\rangle = \Sigma^-$ (CPT -группы состояний Σ^+ и Σ^- действуют в этом спинпространстве). В свою очередь, состояние $|e_2\rangle = \Sigma^0$ описывается вещественным представлением $\tau_{\frac{67}{2},33}^r$, принадлежащим также линии спина $1/2$ с алгеброй Клиффорда $\mathcal{C}_{135,131}$ и кватернионным спинпространством $\mathbb{S}_{2133}(\mathbb{H})$. Векторы Σ -триплета в пространстве $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}_{\infty}$ задаются выражениями (7).

Ξ -дублет строится в рамках комплексного представления $\tau_{\frac{75}{2},35}^c$ орбиты $\mathbf{O}_{m_{\Xi}}^+$ и степени 5112, поскольку $m_{\Xi}/m_e \approx 2520$. Это представление принадлежит линии спина $1/2$ с положительной четностью ($P^2 = 1$) и действует в пространстве $\text{Sym}_{(71,70)}$. На уровне спинорной структуры с состоянием $|e_1\rangle = \Xi^-$ ассоциированы алгебра $\mathbb{C}_{282} \simeq \mathbb{C} \otimes \mathcal{C}_{143,139}$ и комплексное спинпространство \mathbb{S}_{2141} . Вещественная подалгебра $\mathcal{C}_{143,139}$ имеет кватернионное кольцо $\mathbb{K} \simeq \mathbb{H}$, тип $p-q \equiv 4 \pmod{8}$, следовательно, $P^2 = 1$. Состояние $|e_2\rangle = \Xi^0$ описывается вещественным представлением $\tau_{\frac{75}{2},35}^r$, принадлежащим также линии спина $1/2$ с алгеброй Клиффорда $\mathcal{C}_{133,139}$ и кватернионным спинпространством $\mathbb{S}_{2141}(\mathbb{H})$. Векторы Ξ -дублета определяются выражениями (9).

Λ -синглет определяется в рамках представления $\tau_{\frac{65}{2},32}^r$ орбиты $\mathbf{O}_{m_{\Lambda}}^+$ и степени 4290, поскольку $m_{\Lambda}/m_e \approx 2140$. Это представление принадлежит линии спина $1/2$ и действует в пространстве $\text{Sym}_{(65,64)}$. Вещественная алгебра $\mathcal{C}_{131,127}$ (тип $p-q \equiv 4 \pmod{8}$, $\mathbb{K} \simeq \mathbb{H}$, $P^2 = 1$) и спинпространство $\mathbb{S}_{2129}(\mathbb{H})$ ассоциированы с Λ -синглетом на уровне спинорной структуры. Вектор, описывающий Λ -синглет в пространстве $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}_{\infty}$, имеет вид (10).

Зарядовые мультиплеты, рассмотренные выше, составляют восьмимерное регулярное представление группы $SU(3)$, в рамках которого определяется октет $F_{1/2}$ (см. Рис. 2). При этом мы не использовали кварковую структуру октета $F_{1/2}$, поскольку эта структура является производной конструкцией, исходящей от $SU(3)$ -симметрии. Кварковая схема сама по себе является результатом пере-

формулировки теории представлений группы $SU(3)$ в терминах тензорных произведений векторов фундаментальных представлений $\text{Sym}_{(1,0)}^0$ и $\text{Sym}_{(0,1)}^0$. Так, кварки u, d, s описываются в рамках представления $\text{Sym}_{(1,0)}^0$, а антикварки $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ в рамках $\text{Sym}_{(0,1)}^0$. Кварки и антикварки имеют дробные заряды Q и гиперзаряды Y . Каждый адронный супермультиплет может быть построен из кварков и антикварков в тензорном пространстве $\mathbb{C}^{k,r}$, которое соответствует стандартному представлению группы $SU(3)$. Пространство $\mathbb{C}^{k,r}$ является тензорным произведением k пространств \mathbb{C}^3 и r пространств \mathbb{C}^3 . Кварковое строение отдельной частицы, принадлежащей данному супермультиплету группы $SU(3)$, определяется следующим образом. I -базис конструируется из собственных векторов операторов заряда Q и гиперзаряда Y в пространстве неприводимого представления данного супермультиплета. Эти базисные векторы представляют частицы супермультиплета; каждый из них лежит в пространстве $\mathbb{C}^{k,r}$ и, следовательно, выражается посредством полинома от базисных векторов e_1, e_2, e_3 пространства \mathbb{C}^3 и базисных векторов $\tilde{e}_1, \tilde{e}_2, \tilde{e}_3$ пространства \mathbb{C}^3 степени $k+r$. Замена $e_1, e_2, e_3, \tilde{e}_1, \tilde{e}_2, \tilde{e}_3$ через $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ приводит к кварковому составу частицы. Предполагается, что кварки и антикварки имеют спин $1/2$ (отметим, что спин не является объектом $SU(3)$ -теории). Отсюда непосредственно следует, что максимальный спин частицы, состоящей из k кварков и r антикварков, равен $(k+r)/2$. При нечетном $k+r$ получаются частицы с полуцелым спином – фермионы, а при четном $k+r$ – частицы с целым спином, т.е. бозоны.

В связи с этим интересно отметить, что $k+r$ тензорных произведений бикватернионных алгебр \mathbb{C}_2 и \mathbb{C}_2^* в (2), которые генерируют спинорную структуру, приводят к фермионному представлению группы $\mathbf{Spin}_+(1,3)$ при нечетном $k+r$ и к бозонному представлению при четном $k+r$ (см. спин-линии на рис. 1). Благодаря различию в размерностях базовых составляющих в тензорных произведениях ($n=2$ для спиноров и $n=3$ для кварков), которые определяют спинорную и кварковую структуры, можно предположить, что *спиноры более фундаментальны чем кварки*.

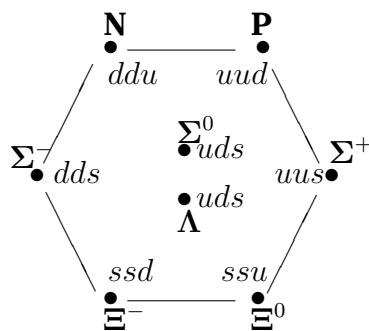


Рис. 2. Барионный октет $F_{1/2}$. Каждый барион октета является вектором гильбертова пространства $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}^\infty$. Приведена кварковая структура барионов согласно $SU(3)$ -теории.

4. Спектр масс

В этом параграфе рассмотрим спектр масс барионного октета $F_{1/2}$. В определении спектра масс существенную роль играет комплексный момент. Комплексный момент представляет собой квантово-механический оператор энергии, генерирующий базисные энергетические уровни, которые соответствуют неприводимым представлениям группы $SL(2, \mathbb{C})$ (группы $\mathbf{Spin}_+(1, 3)$ на уровне спинорной структуры). С другой стороны, базисные энергетические (массовые) уровни соответствуют элементарным частицам, которые группируются в спиновые мультиплеты согласно зацепляющимся схемам⁶ и определяются как векторы в пространстве $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}_\infty$. Следующее массовое (гиперзарядовое и зарядовое) расщепление базисных массовых уровней генерируется действием группы $SU(3)$ в пространстве $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}_\infty$. Действие группы $SU(3)$ аналогично эффекту Зеемана в атомных спектрах, т.е. посредством $SU(3)/SU(2)$ -редукции это действие приводит к различным массовым уровням внутри зарядовых мультиплетов. Схематично спектр масс данного супермультиплета группы $SU(3)$ в $SU(3)/SU(2)$ -редукции может быть определён следующим образом. Базисные массовые уровни (*термы*) описываются формулой

$$m_i^{(s)} = \mu^0 \left(l + \frac{1}{2} \right) \left(i + \frac{1}{2} \right), \quad i = 1, \dots, N,$$

где $s = |l - i|$, μ^0 – минимальная масса покоя, N – число зарядовых мультиплетов подгруппы $SU(2)$ в данном супермультиплете группы $SU(3)$. Массы частиц, принадлежащих супермультиплету, равны

$$m_j = m_0 + \alpha + \beta Y_j + \gamma \left[I_j(I_j + 1) - \frac{1}{4} Y_j^2 \right] + \\ + \alpha' - \beta' Q_j + \gamma' \left[U_j(U_j + 1) - \frac{1}{4} Q_j^2 \right], \quad j = 1, \dots, M, \quad (11)$$

где

$$m_0 \equiv \frac{m_1^{(s)} + m_2^{(s)} + \dots + m_N^{(s)}}{N}, \quad (12)$$

M – число частиц, входящих в супермультиплет, Q_j и Y_j – заряды и гиперзаряды частиц, I_j и U_j – изотопические спины⁷.

Центральную роль в процессе декомпозиции гильбертова пространства играет унитарное поле Румера-Фета Z_a^b :

$$Z = C \begin{bmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & -2/3 \end{bmatrix} + C' \begin{bmatrix} 2/3 & 0 & 0 \\ 0 & -1/3 & 0 \\ 0 & 0 & -1/3 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

⁶Напомним, что масса частиц, принадлежащих любой спиновой цепочке (горизонтальной линии на рис. 1) одна и та же.

⁷ I - и U -спины соответствуют различным фиксациям подалгебры $\mathfrak{su}(2)$ в алгебре $\mathfrak{su}(3)$.

где $C' \ll C$. Первый член в (13) расщепляет супермультиплет группы $SU(3)$ на I -мультиплеты подгруппы $SU(2)$ согласно различным собственным значениям гиперзаряда Y . Второй член в (13) генерирует зарядовое расщепление I -мультиплетов.

Физический смысл унитарного поля неясен (см. [23, 24]). Поле Z_a^b не является одним и тем же для всех супермультиплетов $SU(3)$ -теории. Однако Z -поля различных супермультиплетов отличаются друг от друга только двумя вещественными параметрами. Z -поле типа (13) также имеет место при $SU(6)/SU(3)$ -редукции в $SU(6)$ -теории. В некотором смысле Z -поле может быть идентифицировано с *нелокальным квантовым субстратом* в теории декогеренции [32]. В данном контексте аналогия с эффектом Зеемана или с тонкой (и сверхтонкой) структурой атомного спектра позволяет представить Z -поле как математическое описание (декомпозиция гильбертова пространства) процесса декогеренции (локализации) частиц, т.е. редукции исходного квантового субстрата в виде локализованных частиц при данном уровне энергии.

Прежде всего, рассмотрим массовое расщепление октета $F_{1/2}$ на мультиплеты подгруппы $SU(2)$, определяемое первым членом в формуле Гелл-Манна–Окубо (11). В этом случае унитарное поле имеет вид

$$Z = C \begin{bmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & -2/3 \end{bmatrix}$$

и, следовательно, из (11) при $\alpha' = \beta' = \gamma' = 0$ получим

$$m = m_0 + \alpha + \beta Y + \gamma \left[I(I + 1) - \frac{1}{4} Y^2 \right]. \quad (14)$$

Поскольку на этом шаге мы пренебрегаем расщеплением масс внутри мультиплетов, то из формулы (14) непосредственно следует гиперзарядовое расщепление масс, приведённое в таблице 1. В таблице 1 \mathbf{N} – нуклонный дублет

Таблица 1. Гиперзарядовое расщепление масс октета $F_{1/2}$.

	I	Y	m_{exp}	m_{th}
Ξ	$\frac{1}{2}$	-1	1318	$m_0 + \alpha - \beta + \frac{1}{2}\gamma$
Σ	1	0	1192	$m_0 + \alpha + 2\gamma$
Λ	0	0	1115	$m_0 + \alpha$
\mathbf{N}	$\frac{1}{2}$	1	939	$m_0 + \alpha + \beta + \frac{1}{2}\gamma$

($\mathbf{N}^+ = \mathbf{P}$, $\mathbf{N}^0 = \mathbf{N}$), а Σ -триплет, Ξ - и \mathbf{N} -дублеты определены в предыдущем параграфе. Исключая неизвестные параметры, получим следующие соотношения между массами:

$$m_{\Xi} + m_{\mathbf{N}} = 2m_0 + 2\alpha + \gamma = \frac{3}{2}m_{\Lambda} + \frac{1}{2}m_{\Sigma}, \quad m_{\Xi} + m_{\mathbf{N}} = \frac{1}{2}(3m_{\Lambda} + m_{\Sigma}).$$

С другой стороны, поскольку m_0 является внешним параметром относительно $SU(3)$ -теории, то можно предположить, что m_0 описывается массовой формулой (5), определяющей связь между массой и спином. Для каждого супермультиплета группы $SU(3)$ параметр m_0 является средним значением всех масс, соответствующих зарядовым мультиплетам. В случае барионного октета $F_{1/2}$ из формулы (12) следует

$$m_0 = \frac{1}{4}(m_N + m_\Lambda + m_\Sigma + m_\Xi),$$

где **базовые массовые уровни** m_N , m_Λ , m_Σ , m_Ξ определяются массовой формулой (5).

Зарядовое расщепление октета $F_{1/2}$ определяется вторым членом в формуле (11) и, следовательно, мы приходим к полной линейной формуле Гелл-Манна–Окубо. В этом случае унитарное поле Румера-Фета описывается выражением (13). Учитывая значения U -спина, вычислим теоретические массы всех частиц, принадлежащих барионному октету $F_{1/2}$. Результаты приведены в таблице 2.

Таблица 2. Зарядовое расщепление октета $F_{1/2}$.

	Q	m_{exp}	m_{th}
Ξ^-	-1	1320, 8	$m_0 + \alpha - \beta + \frac{1}{2}\gamma + \alpha' + \beta' + \frac{1}{2}\gamma'$
Ξ^0	0	1314, 3	$m_0 + \alpha - \beta + \frac{1}{2}\gamma + \alpha' + 2\gamma'$
Σ^-	-1	1197, 1	$m_0 + \alpha + 2\gamma + \alpha' + \beta' + \frac{1}{2}\gamma'$
Σ^0	0	1192, 4	$m_0 + \alpha + 2\gamma + \alpha' + 2\gamma'$
Σ^+	1	1189, 4	$m_0 + \alpha + 2\gamma + \alpha' - \beta' + \frac{1}{2}\gamma'$
Λ	0	1115, 4	$m_0 + \alpha + \alpha'$
N	0	939, 5	$m_0 + \alpha + \beta + \frac{1}{2}\gamma + \alpha' + 2\gamma'$
P	1	938, 3	$m_0 + \alpha + \beta + \frac{1}{2}\gamma + \alpha' - \beta' + 2\gamma'$

Фермионный супермультиплет $F_{1/2}$ имеет двойника, составленного из античастиц, $\bar{F}_{1/2}$. Более того, согласно правилу суперотбора, октеты $F_{1/2}$ и $\bar{F}_{1/2}$ являются когерентными подпространствами гильбертова пространства $\mathbf{H}^S \otimes \mathbf{H}^Q \otimes \mathbf{H}^\infty$ по спину ($s = 1/2$) и чётности ($P^2 = 1$). С другой стороны, $F_{1/2}$ и $\bar{F}_{1/2}$ образуют различные когерентные подпространства относительно барионного числа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барут А., Рончка Р. Теория представлений групп и ее приложения. М. : Мир, 1980.
2. Michel L. Invariance in quantum mechanics and group extension. Group Theoretical Concepts and Methods in Elementary Particle Physics. Gordon & Breach, New York, 1964. P. 135–200.

3. Coleman S., Mandula J. All Possible Symmetries of the S Matrix // *Phys. Rev.* 1967. V. 159. P. 1251–1256.
4. Pais A. Dynamical Symmetry in Particle Physics // *Rev. Mod. Phys.* 1966. V. 38. P. 215–255.
5. Penrose R. The twistor programme // *Rep. Math. Phys.* 1977. V. 12. P. 65–76.
6. Penrose R., MacCallum M.A.H. Twistor theory: an approach to the quantization of fields and space-time // *Physics Reports*. 1972. V. 6. P. 241–316.
7. Варламов В.В. Дискретные симметрии на пространствах фактор-представлений группы Лоренца // *Математические структуры и моделирование*. 2001. Вып. 7. С. 114–127.
8. Varlamov V.V. Universal Coverings of Orthogonal Groups // *Adv. Appl. Clifford Algebras*. 2004. V. 14. P. 81–168; arXiv:math-ph/0405040 (2004).
9. Varlamov V.V. Discrete Symmetries and Clifford Algebras // *Int. J. Theor. Phys.* 2001. V. 40. P. 769–805; arXiv:math-ph/0009026 (2000).
10. Varlamov V.V. The CPT Group in the de Sitter Space // *Annales de la Fondation Louis de Broglie*. 2004. V. 29. P. 969–987; arXiv:math-ph/0406060 (2004).
11. Varlamov V.V. CPT groups for spinor field in de Sitter space // *Phys. Lett. B*. 2005. V. 631. P. 187–191; arXiv:math-ph/0508050 (2005).
12. Varlamov V.V. CPT Groups of Higher Spin Fields // *Int. J. Theor. Phys.* 2012. V. 51. P. 1453–1481; arXiv:1107.4156 [math-ph] (2011).
13. Владимиров Ю.С. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Ч. 1. Теория систем отношений. М. : МГУ, 1996.
14. Joos E., Zeh H.D., Kiefer C., Giulini D.J.W., Kupsch J., Stamatescu I.-O. *Decoherence and Appearance of a Classical World in Quantum Theory*. Springer-Verlag, 2003.
15. Zurek W.H. Decoherence, Einselection, and the Quantum Origins of the Classical // *Rev. Mod. Phys.* 2003. V. 75. P. 715; arXiv:quant-ph/0105127 (2001).
16. Zurek W.H. Decoherence and the transition from quantum to classical – REVISITED // arXiv:quant-ph/0306072 (2003).
17. Wigner E.P. On unitary representations of the inhomogeneous Lorentz group // *Ann. Math.* 1939. V. 40. P. 149–204.
18. Gell-Mann M., Ne’eman Y. *The Eightfold Way*. Benjamin, New York, 1964.
19. Фон Нейман И. *Математические основы квантовой механики*. М. : Наука, 1964.
20. Зиновьев Ю.М. О расширениях, связанных с группой Пуанкаре // *ТМФ*. 1973. Т. 15. С. 139–141.
21. Хрущев В.В. Центральные расширения группы Пуанкаре // *ТМФ*. 1975. Т. 22. С. 422–424.
22. Гинзбург В.Л. Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас особенно важными и интересными // *УФН*. 1999. Т. 169. С. 419–441.
23. Румер Ю.Б., Фет А.И. Мультипольная теория адронов // *Ядерная физика*. 1969. Т. 9. С. 1077–1084.
24. Румер Ю.Б., Фет А.И. *Теория унитарной симметрии*. М. : Наука, 1970.
25. Varlamov V.V. General Solutions of Relativistic Wave Equations // *Int. J. Theor. Phys.* 2003. V. 42. P. 583–633; arXiv:math-ph/0209036 (2002).
26. Varlamov V.V. Relativistic wavefunctions on the Poincaré group // *J. Phys. A: Math. Gen.* 2004. V. 37. P. 5467–5476; arXiv:math-ph/0308038 (2003).
27. Varlamov V.V. Maxwell field on the Poincaré group // *Int. J. Mod. Phys. A*. 2005.

- V. 20. P. 4095–4112; arXiv:math-ph/0310051 (2003).
28. Варламов В.В. Точное решение для поля $(1, 0) \oplus (0, 1)$ в терминах функций на группе Пуанкаре // Математические структуры и моделирование. 2005. Вып. 15. С. 74–91.
29. Varlamov V.V. Relativistic spherical functions on the Lorentz group // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. P. 805–822; arXiv:math-ph/0507056 (2005).
30. Varlamov V.V. Spherical functions on the de Sitter group // J. Phys. A: Math. Theor. 2007. V. 40. P. 163–201; arXiv:math-ph/0604026 (2006).
31. Varlamov V.V. General Solutions of Relativistic Wave Equations II: Arbitrary Spin Chains // Int. J. Theor. Phys. 2007. V. 46. P. 741–805; arXiv:math-ph/0503058 (2005).
32. Zurek W.H. Decoherence, Einselection, and the Existential Interpretation (the Rough Guide) // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A. 1998. V. 356. P. 1793–1820; arXiv: quant-ph/9805065 (1998).

SPINOR STRUCTURE AND $SU(3)$ -SYMMETRY

V.V. Varlamov

Doctor of Mathematics and Physics, e-mail: vadim.varlamov@mail.ru

Siberian State Industrial University

Abstract. A correspondence between Wigner definition of elementary particle as an irreducible representation of the Poincaré group and $SU(3)$ -description of the particle as a supermultiplet vector is established. This correspondence is realized on the ground of a spin-charge Hilbert space. Spinor structure and mass spectrum of baryon octet are studied. A physical sense of Rumer-Fet unitary field is discussed.

Keywords: spinor structure, mass spectrum, Clifford algebras, quarks.