

## **АЛГЕБРАИЧЕСКАЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА: III. ВОПРОСЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ**

**В.В. Варламов**

д.ф.-м.н., e-mail: varlamov@subsiu.ru

Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк, Россия

**Аннотация.** Рассматриваются вопросы интерпретации алгебраической формулировки квантовой теории с двоичной структурой. Обсуждается возможность построения квантовой теории без привлечения классических аналогий и связанных с этими аналогиями наглядных образов и механических моделей. Показывается, что несогласованность модели кварков, как и модели Бора в теории атома, является следствием привнесения классических пространственно-временных представлений на субатомный (адронный) уровень.

**Ключевые слова:** модель кварков, спин, экзотические адроны, конфайнмент, цвет, спин протона, фундаментальная симметрия, спинорная структура, теория слияния.

### **1. Введение**

Как известно, вопросы интерпретации напрямую связаны с вопросами об установлении физического содержания (истолкования) той или иной теоретической конструкции. При этом физическая интерпретация должна быть тесно связана не только с физической теорией, но и с философскими основаниями этой теории, в целом с физической картиной мира. Гейзенберг отмечал, что пренебрежение философией недопустимо: «Дело в том, что по-моему, известные тупики теории элементарных частиц, — заставляющие тратить много усилий на бесполезные поиски, — обусловлены подчёркнутым нежеланием многих исследователей вдаваться в философию, тогда как в действительности эти люди бессознательно исходят из дурной философии и под влиянием её предрассудков запутываются в неразумной постановке вопроса. Несколько утрируя, можно, пожалуй, сказать, что дурная философия исподволь губит хорошую физику» [1, с. 163].

Несмотря на лабиринтоподобное многообразие интерпретаций квантовой теории, метко названное Кабелло [2] «картой безумия» (map of madness), всё-таки среди этого множества интерпретаций можно провести предварительную классификацию<sup>1</sup>. Дихотомия Кабелло основана на процессе измерения. Однако

---

<sup>1</sup>Кабелло подразделяет всё множество интерпретаций, составляющих «карту безумия», на два типа: 1) интерпретации, в которых вероятности измерительных данных определяются внут-

если попытаться разделить всё множество интерпретаций квантовой теории относительно философской дихотомии редукционизма и холизма, то окажется, что практически вся «карта безумия» основана на редукционизме. Общепринятым является представление о том, что формализм квантовой механики имеет дело, главным образом, с так называемыми «малыми частицами». Однако представление о квантовом микрообъекте как о «корпускуле» не является ни логически, ни экспериментально верифицируемым понятием<sup>2</sup>. Это представление следует (наследуется) из априорной формы созерцания (макроскопической по своей природе), в рамках которой оперирует человеческое сознание. Как следствие, это макрорепрезентирование (ментальный шаблон=корпускула) далее встраиваются (бессознательно) во все теоретические конструкции микромира. Возникающая при этом корпускулярная картина приводит к механическому разделению целого на части, к построению механических моделей на микроуровне. Одна из таких моделей рассмотрена в п. 2.

«Карта безумия» и лежащая в её основе «дурная философия» (корпускулярная картина) представляют собой лишь одну сторону видения мира, обусловленную всем строем мышления человека как макросущества. Альтернативой (антитезой) механистическому видению (редукционизму) является холизм. Если абстрагироваться от встроенного в сознание ментального макрошаблона=корпускулы, порождающего корпускулярную картину, то окажется, что возникающая при этом холистическая картина обладает ясной логической структурой. В отличие от механической модели эта структура иного порядка, в которой отсутствуют какие-либо наглядные образы и классические аналогии, связанные с макроопытом. Пример структуры такого типа рассмотрен в п. 3.

## 2. Модель кварков

Гипотеза кварков была впервые введена Гелл-Манном и Цвейгом [3] в 60-х гг. в попытке построения систематики известных на тот момент адронных спектров. Согласно кварковой модели, все существующие адроны (мезоны и барионы) «состоят из» неких фундаментальных «субъединиц» (кварков<sup>3</sup>). На

---

ренными свойствами наблюдаемой системы; 2) интерпретации, в которых данные измерений не определяются внутренними свойствами наблюдаемой системы. При этом интерпретации второго типа (например копенгагенская интерпретация) не отрицают существование объективного мира, но утверждают, что квантовая теория напрямую (непосредственно) не имеет отношения к внутренним свойствам измеряемой системы.

<sup>2</sup>Более того, уже в ранних экспериментах (интерференция электронов на двух щелях) было показано, что квантовые микрообъекты не являются классическими частицами. Эксперименты по проверке неравенств Белла (опыты Фридмана–Клаузера, Аспэ, Гринберга–Хорна–Цайлингера и др.) представляются «парадоксальными» только в том случае, если считать квантовый микрообъект «корпускулой».

<sup>3</sup>Что касается этимологии слова «кварк», то помимо набивших оскомину хрестоматийных ссылок на «Поминки по Финнегану» Джойса (ничего, кстати, не говорящих о происхождении этого слова), это слово встречается у Гёте в «Фаусте». Так, в прологе к первой части Мефистофель говорит, что «человек суёт свой нос во всякую дрянь», по-немецки: In jeden Quark begräbt er seine Nase (in jeden Quark — в любую дрянь; begraben — зарывать, закапывать; der Quark — творог, ерунда, дрянь). В переводе Холодковского эта строка звучит так: «Так нет

Таблица 1. Квантовые числа кварков

|                                  | $d$            | $u$            | $s$            | $c$            | $b$            | $t$            |
|----------------------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| $Q$ — электрический заряд        | $-\frac{1}{3}$ | $+\frac{2}{3}$ | $-\frac{1}{3}$ | $+\frac{2}{3}$ | $-\frac{1}{3}$ | $+\frac{2}{3}$ |
| $I$ — изоспин                    | $\frac{1}{2}$  | $\frac{1}{2}$  | 0              | 0              | 0              | 0              |
| $I_z$ — $z$ -компонента изоспина | $-\frac{1}{2}$ | $+\frac{1}{2}$ | 0              | 0              | 0              | 0              |
| $S$ — странность                 | 0              | 0              | -1             | 0              | 0              | 0              |
| $C$ — очарование                 | 0              | 0              | 0              | +1             | 0              | 0              |
| $B$ — прелесть                   | 0              | 0              | 0              | 0              | -1             | 0              |
| $T$ — истина                     | 0              | 0              | 0              | 0              | 0              | +1             |

сегодняшний день модель кварков, наделённая весьма специфической терминологией (аромат, странность, очарование, прелесть и т. д.), рассматривает шесть типов (ароматов) кварков, объединённых в три поколения. Квантовые числа кварков приведены в таб. 1.

Квантовые числа кварков связаны с электрическим зарядом  $Q$  посредством обобщённой формулы Гелл-Манна–Нишиджимы

$$Q = I_z + \frac{B + S + C + B + T}{2},$$

где  $B$  — барионное число. Кварки считаются точечными частицами спина  $1/2$  с положительной чётностью<sup>4</sup>. Антикварки имеют отрицательную чётность. Барионное число кварков равно  $1/3$ , антикварки имеют отрицательное барионное число ( $-1/3$ ). По соглашению аромат кварка имеет тот же знак, что и его заряд  $Q$ . Антикварки имеют противоположные знаки аромата [4]. Гиперзаряд определяется формулой

$$Y = B + S - \frac{C - B + T}{3}.$$

Следовательно, гиперзаряд  $u$ - и  $d$ -кварков равен  $1/3$ ,  $-2/3$  для  $s$ -кварка и 0 для остальных кварков.

Согласно  $SU(3)$ -систематике, мезоны представляют собой  $q\bar{q}$ -системы из кварк-антикварковых пар ( $M = q\bar{q}$ ), барионы состоят из трёх кварков ( $B = qqq$ ), антибарионы — из трёх антикварков ( $\bar{B} = \bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ).

Мезоны имеют барионное число  $B = 0$ . В кварковой модели эти состояния представляются  $q\bar{q}$ -системой (ароматы кварка  $q$  и антикварка  $\bar{q}$  могут быть различны). Полный угловой момент  $q\bar{q}$ -системы (см. рис. 1) равен

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (1)$$

же, прямо в грязь он лезет поминутно». В переводе Пастернака: «И во все дрязги не совал бы носа!».

<sup>4</sup>Следует отметить, что спин и чётность кварков не являются объектами  $SU(3)$ -теории (кварковой модели), а привносятся в неё извне, что называется «руками» (как, впрочем, и сами кварки). Отсюда следует искусственность конструкции определения спина и чётности элементарных частиц, основанной на модели кварков.

где

$$|l - s| \leq J \leq l + s.$$

При этом  $s = s_q + s_{\bar{q}}$  — суммарный спин кварков, принимающий значение  $s = 0$  (спины кварков антипараллельны) или  $s = 1$  (спины кварков параллельны),  $l$  — орбитальный угловой момент  $q\bar{q}$ -системы, принимающий значение  $l = 0, 1, 2, \dots$ . Радиальные возбуждения (вибрации)  $q\bar{q}$ -системы обозначаются квантовым числом  $n \geq 1$  (главное квантовое число). Таким образом, квантовые числа  $q\bar{q}$ -мезона имеют вид

$$n^{2s+1}l_J \quad \text{или} \quad I^G(J^{PC}),$$

где

$$P = (-1)^l, \quad C = (-1)^{l+s}, \quad G = (-1)^{I+l+s} \quad (2)$$

соответственно чётность, зарядовая чётность и  $G$ -чётность,  $I$  — изоспин.

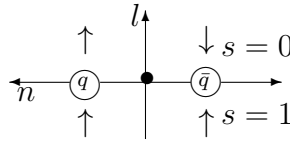


Рис. 1. Орбитальный угловой момент  $l$  и радиальные вибрации  $q\bar{q}$ -мезона

Спектр возбуждённых (радиальных и орбитальных) мезонных состояний схож со спектром атома водорода. Так, для атома водорода нижние вибрационные состояния обозначаются  $1s, 2p, 3d, \dots$ , в кварковой модели используются обозначения  $1S, 1P, 1D$  и т. д.<sup>5</sup> Мезоны классифицируются по  $J^{PC}$ -мультиплетам. Состояния с  $l = 0$  являются псевдоскалярами ( $0^{-+}$ ) и векторами

<sup>5</sup>Критикуя модель Бора, де Бройль отмечал: «... Вся эта динамическая картина, которая вначале была введена, все эти точечные электроны, описывающие некоторые траектории, в каждой точке которых они обладают вполне определёнными значениями координат и скорости, оказались нужны лишь для вычисления энергии стационарных состояний и соответствующих спектральных термов. Причём только они могут быть сравнены с экспериментальными данными, полученными из спектроскопических измерений и опытов по ударной ионизации. Не попытаться ли представить себе, что это описание, слишком подробное и искусственное, эти формы орбит и значения координат и скоростей электронов не соответствуют никакой физической реальности и только энергия стационарных состояний, которую в конце концов даёт нам вся эта квантовая небесная механика, имеет реальный физический смысл?» [5, с. 128]. Мы получим практически тождественную картину, если заменим «точечные электроны» на «точечные кварки». Вся эта «кварковая небесная механика», привнесённая из классической макрофизики теперь уже на субатомный (адронный) уровень, свидетельствует лишь об одном: о неспособности человеческого сознания выйти за пределы априорной формы представления (созерцания) при описании квантовых явлений. Повторяемость сюжета механической модели, переходящего с атомного на субатомный уровень, имеет характер навязчивого кошмара. Несогласованность модели Бора является темой жарких споров уже на протяжении ста лет (см., например, [6]). Квазиклассический паллиатив, реализуемый в модели Бора на базе аналогии с небесной механикой (планетарная модель атома), является попыткой совмещения пространственно-временных представлений классической макрофизики (механики и электродинамики) и квантового посту-

( $1^{--}$ ). Орбитальные возбуждения с  $l = 1$  являются векторами ( $1^{++}$ ) и ( $1^{+-}$ ), а также тензорами ( $2^{++}$ ) и т. д.

Однако не все экспериментально обнаруженные мезоны укладываются в стандартную  $q\bar{q}$ -схему. Так называемые *экзотические мезоны*, характеристики которых выходят за пределы кварковой модели, подразделяются на три типа [7].

1) *Экзотика первого рода*. Это состояния с явно экзотическими значениями таких основных квантовых чисел, как электрический заряд  $|Q| \geq 2$ , или странность  $|S| \geq 2$ , или изотопический спин  $I > 1$ . Такие состояния не могут иметь обычную кварковую структуру типа  $q\bar{q}$  и обязательно должны быть экзотическими многокварковыми состояниями (например тетракварками  $qq\bar{q}\bar{q}$ ).

2) *Экзотика второго рода*. Это состояния, имеющие экзотические сочетания таких квантовых чисел, как спин  $J$ , чётность  $P$  и зарядовая чётность  $C$ , которых не может быть у мезонов с обычной кварковой  $q\bar{q}$ -структурой. Так, для нейтральных  $q\bar{q}$ -мезонов с суммарным спином кварков  $s$  и их орбитальным моментом  $l$  чётность и зарядовая чётность определяются соотношениями (2). Отсюда следует, что у таких мезонов возможны лишь сочетания квантовых чисел  $C = P = (-1)^J$  или  $(-1)^{J+1}$ , а также  $C = (-1)^J$ ,  $P = (-1)^{J+1}$ . Не может быть  $q\bar{q}$ -состояний с  $C = (-1)^{J+1}$  и  $P = (-1)^J$  или  $J = 0$  и  $C = -1$  (если  $J = 0$ , то  $s = l = 0, 1$ ,  $C = +1$ ). Таким образом, экзотическими наборами квантовых чисел мезонов являются комбинации  $J^{PC} = 0^{+-}, 0^{--}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}$  и т. д.<sup>6</sup> Такими значениями  $J^{PC}$  могут обладать все виды экзотических мезонов — как многокварковые состояния, так и гибриды и глюболы.

3) *Экзотика третьего рода*. Это состояния со скрытой экзотикой (крипто-экзотические мезоны). У таких состояний нет внешних экзотических признаков, и их строение может быть установлено косвенным образом — по каким-то специфическим особенностям в их характеристиках (аномально малые ширины, аномальные распадные каналы, специальные механизмы образования и т. д.). К экзотике третьего рода также могут принадлежать экзотические мезоны всех видов.

Далее, барионы являются фермионами с барионным числом  $B = 1$ . В кварковой модели эти состояния представляются  $qqq$ -системой (антибарионы с  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ -структурой имеют барионное число  $B = -1$ ). Полный угловой момент  $q_1q_2q_3$ -системы (см. рис. 2) также определяется формулой (1). При этом  $s = s_{q_1} + s_{q_2} + s_{q_3}$  — суммарный спин кварков, принимающий значение  $s = 1/2$  (спин одного кварка антипараллелен спинам остальных двух) или  $s = 3/2$  (спины всех кварков параллельны).

лата о дискретности излучения (закон Планка). Общеизвестно, что преодоление противоречий модели Бора («квантовые скачки») послужило отправной точкой для создания Гейзенбергом квантовой механики. В этом контексте очередной механический гибрид, т. е. модель кварков («модель Бора на адронном уровне») также следует рассматривать как переходную ступень к созданию согласованной и последовательной квантовой теории, корректно описывающей феномены субатомного мира.

<sup>6</sup>Например, обнаружены векторные мезоны  $\pi_1(1400)$  и  $\pi_1(1600)$  с экзотической комбинацией  $J^{PC} = 1^{-+}$  (более подробно см. [4]).

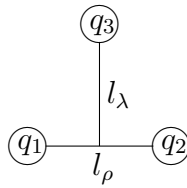


Рис. 2. Угловые моменты  $l_\rho$  и  $l_\lambda$  для  $qqq$ -бариона

Полный орбитальный момент для  $q_1q_2q_3$ -системы равен

$$\mathbf{L} = \mathbf{l}_\rho + \mathbf{l}_\lambda, \quad (3)$$

где

$$\boldsymbol{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad \boldsymbol{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - 2\mathbf{r}_3)$$

— параметры Якоби системы трёх тел. Здесь  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$  — радиус-векторы кварков  $q_1, q_2, q_3$ , параметр  $\boldsymbol{\rho}$  описывает относительное движение кварков  $q_1$  и  $q_2$ , а  $\boldsymbol{\lambda}$  — движение кварка  $q_3$  по отношению к системе покоя «дикварка»  $q_1, q_2$ . Чётность  $qqq$ -бариона определяется соотношением

$$P = (-1)^{l_\rho + l_\lambda}. \quad (4)$$

Зарядовая чётность  $C$  и  $G$ -чётность для барионов не определены<sup>7</sup>.

Таким образом, все  $qqq$ -барионы в кварковой модели классифицируются согласно комбинациям квантовых чисел  $J^P$ . Однако (как и в случае с мезонами) не все экспериментально обнаруженные барионы укладываются в  $qqq$ -схему. *Экзотические барионы* [8], характеристики которых выходят за пределы кварковой модели, являются состояниями с  $|Q| > 2$ , или  $I > 3/2$ , или  $S > 0$ . Такие состояния не могут иметь обычную кварковую структуру типа  $qqq$  и обязательно должны быть экзотическими многокварковыми состояниями (например пентакварками  $qqqq\bar{q}$  или дибарионами  $qqqqqq$ ). В 2015 г. LHCb-коллорабация опубликовала первые экспериментальные свидетельства о существовании «очарованных» пентакварковых состояний  $c\bar{c}uud$  с массой около 4,4 ГэВ (состояния  $P_c(4312)^+, P_c(4440)^+$  и  $P_c(4457)^+$ , см. [9]).

Следует отметить одно важное обстоятельство, касающееся определения спина в кварковой модели. Согласно этой модели, спин элементарной частицы ( $q\bar{q}$ -мезона или  $qqq$ -бариона) определяется формулой (1), т. е. равен полному моменту количества движения соответствующей  $q\bar{q}$ - или  $qqq$ -системы кварков. Таким образом, здесь имеет место **механическое** определение спина. Однако спин не является механическим понятием. В.А. Фок отмечал: «Слово “спин” буквально означает “верчение”; название произошло потому, что относящиеся к этой степени свободы операторы могут быть формально истолкованы как операторы собственного момента количества движения электрона. Это не значит,

<sup>7</sup>Это связано с тем, что оператор заряда  $\hat{Q}$  не коммутирует с оператором зарядового сопряжения  $\hat{C}$ . Обратное справедливо только для истинно нейтральных состояний или для нейтральных систем типа  $q\bar{q}$ . Истинно нейтральные (майорановские) фермионы (барионы) до сих пор не обнаружены в природе.

однако, что электрон может быть уподоблен волчку или вращающемуся шарик и т. п.; механические уподобления здесь решительно непригодны ... спин представляет не механическое понятие» [10, с. 111]. Замещение **неклассического** понятия спина классическим механическим (пространственным) определением является наиболее слабым местом модели кварков, именно тут лежит причина всех последующих проблем барионной спектроскопии и «загадки спина протона».

Одно из центральных мест в модели кварков занимает понятие *цвета*. Введение этого квантового числа было вызвано необходимостью согласовать кварковую модель с принципом Паули, поскольку, как уже отмечалось выше, предполагается, что кварки являются фермионами спина  $1/2$  и, следовательно, должны подчиняться статистике Ферми–Дирака. Таким образом, каждый кварк любого аромата обладает цветом (красный, синий, зелёный). Введение цвета привело к определению  $SU(3)_c$ -симметрии по цвету, являющейся (в отличие от «ароматной»  $SU(3)_f$ -симметрии<sup>8</sup>) точной симметрией. Именно  $SU(3)_c$ -симметрия, считающаяся фундаментальной<sup>9</sup>, входит в калибровочную группу

<sup>8</sup>В силу разности масс  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков («токовые» массы лёгких кварков:  $m_u = 2,16$  Мэв,  $m_d = 4,67$  Мэв,  $m_s = 93$  Мэв)  $SU(3)_f$ -симметрия является приближённой (как говорят в литературе по кварковым моделям — «badly broken»). Рассмотрение «очарованного»  $c$ -кварка ( $m_c = 1,27$  Гэв) и «прелестного»  $b$ -кварка ( $m_b = 4,18$  Гэв) приводит к ещё двум «ароматным»  $SU(4)_f$ - и  $SU(5)_f$ -симметриям, которые в ещё большей степени «badly broken». Рассмотрение соответствующей симметрии, связанной с «истинным»  $t$ -кварком («истинная дрянь» по Мефистофелю), не имеет смысла в силу чрезвычайно малого времени жизни  $t$ -кварка ( $3,29 \times 10^{-25}$  сек.). Масса  $t$ -кварка ( $m_t = 172,76$  Гэв) больше массы бозона Хиггса ( $m_H = 125,10$  Гэв). Предполагаемые массы кварков четвёртого поколения ( $b'$ - и  $t'$ -кварков) лежат в пределах  $m_{b'} > 1,30 \times 10^3$  Гэв и  $m_{t'} > 1,28 \times 10^3$  Гэв [4]. Четвёртое поколение кварков (как и все последующие, поскольку нет границ увеличению энергии) выходит за пределы стандартной модели.

<sup>9</sup>Однако не следует забывать искусственный характер введения понятия «цвета». Как известно, понятие кварка возникло из анализа приближённой  $SU(3)_f$ -симметрии адронных спектров. Как отмечается в [11], «формулы кваркового состава являются лишь перефразировкой на «кварковый» язык результатов теории представлений группы  $SU(3)$ » [11, с. 230]. До тех пор, пока кварки считались чисто математическими объектами (векторами фундаментального представления группы  $SU(3)$ ), проблем с квантовой статистикой не возникало. В 1964 г. Гелл-Манн писал: «Кварки, по всей видимости, не являются реальными частицами, но мы можем использовать их в нашей теории поля в любом случае» [12]. Однако как только кваркам был приписан статус «реально» существующих объектов (точечных фермионов спина  $1/2$ ), сразу же возникла проблема с квантовой статистикой, решение которой потребовало введения нового квантового числа (цвета) и соответствующей  $SU(3)_c$ -симметрии (корректировка посредством точной  $SU(3)_c$ -симметрии механической модели трёх кварков приближённой (динамической)  $SU(3)_f$ -симметрии). Как известно, Гейзенберг подразделял все симметрии на первичные (фундаментальные) и вторичные (динамические): «Фундаментальными симметриями определяется основополагающий закон, обуславливающий спектр элементарных частиц <...> Тщательный анализ наблюдений даёт мне основание заключить, что, помимо Лоренцевой группы подлинными симметриями являются также  $SU_2$ , принцип масштабной инвариантности и дискретные преобразования  $P$ ,  $C$ ,  $T$ , но я не стал бы причислять к фундаментальным симметриям  $SU_3$  или более высокие симметрии этого рода, поскольку они могут возникать благодаря динамике системы в качестве приближенных симметрий» [1, с. 106]. Гипотезу кварков Гейзенберг не принимал всерьёз, считая её продуктом «дурной философии» (см. [1]). Следует отметить, что  $SU(3)_f$ -симметрия может быть поднята в  $\mathcal{H}$ -гильбертово пространство посредством техни-

стандартной модели,  $G_{SM} = U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ .

Несмотря на приписанный (волевым образом) статус реально существующих частиц, кварки так и не были обнаружены в свободном состоянии. В связи с этим (и в «объяснение» этого феномена) возникло весьма любопытное представление о пленении кварков внутри нуклона. Предполагается, что протон «состоит из» трёх кварков: два  $u$ -кварка и один  $d$ -кварк, которые «внутри» протона находятся в состоянии «асимптотической свободы», т. е. так называемого конфайнмента (удержания цвета). Однако, как известно, существует общее физическое правило: масса связанной системы меньше, чем масса составляющих её частей. Разница (дефект массы) соответствует энергии связи. Например, масса частиц, составляющих ядро гелия-4, равна  $2 \cdot 938,272 + 2 \cdot 939,565 = 3755,6$  Мэв (два протона + два нейтрона). А вот масса ядра  ${}^4\text{He}$  в целом — только 3724,4 Мэв. Дефект масс равен  $3755,6 - 3724,4 = 28,2$  Мэв, т. е. около 0,8 % массы ядра  ${}^4\text{He}$ . Согласно кварковой модели, протон представляется связанной  $uud$ -системой, при этом суммарная масса кварков протона равна 8,99 Мэв, т. е. в 104 раза меньше массы протона — 938,27 Мэв, в связи с чем возникает проблема «массового гэпа». В данном случае приведены токовые массы кварков. Согласно представлениям квантовой хромодинамики (КХД),  $uud$ -система (протон) существует в стабильном (связанном) состоянии благодаря обмену между кварками — частицами-переносчиками «цветного заряда» (глюонами<sup>10</sup>). Помимо глюонов каждый кварк окружён виртуальным кварк-антикварковым облаком, которое вкупе с токовой массой образует «конституентную» (блоковую) массу кварка ( $\approx 300$  Мэв). Доказательство конфайнмента и ясное (аналитическое) понимание механизма этого явления в рамках КХД отсутствуют<sup>11</sup>. Проблема адекватного математического описания конфайнмента объявлена (с 2000 г.) Математическим институтом Клэя как одна из семи «задач тысячелетия» (см. [www.claymath.org/millennium-problems](http://www.claymath.org/millennium-problems)). О философских основаниях проблемы конфайнмента см. [14].

Как уже отмечалось выше, в гипотезе кварков реализуется классическая механическая модель («небесная механика» на субатомном уровне). Предполагается, что кварки, будучи точечными частицами, совершают «внутри» квантового микрообъекта (элементарной частицы) друг относительно друга орбитальные и радиальные движения. Таким образом, предполагается, что внутри протона (и любого другого адрона) существует пространство-время, в рамках (и на фоне) которого кварки совершают свои механические движения. Однако как показали Салекер и Вигнер [15], на микроуровне понятие пространства-времени не может быть непротиворечивым образом приписано (соотнесено) к

---

ки центрального расширения (при этом весь «восьмеричный путь» Гелл-Манна и вся  $SU(3)$ -систематика будут включены как частный случай). Очевидно, что поднятие  $SU(3)_c$ -симметрии в  $\mathbb{K}$ -гильбертово пространство не имеет смысла.

<sup>10</sup>Глюон — гипотетическая безмассовая электрически нейтральная векторная частица с квантовыми числами  $I(J^P) = 0(1^-)$  [4].

<sup>11</sup>В 1988 г. Л.Б. Окунь писал: «Вызовом физикам-теоретикам является проблема конфайнмента. Во многом неисследованной остаётся математическая структура теории, в частности свойства хромодинамического вакуума с его кварковыми и глюонными конденсатами» [13, с. 49–50]. Сейчас, по прошествии тридцати с лишним лет, эти слова всё также актуальны.



индивидуально наблюдаемой элементарной частице<sup>12</sup>. В данном случае ситуация ещё хуже, поскольку кварки не являются индивидуально наблюдаемыми частицами. Следует признать, что картина о свободно движущихся кварках на малых «расстояниях внутри адронов» есть плод человеческой фантазии и не более того. Иными словами, это ещё один наглядный пространственный образ (фикция), привнесённый из репертуара классической (макроскопической) физики на субатомный уровень. Этот образ, как и все ему подобные, лишь затемняет существо дела, наделяя квантовый микрообъект несвойственными ему классическими атрибутами.

Проблемы барионной спектроскопии являются следствием механической интерпретации спина адронов в модели кварков. В рамках  $SU(6) \times O(3)$ -модели система трёх тел (трёх кварков, см. рис. 2) может быть редуцирована к двум разделённым 3-мерным гармоническим осцилляторам относительно параметров Якоби  $\rho$  и  $\lambda$  (каждый с частотой  $\omega = \sqrt{3K/m}$ ). При этом масса бариона вычисляется согласно формуле  $M = 3m + \text{const} + \omega(N + 3)$ , где  $N = 2k_\rho + 2k_\lambda + l_\rho + l_\lambda$  — номер полосы,  $m$  — масса кварка, для обоих осцилляторов ( $\rho$  и  $\lambda$ ) —  $k, l = 0, 1, 2, \dots$  [18]. Однако «спин-ароматно-орбитальная» симметрия  $SU(6) \times O(3)$  сталкивается с серьёзными трудностями при описании барионного спектра. Проблема связана с так называемыми «возбуждёнными барионами» (excited baryons). Для трёх первых полос имеется следующая последовательность мультиплетов:

$$\begin{aligned} N = 0 & : (56, 0^+), \\ N = 1 & : (70, 1^-), \\ N = 2 & : (56', 0^+), (70, 0^+), (56, 2^+), (70, 2^+), (20, 1^+). \end{aligned}$$

Здесь (размерность  $SU(6)$ -мультиплета,  $L^P$ ), где  $L$  — полный орбитальный момент  $q_1 q_2 q_3$ -системы (формула (3)),  $P$  — чётность (формула (4)). Если для  $N = 0$  (основное состояние  $l_\rho = l_\lambda = 0$ ) и  $N = 1$  существуют экспериментально обнаруженные барионы, то для  $N = 2$  большая часть (более половины) предсказанных состояний не наблюдается. В частности, нет ни одного наблюдаемого бариона, принадлежащего к  $(20, 1^+)$ -мультиплету (более подробно см. [19]). Это так называемая проблема «отсутствующих резонансов», которая на сегодняшний день не имеет решения в рамках кварковой модели. Ситуация настолько серьёзна<sup>13</sup>, что авторы обзора по барионной спектроскопии [20] пишут: «Эти вопросы барионной физики фундаментальны. Если новые барионы не будут найдены, то отсюда следует вывод, что КХД и кварковая модель, приводящие к ошибочным предсказаниям, основаны на неверных представлениях.

<sup>12</sup>Циммерман [16] отмечал, что классические понятия пространства и времени имеют силу только на макроскопическом уровне (и только в случае, когда система часов и стержней может быть введена без значительного изменения физической ситуации). Понятие мерного стержня на микроскопическом уровне вообще не имеет смысла [15]. Таким образом, применение классической пространственно-временной картины на адронном уровне представляет собой очень далеко идущую экстраполяцию (см. также [17]).

<sup>13</sup>По сути здесь терпит крах концепция трёхкварковой структуры бариона.

Нынешнее понимание КХД должно быть пересмотрено, а динамика внутри кварковой модели должна быть изменена».

Конечно, нельзя обойти вниманием эксперименты по глубоко неупругому рассеянию электронов на протонах, в результате которых были открыты партон-ы. Последующее за этим открытием «отождествление» партон-ов с кварками общеизвестно. Однако дальнейшие эксперименты этого типа на поляризованных протонах привели к весьма неожиданным результатам для кварковой модели. Так, в 1988 г. коллаборация ЕМС (ЦЕРН) провела измерения спиновой характеристики мюон-протонного рассеяния и извлекла из них средний спин кварков в протоне. Он оказался **намного меньше  $1/2$** <sup>14</sup>. Таким образом, было экспериментально доказано следующее неравенство:

$$\frac{\Sigma}{2} + L_q + L_G + \Delta G \neq \frac{1}{2}, \quad (5)$$

где сумма  $\Sigma$  включает вклад кварк-антикварковых пар,  $L_q$  — орбитальный угловой момент кварков,  $L_G$  — орбитальный угловой момент глюонов,  $\Delta G$  — спин глюонов. Так возник «кризис протонного спина» — ещё одна проблема, решения которой нет в рамках модели кварков [21]. Согласно современным экспериментальным данным, подтверждено, что: 1) вклад спина кварков  $\Sigma/2$  мал, и по новым данным он составляет примерно треть от спина протона ( $\approx 30\%$ ); 2) обнаружено, что вклад спина глюонов  $\Delta G$  тоже невелик; погрешности там остаются большими, но уже ясно, что вклад  $\Delta G$  не превратит (5) в равенство; 3) надёжных измерений орбитального момента кварков  $L_q$  и глюонов  $L_G$  нет. Кризис протонного спина самым недвусмысленным образом даёт понять, что отождествление партон-ов с кварками (с кварками и глюонами) является весьма спорным предположением.

С позиции редукционизма и принципа сепарабельности<sup>15</sup> отношение целого к своим частям механическое:

целое = сумме своих частей.

В противоположность этому холизм утверждает, что никакие глобальные свойства системы, взятой как целое, *не зависят и не определяются* свойствами её частей, т. е. отношение целого к своим частям не механическое:

целое  $\neq$  сумме своих частей. (6)

<sup>14</sup>Согласно стандартной кварковой модели, которая после возникновения «кризиса протонного спина» была объявлена «наивной» кварковой моделью, протон представляет собой «невозбуждённое» (основное) состояние *uud*-системы ( $l_p = l_\lambda = 0$ ), где спин протона **тождественно равен  $1/2$** , т. е. суммарному значению спинов ( $\uparrow\uparrow\downarrow$ ) трёх кварков. Предположение о том, что  $L_q \neq 0$  в неравенстве (5) приводит к представлению о протоне как о «возбуждённом состоянии», что находится в резком противоречии с основными положениями модели кварков. Здесь налицо логический тупик, к которому, как известно, неизбежно приходит любая теория, основанная на неверных предпосылках.

<sup>15</sup>Одно из лучших определений этого принципа приводит Каракостас: «Если состояния любых пространственно отделённых подсистем  $S_1, S_2, \dots, S_N$  составной системы  $S$  точно определены для каждой подсистемы, то состояния составной системы  $S$  целиком и полностью определяются состояниями подсистем и их физическими взаимодействиями, включая пространственно-временные связи» [22].

Неравенство (5) является частным случаем, вытекающим из общего холистического правила (6) (если, конечно, исходить из крайне радикального предположения, что «части», стоящие слева в неравенстве (5), действительно существуют). В этом контексте неравенство (5) означает экспериментальное опровержение редукционизма на фундаментальном уровне.

Подводя итог, следует отметить, что все вышеперечисленные проблемы теории кварков происходят из одного источника: попытки описания квантовых микрообъектов в рамках классической механической модели. Эта механическая модель становится слишком тесной для всё большего множества вновь открываемых состояний, тому свидетельство — экзотические адроны, состояния, не укладывающиеся в стандартную  $q\bar{q}$ - или  $qqq$ -схему. Ошибочные предсказания барионного спектра, проблема конфайнмента, отсутствие экспериментального подтверждения кварк-глюонного строения адронов (кризис протонного спина). Здесь напрашивается аналогия с механическими моделями эфира и электричества XIX века, большой перечень которых приведён в книге Уиттекера [23]. Как известно, после создания теории Максвелла все эти механические модели были отброшены за ненужность. Ждёт ли подобная судьба модель кварков, покажет будущее.

### 3. Алгебраическая формулировка

Основной посылкой алгебраической формулировки квантовой теории является возможность построения теории без привлечения каких-либо классических аналогий и связанных с этими аналогиями наглядных образов и механических моделей<sup>16</sup>. Построение квантовой теории должно осуществляться исключительно средствами её математического аппарата. Любые макроскопические аналогии, привнесённые из классической физики, должны быть отброшены. Что касается субатомной физики, то построение теории должно главным образом опираться на теоретико-групповой (симметричный) метод<sup>17</sup>.

Как известно, любая *квантовая система* характеризуется набором наблюдаемых данных, которые могут быть получены в результате соответствующего процесса измерения. Согласно алгебраической трактовке, совокупность наблю-

<sup>16</sup>Вопреки широко распространённому заблуждению, связанному, в первую очередь, с неверно понятой аргументацией Бора, применение классических моделей в квантовой теории не носит необходимый (ультимативный) характер. Вот что пишет Дирак: «В нашем распоряжении нет хорошо определённой процедуры перехода от классической теории к квантовой. Это означает, что когда мы строим квантовую теорию, мы должны её строить так, чтобы она могла стоять на своих собственных ногах вне зависимости от классической теории. Единственная ценность классической теории состоит в том, что в ней содержатся кое-какие намёки, позволяющие нам получить квантовую теорию, которую затем следует трактовать как теорию, базирующуюся на своих собственных законах. Если бы мы обладали достаточными способностями, чтобы непосредственно рассматривать хорошую квантовую теорию, мы вообще могли бы обойтись без классической теории <...> Я думаю, что в конечном счёте мы достигнем такого состояния, когда построение квантовой теории можно будет осуществить без всяких ссылок на классическую теорию» [24, с. 77–78].

<sup>17</sup>Симметрии — это тот «ребёнок», который должен быть оставлен, а «грязная вода», которую следует выплеснуть, — это корпускулярная картина и концепция близкодействия.

даемых образует алгебру  $\mathfrak{A}$ , в которой определена операция умножения наблюдаемых и заданы их линейные суперпозиции. В общем случае алгебра  $\mathfrak{A}$  является ассоциативной некоммутативной  $C^*$ -алгеброй с единицей над полем комплексных чисел  $\mathbb{F} = \mathbb{C}$ . Явная связь между алгеброй  $\mathfrak{A}$  и данными измерений задаётся понятием состояния  $\omega$ , посредством которого ожидаемое значение  $\omega(a)$  наблюдаемой  $a \in \mathfrak{A}$  может быть определено. Состояние  $\omega$  на  $C^*$ -алгебре  $\mathfrak{A}$  является линейным отображением  $\omega : \mathfrak{A} \rightarrow \mathbb{C}$ , которое положительно, т. е.  $\omega(a^*a) \geq 0$ ,  $\forall a \in \mathfrak{A}$ , и нормировано,  $\omega(1_{\mathfrak{A}}) = 1$ , где  $1_{\mathfrak{A}}$  — единица алгебры  $\mathfrak{A}$ . Одним из важнейших аспектов теории  $C^*$ -алгебр является двойственность между состояниями  $\omega$  и представлениями  $\pi$  алгебры наблюдаемых. Каноническое соответствие  $\omega \leftrightarrow \pi_{\omega}$  между состояниями и циклическими представлениями  $C^*$ -алгебры  $\mathfrak{A}$  задаётся конструкцией ГНС (Гельфанда–Наймарка–Сигала).

Переход  $\mathfrak{A} \Rightarrow \pi(\mathfrak{A})$  от абстрактной  $\mathfrak{A}$  к конкретной алгебре  $\pi(\mathfrak{A})$ , где  $\pi$  — выбранное физическое представление алгебры наблюдаемых, иногда называют «одеванием» операторной алгебры. Следуя Гейзенбергу, будем считать, что на фундаментальном уровне (микроуровне) основной наблюдаемой<sup>18</sup> является **энергия**, которой соответствует эрмитов оператор  $H$ . В качестве *фундаментальной симметрии*, позволяющей структурировать энергетические уровни спектра состояний, выберем группу  $SU(2, 2)$  (двухлистная накрывающая конформной группы  $SO_0(2, 4)$ ). Таким образом,  $C^*$ -алгебра  $\mathfrak{A}$  состоит из оператора энергии  $H$  и присоединённых к  $H$  генераторов группы  $SU(2, 2)$ , образующих с  $H$  общую систему собственных функций. Множество  $\Omega$  чистых сепарабельных состояний  $\omega$  на алгебре  $\mathfrak{A}$  соответствует системе циклических векторов вида

$$\pi_{\omega}(h^{(1)})\pi_{\omega}(h^{(2)}) \cdots \pi_{\omega}(h^{(n)}) |\omega\rangle \longmapsto \tau_{\frac{k}{2}, 0} \otimes \tau_{0, \frac{r}{2}} |\omega\rangle \quad (7)$$

в  $\mathbb{K}$ -гильбертовом пространстве  $\mathbf{H}(\mathbb{K})$  (см. теоремы 1 и 2 в [28]), где  $h^{(i)} \in \mathfrak{A}$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$ ;  $\pi_{\omega} \simeq \tau_{li}$  — представление спинорной группы  $\mathbf{Spin}_+(1, 3)$ ,  $\mathbb{K} = \mathbb{R}, \mathbb{C}, \mathbb{H}$ . Физическое  $\mathbb{K}$ -гильбертово пространство  $\mathbf{H}_{\text{phys}}(\mathbb{K})$  (спектр материи (энергии)) образовано циклическими векторами (7), для которых масса чистого

<sup>18</sup>Относительно первичности наблюдаемых или состояний Сигал отмечал: «Что более фундаментально: наблюдаемые или состояния — этот вопрос во многом подобен аналогичному вопросу о курице или яйце. Если оставить в стороне метафизику, то ни одно из этих понятий не имеет решающего преимущества как фундаментальная концепция. Однако в настоящее время не существует аналитической трактовки, исходящей из состояний и развитой в такой же мере, как трактовка, основанная на понятии наблюдаемой» [25, с. 32]. Сигал отмечает также, что в работах Биркгофа, фон Неймана [26] и Макки [27] сформулированы предварительные положения трактовки, основанной на понятии состояния. Однако трактовка Биркгофа–фон Неймана–Макки не получила дальнейшего развития в силу очевидных, главным образом исторических, обстоятельств. И в нашем изложении мы следуем исторически сложившейся практике первичности наблюдаемых. Хотя с чисто физической точки зрения вопрос «Что более фундаментально: энергия или её состояния» подобен вопросу о первичности курицы или яйца. Спиноза утверждал, что «Субстанция по природе первое из своих состояний» (теорема 1, «Этика»).

сепарабельного состояния  $\omega$  определяется по формуле [29]

$$m_\omega = m_e \left(l + \frac{1}{2}\right) \left(i + \frac{1}{2}\right).$$

Здесь  $m_e$  — масса покоя электрона. Таким образом, масса (энергия) состояний  $\omega$  задаётся тензорной структурой циклических векторов  $|\psi\rangle \in \mathbf{H}_{\text{phys}}(\mathbb{K})$ . Заряд состояний  $\omega$  определяется в рамках  $\mathbb{K}$ -линейной структуры пространства  $\mathbf{H}_{\text{phys}}(\mathbb{K})$ :  $\mathbb{K} \simeq \mathbb{C}$  — заряженные состояния,  $\mathbb{K} \simeq \mathbb{H}$  — нейтральные состояния,  $\mathbb{K} \simeq \mathbb{R}$  — истинно нейтральные состояния. В отличие от механического определения спина квантового микрообъекта ( $q\bar{q}$ -мезона или  $qqq$ -бариона) кварковой модели в алгебраической формулировке мы имеем неклассическое (теоретико-групповое) определение этой важнейшей характеристики:  $s = l - \dot{l}$ . Весь спектр состояний (см. конус представлений на рис. 1 в [28], а также [30, 31]) разбивается на последовательность спиновых линий, вдоль которых состояния имеют одинаковый спин, но различную массу (тензорную структуру).

Другими важнейшими характеристиками состояния (наряду с массой, зарядом и спином) являются дискретные симметрии и связанные с ними квантовые числа ( $P$ -чётность,  $C$ -чётность и т. д.). И здесь, в отличие от определений (2) и (4), зависящих от угловых моментов механической модели кварков, алгебраический подход более универсален и не зависит от каких-либо классических (макроскопических) определений. А именно, с каждым циклическим вектором (7) ассоциирована алгебра Клиффорда  $\mathcal{C}$ . В случае числового поля  $\mathbb{F} = \mathbb{C}$  для алгебры Клиффорда  $\mathbb{C}_n$  определены восемь автоморфизмов [32, 33] (включая тождественный автоморфизм  $\text{Id}$ )<sup>19</sup>. Перечислим эти преобразования и их спинные представления:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &\longrightarrow \mathcal{A}^* &: & \quad \mathcal{A}^* = \mathcal{W}\mathcal{A}\mathcal{W}^{-1}, \\ \mathcal{A} &\longrightarrow \widetilde{\mathcal{A}} &: & \quad \widetilde{\mathcal{A}} = \mathcal{E}\mathcal{A}^T\mathcal{E}^{-1}, \\ \mathcal{A} &\longrightarrow \widetilde{\mathcal{A}}^* &: & \quad \widetilde{\mathcal{A}}^* = \mathcal{C}\mathcal{A}^T\mathcal{C}^{-1}, \quad \mathcal{C} = \mathcal{E}\mathcal{W}, \\ \mathcal{A} &\longrightarrow \overline{\mathcal{A}} &: & \quad \overline{\mathcal{A}} = \mathcal{P}\mathcal{A}^*\mathcal{P}^{-1}, \\ \mathcal{A} &\longrightarrow \overline{\mathcal{A}}^* &: & \quad \overline{\mathcal{A}}^* = \mathcal{K}\mathcal{A}^*\mathcal{K}^{-1}, \quad \mathcal{K} = \mathcal{P}\mathcal{W}, \\ \mathcal{A} &\longrightarrow \widetilde{\overline{\mathcal{A}}} &: & \quad \widetilde{\overline{\mathcal{A}}} = \mathcal{S}(\mathcal{A}^T)^*\mathcal{S}^{-1}, \quad \mathcal{S} = \mathcal{P}\mathcal{E}, \\ \mathcal{A} &\longrightarrow \widetilde{\overline{\mathcal{A}}^*} &: & \quad \widetilde{\overline{\mathcal{A}}^*} = \mathcal{F}(\mathcal{A}^*)^T\mathcal{F}^{-1}, \quad \mathcal{F} = \mathcal{P}\mathcal{C}. \end{aligned}$$

<sup>19</sup>В 1955 г. Рашевский [33] показал, что существуют *четыре фундаментальных автоморфизма* алгебры  $\mathbb{C}_n$ :  $\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}$  (тождество),  $\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}^*$  (инволюция),  $\mathcal{A} \rightarrow \widetilde{\mathcal{A}}$  (реверсия) и  $\mathcal{A} \rightarrow \widetilde{\mathcal{A}}^*$  (сопряжение), где  $\mathcal{A}$  — произвольный элемент алгебры  $\mathbb{C}_n$ . Групповая структура множества автоморфизмов  $\{\text{Id}, *, \sim, \star\}$  относительно дискретных симметрий, составляющих  $PT$  группу (так называемая *группа отражений*), изучалась в [34, 35]. Наряду с фундаментальными автоморфизмами алгебры  $\mathbb{C}_n$  существует *псевдоавтоморфизм*  $\mathcal{A} \rightarrow \overline{\mathcal{A}}$  (более подробно см. [33]), который не является фундаментальным, но его композиция с фундаментальными автоморфизмами позволяет расширить множество  $\{\text{Id}, *, \sim, \star\}$  посредством псевдоавтоморфизмов  $\mathcal{A} \rightarrow \overline{\mathcal{A}}$ ,  $\mathcal{A} \rightarrow \widetilde{\overline{\mathcal{A}}}$ ,  $\mathcal{A} \rightarrow \widetilde{\overline{\mathcal{A}}^*}$ . Групповая структура *расширенного множества автоморфизмов*  $\{\text{Id}, *, \sim, \star, -, \bar{\cdot}, \widetilde{\cdot}, \widetilde{\bar{\cdot}}\}$  изучалась в [32, 36] применительно к  $CPT$ -симметриям.

Здесь символ  $T$  означает транспонирование,  $*$  — комплексное сопряжение.  $W$ ,  $E$ ,  $P$  — матрицы автоморфизмов  $\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}^*$ ,  $\mathcal{A} \rightarrow \tilde{\mathcal{A}}$ ,  $\mathcal{A} \rightarrow \overline{\mathcal{A}}$  в спинорном представлении. Легко проверить, что множество автоморфизмов  $\{Id, *, \sim, \tilde{*}, \overline{\sim}, \overline{*}, \widetilde{\sim}, \widetilde{*}\}$  образует конечную группу восьмого порядка. Эта группа в силу коммутативности  $(\overline{\mathcal{A}^*}) = (\tilde{\mathcal{A}})^*$ ,  $(\overline{\mathcal{A}^*}) = (\overline{\mathcal{A}})^*$ ,  $(\tilde{\mathcal{A}}) = (\overline{\mathcal{A}})$ ,  $(\tilde{\mathcal{A}^*}) = (\overline{\mathcal{A}})^*$  и свойства инволютивности  $** = \sim\sim = \overline{\overline{\phantom{x}}} = Id$  изоморфна циклической группе  $\mathbb{Z}_2 \otimes \mathbb{Z}_2 \otimes \mathbb{Z}_2$  (таблица Кэли этой группы приведена в таб. 2).

Таблица 2. Таблица Кэли группы инволютивных автоморфизмов алгебры  $\mathbb{C}_n$

|                    | Id                 | *                  | $\sim$             | $\tilde{*}$        | $\overline{\sim}$  | $\overline{*}$     | $\widetilde{\sim}$ | $\widetilde{*}$    |
|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Id                 | Id                 | *                  | $\sim$             | $\tilde{*}$        | $\overline{\sim}$  | $\overline{*}$     | $\widetilde{\sim}$ | $\widetilde{*}$    |
| *                  | *                  | Id                 | $\tilde{*}$        | $\sim$             | $\overline{*}$     | $\overline{\sim}$  | $\widetilde{*}$    | $\widetilde{\sim}$ |
| $\sim$             | $\sim$             | $\tilde{*}$        | Id                 | *                  | $\widetilde{\sim}$ | $\widetilde{*}$    | $\overline{\sim}$  | $\overline{*}$     |
| $\tilde{*}$        | $\tilde{*}$        | $\sim$             | *                  | Id                 | $\widetilde{*}$    | $\widetilde{\sim}$ | $\overline{*}$     | $\overline{\sim}$  |
| $\overline{\sim}$  | $\overline{\sim}$  | $\overline{*}$     | $\widetilde{\sim}$ | $\widetilde{*}$    | Id                 | *                  | $\sim$             | $\tilde{*}$        |
| $\overline{*}$     | $\overline{*}$     | $\overline{\sim}$  | $\widetilde{*}$    | $\widetilde{\sim}$ | *                  | Id                 | $\tilde{*}$        | $\tilde{\sim}$     |
| $\widetilde{\sim}$ | $\widetilde{\sim}$ | $\widetilde{*}$    | $\overline{\sim}$  | $\overline{*}$     | $\sim$             | $\tilde{*}$        | Id                 | *                  |
| $\widetilde{*}$    | $\widetilde{*}$    | $\widetilde{\sim}$ | $\overline{*}$     | $\overline{\sim}$  | $\tilde{*}$        | $\tilde{\sim}$     | *                  | Id                 |

Далее, пусть  $CPT(\mathbb{C}_n) = \{Id, *, \sim, \tilde{*}, \overline{\sim}, \overline{*}, \widetilde{\sim}, \widetilde{*}\}$  — группа автоморфизмов алгебры  $\mathbb{C}_n$ , тогда существует изоморфизм между  $CPT(\mathbb{C}_n)$  и  $CPT$ -группой дискретных преобразований<sup>20</sup>:  $CPT(\mathbb{C}_n) \simeq \{1, P, T, PT, C, CP, CT, CPT\} \simeq \mathbb{Z}_2 \otimes \mathbb{Z}_2 \otimes \mathbb{Z}_2$ . При этом инверсия пространства  $P$ , обращение времени  $T$ , полное отражение  $PT$ , зарядовое сопряжение  $C$ , преобразования  $CP$ ,  $CT$  и полное  $CPT$ -преобразование соответствуют автоморфизму  $\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}^*$ , антиавтоморфизмам  $\mathcal{A} \rightarrow \tilde{\mathcal{A}}$ ,  $\mathcal{A} \rightarrow \tilde{\mathcal{A}}^*$ , псевдоавтоморфизмам  $\mathcal{A} \rightarrow \overline{\mathcal{A}}$ ,  $\mathcal{A} \rightarrow \overline{\mathcal{A}}^*$ , псевдоантиавтоморфизмам  $\mathcal{A} \rightarrow \widetilde{\mathcal{A}}$  и  $\mathcal{A} \rightarrow \widetilde{\mathcal{A}}^*$  соответственно [32, 36].

В общем случае все элементы группы  $CPT(\mathbb{C}_n)$  зависят от фазовых множителей [38, 39]. Пусть

$$P = \eta_p W, \quad T = \eta_t E, \quad C = \eta_c P,$$

<sup>20</sup>Интересно отметить, что в твисторной программе Пенроуза [37] спинорная структура понимается как подлежащая (более фундаментальная, первичная) структура по отношению к пространству-времени Минковского. Иными словами, пространственно-временной континуум не является фундаментальной субстанцией в твисторном подходе. Континуум есть абсолютно производная сущность (в духе реляционной философии Лейбница), генерируемая подлежащей спинорной структурой. В этом контексте пространственно-временные дискретные симметрии  $P$  и  $T$  являются проекциями (теньями) фундаментальных автоморфизмов спинорной структуры.

где  $\eta_p, \eta_t, \eta_c \in \mathbb{C}^* = \mathbb{C} - \{0\}$  — фазовые множители. Тогда для  $\mathbb{F} = \mathbb{C}$  имеем

$$\begin{aligned} \text{CPT}(\mathbb{C}_n) &\simeq \{1, P, T, PT, C, CP, CT, CPT\} \simeq \\ &\simeq \{1_{(n/2)}, \eta_p W, \eta_t E, \eta_p \eta_t EW, \eta_c \Pi, \eta_c \eta_p \Pi W, \eta_c \eta_t \Pi E, \eta_c \eta_p \eta_t \Pi EW\} \simeq \\ &\simeq \{1_{(n/2)}, \eta_p W, \eta_t E, \eta_p \eta_t C, \eta_c \Pi, \eta_c \eta_p K, \eta_c \eta_t S, \eta_c \eta_p \eta_t F\}. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае числового поля  $\mathbb{F} = \mathbb{R}$  имеем группы  $\text{CPT}(\mathcal{O}_{p,q})$  вида (8), где алгебры  $\mathcal{O}_{p,q}$  имеют кватернионное кольцо деления  $\mathbb{K} \simeq \mathbb{H}$  ( $p - q \equiv 4, 6 \pmod{8}$ ) или вещественное кольцо  $\mathbb{K} \simeq \mathbb{R}$  ( $p - q \equiv 0, 2 \pmod{8}$ ). Соответствующие фазовые множители:  $\eta_p, \eta_t, \eta_c \in \mathbb{H}^* = \mathbb{H} - \{0\}$ ,  $\eta_p, \eta_t, \eta_c \in \mathbb{R}^* = \mathbb{R} - \{0\}$ .

Далее, физическое  $\mathbb{K}$ -гильбертово пространство  $\mathbf{H}_{\text{phys}}(\mathbb{K})$  допускает разложение в прямую сумму когерентных подпространств (теорема 1 в [40]):

$$\mathbf{H}_{\text{phys}}(\mathbb{K}) = \bigoplus_{b, \ell \in \mathbb{Z}} \mathbf{H}_{\text{phys}}^{(b, \ell)}(\mathbb{K}), \quad \mathbb{K} = \mathbb{R}, \mathbb{C}, \mathbb{H},$$

где  $b$  и  $\ell$  — барионное и лептонное числа. Следовательно, вся совокупность циклических векторов пространства  $\mathbf{H}_{\text{phys}}(\mathbb{K})$  разбивается на подпространства векторов вида

$$|\mathbb{K}, b, \ell, s\rangle = |\mathbb{K}, b, \ell, |l - i|\rangle \quad (9)$$

с заданными значениями заряда, спина, массы, барионного и лептонного чисел. Кроме того, с каждым вектором (9) ассоциирована соответствующая  $\text{CPT}$ -группа. Для двух векторов  $|\mathbb{K}, b_1, \ell_1, s_1\rangle$  и  $|\mathbb{K}, b_2, \ell_2, s_2\rangle$  вида (9) определим операцию **слияния**:

$$|\mathbb{K}, b_1, \ell_1, s_1\rangle \otimes |\mathbb{K}, b_2, \ell_2, s_2\rangle = |\mathbb{K} \otimes \mathbb{K}, b_1 + b_2, \ell_1 + \ell_2, s_1 + s_2\rangle,$$

где для тензорного произведения  $\mathbb{K} \otimes \mathbb{K}$  имеем

$$\begin{aligned} \mathbb{R} \otimes \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}, \\ \mathbb{R} \otimes \mathbb{H} &\longrightarrow \mathbb{H}, \\ \mathbb{H} \otimes \mathbb{H} &\longrightarrow \mathbb{R}, \\ \mathbb{C} \otimes \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{C}, \\ \mathbb{C} \otimes \mathbb{H} &\longrightarrow \mathbb{C}, \\ \mathbb{C} \otimes \mathbb{C} &\longrightarrow \mathbb{C}, \\ \mathbb{C} \otimes \bar{\mathbb{C}} &\longrightarrow \mathbb{R}, \\ \mathbb{H} \otimes \bar{\mathbb{H}} &\longrightarrow \mathbb{R}. \end{aligned}$$

Рассмотрим операцию слияния для простейшего случая двух нейтринных состояний  $|\nu\rangle = |\mathbb{H}, 0, 1, 1/2\rangle$  (нейтрино) и  $|\bar{\nu}\rangle = |\bar{\mathbb{H}}, 0, -1, 1/2\rangle$  (антинейтрино<sup>21</sup>):

$$|\nu\rangle \otimes |\bar{\nu}\rangle = \left| \mathbb{H}, 0, 1, \frac{1}{2} \right\rangle \otimes \left| \bar{\mathbb{H}}, 0, -1, \frac{1}{2} \right\rangle = |\mathbb{H} \otimes \bar{\mathbb{H}}, 0, 0, 1\rangle = |\mathbb{R}, 0, 0, 1\rangle = |\gamma\rangle, \quad (10)$$

<sup>21</sup>Лептонное число  $\ell$  для антилептонов отрицательно ( $\ell = -1$ ). Барионное число  $b$  для лептонов равно нулю. Очевидно, что соотношение (10) справедливо для любого типа нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), поскольку вне зависимости от типа (аромата) каждое нейтрино принадлежит когерентному подпространству  $\mathbf{H}_{\text{phys}}^{(0,1)}(\mathbb{H})$ .

где  $|\gamma\rangle$  — фотон<sup>22</sup>. Состояние  $|\gamma\rangle = |\mathbb{R}, 0, 0, 1\rangle$  принадлежит когерентному подпространству  $\mathbf{H}_{\text{phys}}^{(0,0)}(\mathbb{R})$ . В формуле (10) определяющую роль играет изоморфизм  $\mathbb{H} \otimes \overline{\mathbb{H}} \simeq \mathbb{R}$  (соотв.  $\mathbb{H} \otimes \mathbb{H} \simeq \mathbb{R}$ )<sup>23</sup>.

Обратной операцией к слиянию является **распад**. Циклический вектор (9) соответствует чистому сепарабельному состоянию  $\omega$  алгебры наблюдаемых. Реакция с участием четырёх состояний

$$\omega_1 + \omega_2 \longrightarrow \omega_3 + \omega_4 \quad (11)$$

описывается линейным оператором  $S = (\Omega^{\text{out}})^* \Omega^{\text{in}}$  (матрица рассеяния), где  $\Omega^{\text{in}}$  и  $\Omega^{\text{out}}$  — линейные изометрические вложения из пространства Фока  $\mathbf{F}$  в  $\mathbf{H}_{\text{phys}}(\mathbb{K})$  (более подробно см. [40]). Для состояний в левой части (11) имеем

$$|\mathbb{K}, b_1, \ell_1, l_1 - i_1\rangle \otimes |\mathbb{K}, b_2, \ell_2, l_2 - i_2\rangle = \omega_1 \otimes \omega_2 \longrightarrow \tau_{l_1, i_1} \otimes \tau_{l_2, i_2} |\omega\rangle \quad (12)$$

с вектором  $|\Phi^{\text{in}}\rangle \in \mathbf{H}_{\text{phys}}^{\text{in}}(\mathbb{K})$ . В правой части (11) состояния  $\omega_3$  и  $\omega_4$  (продукты реакции) образуют сепарабельное состояние с вектором  $|\Phi^{\text{out}}\rangle \in \mathbf{H}_{\text{phys}}^{\text{out}}(\mathbb{K})$ . Из

<sup>22</sup>Слияние  $|\nu\rangle \otimes |\bar{\nu}\rangle = |\gamma\rangle$  приводит к *нейтринной теории света*, сформулированной де Бройлем в 1932 г. [41] (задолго до экспериментального открытия нейтрино в 1956 г.), в которой фотон представляется как связанное состояние нейтрино и антинейтрино. Де Бройль предложил существование первичных частиц спина 1/2, названных им «корпускулами», объединение (слияние) которых позволяет получить частицу любого спина (теория слияния [42]). Эта идея впоследствии была использована Баргманом и Вигнером [43] для построения неприводимых представлений группы Лоренца и соответствующих релятивистских уравнений для частиц с произвольным спином (формализм Баргмана–Вигнера). К тому же направлению примыкает и нелинейная единая спинорная теория материи Гейзенберга [44]. Таким образом, построение единой теории, охватывающей все частицы и поля, ведёт своё начало от идеи де Бройля положить в основу простейшую волновую функцию спинорного типа, описывающую частицу с минимальным спином  $s = 1/2$ . Это направление известно в теорфизике как «спиноризм». В некотором смысле корпускулы де Бройля являются прообразами кварков, поскольку в кварковой модели образование адронов (в рамках  $q\bar{q}$ - и  $qqq$ -схем) представляется аналогом «слияния» (конфайнмента) корпускул-кварков (фундаментальных частиц спина 1/2). В отличие от спиноризма, который основан на более универсальной идее *двоичной структуры* (Уг-гипотеза фон Вайцзеккера), позволяющей на равных основаниях рассматривать лептоны и адроны, в основании кварковой модели, отягощённой квазиреальным статусом корпускул-кварков и искусственной внутриадронной динамикой, лежит понятие *троичной структуры* (SU(3)-систематика). В этом контексте модель кварков является побочной (тупиковой) ветвью спиноризма.

<sup>23</sup>Структура изоморфизма  $\mathbb{H} \otimes \mathbb{H} \simeq \mathbb{R}$  определяется следующим образом. Как уже отмечалось ранее (см. [40]), двумерные алгебры  $\mathcal{O}_{0,2} \simeq \mathbb{H}$ ,  $\mathcal{O}_{2,0} \simeq \mathbb{R}(2)$ ,  $\mathcal{O}_{1,1} \simeq \mathbb{R}(2)$  являются простейшими «строительными блоками» двоичной структуры. Согласно теореме Каруби [45], любая чётномерная алгебра  $\mathcal{O}_{p,q}$  над полем  $\mathbb{F} = \mathbb{R}$  может быть факторизована в тензорное произведение двумерных алгебр:  $\mathcal{O}_{p,q} \simeq \mathcal{O}_{s_i, t_j} \otimes \mathcal{O}_{s_i, t_j} \otimes \cdots \otimes \mathcal{O}_{s_i, t_j}$ , где  $s_i, t_j \in \{0, 1, 2\}$ . В простейшем случае, соответствующем изоморфизму  $\mathbb{R} \simeq \mathbb{H} \otimes \mathbb{H}$ , имеем факторизацию  $\mathcal{O}_{2,2} \simeq \mathcal{O}_{0,2} \otimes \mathcal{O}_{0,2}$ , где  $\mathcal{O}_{2,2} \simeq \mathbb{R}(4)$  (тип  $p - q \equiv 0 \pmod{8}$ ). Далее, алгебра  $\mathcal{O}_{p,q}$  периодична по модулю 8:  $\mathcal{O}_{p+8,q} \simeq \mathcal{O}_{p,q} \otimes \mathcal{O}_{8,0}$  (периодичность Картана–Ботта, более подробно см. [46]). Алгебра  $\mathcal{O}_{8,0}$  допускает следующую факторизацию:  $\mathcal{O}_{8,0} \simeq \mathcal{O}_{2,0} \otimes \mathcal{O}_{0,2} \otimes \mathcal{O}_{0,2} \otimes \mathcal{O}_{2,0}$ . Минимальный левый идеал  $I_{8,0}$  алгебры  $\mathcal{O}_{8,0}$  изоморфен спинпространству  $S_{16}$ . В силу вещественного кольца  $\mathbb{K} \simeq \mathbb{R}$  идеал  $I_{8,0}$  определяется в рамках полной матричной алгебры  $\text{Mat}_{16}(\mathbb{R})$ . На первый взгляд, из факторизации алгебры  $\mathcal{O}_{8,0}$  следует, что  $\text{Mat}_2(\mathbb{R}) \otimes \mathbb{H} \otimes \mathbb{H} \otimes \text{Mat}_2(\mathbb{R}) \not\simeq \text{Mat}_{16}(\mathbb{R})$ , однако это неверно, поскольку существует изоморфизм  $\mathbb{H} \otimes \mathbb{H} \simeq \text{Mat}_4(\mathbb{R})$ .



условия унитарности  $S$ -матрицы следует  $\mathbf{H}_{\text{phys}}^{\text{in}}(\mathbb{K}) = \mathbf{H}_{\text{phys}}^{(b,\ell)}(\mathbb{K}) = \mathbf{H}_{\text{phys}}^{\text{out}}(\mathbb{K})$ , т. е.  $\mathbf{H}_{\text{phys}}^{\text{in}}(\mathbb{K})$  и  $\mathbf{H}_{\text{phys}}^{\text{out}}(\mathbb{K})$  являются когерентными подпространствами, в которых сохраняется электрический заряд, а также сохраняются барионное и лептонное числа. В правой части (12) стоит тензорное произведение двух неприводимых представлений группы  $\mathbf{Spin}_+(1, 3) \simeq \text{SL}(2, \mathbb{C})$ , которое, в общем случае, разлагается в прямую сумму неприводимых представлений. Следовательно, для правой части (12) существует разложение Клебша–Гордана

$$\tau_{l_1, i_1} \otimes \tau_{l_2, i_2} = \bigoplus_{|l_1 - l_2| \leq m \leq l_1 + l_2} \bigoplus_{|i_1 - i_2| \leq m \leq i_1 + i_2} \tau_{m, \tilde{m}}. \quad (13)$$

В силу разложения (13) сепарабельное состояние  $\omega_1 \otimes \omega_2$  является линейной выпуклой комбинацией чистых сепарабельных состояний, которые при выполнении условия унитарности  $S$ -матрицы (когерентности in- и out-подпространств) образуют линейную выпуклую комбинацию чистых сепарабельных состояний, соответствующих вектору  $|\Phi^{\text{out}}\rangle$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гейзенберг В. Шаги за горизонт. М. : Прогресс, 1987. 368 с.
2. Cabello A. Interpretations of quantum theory: A map of madness / What is Quantum Information? P. 138–143 / O. Lombardi, S. Fortin, F. Holik, S. López (eds.). Cambridge University Press, Cambridge, 2017.
3. Gell-Mann M. Symmetries of Baryons and Mesons // Phys. Rev. 1962. V. 125. P. 1067–1084.
4. Zyla P.A. *et al.* Particle Data Group // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. 083C01.
5. де Бройль Л. Избранные научные труды. Т. 2. Квантовая механика и теория света: работы 1934–1951 годов. М.: МГУП, 2011. 618 с.
6. Vickers P.J. Bohr's Theory of the Atom: Content, Closure and Consistency // PhilSci Archive, 2008 (philsci-archive.pitt.edu).
7. Ландсберг Л.Г. Экзотические мезоны // УФН. 1990. Т. 160. С. 1–56.
8. Ландсберг Л.Г. Экзотические барионы // УФН. 1994. Т. 164. С. 1129–1164.
9. Liu Y.-R. *et al.* Pentaquark and Tetraquark states // Prog. Part. Nucl. Phys. 2019. V. 107. P. 237–320.
10. Фок В.А. Вмещаются ли химические свойства атомов в рамки чисто пространственных представлений? // Периодический закон и строение атома. М. : Атомиздат, 1971. С. 107–117.
11. Румер Ю.Б., Фет А.И. Теория унитарной симметрии. М. : Наука, 1970. 400 с.
12. Gell-Mann M. The symmetry group of vector and axial vector currents // Physics. 1964. V. 1. P. 63.
13. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М. : Наука, 1988. 272 с.
14. Кузьмин Ю.В. Правило конфайнмента — недостаток теории или проявление новой физики? // Вестн. Моск. ун-та. Сер 7. Философия. 2013. № 6. С. 106–115.
15. Saleker H., Wigner E.P. Quantum limitations of the measurement of space-time distances // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 571–577.
16. Zimmerman E.J. The macroscopic nature of space-time // Am. J. Phys. 1962. V. 30. P. 97–105.

17. Żenczykowski P. Elementary particles, the concept of mass, and emergent spacetime // *Journal of Physics: Conference Series*. 2015. V. 626. 012022.
18. Amsler C. *The Quark Structure of Hadrons*. Lecture Notes in Physics 949. Springer, 2018.
19. Klempt E., Richard J.-M. Baryon spectroscopy // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 1095–1153.
20. Capstick S., Roberts W. Quark Models of Baryon Masses and Decays // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2000. V 45. P. S241–S331.
21. Capstick S. *at el.* Key Issues in Hadronic Physics // arXiv:hep-ph/0012238 (2000).
22. Karakostas V. Forms of Quantum Nonseparability and Related Philosophical Consequences // *Journal for General Philosophy of Science*. 2004. V.35. P. 283–312.
23. Уиттекер Э. История теории эфира и электричества. Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 512 с.
24. Дирак П.А.М. Лекции по квантовой теории поля. М. : Мир, 1971. 243 с.
25. Сигал И. Математические проблемы релятивистской физики. М. : Мир, 1968.
26. Birkhoff G., von Neumann J. The logic of quantum mechanics // *Ann. of Math.* 1936. V. 37. P. 823–843.
27. Mackey G.W. Quantum mechanics and Hilbert space // *Amer. Math. Monthly*. 1957. V. 64. P. 45–57.
28. Варламов В.В. Алгебраическая квантовая механика I: Основные определения // *Математические структуры и моделирование*. 2020. № 2(54). С. 4–23.
29. Варламов В.В. Квантование массы и группа Лоренца // *Математические структуры и моделирование*. 2017. № 2(42). С. 11–28.
30. Варламов В.В. Спинорная структура и SU(3)-симметрия // *Математические структуры и моделирование*. 2015. № 1(33). С. 18–33.
31. Варламов В.В. Комплексный момент и спин-зарядовое гильбертово пространство // *Математические структуры и моделирование*. 2015. № 4(36). С. 5–22.
32. Varlamov V.V. Group Theoretical Interpretation of the CPT-theorem / *Mathematical Physics Research at the Cutting Edge* (Ed. C.V. Benton). New York, Nova Science Publishers, 2004. P. 51–100. arXiv:math-ph/0306034 (2003).
33. Рашевский П.К. Теория спиноров // *УМН*. 1955. Т. 10. С. 3–110.
34. Varlamov V.V. Fundamental Automorphisms of Clifford Algebras and an Extension of Dąbrowski Pin Groups // *Hadronic J.* 1999. V. 22. P. 497–535.
35. Varlamov V.V. Discrete Symmetries and Clifford Algebras // *Int. J. Theor. Phys.* 2001. V. 40. P. 769–805.
36. Varlamov V.V. Universal Coverings of Orthogonal Groups // *Adv. Appl. Clifford Algebras*. 2004. V. 14. P. 81–168.
37. Penrose R. The twistor programme // *Rep. Math. Phys.* 1977. V. 12. P. 65–76.
38. Varlamov V.V. Spinor Structure and Internal Symmetries // *Int. J. Theor. Phys.* 2015. V. 54. P. 3533–3576.
39. Varlamov V.V. CPT groups of spinor fields in de Sitter and anti-de Sitter spaces // *Adv. Appl. Clifford Algebras*. 2015. V. 25. P. 487–516.
40. Варламов В.В. Алгебраическая квантовая механика II: S-матрица // *Математические структуры и моделирование*. 2021. № 1(57). С. 5–25.
41. de Broglie L. Sur une analogie entre l'équation de Dirac et l'onde électromagnétique // *Compt. Rend.* 1932. 195. 536.

42. де Бройль Л. Избранные научные труды. Т. 3. Теория света на основе теории слияния. Частицы со спином. М. : Академия Медииндустрии, 2013. 524 с.
43. Bargmann V., Wigner E.P. Group theoretical discussion of relativistic wave equations // Proc. Nat. Acad. USA. 1948. V. 34. P. 211–223.
44. Гейзенберг В. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц. М. : Мир, 1968. 239 с.
45. Каруби М. К-теория. Введение. М. : Мир, 1981. 360 с.
46. Варламов В.В. Спинорная структура и периодичность алгебр Клиффорда // Математические структуры и моделирование. 2015. № 3(35). С. 4–20.

### ALGEBRAIC QUANTUM MECHANICS: III. QUESTIONS OF INTERPRETATION

**V.V. Varlamov**

Dr.Sc. (Phys.-Math.), e-mail: varlamov@sibsiu.ru

Siberian State Industrial University, Novokuznetsk, Russia

**Abstract.** The questions of interpretation of the algebraic formulation of a quantum theory with a binary structure are considered. The possibility of constructing a quantum theory without using any classical analogies and visual images and mechanical models associated with these analogies is discussed. It is shown that the inconsistency of the quark model, as well as the Bohr model in the theory of the atom, is a consequence of the introduction of classical space-time representations to the subatomic (hadron) level.

**Keywords:** quark model, spin, exotic hadrons, confinement, colour, proton spin, fundamental symmetry, spinor structure, fusion theory.

### REFERENCES

1. Geizenberg V. Shagi za gorizont. Moscow, Progress Publ., 1987. 368 p. (in Russian)
2. Cabello A. Interpretations of quantum theory: A map of madness. What is Quantum Information? P. 138–143, O. Lombardi, S. Fortin, F. Holik, S. López (eds.). Cambridge University Press, Cambridge, 2017.
3. Gell-Mann M. Symmetries of Baryons and Mesons. Phys. Rev., 1962, vol. 125, pp. 1067–1084.
4. Zyla P.A. *et al.* Particle Data Group. Prog. Theor. Exp. Phys., 2020, 083C01.
5. de Broil' L. Izbrannye nauchnye trudy. vol. 2. Kvantovaya mekhanika i teoriya sveta: raboty 1934–1951 godov. Moscow, MGUP Publ., 2011, 618 p. (in Russian)
6. Vickers P.J. Bohr's Theory of the Atom: Content, Closure and Consistency. PhilSci Archive, 2008 (philsci-archive.pitt.edu).
7. Landsberg L.G. Ekzoticheskie mezony. UFN, 1990, vol. 160, pp. 1–56. (in Russian)
8. Landsberg L.G. Ekzoticheskie bariony. UFN, 1994, vol. 164, pp. 1129–1164. (in Russian)
9. Liu Y.R. *et al.* Pentaquark and Tetraquark states. Prog. Part. Nucl. Phys., 2019, vol. 107, pp. 237–320.

10. Fok V.A. Vmeshchayutsya li khimicheskie svoistva atomov v ramki chisto prostranstvennykh predstavlenii? *Periodicheskii zakon i stroenie atoma*. Moscow, Atomizdat Publ., 1971, pp. 107–117. (in Russian)
11. Rumer Yu.B. and Fet A.I. *Teoriya unitarnoi simmetrii*. Moscow, Nauka Publ., 1970, 400 p. (in Russian)
12. Gell-Mann M. The symmetry group of vector and axial vector currents. *Physics*, 1964, vol. 1, pp. 63.
13. Okun' L.B. *Fizika elementarnykh chastits*. Moscow, Nauka Publ, 1988, 272 p. (in Russian)
14. Kuz'min Yu.V. Pravilo konfainmenta — nedostatok teorii ili proyavlenie novoi fiziki? *Vestn. Mosk. un-ta, Ser 7, Filosofiya*, 2013, no. 6, pp. 106–115. (in Russian)
15. Saleker H. and Wigner E.P. Quantum limitations of the measurement of space-time distances. *Phys. Rev.*, 1958, vol. 109, pp. 571–577.
16. Zimmerman E.J. The macroscopic nature of space-time. *Am. J. Phys.*, 1962, vol. 30, pp. 97–105.
17. Żenczykowski P. Elementary particles, the concept of mass, and emergent spacetime. *Journal of Physics: Conference Series*, 2015, vol. 626, 012022.
18. Amsler C. *The Quark Structure of Hadrons*. Lecture Notes in Physics 949, Springer, 2018.
19. Klempt E., Richard J.M. Baryon spectroscopy. *Rev. Mod. Phys.*, 2010, vol. 82, pp. 1095–1153.
20. Capstick S. and Roberts W. Quark Models of Baryon Masses and Decays. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2000, vol 45, pp. S241–S331.
21. Capstick S. *at el*. Key Issues in Hadronic Physics. arXiv:hep-ph/0012238 (2000).
22. Karakostas V. Forms of Quantum Nonseparability and Related Philosophical Consequences. *Journal for General Philosophy of Science*, 2004, vol. 35, pp. 283–312.
23. Uitteker E. Istoriya teorii efira i elektrichestva. Izhevsk, NITs "Regulyarnaya i khaoticheskaya dinamika", 2001, 512 p. (in Russian)
24. Dirak P.A.M. *Lektsii po kvantovoi teorii polya*. Moscow, Mir Publ., 1971, 243 p. (in Russian)
25. Sigal I. *Matematicheskie problemy relyativistskoi fiziki*. Moscow, Mir Publ., 1968. (in Russian)
26. Birkhoff G. and von Neumann J. The logic of quantum mechanics. *Ann. of Math.*, 1936, vol. 37, pp. 823–843.
27. Mackey G.W. Quantum mechanics and Hilbert space. *Amer. Math. Monthly*, 1957, vol. 64, pp. 45–57.
28. Varlamov V.V. Algebraicheskaya kvantovaya mekhanika I: Osnovnye opredeleniya. *Matematicheskie struktury i modelirovanie*, 2020, no. 2(54), pp. 4–23. (in Russian)
29. Varlamov V.V. Kvantovanie massy i gruppy Lorentsa. *Matematicheskie struktury i modelirovanie*, 2017, no. 2(42), pp. 11–28. (in Russian)
30. Varlamov V.V. Spinornaya struktura i SU(3)-simmetriya. *Matematicheskie struktury i modelirovanie*, 2015, no. 1(33), pp. 18–33. (in Russian)
31. Varlamov V.V. Kompleksnyi moment i spin-zaryadovoe gil'bertovo prostranstvo. *Matematicheskie struktury i modelirovanie*, 2015, no. 4(36), pp. 5–22. (in Russian)
32. Varlamov V.V. Group Theoretical Interpretation of the CPT-theorem. *Mathematical Physics Research at the Cutting Edge* (Ed. C.V. Benton), New York, Nova Science

- Publishers, 2004, pp. 51–100. arXiv:math-ph/0306034 (2003).
33. Rashevskii P.K. Teoriya spinorov. UMN, 1955, vol. 10, pp. 3–110. (in Russian)
  34. Varlamov V.V. Fundamental Automorphisms of Clifford Algebras and an Extension of Dąbrowski Pin Groups. Hadronic J., 1999, vol. 22, pp. 497–535.
  35. Varlamov V.V. Discrete Symmetries and Clifford Algebras. Int. J. Theor. Phys., 2001, vol. 40, pp. 769–805.
  36. Varlamov V.V. Universal Coverings of Orthogonal Groups. Adv. Appl. Clifford Algebras, 2004, vol. 14, pp. 81–168.
  37. Penrose R. The twistor programme. Rep. Math. Phys., 1977, vol. 12, pp. 65–76.
  38. Varlamov V.V. Spinor Structure and Internal Symmetries. Int. J. Theor. Phys., 2015, vol. 54, pp. 3533–3576.
  39. Varlamov V.V. CPT groups of spinor fields in de Sitter and anti-de Sitter spaces. Adv. Appl. Clifford Algebras, 2015, vol. 25, pp. 487–516.
  40. Varlamov V.V. Algebraicheskaya kvantovaya mekhanika II: S-matritsa. Matematicheskie struktury i modelirovanie, 2021, no. 1(57), pp. 5–25. (in Russian)
  41. de Broglie L. Sur une analogue entre l'equation de Dirac et l'onde électromagnétique. Compt. Rend., 1932, 195, 536.
  42. de Broil' L. Izbrannye nauchnye trudy. vol. 3. Teoriya sveta na osnove teorii sliyanii. Chastitsy so spinom. Moscow, Akademiya Mediaindustrii Publ., 2013, 524 p. (in Russian)
  43. Bargmann V. and Wigner E.P. Group theoretical discussion of relativistic wave equations. Proc. Nat. Acad. USA., 1948, vol. 34, pp. 211–223.
  44. Geizenberg V. Vvedenie v edinuyu polevuyu teoriyu elementarnykh chastits. Moscow, Mir Publ., 1968, 239 p. (in Russian)
  45. Karubi M. K-teoriya. Vvedenie. Moscow, Mir Publ., 1981, 360 p. (in Russian)
  46. Varlamov V.V. Spinornaya struktura i periodichnost' algebr Klifforda. Matematicheskie struktury i modelirovanie, 2015, no. 3(35), pp. 4–20. (in Russian)

*Дата поступления в редакцию: 20.05.2021*