

94-336



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P2-94-336

А.Н.Тавхелидзе\*

Н.Н.БОГОЛЮБОВ И ФИЗИКА ЧАСТИЦ

Направлено в оргкомитет Международного Боголюбовского симпозиума «Фундаментальные проблемы теоретической и математической физики», Дубна, 18—21 августа 1994 г.

---

\*Академия наук Грузии

1994

В своем выступлении я хотел бы остановиться на тех основополагающих идеях академика Николая Николаевича Боголюбова, которые определили пути создания и развития современной теории сильновзаимодействующих частиц — квантовой хромодинамики.

Квантовая хромодинамика - калибровочная теория взаимодействующих цветных кварк-глюонных полей. Теоретическое открытие нового квантового числа — цвета и цветных кварков, бесспорно, связано с именем Николая Николаевича Боголюбова.

На этом симпозиуме, посвященном 85-й годовщине со дня рождения Н.Н. Боголюбова, я постараюсь вспомнить атмосферу того времени, когда формировались основные направления современной физики элементарных частиц, и рассказать о творчестве великого ученого, учеником которого мне посчастливилось быть.

# Правило Накано-Нишиджимы-Гелл-Манна

После экспериментального обнаружения странных частиц в 50-х годах стали открывать все новые и новые адроны, число которых быстро росло. Классифицируя уже известные адроны по квантовым числам странности  $S$  и третьей компоненте изоспина  $I_3$ , Накано и Нишиджима [1] и Гелл-Манн [2] обнаружили интересную тенденцию. Оказалось, что мезоны, барионы и антибарионы могут образовывать группы из восьми частиц и что изменение гиперзаряда в каждой группе на  $\pm 1$  приводит к изменению третьей компоненты изоспина на  $\pm 1/2$ . В результате Накано с Нишиджимой [1] и Гелл-Манн [2] независимо друг от друга предложили формулу, связывающую фундаментальные характеристики частиц, заряд  $Q$ , третью компоненту изоспина  $I_3$  и гиперзаряд  $Y$ :

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y. \quad (1)$$

Гиперзаряд  $Y$  связан с барионным числом  $B$  и со странностью  $S$  следующим образом:

$$Y = B + S.$$

Формула (1) (формула ННГ) предполагала существование адронов с заранее заданными свойствами. Вскоре эти адроны были обнаружены и формула ННГ превратилась в закон.

Открытым оставался фундаментальный вопрос: почему адроны группируются в октеты? Решение данной проблемы привело к понятию о составной структуре адронов. Начало этим поискам было положено в работах М.А.Маркова [3], С.Сакаты [4] и Л.Б.Окуни [5], в которых модель составных частиц применялась для классификации адронов.

## Модель Сакаты

Модель составных частиц Сакаты [4], идейно восходящая к модели Ферми-Янга, была предложена в 1956 году. Фундаментальными частицами данной модели являются протоны, нейтроны, лямбда-гипероны и их античастицы с соответствующими квантовыми числами:

|                 | S  | Y  | I   | $I_3$ |
|-----------------|----|----|-----|-------|
| p               | 0  | 1  | 1/2 | 1/2   |
| n               | 0  | 1  | 1/2 | -1/2  |
| $\Lambda$       | -1 | 0  | 0   | 0     |
| $\bar{p}$       | 0  | -1 | 1/2 | -1/2  |
| $\bar{n}$       | 0  | -1 | 1/2 | 1/2   |
| $\bar{\Lambda}$ | 1  | 0  | 0   | 0     |

Остальные адроны в модели Сакаты рассматривались как состоящие из этих частиц. Вскоре Икеда, Огава, Онуки [6] и Ямагучи [7], обобщая идеи изотопинвариантности, предложили интерпретировать триплет Сакаты как мультиплет фундаментального представления группы  $SU(3)$ . Таким образом, обобщенная  $SU(3)$  инвариантная модель Сакаты впервые была применена для классификации адронов. Мезоны в данной модели представлялись как адроны, состоящие из частиц триплета и антитриплета Сакаты. Однако классификация барионов сталкивалась с трудностями принципиального характера.

В альтернативном подходе Гелл-Манн [8] и Неeman [9] независимо друг от друга показали, что формула ННГ является прямым следствием  $SU(3)$  симметрии, и предложили рассматривать мезоны и барионы как частицы регулярного октетного представления группы  $SU(3)$ . Гелл-Манн своему варианту теории дал название "Восьмеричный Путь." Безусловным успехом  $SU(3)$  инвариантной теории было экспериментальное обнаружение в 1963 году ранее предсказанного  $\Omega^-$ -гиперона.

Многочисленные попытки усовершенствования обобщенной  $SU(3)$  инвариантной модели Сакаты, которая единым образом классифицировала бы все адроны, как мезоны, так и барионы, не увенчались успехом.

На смену пришла кварковая модель, предложенная независимо друг от друга Гелл-Манном [10] и Цвейгом [11] в 1964 году.

## Кварковая модель Гелл-Манна и Цвейга

В модели Гелл-Манна и Цвейга все адроны являются состоящими из различных комбинаций трех кварков  $u, d, s$  и их античастиц  $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ . Кварки располагаются в триплете фундаментального представления группы ароматов  $SU(3)_F$ . Определяя

операторы заряда  $Q$  и гиперзаряда  $Y$  как генераторы группы  $SU(3)_F$ , кварки Гелл-Манна-Цвейга приобретают следующие квантовые числа:

|           | $Q$    | $S$  | $I$   | $I_3$  | $B$    |
|-----------|--------|------|-------|--------|--------|
| $u$       | $2/3$  | $0$  | $1/2$ | $1/2$  | $1/3$  |
| $d$       | $-1/3$ | $0$  | $1/2$ | $-1/2$ | $1/3$  |
| $s$       | $-1/3$ | $-1$ | $0$   | $0$    | $1/3$  |
| $\bar{u}$ | $-2/3$ | $0$  | $1/2$ | $-1/2$ | $-1/3$ |
| $\bar{d}$ | $1/3$  | $0$  | $1/2$ | $1/2$  | $-1/3$ |
| $\bar{s}$ | $1/3$  | $1$  | $0$   | $0$    | $-1/3$ |

В модели Гелл-Манна – Цвейга, все адроны предполагаются состоящими из фундаментальных частиц, мезоны – из кварка и антикварка, барионы – из трех кварков. Все частицы располагаются в неприводимых мультиплетах группы  $SU(3)_F$  (хотя и имеются слабые смешивания между некоторыми мезонами).

Для классификации адронов в модели кварков существенны объединения внутренних и пространственных симметрий, в частности объединение группы ароматов  $SU(3)_F$  с соответствующей группой спиновой симметрии  $SU(2)_S$  в группу  $SU(6)_{FS}$  [12].

В  $SU(6)$  симметричной теории октет псевдоскалярных мезонов и нонет векторных мезонов

$$K^+, K^0, \pi^+, \pi^0, \pi^-, \eta, \bar{K}^0, \bar{K}^-$$

$$K^{*+}, K^{*0}, \phi^0, \rho^+, \rho^-, \rho^0, \omega, \bar{K}^{*-}, \bar{K}^{*0}$$

размещаются в 35-плет

$$6 * \bar{6} = 1 + 35$$

$$35 = (8; 0) + (1 + 8; 1).$$

Октет нуклонов и дельта-декаплет

$$n, p, \Sigma^-, \Sigma^+, \Sigma^0, \Lambda^0, \Xi^-, \Xi^+,$$

$$\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}, Y^{*-}, Y^{*0}, Y^{*+}, \Xi^{*-}, \Xi^{*+}, \Omega^-$$

размещаются в 56-плет

$$6 * 6 * 6 = 56 + 70 + 70 + 20$$

$$56 = (8; 1/2) + (10; 3/2).$$

Приведем сводку основных результатов  $SU(3)_F$  симметричной кварковой модели.

Частицы, принадлежащие одному мультиплету  $SU(3)_F$ , имеют одинаковый спин, близкие значения масс и удовлетворяют формуле ННГ.

Поскольку массы частиц в мультиплетах группы  $SU(3)_F$  различаются, то симметрия ароматов не является точной. Если предположить утяжеление странного кварка [13], нарушение унитарной симметрии будет подчиняться приближенной закономерности, описываемой формулами Гелл-Манна-Окубо [14].

Модель позволяет установить соотношения между магнитными моментами частиц, принадлежащих данному мультиплету, и сечениями реакций с участием этих частиц. Соотношения качественно согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, уже в 1964 году завершился важный этап классификации элементарных частиц на основе кварковой модели. Естественно, возникли вопросы о физическом содержании  $SU(3)_F$  модели. В частности, особо остро стоял вопрос о реальности кварков. Для ответа на эти вопросы требовалось провести тщательный анализ тех проблем, которые возникали в  $SU(3)_F$  кварковой модели. Среди этих проблем особо выделялись следующие:

а) Почему в модели кварков нарушается связь между спином и статистикой? При размещении барионов в 56-плет группы  $SU(6)$  появлялись трехкварковые состояния, симметричные относительно перестановки частиц. Следовательно, возникало противоречие с принципом Паули, и интерпретация кварков как физических фермионов становилась невозможной.

б) Почему барионы состоят только из трех кварков, а мезоны – из кварка и антикварка и почему отсутствуют многокварковые состояния – так называемые "экзотические состояния"?

в) Почему в модели кварков работают аддитивные законы для вычисления различных физических величин?

г) Наконец, почему нет в природе свободных кварков и, соответственно, какими силами удерживаются кварки внутри адронов?

Поиски ответов на эти вопросы привели к созданию современной динамической теории адронов – квантовой хромодинамики. В основе этой теории лежат фундаментальные открытия нового квантового числа цвета, цветных кварков, которые являются источниками цветных глюонов, осуществляющих сильное взаимодействие между кварками.

## Квантовое число цвет, цветные кварки

Для решения проблемы спина и статистики кварков в начале 1965-го года в работах Н.Н. Боголюбова, Б.В. Струминского и А.Н. Тавхелидзе [15], [17], Хана и Намбу [18], а также в работе Миямото [19], независимо друг от друга, было введено новое квантовое число, которым обладают кварки. Это квантовое число могло принимать три значения, и, соответственно, каждый кварк мог находиться в трех независимых состояниях:

$$q^A \equiv q^{a,\alpha}, \quad \alpha = 1, 2, 3,$$

где  $a$  - это индекс ароматов, а  $\alpha$  - индекс нового квантового числа.

В то время было известно всего три типа кварков -  $u, d, s$ :

$$q^{1,\alpha} = u^\alpha, \quad q^{2,\alpha} = d^\alpha, \quad q^{3,\alpha} = s^\alpha$$

и новая модель именовалась моделью трех триплетов кварков.

В предположении, что кварки являются обычными фермионами и что дополнительное квантовое число сохраняет основные результаты  $SU(3)_F$  симметрии, волновая функция адронов в основном состоянии представлялась в виде:

$$\psi_{ABC}(x_1 x_2 x_3) = \varepsilon^{\alpha,\beta,\gamma} \phi_{a,b,c;\alpha,\beta,\gamma}(x_1 x_2 x_3) \quad \text{для барионов,}$$

$$\phi_A^B(x_1 x_2) = \delta_\alpha^\beta \phi_A^B(x_1 x_2) \quad \text{для мезонов.}$$

В результате, для волновых функций адронов имела место антисимметрия по отношению к перестановке кварков и они оставались нейтральными относительно нового квантового числа. По аналогии с образованием белого цвета в результате смешивания трех основных цветов (красного, синего, желтого), впоследствии новое квантовое число получило название цвета. Соответственно, кварки стали именоваться цветными кварками, а нейтральность, бесцветность адронов означала, что данные частицы являются синглетными по группе  $SU(3)_c$  [18].

В модели цветных зарядов кварки могут иметь как дробные, так и целые значения электрического заряда, гиперзаряда и барионного числа. Возможность существования кварков с целочисленными зарядами теоретически не исключена, если допустить, что цветовая симметрия нарушается в электромагнитных взаимодействиях кварков, оставаясь точной в мире наблюдаемых адронов [15], [18]. Сегодняшние экспериментальные данные свидетельствуют в пользу дробных зарядов кварков.

В заключение отметим, что первая попытка преодоления противоречия между спином и статистикой принадлежит Гринбергу, который допустил, что кварки являются парафермионами ранга три [20]. Ввиду успеха модели цветных кварков проводились исследования по установлению связи данной гипотезы с моделью цветных кварков [21].

## Модель квазисвободных кварков

Модель кварков, в рамках  $SU(6) \otimes SU(3)_c$  группы симметрии, существенно укрепила точку зрения о цветных кварках как о физических объектах. Отсутствие их в свободном состоянии, или, как принято говорить, конфайнмент, оставалось принципиальной проблемой физики элементарных частиц. Задолго до экспериментального подтверждения существования кварков велись поиски динамической теории адронов, которая опиралась бы на представления об адронах как состоящих из цветных кварков.

Созданию КХД предшествовал ряд феноменологических подходов. Выделю модели квазисвободных кварков и алгебру токов, в которых было реализовано свойство аддитивности для физических характеристик адронов.

Динамическая модель квазисвободных кварков, разработанная в Дубне в начале 1965 г. [15], [22], основывается на предположении о тяжелых кварках, связанных в адронах огромными силами. Эти силы вызывают большой дефект масс кварков, держат их в заточении, хотя уже внутри адронов они пребывают в квазисвободном состоянии.

Модель основана на релятивистски-инвариантном квазипотенциальном уравнении для составных частиц [23] со скалярным квазипотенциалом. Потенциал выбран так, что в пределе очень тяжелых кварков и больших дефектов масс уравнения допускают решения, в которых все: цветовые, спиновые и унитарные – переменные содержатся в части волновой функции, которая описывает движение адрона как целого с импульсом  $p$

$$\psi_A^B(p, q) \simeq \varphi(q) \phi_A^B(p) \text{ — для мезонов,}$$

$$\psi_{A,B,C}(p, q_1, q_2) \simeq \varphi(q_1, q_2) \phi_{A,B,C}(p) \text{ — для барионов.}$$



Волновые функции, описывающие движение адронов как целого, удовлетворяют свободным уравнениям

$$(p^2 - m_M^2)\phi_A^B(p) = 0,$$

$$(p^2 - m_B^2)\phi_{A,B,C}(p) = 0,$$

где  $m_M$  и  $m_B$  - массы мезонов и барионов соответственно.

Для того чтобы избежать смешивания решений с различными знаками энергии для квазисвободных кварков, требуется выполнение дополнительных условий

$$(\hat{p} - m)_A^{\prime} \phi_{A'}^B = 0, \quad (\hat{p} + m)_B^{\prime} \phi_{A,B}^{B'} = 0$$

для мезонов, и соответственно для барионов

$$(\hat{p} - m)_A^{\prime} \phi_{A',B,C} = (\hat{p} - m)_A^{\prime} \phi_{A,B',C} = (\hat{p} - m)_A^{\prime} \phi_{A,B,C'} = 0.$$

Такой выбор волновых функций адронов в модели квазисвободных кварков позволяет получить релятивистски-инвариантные обобщения для волновых функций нерелятивистской  $SU(6)$  модели. Существенно подчеркнуть, что эти волновые функции зависят от массы адронов, а не от массы тяжелых кварков. В модели квазисвободных кварков впервые была отмечена динамическая природа массы составляющих кварков, которые, по фигуральному выражению А. Салама, находятся в "архимедовой бане". В частности, отмечу, что в модели квазисвободных кварков было объяснено так называемое "явление усиления магнитного момента нуклона", а именно для магнитного момента протона было получено выражение [15]

$$\mu_P \simeq \frac{5}{2} \frac{e}{2M_P},$$

которое, вопреки наивным ожиданиям, содержит не массу тяжелого кварка, а массу протона.

Дальнейшее развитие модели квазисвободных кварков привело П.Н. Боголюбова [22] к созданию модели кварковых мешков для адронов. В литературе эта модель известна под названием "дубненского мешка".

В рамках модели квазинезависимых кварков в 1973 году были установлены правила кваркового счета [24], [25], которые позволили получить высокоэнергетическую асимптотику для сечения любой бинарной реакции с участием адронов или для формфакторов адронов при больших передачах импульса

$$\frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow cd) \rightarrow s^{-(n_a+n_b+n_c+n_d-2)} f\left(\frac{s}{t}\right),$$

$$F_a(t) \rightarrow t^{-(n_a-1)},$$

где  $n_i$  ( $i = a, b, c, d$ ) – число кварковых ароматов в соответствующем адроне.

## Модель со спонтанно нарушенной симметрией и алгебра токов

В формировании современной теории элементарных частиц важную роль играет фундаментальное понятие о спонтанном нарушении симметрии, сформулированное Н.Н. Боголюбовым в 1960 году [27] в задачах статистической физики. Николай Николаевич глубоко понимал универсальность этого явления и предложил применить метод спонтанного нарушения симметрии к проблеме возникновения массы фермионов в кирально-инвариантных моделях квантовой теории поля.

В рамках двумерной модели с четырехфермионным взаимодействием, а также в двумерной КЭД было показано [34], что у фермионов динамически возникает масса, выражение для которой является решением соответствующего "уравнения шели". Независимо Намбу и Иона-Лазини [35] применили метод спонтанного нарушения симметрии к  $\gamma_5$ -инвариантной теории с 4-фермионным взаимодействием в 4-мерном пространстве-времени. Было показано, что кроме явления генерации динамической массы имеет место и другой, весьма важный эффект, а именно появляются псевдоскалярные мезоны, как намбу-голдстоуновские бозоны, что, в свою очередь, перекликается с теоремой Боголюбова "Об особенностях типа  $1/q^2$ " в статистической физике [36].

Идея о спонтанном нарушении симметрии играет ключевую роль при использовании алгебры токов в кварковой модели адронов.

Исходя из общей концепции, что сильные взаимодействия должны обладать киральной  $SU(3)_L * SU(3)_R$  – симметрией, Гелл-Манн в 1962 году постулировал соотношения для адронных векторных  $V_\mu^a(x)$  и аксиально-векторных  $A_\mu^a(x)$  токов, которые удовлетворяли коммутационным соотношениям алгебры группы  $SU(3)_L * SU(3)_R$ :

$$[V_a^0(x, t), V_b^0(y, t)] = if_{abc} V_c^0(x, t) \delta^3(x - y),$$

$$[V_a^0(x, t), A_b^0(y, t)] = if_{abc} A_c^0(x, t) \delta^3(x - y),$$

$$[A_a^0(x, t), A_b^0(y, t)] = if_{abc} V_c^0(x, t) \delta^3(x - y).$$

Эти токи, построенные в кварковой модели адронов, удовлетворяют коммутационным соотношениям алгебры группы  $SU(3)_L * SU(3)_R$  и порождают генераторы соответствующих симметрий.

Если предположить, что гамильтониан сильных взаимодействий инвариантен относительно  $SU(3)_L * SU(3)_R$  преобразований, то адроны должны располагаться в соответствующих неприводимых мультиплетам группы  $SU(3)_L * SU(3)_R$ . Причем октету псевдоскалярных мезонов будет соответствовать октет скалярных мезонов, а октет барионов будет иметь партнеров с противоположной четностью. Отсутствие в природе этих частиц-партнеров было объяснено с помощью идеи о спонтанном нарушении  $SU(3)_L * SU(3)_R$  симметрии. Как известно, спектр частиц реализует ту часть симметрии, которая присуща как гамильтониану, так и основному состоянию. Естественно было предположить, что основное состояние реализует лишь  $SU(3)_V$  симметрию. При таком нарушении, согласно теореме Намбу-Голдстоуна [28], возникают восемь псевдоскалярных, безмассовых мезонов, а наблюдаемая в адронах приближенная  $SU(3)$  симметрия является результатом динамического нарушения исходной  $SU(3)_L * SU(3)_R$  группы.

Наличие прямой связи между мезонным спектром с нарушением аксиальной симметрии привело к гипотезе о частичном сохранении аксиального тока (ЧСАТ)

$$\partial^\mu A_\mu^a \simeq f_a m_a^2 \phi^a, \quad a = 1, 2, \dots, 8,$$

где  $\phi^a$  – мезонные поля. В рамках алгебры токов с привлечением гипотезы ЧСАТ были получены низкоэнергетические теоремы, на основе которых в кварковой модели адронов были вычислены значения масс для так называемых токовых кварков. Массы токовых кварков являются параметрами мягкого нарушения киральной симметрии в исходном гамильтониане, что, в свою очередь, обеспечивает массивность псевдоскалярных мезонов.

Идея спонтанного нарушения симметрии играет ключевую роль в построении единой теории электрослабых взаимодействий, изучении проблем основного состояния КХД, а также в формулировании различных вариантов теорий "Великого Объединения".

## Квантовая хромодинамика

Помимо систематики адронов, принципиальное значение для утверждения кварковой модели имели эксперименты в области физики высоких энергий. Эксперименты в SLAC (США) по глубоконеупругому рассеянию электронов на протоне, эксперименты на ускорителе в Протвино по инклюзивным реакциям, впервые теоретически изученным А.А. Логуновым с сотрудниками [37], обнаружили масштабные свойства, характерные для модели кварков [38]. А эксперименты по распаду  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны подтвердили наличие у кварков трех цветовых степеней свободы.

Н.Н. Боголюбов обратил внимание на аналогию между процессом глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах и точечным взрывом в гидродинамике. В результате, проявление масштабных свойств в электромагнитных, слабых и сильных процессах подтвердило универсальность фундаментальных принципов автомодельности в применении к физике элементарных частиц [39], [40]. Обобщая эти идеи, А.М. Балдин [41] сформулировал представление о том, что релятивистские ядра начиная с некоторой критической энергии ведут себя подобно газу точечных частиц, т.е. как однородная сплошная среда, и предложил эксперименты по проверке этого представления. Таким образом было положено начало изучению кварк-глюонных структурных функций ядер как объектов, не сводимых к совокупности протонов и нейтронов.

В канонических кварковых моделях цвет кварков играл роль глобального квантового числа. Раскрытие динамического содержания квантового числа цвет привело к созданию квантовой хромодинамики.

Уже в своих первых работах Намбу и Хан [18] предположили, что взаимодействие между кварками может быть осуществлено октетом векторных мезонов из присоединенного представления группы  $SU(3)_c$ . Это придало квантовому числу цвет динамический характер. Было отмечено также, что в рамках этих допущений возможно построение бесцветных состояний для частиц, которые могли бы идентифицироваться с известными адронами.

Может показаться, что до формулировки КХД было рукой подать. Однако к этому времени еще не была создана квантовая теория полей Янга-Миллса. Проблема квантования классических полей Янга-Миллса была разрешена в работах Р. Фейнмана [29], Б. Де Витта [30] и Л.Д. Фаддеева, В.Н. Попова [31].

Экспериментальное подтверждение теоретических предсказаний модели цветных кварков не оставляло сомнений в физической реальности цветных кварков и в богатом содержании цветовой симметрии.

Исходя из требования, что сильные взаимодействия должны описываться теорией Янга-Миллса с цветовой калибровочной группой  $SU(3)_c$ , фундаментальное представление которой реализуют кварковые цветовые триплеты, был получен лагранжиан квантовой хромодинамики [32]

$$L_{QCD} = -\frac{1}{2} \text{tr} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + \sum_{k=1}^{n_f} \bar{q}_k (i\gamma^\mu D_\mu - m_k) q_k,$$

где

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu, A_\nu],$$

$$D_\mu q_k = (\partial_\mu - igA_\mu)q_k, \quad A_\mu = \sum_{a=1}^8 A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}.$$

Лагранжиан квантовой хромодинамики обладает всеми известными симметриями сильных взаимодействий, асимптотической свободой [33] и сложной структурой вакуума со спонтанным нарушением киральной симметрии.

Как и во всей квантовой теории поля, в КХД широко используются универсальные методы, разработанные Н.Н. Боголюбовым или под его сильным влиянием.

В КХД, в области асимптотической свободы, основным методом исследований остается метод ренормализационной группы, разработанный академиками Боголюбовым и Ширковым [42]. Метод дисперсионных соотношений [43] и полученные на его основе конечноэнергетические правила сумм [44], квазипотенциальное уравнение [23], [45] являются мощным аппаратом для непертурбативных вычислений в КХД. Конечноэнергетические правила сумм отражают свойства дуальности амплитуд рассеяния в физике адронов. Именно этим свойством обладает амплитуда Венециано [46]. Объектом, порождающим дуальную амплитуду, является бозонная струна. Современная теория суперструн, объединяющая идеи калибровочной инвариантности, суперсимметрии и супергравитации, естественным образом включает в себя универсальный параметр размерности длины, который отождествляется с планковской длиной.

Следует отметить, что в ЛТФ ОИЯИ, в работах Д.И.Блохинцева [47], М.А.Маркова [48] и В.Г. Кадышевского [49] с сотрудниками, задолго до создания теории струн была осознана необходимость введения универсального параметра размерности длины в теорию элементарных частиц.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Т. Nakano, K. Nishijima, Prog. Theor. Phys. 10(1953)581.
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Rev. 92(1953)833.
- [3] М.А. Марков, О систематике элементарных частиц, Сообщения АН СССР, 1955.
- [4] S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 16(1956)686.
- [5] Л.В. Окун, ЖЭТФ 34(1958)469.
- [6] M. Ikeda, S. Ogawa, Y. Ohnuki, Prog. Theor. Phys. 23(1960)1073.
- [7] Y. Yamaguchi, Prog. Theor. Phys. Suppl. 1(1959).
- [8] M. Gell-Mann, Preprint CTSL-20 (1961).
- [9] Y. Neeman, Nucl. Phys. 26(1961)222.
- [10] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8(1964)214.
- [11] G. Zweig, CERN Reports 8182/th.401 (1964).
- [12] F. Gursey, L.A. Radicati, Phys. Rev. Lett. 13(1964)173;  
A. Pais, Phys. Rev. Lett. 13(1964)175.
- [13] G. Zweig, CERN Reports 8419/th.412 (1964).
- [14] S. Okubo, Prog. Theor. Phys. 27(1962)949.
- [15] N.N. Bogoliubov, B.V. Struminsky, A.N. Tavkhelidze, JINR Preprint D-1968 (1965).
- [16] Н.Н. Боголюбов, В.А. Матвеев, Нгуен Ван Хлеу, Д. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест, Препринт ОИЯИ Р-2141, Дубна, 1965.
- [17] A.N. Tavkhelidze, High Energy Phys. Elem. Particles, Vienna (1965).
- [18] М.У. Хан, Y. Nambu, Phys. Rev. 139(1965)1005.
- [19] Y. Miamoto, Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra No. 187(1965).

- [20] O. W. Grinberg, Phys. Rev. Lett. 13(1964)173.
- [21] A.B. Govorkov, Sov. J. Part. Nucl. 8(1977)1056.
- [22] P.N. Bogoliubov, Ann. Inst. Henri Poincare 8(1967)163.
- [23] A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze, Nuovo Cimento 29(1963)380.
- [24] V.A. Matveev, R.M. Muradian, A.N. Tavkhelidze, Nuovo Cim. Lett. 7(1973)719.
- [25] S.J. Brodsky, G.R. Farrar, Phys. Rev. Lett. 31(1973)1153.
- [26] M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125(1962)1067.
- [27] N.N. Bogoliubov, Physica, 26S(1960)1.
- [28] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. 4(1960)380.  
J. Goldstone, Nuovo Cimento 19(1961)154.
- [29] R.P. Feynman Acta. Phys. Polonica 24(1963)697.
- [30] B. De Witt, Phys. Rev. 162(1967)1195.
- [31] L.D. Faddeev, V.N. Popov, Phys. Lett. 25B(1967)30.
- [32] H. Fritsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Phys. Lett. 74B(1973)365.
- [33] D. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30(1973)1343;  
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30(1973)1346.
- [34] Б.А. Арбузов, Р.Н. Фаустов, А.Н. Тавхелидзе, Доклады АН СССР  
139(1961)345.
- [35] Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122(1961)345.
- [36] N.N. Bogoliubov, JINR Preprint D-781 (1961).
- [37] A.A. Logunov, M.A. Mestvirishvili, Nguen van Hieu, Phys. Lett. 25B(1967)611;  
А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили, О.А. Хрусталеv, ТМФ 9(1971)3.
- [38] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179(1969)1547;  
R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23(1969)1415;  
C.N. Yang, High Energy Collisions. (Gordon and Breach, NY, 1969) p.509.

- [39] В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Р2-4578, Дубна, 1969; ТМФ 15 (1973) 332; Lett. Nuov. Cim. 5(1972)907.
- [40] Н.Н. Боголюбов, В.С.Владимиров, А.Н.Тавхелидзе, ТМФ 12(1972)305.
- [41] А.М. Балдия, Препринт ОИЯИ, Р7 - 5808, Дубна, 1971, ЭЧАЯ 8(1977)429.
- [42] Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков, Докл. АН СССР 103(1955)203; 103(1955)391; Nuovo. Cim. 3(1956)845.
- [43] Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений, М.: Физматгиз, 1958.
- [44] A.A. Logunov, I. D. Soloviev, A.N. Tavkhelidze, Phys. Lett. 24B(1967)181; K.G. Chetyrkin, N.V. Krasnikov, A.N. Tavkhelidze, Phys. Lett. B76(1978)83.
- [45] V.G. Kadyshevsky, Nucl. Phys. 6B(1968)125.
- [46] G. Veneziano, Nuovo. Cim. 57A(1968)190.
- [47] Д.И. Блохинцев, Пространство и время в микромире, М.: Наука, 1970.
- [48] М.А. Марков, Гипероны и К - мезоны, М.: Физматгиз, 1958.
- [49] В.Г. Кадышевский, ЖЭТФ 41(1961)1885.

**Рукопись поступила в издательский отдел  
17 августа 1994 года.**