сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-88-164

Нгуен Суан Хан*, В.Н.Первушин

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ В КЭД И КХД

* Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1988

I. Введение

Наиболее популярные методы квантовой теории калибровочных полей – функциональный интеграл Фаддеева – Попова [I], или метод Дирака[2] – развивались в основном для описания взаимодействия элементарных частиц теории. Основной вопрос, который мы хотели бы обсудить в настоящей работе: достаточно ли этих методов для описания спектра и взаимодействий связанных состояний из элементарных частиц? И если – недостаточно, то какие фундаментальные принципы нужно добавить, чтобы описать эти взаимодействия и построить эффективную квантовую теорию поля для связанных состояний?

В частности, представляет интерес выяснить статус гипотезы "одновременности" [3], используемой в КЭД для описания атомов.

Проблема описания связанных состояний особенно актульна в КХД, в которой все наблюдаемые на опыте адроны являются связанными состояниями кварков и глюонов. В настоящее время мы стоим на пороге окончательного доказательства растущего характера кварк-кваркового потенциала [4], и главная проблема состоит в том, как практически использовать этот потенциал для обоснования наиболее эффективных феноменологических моделей физики адронов: нерелятивистской спектроскопии, дуально-резонансных амплитуд, киральных лагранжианов и т.д.

В литературе доминирует стратегия, согласно которой по растущему потенциалу восстанавливают релятивистски-ковариантный пропагатор глюона в определенной калибровке, а затем суммируют класс диаграмм лестничного типа[5].

Основная трудность этого подхода в явной зависимости от выбора калибровки не только основных структурных элементов построения связанных состояний (например, функции Грина фермионов вне массовой поверхности), но и всех физических результатов, в силу суммирования только определенного класса диаграмм. И если функции Грина, зависящие от калибровки, можно объявить нефизическими величинами, то как быть с физическими результатами, зависящими от калибровки? Как построить калибровочно-инвариантную схему КХД с растущим потенциалом?

В какой-то степени ответ на этот вопрос могла бы дать КЭД. Однако в КЭД детально разработано лишь описание спектра связанных состояний, а не их взаимодействий. В КЭД не решена задача описания рождения многих атомов, рассеяния через промежуточные атомные состояния и других процессов эффективной квантовой теории поля для связанных состояний.

В настоящей работе мы попытаемся дать ответы на перечисленные выше вопросы построения теории связанных состояний в КЭД и КХД.

2. От практики КЭД к принципам

Практика вычисления спектра и волновых функций связанных состояний в КЭД основана на точном (непертурбативном) учете взаимодействия частиц с кулоновским полем. Поперечные поля оказываются слабыми квантовыми возмущениями и определяют тонкую структуру спектра, которая описывается теорией возмущений по константе связи.

Однако константа связи с пространственными и временными компонентами калибровочного поля здесь не равнозначны. Фактически теория возмущений проводится не по константе связи, а по пространственным компонентам калибровочного поля вокруг точного решения, определяемого временной компонентой.

Низший порядок спектра определяется лагранжианом КЭД с равными нулю пространственными компонентами

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2}\left(\partial_i A_0\right)^2 + J_0 A_0, \qquad (1)$$

в котором временная компонента рассматривается как чисто классическое поле, устраняемое с помощью явного решения классического "уравнения движения" (уравнения Гаусса)

$$\partial_i^2 A_0 = J_0 \;; \quad A_0(x) = \frac{1}{\partial_i^2} J_0 \equiv \int d^3y \left[-\frac{1}{4\pi|\vec{x}-\vec{y}|}\right] J_0(y). \qquad (2)$$

Для лагранжиана (1) нельзя считать поле A_0 квантованным, удовлетворяющим связям: $E_0 = \partial\mathcal{L}/\partial\dot{A}_0 = 0$ и (2), так как эти связи противоречат принципу неопределенности Гейзенберга и коммутационным соотношениям.

Нужно отметить, что широко распространено мнение о невозможности явного решения связи в калибровочных теориях и о плодотворности квантования всех компонент калибровочного поля для явной релятивистской ковариантности. Наиболее развитым в этом контексте является метод Дирака [2].

С другой стороны, устранение "лишних" степеней свободы калибровочных полей с помощью явного решения связи применялось еще на заре КЭД в первых работах Паули и Гейзенберга [6], однако этот метод в силу своей релятивистской нековариантности был непопулярен и его развитие носило фрагментарный характер. Последовательная

формулировка абелевой и неабелевой теорий с явным решением уравнений связи и последующим разложением по пространственным компонентам была дана только недавно в работах [7,8].

Перечислим основные утверждения метода квантования с явным решением уравнения Гаусса, названного "минимальным" (вследствие квантования минимального числа полей).

1) Калибровочно-инвариантные величины - лагранжиан и тензор энергии-импульса Белинфанте на явных решениях уравнения Гаусса зависят только от поперечных физических полей A^T, ψ^T :

$$ie A_i^T[A] = U(A)\left(ieA_i + \partial_i\right) U(A)^{-1} = ie\left(\delta_{ij} - \partial_i \frac{1}{\partial^2}\partial_j\right)A_j, \qquad (3)$$

$$\psi^T[A,\psi] = U(A)\psi \;; \quad U(A) = \exp\left\{ie\,\frac{1}{\partial^2}\partial_i A_i\right\},$$

как нелокальных и нелинейных функционалов от исходных полей A_i и ψ. Калибровочное условие поперечности здесь возникает как следствие явного решения уравнения Гаусса и калибровочной инвариантности. (Для квантования двух поперечных степеней свободы $A^a = e_i^a A_i$, $a=1,2$ достаточно диагонализации гамильтониана, а не калибровочных условий).

2) Релятивистские преобразования классических и квантованных полей в минимальном подходе совпадают на уровне операторов

$$i\varepsilon_k\left[M_{0k}, A_i^T(x)\right] = \delta_L A_i^T + \partial_i\Lambda\left[A^T, \psi^T\right], \qquad (4)$$

$$i\varepsilon_k\left[M_{0k}, \psi^T(x)\right] = \delta_L\psi^T + ie\Lambda\left[A^T, \psi^T\right]\psi^T,$$

где ε_k, M_{0k} - параметры и генераторы преобразований Лоренца, δ_L - обычные преобразования, Λ - дополнительный калибровочный поворот

$$\Lambda = \varepsilon_k \frac{1}{\partial^2}\left[\dot{A}_k^T + \partial_k \frac{1}{\partial^2} J_0\right], \quad J_0 = e\psi^+\psi, \qquad (5)$$

который индуцирует дополнительные диаграммы для функций Грина, восстанавливающие их лоренц-ковариантность, в частности, ведущие к тому, что вместе с частицами в новой, движущейся, системе координат начинает двигаться и их кулоновское поле:

$$K(x) \to K^{\eta}_{\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2}(x) = \delta(x^{\parallel})\left(\gamma_\mu^{\parallel}\right)_{\beta_1\alpha_2} V(x^{\perp})\left(\gamma_\mu^{\parallel}\right)_{\beta_2\alpha_1}$$

$$x_\mu^{\parallel} = \eta_\mu(x\cdot\eta)\;; \quad x_\mu^{\perp} = x_\mu - x_\mu^{\parallel}, \quad \gamma_\mu^{\parallel} = \eta_\mu(\gamma\cdot\eta)\;; \quad \eta^2 = 1. \qquad (6)$$

3) В минимальной схеме квантования понятие "релятивистская ковариантность" приобретает два смысла: ковариантность как трансформационное свойство и ковариантность как форма записи, которая связана с выбором от квантования η_μ ($\eta \cdot A = A_0$).

Мы подошли здесь ко второй рабочей гипотезе вычисления спектра связанного состояния, которая состоит в выборе оси квантования η_μ, параллельной вектору полного импульса связанного состояния $\mathcal{P}_\mu$ ($\mathcal{P}^2 = M^2$). В частности, в системе покоя $\mathcal{P}_\mu = (M, 0, 0, 0)$ мы имеем $\eta_\mu = (1, 0, 0, 0)$. В этом случае минимальное квантование для технических расчетов спектра ничем не отличается от схемы Дирака в радиационной калибровке, естественность которой тем самым оправдывается.

Расчеты лэмбовского сдвига до сих пор во всех порядках проводились исключительно в радиационной калибровке. Переход в релятивистскую (или любую другую) калибровку перепутывает пертурбативные эффекты радиационных поправок с непертурбативными эффектами связи, в результате вместо конечного числа диаграмм в каждом порядке теории возмущений возникает бесконечное число диаграмм. Поэтому все вычисления спектра связанных состояний в релятивистской калибровке (и тем самым доказательство его ковариантности) практически неосуществимы.

Если нарушить вторую гипотезу и выбрать ось квантования непараллельно полному импульсу (так что кулоновское поле (6) и частицы, связанное состояние которых оно образует, движутся в разные стороны), то возникают нефизические инфракрасные расходимости /7,8/ и нарушается релятивистский закон дисперсии ($\mathcal{P}^2 \neq M^2$) /10/, т.е. ковариантность как форма записи (при этом ковариантность, как трансформационное свойство остается: в новой системе отсчета законы столь же нековариантны по форме, как и в старой).

Релятивистские трансформационные свойства теряются, если использовать канонический гамильтониан, локальные перестановочные соотношения и другие модификации дираковского подхода в радиационной калибровке. Оставаясь в рамках метода Дирака, нельзя понять физические преимущества "радиационной калибровки" и необходимость гипотезы выбора ее оси квантования в системе покоя связанного состояния.

Как сформулировать эту гипотезу выбора на языке лагранжианов, чтобы превратить ее в принцип?

Для этой цели рассмотрим четырехкварковое взаимодействие, описываемое кулоновским потенциалом для произвольной оси квантования(6):

$$S_{вз.} = \frac{1}{2}\int d^4x_1 d^4x_2\, \psi_{\alpha_1}(x_2)\bar\psi_{\beta_1}(x_1)\, K^{(\eta)}_{\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2}(x_1-x_2)\, \psi_{\alpha_2}(x_1)\bar\psi_{\beta_2}(x_2) \equiv \tag{7}$$

$$\equiv \frac{1}{2}(\psi\bar\psi, K^{(\eta)}\psi\bar\psi).$$

Хорошо известно, что систему фермионов с взаимодействием (7) можно переписать в терминах билокальных полей связанных состояний /11/:

$$\mathcal{M}(x,y)_{\alpha\beta} = \left(S + \gamma_5 P + \gamma_\mu V_\mu + \gamma_\mu\gamma_5 A_\mu + \sigma_{\mu\nu} T_{\mu\nu}\right)_{\alpha\beta}. \tag{8}$$

Для этого в производящем функционале функций Грина теории (7)

$$Z(ист.) = C\int d\psi d\bar\psi \exp\left\{ i S_{вз.} + i(G_0^{-1}, \psi\bar\psi) + (ист.)\right\}, \tag{9}$$

$$G_0^{-1} = (m_0 - i\not\partial)\,\delta^4(x-y)$$

используют подстановку с помощью гауссовского интеграла по билокальным полям

$$\exp\left\{\frac{i}{2}(\psi\bar\psi, K\psi\bar\psi)\right\} = \int D\mathcal{M} \exp\left\{-\frac{i}{2}(\mathcal{M}, K^{-1}\mathcal{M}) + (\psi\bar\psi, \mathcal{M})\right\}$$

и интегрируют по спинорным полям. В результате получают функциональный интеграл

$$Z(ист.) = C\int D\mathcal{M} \exp\left\{ i S_{эфф.}(\mathcal{M}) + (ист.)\right\}, \tag{10}$$

где $S_{эфф}$ - эффективное билокальное действие

$$S_{эфф.}(\mathcal{M}) = -\frac{1}{2}(\mathcal{M}, K^{-1(\eta)}\mathcal{M}) - i\,\mathrm{Tr}\ln(G_0^{-1} + \mathcal{M}). \tag{11}$$

Интеграл (10),(11) вычисляют методом стационарной фазы, что соответствует суммированию "лестничных" графов в обычном подходе.

Уравнение для стационарной точки

$$\delta S_{эфф.}(\mathcal{M}) / \delta\mathcal{M}\ \Big|_{\mathcal{M} = \Sigma - m_0} = 0$$

совпадает с уравнением Швингера-Дайсона для массового оператора

$$\Sigma = m_0 + i K G_\Sigma \quad , \left((\Sigma - i \not{\partial}) G_\Sigma (x-y) = \delta^4 (x-y) \right). \tag{I2}$$

Разложение вокруг стационарной точки ведет к искомому нами эффективному действию для связанных состояний, которое описывает спектр $S_{своб.}(m')$ и их взаимодействие $S_{вз.}(m')$

$$S_{своб.}(m') = -\frac{1}{2} (m', K^{-1} m) + Tr \frac{i}{2} (G_\Sigma m')^2, \tag{I3}$$

$$S_{вз} (m') = i Tr \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} (G_\Sigma m')^n \equiv \sum_{n=3}^{\infty} S_{вз.}^{(n)}(m'). \tag{I4}$$

Варьируя действие (I3) по m', мы получим уравнение Бете-Солпитера для вершинной функции связанных состояний в лестничном приближении

$$m' = i K G_\Sigma m' G_\Sigma \tag{I5}$$

или для волновой функции Бете-Солпитера X, связанной с вершинной функцией (I5) соотношением

$$m' = G_\Sigma^{-1} X G_\Sigma^{-1} = i K X . \tag{I6}$$

Последнее равенство и есть собственно уравнение Бете-Солпитера. В рамках рассматриваемых приближений массовый оператор Σ совпадает с перенормированной массой заряженной частицы, а уравнение (I6) сводится к уравнению Шредингера /I2/ .

Мы получим спектр связанных состояний атома, если ось квантования η_μ выберем параллельной оператору дифференцирования по полной координате

$$\eta_\mu \sim \mathcal{D}_\mu = \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial X_\mu} \quad ; \qquad X_\mu = \frac{x+y}{2}. \tag{I7}$$

(Напомним, что мы рассматриваем для простоты частицы с равными массами, обобщение очевидно).

Математическое условие (I7) физически означает условие стабильности асимптотических связанных состояний, в приближении, когда пренебрегают радиационным излучением ($A_\mu^\perp = 0$). Условие (I7) означает, что каждое асимптотическое состояние с квантовыми числами полного

импульса $\mathcal{P}_\mu$, массы и спина имеет свое время квантования $\eta_\mu \sim \mathcal{P}_\mu$. Поэтому билокальное поле $m'(x,y)$ имеет следующее разложение по операторам рождения и уничтожения "атомов" $a_H^+(\mathcal{P}), a_H(\mathcal{P})$ с квантовыми числами H :

$$m'(x,y) = m'(X = \tfrac{x+y}{2} \mid z = x-y) = \sum_H \int \frac{d^4 \mathcal{P}}{(2\pi)^4} \delta^+ (\mathcal{P}^2 - M_H^2) \hat{z} \tag{I8}$$

$$\hat{z} \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-iqz} \left\{ e^{-i\mathcal{P}X} \Gamma_{\mathcal{P}}^{H}(q) n_H a_H(\mathcal{P}) + e^{i\mathcal{P}X} \bar{\Gamma}_{\mathcal{P}}^{H}(-q) n_H^+ a_H^+(\mathcal{P}) \right\},$$

где n_H - нормировка: $\left[a_H(\mathcal{P}), a_{H'}^+(\mathcal{P}') \right] = (2\pi)^3 \delta^3 (\vec{\mathcal{P}} - \vec{\mathcal{P}}') 2\omega(\mathcal{P}) \delta_{HH'}$, $\omega(\mathcal{P})$ - энергия , $\Gamma_{\mathcal{P}}^{H}(q)$-вершинная функция, связанная с решением уравнения Бете-Солпитера

$$G_{\Sigma_1}^{-1} (k + \tfrac{\mathcal{P}}{2}) \underset{\sim}{X}_{\mathcal{P}}(k) G_\Sigma^{-1} (k - \tfrac{\mathcal{P}}{2}) = \int (dq) \underset{\sim}{V} (k^\perp - q^\perp) \gamma_\mu^{\parallel} \underset{\sim}{X}_{\mathcal{P}}(q) \gamma_\mu^{\parallel} \tag{I9}$$

$$\Sigma(p^\perp) = m_0 + \int (dq) \underset{\sim}{V} (p^\perp - q^\perp) \gamma_\mu^{\parallel} \frac{1}{\not{q} - \Sigma(q^\perp)} \gamma_\mu^{\parallel} ; \; (dq) = i \, d^4 q / (2\pi)^4$$

соотношением

$$\Gamma_{\mathcal{P}}^{H}(q) = \int (dk) \underset{\sim}{V} (q^\perp - k^\perp) \gamma_\mu^{\parallel} X_{\mathcal{P}}(k) \gamma_\mu^{\parallel} = \tag{20}$$

$$= i \int \frac{d^3 k^\perp}{(2\pi)^4} \underset{\sim}{V} (q - k) \gamma_\mu^{\parallel} \Psi_{\mathcal{P}}(k^\perp) \gamma_\mu^{\parallel}, \tag{2I}$$

$$\Psi_{\mathcal{P}}(k^\perp) = \int \frac{d k^{\parallel}}{2\pi} X_{\mathcal{P}}(k) .$$

В системе покоя $\mathcal{P} = (M_H, 0, 0, 0)$ уравнение для волновой функции (2I) сводится к уравнению Шредингера с $\Sigma(p^\perp) = m_{Ren.}$ /I2/:

$$\left[(M_H - 2 m_{Ren.}) - \frac{\vec{k}^2}{m_{Ren.}} \right] \Psi_{M_H}^0 (\vec{k}) = \alpha \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{1}{|\vec{k} - \vec{q}|^2} \Psi_{M_H}^0 (\vec{q}),$$

где $$\Psi_{M_H}^0 (\vec{k}) = \frac{1 + \gamma_0}{2} \psi^0 (\vec{k}) \frac{1 - \gamma_0}{2} . \tag{22}$$

Напишем здесь также пропагатор $\overset{\frown}{m'_{\alpha\beta}(x,y)\, m'_{\alpha'\beta'}}(x',y)$ и вершинную функцию $\langle 0 | S^{(3)}_{\ell 3.} | a^+_{H_1}(\mathcal{P}_1) a^+_{H_2}(\mathcal{P}_2) a^+_{H_3}(\mathcal{P}_3) \rangle$

$$\int d^4x\, d^4y\, d^4x' d^4y'\, m_{\alpha\beta}(x,y)\, m_{\alpha'\beta'}(x',y') \times \tag{23}$$

$$\times \exp\left\{ iq(x-y) + i\mathcal{P}\left(\frac{x+y}{2}\right) - iq'(x'-y') - i\mathcal{P}'\left(\frac{x'+y'}{2}\right)\right\} =$$

$$= (2\pi)^4 \delta^4(\mathcal{P}-\mathcal{P}')\, \mathcal{G}_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(q^\perp, q^{\perp\prime} | \mathcal{P});$$

$$\mathcal{G}_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(q^\perp, q^{\perp\prime} | \mathcal{P}) = \sum_H \frac{\Gamma^H_{\alpha\beta}(q^\perp)\, \bar{\Gamma}^H_{\alpha'\beta'}(q^{\perp\prime})}{\mathcal{P}^2 - M^2_H}.$$

$$\langle 0 | S^{(3)}_{\ell 3.}(m') | a^+_{H_1}(\mathcal{P}_1) a^+_{H_2}(\mathcal{P}_2) a^+_{H_3}(\mathcal{P}_3) \rangle \sim$$

$$\sim (2\pi)^4 \delta^4(\mathcal{P}_1+\mathcal{P}_2+\mathcal{P}_3) \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \Gamma^{H_3}_{\mathcal{P}_3}(q^\perp)\, G_m(q+\mathcal{P}_1+\mathcal{P}_2) \times \tag{24}$$

$$\times \Gamma^{H_3}_{\mathcal{P}_2}((q+\mathcal{P}_1)^\perp)\, G_m(q+\mathcal{P}_1)\, \Gamma^{H_1}_{\mathcal{P}_1}(q^\perp)\, G_m(q).$$

Таким образом, чтобы описать взаимодействия связанных состояний в абелевой теории с лагранжианом

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{4} F^2_{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\not\partial + e\not{A} - m_0)\psi,$$

мы должны явно решить уравнения Гаусса на компоненту $A_0 = (\eta \cdot A)$ и тем самым выразить теорию в терминах чисто поперечных полей $A^T(\eta)$ и $\psi^T(\eta)$, которые рассматриваются как слабые квантовые возмущения. Вектор η в дальнейшем выбирается параллельным вектору оператора дифференцирования по полной координате связанного состояния (I7).

В этом случае мы не только воспроизводим релятивистски-ковариантным образом вычисление спектра атомов, но и описываем эффективное взаимодействие этих атомов как целых объектов, получая квантовую теорию поля для связанных состояний. Гипотеза "одновременности" в этом случае является следствием исходного статического приближения/9/

т.е. указанных выше принципов минимального квантования и стабильности асимптотических состояний ($\eta_\mu \sim \mathcal{P}_\mu$).

3. Теория адронов

Практическая неадекватность явно ковариантных методов квантования (в том числе Дирака) задаче релятивистского описания связанных состояний в КЭД/9/ вызывает наибольшее чувство неудовлетворения теорией. Но если эту неадекватность принять как факт, то трудно ожидать от КХД как теории адронов большего совершенства, чем от КЭД. Тем более, что практические принципы описания связанных состояний в КЭД ведут к результатам, не зависящим от выбора калибровки.

Таким путем мы приходим к минимальному методу квантования глюонных полей/7/, как единственно возможному способу описания адронов. Теория возмущений для адронов естественно определяется как классический непертурбативный фон, связанный с кулоновским полем и растущим потенциалом (A_0) и квантовые слабые возмущения над этим фоном (кварки и поперечные глюоны). Главное физическое качественное отличие физики адронов от КЭД - это роль растущего потенциала, меняющего самосогласованным образом характеристики безмассовых кварков и глюонов, т.е. необходимость учета нетривиальных решений самосогласованных уравнений типа Швингера - Дайсона /I0,I3,I4/ , которые ведут к спонтанному возникновению структурных масс кварков и глюонов/I4/.

Программа построения такой КХД была изложена подробно в работах/I4/.

Наибольший оптимизм вызывают два факта этой программы: I) структурная масса глюона устраняет инфракрасные расходимости и ведет к модификации формулы асимптотической свободы в области малых переданных импульсов Q^2 , в результате хромодинамическая константа связи становится малой во всей области Q^2: $\alpha_s(Q^2) \lesssim 0{,}2$, т.е. имеется возможность описать любой адронный процесс в рамках теории возмущений; 2) таким путем впервые получен билокальный функционал мезонов (типа (I3),(I4)), который содержит одновременно нерелятивистскую спектроскопию кварконией, дуально резонансные амплитуды и киральные лагранжианы/I4/.

Кроме того, минимальное квантование (в отличие от метода Дирака) ведет к топологическому вырождению физических состояний цветных полей (а не только вакуума). Явление деструктивной интерференции фазовых факторов такого вырождения объясняет нулевую вероятность рождения цветных частиц и локальную кварк-адронную дуальность (т.е. применимость партонной модели в пространстве Минковского как метода экспериментального измерения квантовых чисел кварков и глюонов/I5/).

Заключение

Итак, на практике для описания связанных состояний (атомов) в КЭД неявно используются два принципа: принцип минимального квантования и принцип стабильности асимптотических (наблюдаемых) связанных состояний. Если первый принцип однозначно ведет в системе покоя атома к радиационной калибровке (единственной, которая используется для вычисления сдвига атомных уровней), то второй принцип фиксирует ось времени квантования, в результате чего каждый "наблюдаемый атом" имеет свое время квантования (т.е. свою временную компоненту калибровочного поля, или свое кулоновское поле).

Явно релятивистские методы квантования, такие, как метод Дирака в релятивистской калибровке, не адекватны описанию связанных состояний. С практической точки зрения эта неадекватность выражается в бесконечном числе диаграмм в каждом конечном порядке теории возмущений, с теоретической точки зрения - в неспособности объяснить релятивистскую и калибровочную инвариантность практической схемы описания связанных состояний. Кроме того, принцип стабильности наблюдаемых связанных состояний выходит за рамки методов континуального интегрирования и метода Дирака и делает сомнительным наивное применение этих методов для калибровочно-инвариатного описания адронов в КХД.

Принципы минимального квантования и стабильности связанных состояний, как показано в работах /14/, дают независимую от выбора калибровки схему применения растущего потенциала в КХД, свободную от инфракрасных расходимостей с малой эффективной константой связи во всей области переданных импульсов.

Развитая здесь физическая теория возмущений для описания связанных состояний позволяет проследить постепенный переход от фундаментальной квантовой теории (КХД) к феноменологии дуально-резонансной модели (ДРМ) и киральным феноменологическим лагранжианам (КФЛ), которые были предложены вначале как нелинейная реализация киральной симметрии с пионом как голдстоуновской частицей /16/.

Цепочка переходов

$$\text{КХД} \to \text{ДРМ} \to \text{КФЛ} \quad (SU(3)\times SU(3)/SU(3))$$

представляет собой пример того, как из локальной теории возникает нелокальная, которая своим низкоэнергетическим пределом имеет снова локальную теорию. Причем последняя (КФЛ) является нелинейной и испытывает существенные трудности в интерпретации ее как самосогласованной квантовой теории: КФЛ используется в основном в приближении деревьев.

Мы хотели бы обратить внимание читателя на аналогичную ситуацию с теорией гравитации Эйнштейна.

С одной стороны, теорию гравитации можно трактовать как нелинейную реализацию аффинной $(A(4))$ и конформной (K) групп, факторизованных по группе Лоренца L: $A(4)\times K/L$ /17/, при этом известна также нелокальная дуально-резонансная модель (струна), из которой следует теория гравитации как локальный предел.

С другой стороны, теория гравитации используется в основном как классическая теория; имеются существенные трудности в построении последовательной и самосогласованной квантовой теории (точно так же, как и теории струны).

Пример цепочки феноменологических приближений КХД указывает другой возможный путь решения всех этих вопросов. Теория гравитации (ОТО) может быть концом такой же цепочки феноменологических приближений более фундаментальной квантовой теории, в которой единство пространства-времени и материи осуществляется еще на уровне линейных алгебраических реализаций всеобщей группы симметрии (частью которой является аффинная группа)

$$(\,?\,) \to \text{струна} \to \text{ОТО}\,.$$

Отделение пространства-времени от материи, которое мы наблюдаем в ОТО, происходит в момент спонтанного нарушения симметрии группы $(\,?\,)$. Можем ли мы восстановить такую всеобщую группу симметрии по ее наблюдаемым нелинейным остаткам, как в свое время по алгебре токов была реконструирована алгебраическая группа квантовой хромодинамики?

Авторы хотели бы поблагодарить Б.М.Барбашова, Д.В.Волкова, А.В.Ефремова, В.Г.Кадышевского, В.А.Мещерякова, Е.С.Фрадкина и Д.В.Ширкова за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. М.: Наука, 1978.
2. Dirac P.A.M. Lectures on Quantum Mechanics, Belfer Graduate School of Science Yeshira University. New York, 1964.
3. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N.-Nuovo Cimento, 1963, 29, p.380.
4. Wilson K.G.-Phys.Rev., 1974, D10, p.1445.

5. Арбузов Б.А. Препринт ИФВЭ, 83-31, Серпухов, 1983; IHEP 87-28 Serpukhov, 1987.
6. Паули В. Труды по квантовой теории. М.:Наука, 1977.
7. Nguyen Suan Han, Pervushin V.N.-Modern Phys.Lett. A, 1987, vol.2, No 6, p.400.
8. Илиева Н.П., Нгуен Суан Хан , Первушин В.Н.-Ядерная физика,1987, 45, с.1169.
9. Le Yaouanc A., Oliver L., Pene P., Raynal J.C.-Phys.Rev., 1984, D29, p.1233; 1985, D31, p.137.
10. Love S. -Ann.Phys., 1978, 113, p.153.
11. Первушин В.Н., Райнхардт Х., Эберт Д.-ЭЧАЯ, 1979, 10, с.1114.
12. Salpeter E.E.-Phys.Rev., 1952, 87, p.328.
13. Adler S.L., Davis A.C.-Nucl.Phys., 1984, D244, p.469.
14. Pervushin V.N., Kallies W., Nguyen Suan Han, Sarikov N.A. Preprint JINR P2-87-674,Dubna,1987; E2-88-68, E2-88-78,Dubna,1988.
15. Pervishin V.N.-Riv . Nuovo Cim., 1985, 8, p.1.
Нгуен Суан Хан, Первушин В.Н. Препринт ОИЯИ Р2-87-450, Дубна, 1987.
16. Pervushin V.N., Kallies W., Sarikov N.A. Preprint E2-87-430, Dubna, 1987.
17. Борисов А.Б., Огиевецкий В.И.-ТМФ, 1974, 21, с.329.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 марта 1988 года.

Нгуен Суан Хан, Первушин В.Н.

Р2-88-164

Релятивистская теория возмущений для связанных состояний в КЭД и КХД

Показано, что на практике, для описания связанных состояний /атомов/ в КЭД, неявно используются два принципа: принцип квантования минимального числа физических степеней свободы калибровочного поля и принцип стабильности наблюдаемых связанных состояний. Оба эти принципа однозначно ведут к радиационной калибровке, единственной, которая используется для вычисления сдвига атомных уровней в системе покоя каждого атома. Следовательно, каждый наблюдаемый атом имеет свое время квантования. Сформулированы физические и математические принципы релятивистской теории возмущений для описания взаимодействий связанных состояний в КЭД и КХД.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Nguen Suan Han, Pervushin V.N.

P2-88-164

Relativistic Perturbation Theory for Bound States in QED and QCD

It is shown that in practice two principles are used nonexplicitly for description of bound states in QED:the quantization principle of a minimal number of physical degrees of freedom of the gauge fields, and that of stability of observed bound states. Both these principles lead to radiation gauge that is used to describe atomic levels (in the rest frame of an atom), consequently each atom has its own quantization time. The physical and mathematical principles of the relativistic perturbation theory are formulated for the description of interaction of bound states in QED and QCD.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988