28/IV-84

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-84-63

Р.И.Азимов, В.Н.Первушин

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА БЕЗ КАЛИБРОВОЧНЫХ УСЛОВИЙ

Направлено в журнал "Теоретическая
и математическая физика"

1984

В настоящее время процедура квантования калибровочных полей достаточно хорошо определена и даже формализована для целей вычисления на ЭВМ. Однако нельзя еще сказать, что существует полное физическое понимание проблемы квантования неабелевых калибровочных полей. Здесь имеется ряд трудностей, в частности, неоднозначность определения полей при фиксировании калибровки [1], физическая интерпретация топологических свойств калибровочных полей в пространстве Минковского [2], а также проблема устранения инфракрасных особенностей.

В этой связи представляет интерес рассмотреть метод квантования калибровочных полей, где эти трудности квантования выявлены наиболее отчетливо. Таким методом, по нашему мнению, может быть квантование калибровочных полей, в котором с самого начала устранены нефизические степени свободы путем использования уравнений движения. Применение такого метода квантования в модели Швингера привело к нетривиальной связи инфракрасных особенностей полей с их топологическими свойствами [3] и к такому решению Θ -вакуума, которое не нуждается в искусственном привлечении аксиальной аномалии [4].

Основная цель данной работы состоит в построении самосогласованной лоренц-инвариантной КЭД, в которой вместо калибровочных условий используются уравнения движения на временную компоненту поля. По-видимому, впервые этот метод был предложен Полубариновым [5], который показал, что такая классическая теория содержит только физические /поперечные/ степени свободы.

В разделе I мы рассматриваем последовательное квантование указанной выше теории для свободного электромагнитного поля.

В разделе II мы показываем, как такая квантовая теория формулируется в случае взаимодействующих полей.

I. СВОБОДНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Изложим вначале здесь метод квантования на примере свободного электромагнитного поля с плотностью лагранжиана в виде

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 , \qquad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3) \qquad /1/$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Перепишем лагранжиан /1/ в виде

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} F_{i0}^2 - \frac{1}{2} B^2 , \qquad /2/$$

где

$$B_i = \epsilon_{ijk}\, \partial_j A_k, \quad (i, j = 1, 2, 3). \qquad /3/$$

Выразим в лагранжиане /2/ A_0 через динамические переменные с помощью уравнений Эйлера

$$\frac{\delta \mathfrak{L}}{\delta A_0} = -\partial_i^2 A_0 + \partial_i\, \partial_0 A_i = 0, \qquad /4/$$

где канонический импульс поля равен нулю, $\pi_0 = \delta\mathfrak{L}/(\delta\partial_0 A_0) = 0$. Решение уравнения /4/ $A_0 = 1/(\partial^2)\partial_i\, \partial_0 A_i$, подставим в лагранжиан /2/, в результате получим

$$\mathfrak{L}^{\Phi} = \frac{1}{2} E_i^{\Phi^2} - \frac{1}{2} B^2, \qquad /5/$$

где $E_i^{\Phi} = (\delta_{ij} - \partial_i \frac{1}{\partial^2} \partial_j)\, \partial_0 A_j = \Pi_{ij} E_j$,

$$A_i^{\Phi} = \Pi_{ij} A_j, \qquad /6/$$

$$\Pi_{ij} = (\delta_{ij} - \partial_i \frac{1}{\partial^2} \partial_j). \qquad /7/$$

Величины B_i и импульсы поля

$$\pi_i^{\Phi} = \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \dot{A}_i^{\Phi}} = \Pi_{ij}\, \partial_0 A_j = E^{\Phi} \qquad /8/$$

являются чисто поперечными по определению /3/ и /6/.

Таким образом, мы получили плотность лагранжиана /5/и импульсы /8/ в терминах чисто поперечных полей. Калибровочное условие $\partial_i A_i^{\Phi} = 0$ есть следствие определения /6/ и нигде не использовалось. В дальнейшем поперечные поля будем обозначать индексом /Ф/.

Квантовые скобки Пуассона между потенциалами $A_j^{\Phi}(y, t)$ и сопряженными импульсами $\pi_i^{\Phi}(x, t)$ нужно строить с учетом проекционного оператора /7/.

$$[\pi_i^{\Phi}(\vec{x}, t),\ A_j^{\Phi}(\vec{y}, t)] = [E_i^{\Phi}(\vec{x}, t),\ A_j^{\Phi}(\vec{y}, t)] = [\partial_0 A_i^{\Phi}(\vec{x}, t),\ A_j^{\Phi}(\vec{y}, t)] = -i\Pi_{ij}\, \delta^3(\vec{x} - \vec{y}), \qquad /9/$$

$$[\pi_i^{\Phi}(\vec{x}, t),\ \pi_j^{\Phi}(\vec{y}, t)] = 0,$$

$$[A_i^{\Phi}(\vec{x}, t),\ A_j^{\Phi}(\vec{y}, t)] = 0. \qquad /10/$$

Возникновение проекционного оператора Π_{ij} в квантовых скобках легко понять, если перейти в импульсное пространство и разложить операторы поля по двум поперечным ортам

$$A_j(k) = \sum_{a=1}^{2} a_a(k)\, \vec{e}_i^{\,a}(k), \qquad \sum_{a=1}^{2} \vec{e}_i^{\,a}\, \vec{e}_{aj} = (\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}).$$

Следует отметить, что коммутационное соотношение /9/ содержит аналог Швингеровской коммутационной аномалии типа $\partial_i\, \delta^3(\vec{x} - \vec{y})$. Соотношения /5/, /8/, /9/ и /10/ представляют основу для квантования поля в физическом секторе.

С помощью оператора плотности тензора энергии-импульса $T^{\mu}_{\nu}(x)$, спроектированного на физическое подпространство

$$T_0^0(x) = \sum_{i=1}^{3} \pi_i^{\Phi} \dot{A}_i^{\Phi} - \mathfrak{L}^{\Phi}, \qquad T_k^0(x) = \sum_{i=1}^{3} \pi_i^{\Phi} \frac{\partial A_i^{\Phi}}{\partial x^k},$$

получим выражения для десяти сохраняющихся величин: оператора энергии

$$H = P^0 = \int d^3x\, T_0^0(x) = \int d^3x \frac{1}{2}(E^{\Phi^2} + B^2) = \frac{1}{2}\int d^3x\, [A_i^{\Phi^2} + (\vec{\nabla} \times \vec{A}^{\Phi})^2], \qquad /11/$$

оператора импульса

$$P_k = \int d^3x\, T_k^0(x) = -\int d^3x \sum_{i=1}^{3} \pi_i^{\Phi} \partial_k A^{\Phi^i}, \qquad /12/$$

оператор углового момента

$$M_{\ell m} = \int d^3x\, [x^{\ell}\, T_m^0(x) - x^m\, T_{\ell}^0(x) + \pi_r\, \Sigma_{ri}^{\ell m} A_i^{\Phi}] =$$

$$= \int d^3x \sum_{i=1}^{3} (x^{\ell}\, \pi_i^{\Phi} \partial_m A^{\Phi^i} - x^m \pi_i\, \partial_{\ell} A^{\Phi^i}) - (\dot{A}^{\Phi^{\ell}} A^{\Phi^m} - A^{\Phi^m} A^{\Phi^n}), \qquad /13/$$

оператор буста

$$M_{0k} = \int d^3x\, [x^0\, T_k^0(x) - x^k\, T_0^0(x)] = \int d^3x\, [x^0\, \pi_i^{\Phi} \partial_k A^{\Phi^i} - \frac{x^k}{2}(\pi_i^{\Phi^2} + B^2)]. \qquad /14/$$

Простые, но громоздкие вычисления показывают, что величины /11/-/14/ сохраняют алгебру коммутаторов полной группы Пуанкаре в физическом секторе калибровочных полей. При этом операторы P^0, P_j, M^{0k}, M_{ij} подчиняются перестановочным соотношениям

$$[P_k, P_{\ell}] = 0, \qquad -i[P_k, M_{\ell m}] = \delta_{km} P_{\ell} - \delta_{k\ell} P_m,$$

$$-i[M_{k\ell}, M_{mn}] = \delta_{km} M_{\ell n} - \delta_{\ell m} M_{kn} - \delta_{kn} M_{\ell m} + \delta_{\ell n} M_{km},$$

$$[P^0, P_k] = 0, \qquad [P^0, M_{k\ell}] = 0,$$

$$-i[M_{ok}, M_{\ell m}] = \delta_{km} M_{o\ell} - \delta_{k\ell} M_{om}, \qquad -i[M_{ok}, P_{\ell}] = -\delta_{k\ell} P^0.$$

Коммутатор для плотностей операторов энергий имеет вид

$$-i[T^{00}(x), T^{00}(y)] = -(T_k^0(x) + T_k^0(y))\partial^k \delta^3(\vec{x} - \vec{y}). \qquad /15/$$

/см. приложение/.

Важно подчеркнуть, что именно выражение для коммутатора /15/ с аномалией правой части ведет к коммутационным соотношениям $-i[P^0, M^0_k] = P_k$, $-i[M^0_k, M^0_\ell] = -M_{k\ell}$. Швингер в работе [6] устанавливает соотношение /15/ как постулат. В нашем подходе нет необходимости постулировать это условие, оно является следствием "Швингеровской аномалии" в коммутаторе /9/.

Рассмотрим трансформационные свойства полей. Можно показать что имеет место соотношение Гейзенберга

$$[P_\mu, A^\Phi_k(x)] = -i\,\frac{\partial A^\Phi_k(x)}{\partial x^\mu}.$$

Совершая бесконечно малый лоренц-поворот /генерируемый бустом/ M^{0k}/, можно увидеть, что производные от δ-функции в проекционном операторе Π_{ij} играют главную роль в восстановлении поперечной структуры операторов полей в новой системе координат. Эти операторы приобретают дополнительную калибровочную функцию $\Lambda(\epsilon, y)$. В результате чего наша теория лоренц-ковариантна и удовлетворяет условию

$$U(\epsilon) A^\Phi_i(x)\, U^{-1}(\epsilon) = A^\Phi_i(y) - \partial_i\, \Lambda(\epsilon, y), \qquad /16/$$

где

$$U(\epsilon) = 1 - \frac{i}{2}\,\epsilon_{0k} M^{0k}. \qquad \Lambda(\epsilon, y) = -\epsilon_{0k}\int \frac{d^3x}{4\pi|\vec{x}-\vec{y}|}\,\partial_0 A^{\Phi k}$$

- операторная калибровочная функция.

Таким образом, существует преобразование, связывающие состояния полей в системах (x, y, z) и (x', y', z').

II. ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ПОЛЯ

Обобщим рассмотренный выше метод квантования на случай взаимодействующих полей. Рассмотрим лагранжеву плотность для полей фотона и спинора

$$\mathfrak{L} = -\frac{1}{4}F^2_{\mu\nu} + \bar\psi\,(i\partial_\mu - eA_\mu)\gamma_\mu\psi + m\bar\psi\psi. \qquad /17/$$

Канонический импульс поля A_0 равен нулю,

$$\pi = \frac{\delta\mathfrak{L}}{\delta\partial_0 A_0} = 0. \qquad /18/$$

Выражаем это поле через остальные переменные с помощью классических уравнений Эйлера

$$\frac{\delta\mathfrak{L}}{\delta A_0} = 0, \quad j_0 - \partial^2_i A_0 + \partial_i\,\partial_0 A_i = 0. \qquad /19/$$

Решение уравнения /19/ $A_0 = 1/(\partial^2)(\partial_i\,\partial_0 A_i - j_0)$ подставим в исходный лагранжиан /17/ и затем совершим калибровочное преобразование

$$\psi^\Phi = \exp[-i\lambda(x)]\,\psi, \quad A^\Phi_i = \exp[i\lambda(x)]\cdot(A_i + i\partial_i)\cdot\exp[-i\lambda(x)],$$

$$\lambda(x) = \frac{1}{\partial^2}\,\partial_j A_j + c(\vec{x}).$$

Окончательно получаем плотность лагранжиана, выраженную в терминах чисто поперечных полей

$$\mathfrak{L}^\Phi = \frac{1}{2}E^{\Phi 2}_i - \frac{1}{2}B^2 + \bar\psi^\Phi(i\not\partial - m)\psi^\Phi - e\bar\psi^\Phi\gamma_i A_i\psi^\Phi - \frac{1}{2}j^\Phi_0\frac{1}{\partial^2}j^\Phi_0,$$

где $E^\Phi_i = \Pi_{ij}E_j$, $A^\Phi_i = \Pi_{ik}A_k$.

Квантовые скобки Пуассона между динамическими переменными, как и в случае свободных полей, примем равными

$$[\dot A^\Phi_i(\vec{x}, t),\ A^\Phi_j(\vec{y}, t)] = -i\Pi_{ij}\,\delta^3(\vec{x}-\vec{y}),$$

$$[A^\Phi_i(\vec{x}, t),\ A^\Phi_j(y, t)] = [\dot A^\Phi_i(\vec{x}, t),\ \dot A^\Phi_j(y, t)] = 0,$$

$$\{\psi^\Phi_\alpha(\vec{x}, t),\ \psi^{\Phi+}_\beta(y, t)\} = \delta_{\alpha\beta}\,\delta^3(\vec{x}-\vec{y}),$$

$$\{\psi^\Phi_\alpha(\vec{x}, t),\ \psi^\Phi_\beta(\vec{y}, t)\} = \{\psi^{\Phi+}_\alpha(\vec{x}, t),\ \psi^{\Phi+}_\beta(\vec{y}, t)\} = 0.$$

Дополним набор перестановочных соотношений, требуя, чтобы одновременные коммутаторы между фотонным и спинорным полями также равнялись нулю:

$$[\psi^\Phi_\alpha(\vec{x}, t),\ A^\Phi_i(\vec{y}, t)] = 0, \qquad [\psi^\Phi_\alpha(\vec{x}, t),\ \dot A^\Phi_i(\vec{y}, t)] = 0.$$

Гамильтониан определим с помощью тензора энергии-импульса в физическом секторе

$$H = P^0 = \int d^3x\,(\psi^{\Phi+} i\frac{\partial}{\partial t}\psi^\Phi + \frac{1}{2}E^{\Phi 2} + \frac{1}{2}B^2 + e\bar\psi^\Phi\gamma_i\psi^\Phi A_i). \qquad /20/$$

Остальные сохраняющиеся величины соответственно равны: оператор импульса

$$P_i = -\int d^3x\,(i\psi^{\Phi+}\,\partial_i\,\psi^\Phi + \dot A^\Phi_j\,\partial_i\,A^\Phi_j), \qquad /21/$$

оператор углового момента

$$M_{\ell m} = \int d^3x\,\{i\bar\psi^\Phi\gamma_0(x^i\frac{\partial}{\partial x_j} - x^j\frac{\partial}{\partial x_i} + \frac{1}{4}[\gamma^i, \gamma^j])\psi^\Phi + \qquad /22/$$

$$+ (x^i\pi^\Phi\partial_j A^\Phi - x^j\pi^\Phi\partial_i A^\Phi) - (\dot A^{\Phi i}A^{\Phi j} - \dot A^{\Phi j}A^{\Phi i}),$$

оператор буста

$$M^{0k} = -\int d^3x \{x^0 (i\psi^{\Phi^+} \partial_k \psi^{\Phi} + \partial_0 A^{\Phi} \; \partial_k A^{\Phi}) - x^k [\psi^{\Phi^+} \; i\frac{\partial}{\partial t} \psi^{\Phi} + \frac{1}{2}(\partial_0 A^{\Phi})^2 + \frac{1}{2} B^2] - e\bar{\psi}^{\Phi} \gamma_k \psi^{\Phi} A_k^{\Phi} \}. \qquad /23/$$

Эти величины /20/-/23/ также удовлетворяют алгебре полной группы преобразований Пуанкаре.

В такой теории выполняется соотношение Гейзенберга

$$[P_\mu, \psi^{\Phi}(x)] = -i\frac{\partial \psi^{\Phi}(x)}{\partial x^\mu}, \qquad [P_\mu, A_j^{\Phi}(x)] = -i\frac{\partial A_j^{\Phi}(x)}{\partial x^\mu},$$

что также доказывается непосредственным вычислением. При бесконечно малом преобразовании Лоренца, генерируемом бустером M^{0k}, потенциалы $A_i^{\Phi}(x)$ испытывают градиентное преобразование, которое восстанавливает поперечную калибровку в новой системе координат. Аналогично уравнению /16/, получаем

$$U(\epsilon) A_i^{\Phi}(x) U^{-1}(\epsilon) = A_i^{\Phi}(y) + \epsilon_{0k} \frac{1}{\partial^2} \partial_i \partial_0 A^{\Phi^k}, \quad \frac{1}{\partial^2} = \int \frac{d^3x}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|}.$$

Для спинорного поля $\psi(x)$ фазовое преобразование имеет вид

$$U(\epsilon) \psi^{\Phi}(x) U^{-1}(\epsilon) = (1 - i\epsilon_{0k} \frac{1}{\partial^2} \partial_i \partial_0 A^{\Phi^k}) S_{rs}^{-1} \psi_s^{\Phi}(y),$$

$$S_{rs}^{-1} = \delta_{rs} - \frac{1}{8}[\gamma^0, \gamma^k] \epsilon_{0k}.$$

ОБСУЖДЕНИЕ

На примере электродинамики здесь показано, что калибровочные поля можно квантовать без калибровочных условий. Роль последних выполняют уравнения движения на временную компоненту поля, которая не имеет канонического импульса. При этом восстановление релятивистской инвариантности теории происходит за счет Швингеровских членов в исходном коммутаторе физических полевых переменных /9/. Результаты квантования по этому методу для КЭД практически совпадают с кулоновской калибровкой, /см., например /7/ /. При попытках применения такого способа квантования для неабелевой теории в классических уравнениях на временную компоненту возникает обратный оператор, который определен неоднозначно /2/. Эта неопределенность того же порядка, что и Грибовская неоднозначность при решении калибровочных условий. Опыт квантования без калибровочных условий с выявлением конкретного механизма восстановления релятивистской инвариантности возможно будет полезен для неабелевой теории.

Авторы благодарят Б.М.Барбашова, М.М.Мусаханова, В.В.Нестеренко, И.В.Полубаринова и М.И.Широкова за обсуждения результатов настоящей работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Получим соотношение /15/

$$-i[T^{00}(x), T^{00}(y)] = -(T_k^0(x) + T_k^0(y))\partial_k \delta^3(\vec{x} - \vec{y}). \qquad /П.1/$$

Представим оператор плотности энергии в виде

$$T^{00}(x) = \frac{1}{2}\pi_i^{\Phi^2} + \frac{1}{2}B^2 = \frac{1}{2}[\dot{A}^{\Phi^2} + (\vec{\nabla} \times \vec{A}^{\Phi})^2]. \qquad /П.2/$$

Подставим выражение /П.2/ в коммутатор /П.1/,

$$\frac{1}{4}[\{\dot{A}^{\Phi^2}(x) + (\vec{\nabla} \times \vec{A}^{\Phi}(x))^2\}, \quad \{\dot{A}^{\Phi^2}(y) + (\vec{\nabla} \times \vec{A}^{\Phi}(y))^2\}] =$$

$$= \frac{1}{4}[\dot{A}^{\Phi^2}(x), \dot{A}^{\Phi^2}(y)] + [\dot{A}^{\Phi^2}(x), (\nabla \times A^{\Phi}(y))^2] + [(\nabla \times A^{\Phi}(x)^2, \dot{A}^{\Phi^2}(y)] + \qquad /П.3/$$

Первое и последнее слагаемые равны нулю. Рассмотрим второе слагаемое

$$II = [\dot{A}^{\Phi^2}(x), (\vec{\nabla} \times \vec{A}^{\Phi}(y))^2],$$

используя правило для коммутатора,

$$[\hat{A}\hat{B}, \hat{C}\hat{D}] = \hat{C}[\hat{A}, \hat{D}]\hat{B} - [\hat{A}, \hat{C}]\hat{D}\hat{B} - \hat{A}\hat{C}[\hat{B}, \hat{D}] + \hat{A}[\hat{B}, \hat{C}]\hat{D},$$

перепишем II в виде

$$II = \nabla \times A_j^{\Phi}(y)[\dot{A}_i^{\Phi}(x), (\nabla \times A^{\Phi^j}(y)]\dot{A}^{\Phi^i} - [\dot{A}_i^{\Phi}(x), (\nabla \times A_j^{\Phi}(y))] \cdot (\nabla \times A^{\Phi^j}(y)) \cdot \dot{A}^{\Phi^i}(x) -$$

$$- \dot{A}_i^{\Phi}(x) \cdot (\nabla \times A_j^{\Phi}(y)) \cdot [\dot{A}^{\Phi^i}(x), (\nabla \times A^{\Phi^j}(y))] + \dot{A}_i^{\Phi}(x)[\dot{A}^{\Phi^i}(x), (\nabla \times A_j^{\Phi}(y))] \cdot (\nabla \times A^{\Phi^j}(y)). \qquad /П.4/$$

Учитывая

$$(\nabla \times A^j(y)) = \epsilon_{\ell k j} \partial_k A^j = B_\ell, \quad [\dot{A}_i^{\Phi}(x), A_j^{\Phi}(y)] = -i\Pi_{ij} \delta^3(\vec{x} - \vec{y}), \quad t = t',$$

получим для первого слагаемого в выражении /П.4/

$$\Omega_1 = -i\dot{A}^{\Phi} \partial_k A^{\Phi^j} \; \partial^k \delta^3(\vec{x} - \vec{y}).$$

Аналогично вычисляются остальные слагаемые в /П.4/

$$\Omega_2 = \Omega_3 = \Omega_4 = -i\partial_0 A^{\Phi}(x)\, \partial_k A^{\Phi^j}(x)\, \partial^k \delta^3(\vec{x}-\vec{y}).$$

В результате получаем выражение для коммутатора II в /П.3/

$$\mathrm{II} = -4i\,(\partial_0 A_j^{\Phi}(x))\, \partial_k A^{\Phi^j}(x)\, \partial^k \delta^3(x-y) \qquad /П.5/$$

и для коммутатора III в /П.3/

$$\mathrm{III} = [(\nabla \times A^{\Phi}(x))^2, (\partial_0 A^{\Phi}(y))^2] = -4i\,(\partial_0 A_i^{\Phi}(y))\, \partial_k A^i(y)\, \partial^k \delta^3(\vec{x}-\vec{y}). \qquad /П.6/$$

Окончательно подставляя /П.5/ и /П.6/ в /П.3/, получим

$$\frac{1}{4}\,[\{\dot{A}^{\Phi^2}(x) + (\nabla \times A^{\Phi}(x))^2\},\ \{\dot{A}^{\Phi^2}(y) + (\nabla \times A^{\Phi}(y))^2\}] =$$

$$= -i(\dot{A}_j^{\Phi}(x)\, \partial_k A^j(x)\partial^k \delta^3(\vec{x}-\vec{y}) + \dot{A}_i^{\Phi}(y)\, \partial_k A^i(y)\, \partial^k \delta^3(\vec{x}-\vec{y})) =$$

$$= -i\,(T_k^0(x) + T_k^0(y))\, \partial^k \delta^3(\vec{x}-\vec{y}),$$

где $T_\ell^0(x) = -\dot{A}_j^{\Phi}(x)\, \partial_k A^{\Phi^j}(x)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gribov V.N. Nucl.Phys., 1978, B139, p. 1.
2. Первушин В.Н. ТМФ, 1980, 45, с. 394-406.
3. Илиева Н.П., Первушин В.Н. ОИЯИ, Е2-83-283, Дубна, 1983.
4. Lowenstein J., Swieca A. Ann.Phys., 1971, N.Y., 68,p.172.
5. Полубаринов И.В. Уравнения квантовой электродинамики. Р-2421, Дубна, ОИЯИ, 1965.
6. Schwinger J. Phys.Rev., 1962, 127, p. 324.
7. Бьеркен Дж.Д., Дрел С.Д. Релятивистская квантовая теория, "Наука", М., 1978, т. 2.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 февраля 1984 года.

Азимов Р.И., Первушин В.Н.
Р2-84-63

Электродинамика без калибровочных условий

На примере КЭД последовательно рассмотрена схема квантования калибровочных полей, в которой вместо калибровочных условий используются уравнения движения на временную компоненту поля. Показано, что в механизме восстановления релятивистской инвариантности в такой квантовой теории основную роль играют аномалии Швингера.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Azimov R.I., Pervushin V.N.
P2-84-63

Electrodynamics without gauge conditions

A scheme of quantization of gauge fields is consistently treated in the framework of the QED. In this scheme the equations of motion with respect to the time component of the field are used instead of gauge conditions. It is shown that in the mechanism of restoration of the relativistic invariance within such a quantum theory the key part belongs to the Schwinger anomalies.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984