объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-463

Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов*, О.Ю.Шевченко

# КАЛИБРОВОЧНО-НЕЗАВИСИМЫЙ ФОРМАЛИЗМ И КОНФАЙНМЕНТ КВАРКОВ В КХД$_2$

Направлено в "Zeitchrift fur Physik"

* Гомельский политехнический институт

1985

## I. Введение

Начиная с работ /I-3/, двумерная квантовая хромодинамика ($КХД_2$) рассматривалась в рамках $1/N$ -приближения многими авторами. Тем не менее в данной статье мы снова возвращаемся к этой теме, что связано со следующими обстоятельствами.

В пионерской работе /I/ т'Хоофт, доопределяя уравнение для кваркового пропагатора в калибровке светового конуса, использовал в инфракрасной области регуляризацию в виде $\theta(k_- - \lambda)$, где $\lambda$ - параметр инфракрасного обрезания ( $\lambda \to 0$ в пределе снятия регуляризации). При этом оказалось, что полюс кваркового пропагатора отодвигается на бесконечность в пределе $\lambda \to 0$, что с физической точки зрения истолковывалось как конфайнмент отдельного кварка.

Иной способ инфракрасной регуляризации обсуждался в работе /2/, в которой инфракрасная особенность глюонного пропагатора понималась в смысле главного значения. При этом оказалось, что полный кварковый пропагатор в той же калибровке светового фронта имеет полюс в конечной точке при $p^2 = m^2 - g^2 N/\pi$.

Инфракрасная регуляризация, предложенная в работе /4/ и основанная на использовании поворота Вика и последующего симметричного интегрирования, приводит к новому варианту кваркового пропагатора, обладающего разрезом в комплексной $p^2$-плоскости. Подчеркнем, что при рассмотрении калибровочно-инвариантных амплитуд такие неоднозначности в трактовке не встречаются. Все эти результаты наводят на мысль, что калибровочно-зависимая кварковая функция Грина является неподходящим объектом для исследования проблемы конфайнмента кварка.

В настоящей работе мы построим новые калибровочно-инвариантные глюонные и кварковые поля, на основе которых введем калибровочно-инвариантный кварковый пропагатор, уравнение для которого в $1/N$ -приближении не будет содержать интегралов, нуждающихся в инфракрасной регуляризации. Конфайнмент кварка в нашем случае возникает в пределе восстановления калибровочной и трансляционной инвариантности (первоначально мы работаем с объектами, не обладающими указанными симметриями). Таким образом, в нашем подходе "регуляризующий" параметр - это такой параметр, предельное значение которого отвечает калибровочно-инвариантным полям и трансляционно инвариантному кварковому пропагатору.

## 2. Калибровочно-инвариантные полевые переменные

Построению калибровочно-инвариантных полевых переменных и выяснению их свойств посвящен ряд статей (см., например, [6-9]). Здесь мы ограничимся необходимым для дальнейших построений кратким изложением обобщения на неабелев случай калибровочно-инвариантных полей класса Фока [5], данным в работе [9].

Пусть $A_\mu(x)$ – неабелево калибровочное поле, а $F_{\mu\nu}(x)$ – тензор напряженности

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_\nu A_\mu(x) - \partial_\mu A_\nu(x) - ig[A_\mu(x), A_\nu(x)] \quad (2.1)$$

При локальных калибровочных преобразованиях $\omega(x)$ поля $A_\mu(x)$ и $F_{\mu\nu}(x)$ преобразуются следующим образом:

$$A_\mu(x) \longmapsto A_\mu^\omega(x) = \omega(x) A_\mu(x) \omega^{-1}(x) + \frac{i}{g}(\partial_\mu \omega(x))\omega^{-1}, \quad (2.2)$$

$$F_{\mu\nu}(x) \longmapsto F_{\mu\nu}^\omega(x) = \omega(x) F_{\mu\nu}(x) \omega^{-1}(x). \quad (2.3)$$

Зафиксируем теперь некоторую точку пространства $\xi$ и определим $P$ -упорядоченную экспоненту

$$V(x|\xi) = P\exp[-ig\int_\xi^x dz^\nu A_\nu(z)] . \quad (2.4)$$

При калибровочных преобразованиях унитарная матрица (2.4) преобразуется по закону

$$V(x|\xi) \longmapsto V^\omega(x|\xi) = \omega(x) V(x|\xi) \omega^{-1}(\xi). \quad (2.5)$$

В дальнейшем в качестве контура интегрирования в (2.4) будем брать отрезок прямой, соединяющей точки $\xi$ и $x$. В этом случае

$$z_\nu = \xi_\nu + \alpha(x-\xi)_\nu, \quad 0 \leqslant \alpha \leqslant 1 .$$

Определим поле

$$B_\mu(x|\xi) = A_\mu(x) - \frac{\partial}{\partial x^\mu}\int_0^1 d\alpha\,(x-\xi)^\nu A_\nu(\xi+\alpha(x-\xi)) - ig\int_0^1 d\alpha\,\alpha\,(x-\xi)^\nu [A_\mu(\xi+\alpha(x-\xi)), A_\nu(\xi+\alpha(x-\xi))]. \quad (2.6)$$



Векторное поле $B_\mu(x|\xi)$ совпадает с полем $A_\mu(x)$, заданным в фоковской калибровке*,

$$(x-\xi)^\mu A_\mu(x) = 0 . \quad (2.7)$$

Правую часть в (2.6) нетрудно выразить через тензор напряженности (2.1)

$$B_\mu(x|\xi) = \int_0^1 d\alpha\,\alpha\,(x-\xi)^\nu F_{\nu\mu}(\xi+\alpha(x-\xi)). \quad (2.8)$$

Это есть известная формула обращения для полей в фоковской калибровке [5]. Отметим, что, как следует из (2.8) и закона преобразования (2.3) при локальных калибровочных преобразованиях над полями $A_\mu(x)$, поля $B_\mu(x|\xi)$ преобразуются локальным образом.

Совершим калибровочное преобразование с $\omega(x) = V^+(x|\xi)$ над полями $A_\mu(x)$, где $V(x|\xi)$ определено, согласно (2.4). При этом тензор напряженности $F_{\mu\nu}(x)$ перейдет в

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}(x|\xi) = V^+(x|\xi) F_{\mu\nu}(x) V(x|\xi), \quad (2.9)$$

а поле $B_\mu(x|\xi)$ – в поле $\mathcal{B}_\mu(x|\xi)$, которое связано с $\mathcal{F}_{\mu\nu}(x|\xi)$ соотношением

$$\mathcal{B}_\mu(x|\xi) = \int_0^1 d\alpha\,\alpha\,(x-\xi)^\nu \mathcal{F}_{\nu\mu}(\xi+\alpha(x-\xi)). \quad (2.10)$$

Из законов преобразований (2.3) и (2.5) следует, что при локальных калибровочных преобразованиях тензор (2.9) преобразуется лишь глобально,

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}(x|\xi) \longmapsto \mathcal{F}_{\mu\nu}^\omega(x|\xi) = \omega(\xi)\mathcal{F}_{\mu\nu}(x|\xi)\omega^{-1}(\xi). \quad (2.11)$$

При $\xi \to \infty$ калибровочная инвариантность $\mathcal{F}_{\mu\nu}$ восстанавливается, так как мы полагаем, что $\omega(\xi\to\infty)\to 1$. Из (2.10) следует, что при локальных калибровочных преобразованиях полей $A_\mu(x)$ поле $\mathcal{B}_\mu(x|\xi)$, так же, как и $\mathcal{F}_{\mu\nu}(x|\xi)$, преобразуется лишь глобально.

---

* Калибровочное условие (2.7) переоткрывалось позднее в ряде работ (см. [10]). Затем в [11] оно применялось для получения динамических уравнений для калибровочно-инвариантной волновой функции двухчастичной системы.

$$B_\mu(x,\xi) \to B^{\omega}_\mu(x,\xi) = \omega(\xi)\, B_\mu(x,\xi)\,\omega^{-1}(\xi). \tag{2.12}$$

Калибровочная инвариантность восстанавливается в пределе $\xi \to \infty$ .

Для спинорных полей переход к новым переменным осуществляется следующим образом:

$$\mathcal{Q}(x/\xi) = \Gamma\left(V^{+}(x/\xi)\right) q(x), \tag{2.13}$$

где $\Gamma$, как обычно, устанавливает связь между присоединенным представлением и представлением, соответствующим данному представлению спинорных полей. В дальнейшем, имея это в виду, $\Gamma$ будем опускать. В пределе $\xi \to \infty$ спинорные поля, так же, как и векторные, становятся калибровочно-инвариантными.

Важно отметить, что введенные новые векторное и спинорное поля $\mathcal{B}_\mu(x/\xi)$ и $\mathcal{Q}(x/\xi)$ в фоковской калибровке (2.7) совпадают с обычными полями $A_\mu(x)$ и $q(x)$ . Таким образом, функции Грина, определенные в терминах новых полей, связаны, например, в абелевом случае с матричными элементами амплитуды рассеяния обычными редукционными формулами, записанными в фоковской калибровке. В этом отличие нашего подхода от калибровочно-инвариантной формулировки, предлагаемой в /6/.

## 3. Калибровочно-инвариантные пропагаторы

Стандартный калибровочно-зависимый кварковый пропагатор

$$i\langle 0|T q(x)\bar{q}(y)|0\rangle,$$

как отмечалось во введении, является неподходящим объектом для изучения проблемы конфайнмента кварка. Отметим также, что массовый оператор, отвечающий такому пропагатору, калибровочно-зависим*.

Рассмотрим в терминах введенных новых спинорных переменных $\mathcal{Q}(x/\xi)$ кварковую функцию Грина

$$\hat{G}(x,y/\xi) = i\langle 0|T\mathcal{Q}(x/\xi)\bar{\mathcal{Q}}(y/\xi)|0\rangle. \tag{3.1}$$

Очевидно, что пропагатор (3.1) является калибровочным инвариантом. Однако в случае конечной точки $\xi$ функция (3.1) не обладает свойством трансляционной инвариантности. Поэтому в окончательных выражениях будем полагать

$$\xi_\mu = A\eta_\mu, \quad A \longrightarrow \infty, \tag{3.2}$$

где $\eta$ — некоторый вектор, выделяющий направление. При этом в ре-

*Калибровочно-инвариантный пропагатор с точки зрения калибровочно-независимого определения массы кварка рассматривался в /12/.



зультате предельного перехода $A \to \infty$ мы восстанавливаем калибровочную инвариантность полей $\mathcal{B}_\mu(x/\xi)$ и $\mathcal{Q}(x/\xi)$ , а также трансляционную инвариантность кваркового пропагатора (3.1).

В старых переменных функция Грина (3.1) запишется в виде

$$G(x,y/\xi) = i\langle 0|T q(x)\, P\exp\left[ig\int_x^y dz^\nu A_\nu(z)\right]\bar{q}(y)|0\rangle, \tag{3.3}$$

где интегрирование выполняется по контуру, изображенному на рисунке.

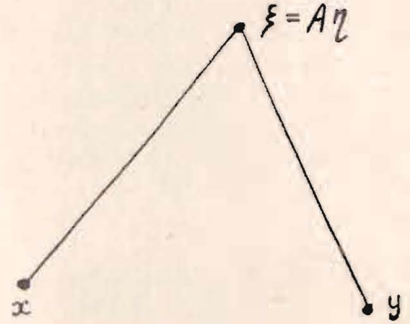


Рис. 1.
Контур интегрирования в калибровочно-инвариантном спинорном пропагаторе (3.3).

Калибровочно-инвариантный глюонный пропагатор в терминах полевых полей $\mathcal{B}_\mu(x/\xi)$ в свободном случае имеет вид *

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y/\xi) = \mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y) + \frac{\partial}{\partial x^\mu}\int_x^\xi dz^\alpha \mathcal{D}_{\alpha\nu}(z,y) + \frac{\partial}{\partial y^\nu}\int_y^\xi dw^\beta \mathcal{D}_{\mu\beta}(x,w) + \frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial y^\nu}\int_x^\xi dz^\alpha \int_y^\xi dw^\beta \mathcal{D}_{\alpha\beta}(z,w), \tag{3.4}$$

где $\mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y)$ глюонный пропагатор в произвольной калибровке.

Функция Грина (3.4) обладает следующим свойством

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y/\xi) = \mathcal{D}_{\mu\nu}(x-\xi,\, y-\xi). \tag{3.5}$$

* Тривиальные цветовые индексы мы опускаем.

Так же как и для спинорного пропагатора, трансляционная инвариантность восстанавливается в пределе $\xi \to \infty$.

Получим явное выражение для глюонного пропагатора. Для этого в правую часть (3.4) следует подставить $\mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y)$ в произвольной калибровке. Например, в гамильтоновской калибровке $A_0 = 0$ в двумерном пространстве времени пропагатор имеет вид

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y) = -g_{\mu 1} g_{\nu 1} \delta(x_1 - y_1)\left[\frac{1}{2}|x_0 - y_0| + B(x_0 - y_0) - A\right]. \tag{3.6}$$

Произвольные постоянные $A$ и $B$ в (3.6) отражают остаточный калибровочный произвол. Обычно их выбирают равными нулю, прибегая к некоторым дополнительным аргументам. В нашем случае при подстановке (3.6) и (3.4) зависимость от $A$ и $B$ пропадает. Таким образом, глюонный пропагатор (3.4) не имеет неоднозначностей, характерных для калибровочно-неинвариантной формулировки. Функция (3.4) при подстановке в нее (3.6) принимает вид

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y/\xi) = \frac{1}{4}\left[(\tilde{\xi}-\tilde{x})_\mu (\tilde{\xi}-\tilde{y})_\nu + (\tilde{\xi}-\tilde{y})_\mu (\tilde{\xi}-\tilde{x})_\nu\right] \cdot$$
$$\cdot \delta\left[(\xi - x)\cdot(\tilde{\xi}-\tilde{y})\right] \cdot \left[\frac{\xi_0 - y_0}{\xi_0 - x_0}\cdot \theta\left(\frac{\xi_0 - x_0}{\xi_0 - y_0} - 1\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{\xi_0 - x_0}{\xi_0 - y_0}\cdot \theta\left(\frac{\xi_0 - y_0}{\xi_0 - x_0} - 1\right)\right]. \tag{3.7}$$

Здесь для любого 2-вектора $Z_\mu$ введено обозначение

$$\tilde{Z}_\mu = \varepsilon_\mu^{\ \nu} Z_\nu = (Z_1, Z_0). \tag{3.8}$$

Свободный пропагатор (3.7) имеет несколько необычный вид по сравнению с наиболее часто применяемыми пропагаторами в калибровке светового фронта $A_- = 0$ или в аксиальной калибровке $A_1 = 0$, из выражений для которых легко виден кулоновский закон взаимодействия зарядов в двумерном пространстве времени. Однако нетрудно убедиться, что выражение для калибровочно-инвариантной энергии взаимодействия зарядов, записанное через пропагатор (3.7), можно преобразовать к стандартному виду с обычным линейно растущим расстоянием потенциалом взаимодействия зарядов.



## 4. Калибровочно-инвариантный кварковый пропагатор в $1/N$-приближении

Используя тот факт, что введенные выше поля $\mathcal{B}_\mu(x|\xi)$ и $Q(x/\xi)$ совпадают с обычными полями $A_\mu(x)$ и $q(x)$ в калибровке Фока (2.7), можно показать, что уравнение для кваркового пропагатора (3.I) в главном порядке $1/N$-приближения имеет вид

$$\hat{M}(x,y|\xi) = -i\tilde{g}^2 \mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y|\xi)\left[\gamma^\mu \hat{G}(x,y|\xi)\gamma^\nu\right], \tag{4.I}$$

где $\tilde{g}^2 = (2g)^2 \frac{N-1}{N}$, $\mathcal{D}_{\mu\nu}$ определяется соотношением (3.7) а $\hat{M}$ – массовый оператор, отвечающий функции Грина (3.I).

Для получения трансляционно инвариантных результатов устремим $\xi \to \infty$, согласно (3.2). При этом функция (3.7) принимает вид

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y|A\eta) = \frac{1}{2} A \tilde{\eta}_\mu \tilde{\eta}_\nu \delta(\tilde{\eta}\cdot(x-y)) + O(A). \tag{4.2}$$

Таким образом, ведущий по $A$ член в $\mathcal{D}_{\mu\nu}$ является трансляционно инвариантным. Следует отметить, что он не дает вклада в такую физическую величину, как, например, энергия. Вклад в нее определяется следующим членом разложения функции $\mathcal{D}_{\mu\nu}(x,y|A\eta)$, пропорциональным $A^0$. Как будет показано ниже, для нашей цели выписанный явно первый член разложения по $A$ в (4.2) играет определяющую роль.

В импульсном пространстве уравнение (4.I) при $A \to \infty$ принимает вид

$$\hat{M}_A(P) = -\frac{ig^2}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\tau\, \hat{\tilde{\eta}}\, G_A\left(P + \frac{1}{A}\tilde{\eta}\tau\right)\hat{\tilde{\eta}} =$$
$$= -\frac{ig^2}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\tau\, \hat{\tilde{\eta}} \frac{1}{\hat{M}_A\left(P + \frac{1}{A}\tilde{\eta}\tau\right) + m - \left(\hat{P} + \frac{1}{A}\hat{\tilde{\eta}}\tau\right) - i\varepsilon}\hat{\tilde{\eta}}. \tag{4.3}$$

Рассмотрим теперь различные случаи выбора направления $\eta$. При $\eta^2 = 0$ (точка $\xi$ стремится к бесконечности вдоль светового конуса) уравнение (4.3) можно переписать в виде

$$\hat{M}(P_-, P_+) =$$
$$= -i\tilde{g}^2 A/2\sqrt{2}\int_{-\infty}^{\infty} d\tau\, \gamma_- \left[\hat{M}(P_-, P_+ + \tau) + m - (P_-\gamma_+ + (P_+ + \tau)\gamma_-) - i\varepsilon\right]^{-1}. \tag{4.4}$$

Здесь мы ввели стандартные переменные светового фронта

$$P_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(P_0 \pm P_1), \quad \gamma_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma_0 \pm \gamma_1),$$
$$\gamma_-^2 = \gamma_+^2 = 0, \ \{\gamma_-, \gamma_+\} = 2 \tag{4.5}$$

и положили для конкретности $\eta = (1,1)$.

Нетрудно видеть, что уравнение (4.4) имеет решение вида

$$\hat{M}(P_-, P_+) = \gamma_- M(P_-). \tag{4.6}$$

При этом интеграл в правой части (4.4) может быть преобразован так:

$$\begin{aligned}
&\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau}{(2\pi)} \gamma_- [\gamma_- M(P_-) + m - (P_-\gamma_+ + (P_+ + \tau)\gamma_-) - i\varepsilon]^{-1} \gamma_- = \\
&\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau}{(2\pi)} \gamma_- \left[ \frac{m + P_-\gamma_+ + \gamma_-(\tau - M(P_-))}{m^2 - 2P_-(\tau - M(P_-)) - i\varepsilon} \right] \gamma_- = \\
&= 2\gamma_- P_- \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau}{(2\pi)} [m - 2P_-\tau - i\varepsilon]^{-1} = \frac{i}{2} \gamma_- \operatorname{sgn} P_- .
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Таким образом, точное решение уравнения (4.4) в этом случае имеет вид (4.6), где

$$M(P_-) = \frac{\tilde{g}^2}{4\sqrt{2}} A \operatorname{sgn} P_- . \tag{4.8}$$

При $A \to \infty$ полюс спинорной функции Грина уходит на бесконечность, что можно трактовать как конфайнмент отдельного кварка.

Решим уравнение (4.3) в приближении Блоха-Нордсика, которое, как известно, в случае электродинамики воспроизводит теорию в инфракрасной области. Согласно этому приближению, заменим в (4.3) $\gamma$-матрицы на вектора: $\gamma_\mu \longrightarrow u_\mu$, где $u^2 = 1$.
Тогда уравнение (4.3) примет вид

$$\begin{aligned}
M_A(P) = -i \frac{\tilde{g}^2}{4\pi} (\tilde{\eta} u)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \Big[ M_A\Big(P + \frac{1}{A}\tilde{\eta}\tau\Big) + m - \\
- (P \cdot u) - \frac{1}{A}(\tilde{\eta} \cdot u) - i\varepsilon \Big]^{-1}.
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Уравнение (4.9) имеет решение, не зависящее от $P$,

$$M_A(P) = M_A = \mathrm{const}. \tag{4.10}$$

Действительно, в этом случае



$$\begin{aligned}
M_A &= -\frac{ig^2}{4\pi} (\tilde{\eta} u)^2 A \int_{-\infty}^{\infty} d\tau [M_A + m - (Pu) - (\tilde{\eta} u)\tau - i\varepsilon]^{-1} = \\
&= \frac{\tilde{g}^2}{4} A (\tilde{\eta} u)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \, \delta(M_A + m - (Pu) - (u\tilde{\eta})\tau) = \\
&= \frac{1}{4} \tilde{g}^2 (\tilde{\eta} u) A .
\end{aligned} \tag{4.11}$$

Таким образом, $M_A \sim A$, и при $A \to \infty$ полюс пропагатора уходит на бесконечность, что, так же, как и при $\eta^2 = 0$, отвечает конфайнменту кварка.

## 5. Заключение

Итак, в данной работе введены новые векторные и спинорные поля $\mathcal{B}_\mu(x|\xi)$ и $\mathcal{Q}(x|\xi)$, которые при $\xi \to \infty$ инвариантны относительно локальных калибровочных преобразований. Функции Грина, записанные в терминах этих полей, являются калибровочно-инвариантными объектами.

В рамках $1/N$ -приближения получено уравнение для калибровочно-инвариантного кваркового пропагатора. Это уравнение в отличие от уравнения для калибровочно-инвариантной спинорной функции Грина не требует инфракрасной регуляризации. Тем не менее в предполагаемом подходе существует естественная предельная процедура: $\xi_\mu = A\eta_\mu$, $A \to \infty$. В результате такого предельного перехода решаются две задачи.

Во-первых, восстанавливается калибровочная инвариантность полей $\mathcal{B}_\mu(x|\xi)$ и $\mathcal{Q}(x|\xi)$ и, во-вторых, рассматриваемые функции Грина становятся трансляционно инвариантными. При этом оказывается, что массовый оператор, соответствующий калибровочно-инвариантному спинорному пропагатору, при $A \to \infty$ также стремится к бесконечности. Таким образом, калибровочно-инвариантный кварковый пропагатор не имеет особенностей в любой конечной области. Этот факт можно трактовать как конфайнмент отдельного кварка.

Важно подчеркнуть, что предлагаемый подход свободен от неоднозначностей, связанных с различными способами инфракрасной регуляризации в калибровочно-неинвариантном формализме.

## Литература


I. 't Hooft G.- Nucl. Phys., I974, B72, 46I; B75, 46I.
2. Callan C.G., Coote N., Cross D.J.- Phys. Rev., I976, DI3, I649-I669.
3. Einhorn M.B. - Phys. Rev., I976, DI4, 345I-347I.
4. Wu T.T. - Phys. Lett., I977, 7IB, I42-I44.
5. Fock V.A.- Sow. Phys., I937, I2, 404;
Collection of the warhs on the Quantum Field Theory. I957, p. I4I-4 I4I-458.
Leningrad Univ., Pub. Leningrad, I957 (in Russian).
6. Mandelstam S.- Ann. Phys., I962, I9, p. I-24.
Phys. Rev., I968, I75, I580-I603.
Bialynicki-Birula I.- Bull. Acad. Polon. Sei., I963, XI, I35-I38.
7. Stenmann O. - Ann. Phys., I984, I57, 232-254;
Preprint BI-TP-85/4, I985, p. I3.
8. D' Emilio E., Mintchev M.- Phys. Rev., I983, D27, I840-I85I;
Fort. der Phys., I984, 32, 477-523; Nuovo Cimento, I982, 69A, 43-6I.
9. Skachkov N.B., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu.- Rapid JINR Comm. No 8-85, p. I, Dubna, I985; No 9,-85, p. 27-3I;
Dubna, I985.
I0. Schwinger J.- Phys. Rev., I95I, 82, 664.
Cronstron C.- Phys. Lett., I980, 90B, 267-270;
Dubovikov M.S., Smilda A.V. - Nucl. Phys., I98I, BI85,I09-II8.
II. Kapshay V.N., Skachkov N.B., Solovtsov I.L. JINR, E2-83-26, Dubna, I983, p. I3;
In Proc. of the VI Int. sèminar on High Energy Phys. and Quantum Field Theory, I983, vol. II, Protvino, p. 262-27I.
I2. Kanaga K a.o.- Phys. Lett., I982, II6B, 6I-65;
Kanaga K.- Phys. Rev., I982, D26, I758-I768.



Рукопись поступила в издательский отдел
I8 июня I985 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник *"Краткие сообщения ОИЯИ"*. В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condenced matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

*JINR Rapid Communications* will be issued regularly.

Скачков Н.Б., Соловцов И.Л., Шевченко О.Ю. P2-85-463
Калибровочно-независимый формализм
и конфайнмент кварков в КХД$_2$

Вводятся новые калибровочно-инвариантные векторное и спинорные поля. В их терминах определяется калибровочно-инвариантный кварковый пропагатор, уравнение для которого в приближении не требует введения инфракрасной регуляризации."Регуляризующим" параметром в нашем подходе является параметр, предельное значение которого отвечает калибровочно-инвариантным полям и трансляционно-инвариантному кварковому пропагатору, Показано, что при переходе к такому пределу полюс калибровочно-инвариантного пропагатора кварка уходит на бесконечность, что обычно трактуется как конфайнмент отдельного кварка.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Skachkov N.B., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu. P2-85-463
Gauge-Invariant Formalism
and Quark Confinement in QCD

New gauge-invariant vector and spinor fields are introduced. Gauge-invariant quark propagator is defined in terms of these new fields. The equation for such a propagator, taken in 1/N approximation, does not require the introduction of an infrared regularization. As the regularization parameter in our approach there stands such a parameter which limit value corresponds to the gauge-invariant fields and translationally invariant quark propagator. It is shown that in this limit the pole of the gauge-invariant quark propagator shifts towards infinity what is usually treated as the confinement of a single quark.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985