объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-87-782

Г.В.Ефимов

О СТОХАСТИЧЕСКОМ КОНФАЙНМЕНТЕ

Направлено в журнал "Теоретическая
и математическая физика"

1987

ВВЕДЕНИЕ

В недавней работе Ю.Симонова /1/ было сделано утверждение, что вакуумное глюонное поле обеспечивает конфайнмент, если оно является стохастическим. Этот вывод основан на следующем рассуждении. Рассматривается уравнение для функции Грина кварка в стохастическом глюонном поле. При помощи калибровочного преобразования из функции Грина выделяется калибровочно-инвариантная функция /см.формулы /53/-/58/ работы /1/ /. В результате получается уравнение следующего вида:

$$[(i\frac{\partial}{\partial x})^2 + V_\mu^2(x,y)]\,G(x,y\,|\,F) = \delta(x-y), \qquad /1/$$

где

$$V_\mu(x,y) = \int_0^1 ds\, s\, F_{\mu\nu}((x-y)s+y)(x-y)_\nu .$$

Тензор напряженностей глюонного поля $F_{\mu\nu}(x)$ считается стохастическим, т.е.

$$< F_{\mu\nu}(x)F_{\alpha\beta}(y) >_F = (\delta_{\mu\alpha}\delta_{\nu\beta} - \delta_{\mu\beta}\delta_{\nu\alpha})D((x-y)^2), \qquad /2/$$

где усреднение проводится по некоторому стохастическому ансамблю, а $D(x^2)$ - достаточно гладкая, быстро убывающая при $x^2 \to \infty$ функция.

Далее проводятся рассуждения, которые сводятся к тому, что вместо уравнения /1/ можно рассмотреть уравнение

$$[(i\frac{\partial}{\partial x})^2 + < V_\mu^2(x,y) >_F]\,G(x-y) = \delta(x-y). \qquad /3/$$

Тогда с учетом /2/

$$< V_\mu^2(x,y) >_F = 3\iint_0^1 ds_1 ds_2\, s_1 s_2 (x-y)^2 D((x-y)^2(s_1-s_2)^2) \to$$

$$\xrightarrow[(x-y)^2\to\infty]{} 2\sqrt{(x-y)^2}\int_0^\infty ds\, D(s^2).$$

Таким образом, в уравнении /3/ возникает линейно растущий потенциал конфайнмента.

Наша точка зрения состоит в том, что переход от уравнения /1/ к уравнению /3/ неправомерен. На самом деле, необходимо решить уравнение /1/ в произвольных полях $F_{\mu\nu}(x)$ и лишь затем усреднить полученную функцию $G(x,y|F)$ по стохастическим глюонным полям:

$$G(x-y) = \langle G(x,y|F)\rangle_F . \qquad /4/$$

Наше утверждение состоит в том, что поведение на больших расстояниях функции Грина, определяемой уравнением /3/, и функции /4/ кардиально отличаются друг от друга. В то время как решение уравнения /3/ соответствует конфайнменту, функция /4/ определяет некоторое реальное состояние. Таким образом, в случае $F_{\mu\nu} \equiv 0$ функция Грина /4/ описывает частицу с нулевой массой, а в результате взаимодействия со стохастическим глюонным полем у частицы может возникнуть масса.

Доказательству этого утверждения посвящена данная работа.

ФУНКЦИЯ ГРИНА В СТОХАСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Будем исследовать функцию Грина, удовлетворяющую уравнению /1/, в которое для полноты изложения добавлена масса

$$\left[\left(i\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + m^2 + V^2_\mu(x,y)\right] G(x,y|F) = \delta(x-y). \qquad /5/$$

Все вычисления будем проводить в евклидовой метрике. Для простоты положим далее $y = 0$.

Поле $F_{\mu\nu}(x)$ является случайным гауссовским полем, его корреляционная функция /пропагатор/ определяется равенством

$$\langle \exp\{i\int dx\, F_{\mu\nu}(x)\eta_{\mu\nu}(x)\}\rangle_F =$$

$$= \int d\sigma[F] \exp\{i\int dx F_{\mu\nu}(x)\eta_{\mu\nu}(x)\} =$$

$$= \exp\{-\frac{1}{2}\iint dx dx' \eta_{\mu\nu}(x) D_{\mu\nu,\alpha\beta}(x-x')\eta_{\alpha\beta}(x')\},$$

где

$$D_{\mu\nu,\alpha\beta}(x-x') = (\delta_{\mu\alpha}\delta_{\nu\beta} - \delta_{\mu\beta}\delta_{\nu\alpha}) D((x-x')^2).$$

Будем считать, что функция $D(x^2)$ не имеет ультрафиолетовых сингулярностей, т.е. $D(x^2)$ конечна при $x^2 = 0$, и достаточно быстро убывает при $x^2 \to \infty$, так что

$$D = \int_0^\infty ds D(s^2) < \infty .$$

Ввведем функцию Грина, усредненную по полям $F_{\mu\nu}$:

$$G(x) = \int d\sigma[F]\, G(x|F) = \langle G(x|F)\rangle_F . \qquad /6/$$

Нас будет интересовать инфракрасное поведение функции $G(x)$, т.е. ее асимптотика при $x^2 \to \infty$. Сформулируем наш результат в виде следующего утверждения.

Утверждение

Для функции Грина $G(x)$ в /6/, являющейся решением уравнения /5/ и усредненной по гауссовскому случайному полю $F_{\mu\nu}$ с корреляционной функцией /2/, в евклидовом конфигурационном пространстве при $x^2 \to \infty$ справедлива оценка снизу:

$$G(x) \geq \frac{\mathrm{const}}{\sqrt{x^2}} \exp\{-M\sqrt{x^2}\}, \qquad /7/$$

где

$$M = \min_{\beta>0}\left[\frac{1}{4\beta} + m^2\beta + 4\sqrt{D\beta}\right],$$

и при $m^2 = 0$ $M = 3D^{1/3}$.

Таким образом, в импульсном пространстве Минковского функция Грина $\tilde{G}(p^2)$ имеет особенность при $p^2 = m_r^2 \leq M^2$.

Приступим к доказательству этого *утверждения*.

Наши вычисления основаны на использовании известного представления Фейнмана /см. [2]/

$$G(x|W) = \left[\left(i\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + m^2 + W(x)\right]^{-1}\delta(x) =$$

$$= \int_0^\infty d\alpha\, e^{-\alpha m^2} \int \delta\nu(\xi) \exp\{-\int_0^\alpha d\xi\, \nu^2(\xi) - \qquad /8/$$

$$- \int_0^\alpha d\xi\, W(x - 2\int_0^\xi d\eta\, \nu(\eta))\}\, \delta(x - 2\int_0^\alpha d\xi\, \nu(\xi)),$$

где нормировка выбрана таким образом, что

$$\int\delta\nu(\xi)\exp\{-\int_0^\alpha d\xi\,\nu^2(\xi)\}\,\delta(x-2\int_0^\alpha d\xi\,\nu(\xi)) =$$

$$= \int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\,e^{-ikx-\alpha k^2} = \frac{1}{(4\pi\alpha)^2}\exp\{-\frac{x^2}{4\alpha}\}.$$

Преобразуем формулу /8/. Будем вычислять функциональный интеграл в представлении базисных векторов. Перейдем от интегрирования по функции $\nu(\xi)$ к переменным $u_n (n = 0,1,2,\ldots)$ и $v_n (n = 1,2,\ldots)$:

$$\nu(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}[u_0 + \sum_{n=1}^{\infty}(u_n\cos\frac{2\pi n}{\alpha}\xi + v_n\sin\frac{2\pi n}{\alpha}\xi)].$$

Имеем

$$\int_0^\alpha d\xi\,\nu^2(\xi) = u_0^2 + \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(u_n^2+v_n^2),$$

$$2\int_0^\alpha d\xi\,\nu(\xi) = 2\sqrt{\alpha}\,u_0,$$

$$2\int_0^\xi d\eta\,\nu(\eta) = \frac{2\xi}{\sqrt{\alpha}}u_0 + 2\sqrt{\alpha}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\pi n\frac{\xi}{\alpha}}{\pi n}(u_n\cos\pi n\frac{\xi}{\alpha} + v_n\sin\pi n\frac{\xi}{\alpha}).$$

Подставим полученные формулы в функциональный интеграл /8/, вычислим интеграл по u_0 с учетом δ-функции и нужной нормировки, введем переменную $t = 1 - \frac{\xi}{\alpha}$. Получим

$$G(x|W) = \int_0^\infty\frac{d\alpha}{(4\pi\alpha)^2}\exp\{-\frac{x^2}{4\alpha} - m^2\alpha\}I(x,\alpha|W),$$

$$I(x,\alpha|W) = \int d\sigma_{u,v}\exp\{-\alpha\int_0^1 dt\,W(xt + 2\sqrt{\alpha}\,\phi(t))\},$$

$$d\sigma_{u,v} = \prod_{n=1}^{\infty}(\frac{du_n dv_n}{2\pi})^4\exp\{-\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(u_n^2+v_n^2)\},$$

$$\phi_\mu(t) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\pi n t}{\pi n}(u_{n\mu}\cos\pi n t + v_{n\mu}\sin\pi n t). \qquad /9/$$

Это представление будем использовать в дальнейшем.

Применим представление /9/ к функции Грина /5/, получим

$$G(x|F) = \int_0^\infty\frac{d\alpha}{(4\pi\alpha)^2}\exp\{-\frac{x^2}{4\alpha} - m^2\alpha\}J(x,\alpha|F),$$

$$J(x,\alpha|F) = \int d\sigma_{u,v}\exp\{-\alpha\int_0^1 dt(\int_0^1 ds\,s\,F_{\mu\nu}(X(t)s)X_\nu(t))^2\}, \qquad /10/$$

$$X_\mu(t) = x_\mu t + \sqrt{2\alpha}\,\phi_\mu(t).$$

Воспользуемся далее стандартным гауссовским представлением

$$J(x,\alpha|F) = \int d\sigma_{u,v}\int\delta B\exp\{-\int_0^1 dt\,B_\mu^2(t)\}\times$$
$$\times\exp\{-2i\sqrt{\alpha}\int_0^1 dt\,B_\mu(t)\int_0^1 ds\,s\,F_{\mu\nu}(X(t)s)X_\nu(t)\}.$$

Усредним функционал $J(x,\alpha|F)$ по гауссовым полям:

$$J(x,\alpha) = \langle J(x,\alpha|F)\rangle_F =$$

$$= \int d\sigma_{u,v}\int\delta B\exp\{-\int_0^1 dt\,B_\mu^2(x)\}\times$$

$$\times\exp\{-\iint_0^1 dt_1 dt_2\,B_\mu(t_1)R_{\mu\nu}(t_1,t_2;\,x,\alpha|\phi)\,B_\nu(t_2)\}, \qquad /11/$$

$$R_{\mu\nu}(\ldots) = 2\alpha\iint_0^1 ds_1 ds_2\,s_1 s_2[\delta_{\mu\nu}(X(t_1)X(t_2)) -$$
$$- X_\mu(t_1)X_\nu(t_2)]D((X(t_1)s_1 - X(t_2)s_2)^2).$$

Приступим к оценке снизу функции $J(x,\alpha)$. При оценках функциональных интегралов в /11/ будем использовать следующее неравенство /см. [3]/, справедливое для любого вещественного функционала $W[\phi]$:

$$\int \delta\phi \exp\{-\frac{1}{2}\int_0^1 dt\,\phi^2(t) - W[\phi]\} = \int \prod_n \frac{du_n}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{u_n^2}{2}} e^{-W[\phi]} \geq$$

$$\geq \exp\{-\min_{\{q_n\}} [\sum_n (\ln(1+q_n) - \frac{q_n}{1+q_n}) - \int d\sigma_n W[\phi_q]]\}. \qquad /12/$$

Функции $\phi(t)$ и $\phi_q(t)$ определяются

$$\phi(t) = \sum_n u_n g_n(t), \qquad \phi_q(t) = \sum_n u_n \frac{g_n(t)}{\sqrt{1+q_n}},$$

где $\{g_n(t)\}$ - ортонормированная система функций на интервале $(0, 1)$. Вариационные параметры q_n удовлетворяют условиям:

$q_n > -1$ и $\sum_n |q_n| < \infty$.

Оценим в /11/ интеграл по мере $d\sigma_{u,v}$: используя неравенство /12/ и представление /9/, имеем

$$\int d\sigma_{u,v} \exp\{-\iint_0^1 dt_1 dt_2 B_\mu(t_1) R_{\mu\nu}(t_1, t_2; x, \alpha|\phi) B_\nu(t_2)\} \geq$$

$$\geq \exp\{-\min_{\{q_n\}} [4L[q] + \iint_0^1 dt_1 dt_2 B_\mu(t_1) R_{\mu\nu}(t_1, t_2; x, \alpha|q) B_\nu(t_2)]\}. \qquad /13/$$

Здесь

$$L[q] = \sum_{n=1}^{\infty} [\ln(1+q_n) - \frac{q_n}{1+q_n}],$$

$$R_{\mu\nu}(t_1, t_2; x, \alpha|q) = \int d\sigma_{u,v} R_{\mu\nu}(t_1, t_2; x, \alpha|\phi_q), \qquad /14/$$

$$\phi_q(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\pi nt}{\pi n\sqrt{1+q_n}}(u_n \cos\pi nt + v_n \sin\pi nt).$$

Функциональный интеграл в /14/ по гауссовой мере $d\sigma_{u,v}$ в евклидовом пространстве R_∞ сводится к гауссовскому интегралу в пространстве R_2 следующим образом. Рассмотрим интеграл вида

$$I = \int d\sigma_n F(\Psi(t_1), \Psi(t_2)) = \int \prod_n \frac{du_n}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}u_n^2} F(\sum_n u_n \Psi(t_1), \sum_n u_n \Psi(t_2)),$$

где $F(s,t)$ - некоторая функция двух переменных. Функцию $\Psi(t)$ можно рассматривать как скалярное произведение двух векторов $u = (u_1, u_2, \dots)$ и $\Psi_t = (\Psi_1(t), \Psi_2(t), \dots)$ в R_∞:

$$\Psi(t) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n \Psi_n(t) = (u, \Psi_t), \qquad \sum_{n=1}^{\infty} u_n^2 = (u, u).$$

Интеграл

$$I = \int \delta u\, e^{-(u,u)} F((u, \Psi_{t_1}), (u, \Psi_{t_2}))$$

зависит только от трех скалярных произведений $(\Psi_{t_1}\Psi_{t_1})$, $(\Psi_{t_1}\Psi_{t_2})$, (Ψ_{t_2}, Ψ_{t_2}). Поэтому в евклидовом пространстве R_∞ можно выбрать такие координаты, в которых

$$\Psi_{t_1} = (A_1, B_1, 0, \dots), \qquad \Psi_{t_2} = (A_2, B_2, 0, \dots),$$

где величины A_1, B_1, A_2, B_2 определяются из уравнений

$$A_j^2 + B_j^2 = (\Psi_{t_j}, \Psi_{t_j}) = \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_n^2(t_j), \qquad (j = 1, 2),$$

$$A_1 A_2 + B_1 B_2 = (\Psi_{t_1}, \Psi_{t_2}) = \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_n(t_1)\Psi_n(t_2).$$

Тогда интеграл I перепишется в форме гауссовского интеграла по евклидову пространству R_2:

$$I = \int d\sigma_u F((u, \Psi_{t_1}), (u, \Psi_{t_2})) = \int \frac{d^2 u}{2\pi} e^{-\frac{1}{2}(u,u)} F((u, \Psi_{t_1}), (u, \Psi_{t_2})),$$

где $u=(u_1,u_2)$, $\Psi_{t_j}=(A_j,B_j)\ (j=1,2)$.

Таким образом, функциональный интеграл в /14/ с учетом /11/ записывается

$$R_{\mu\nu}(t_1,t_2;x,\alpha|q)=2\alpha\iint_0^1 ds_1 ds_2\, s_1 s_2 \int\left(\frac{d^2u}{2\pi}\right)^4\int\left(\frac{d^2v}{2\pi}\right)^4 e^{-\frac12(u_\mu u_\mu)-\frac12(v_\mu v_\mu)}\times$$

$$\times[\delta_{\mu\nu}(X_q(t_1)X_q(t_2))-X_{q\mu}(t_1)X_{q\nu}(t_2)]\times$$

$$\times D((X_q(t_1)s_1-X_q(t_2)s_2)^2),$$

$$X_{q\mu}(t)=x_\mu t+2\sqrt{\alpha}\,\phi_{q\mu}(t)=x_\mu t+2\sqrt{\alpha}[(u_\mu,U_q(t))+(v_\mu,V_q(t))], \qquad /15/$$

$$(U_q(t_1),U_q(t_2))=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\pi nt_1\sin\pi nt_2}{(\pi n)^2(1+q_n)}\cos\pi nt_1\cos\pi nt_2,$$

$$(V_q(t_1),V_q(t_2))=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin^2\pi nt_1\sin^2\pi nt_2}{(\pi n)^2(1+q_n)}.$$

Рассмотрим теперь функциональный интеграл

$$F=\int\delta B\exp\{-\int_0^1 dt\,B_\mu^2(t)\}\times$$

$$\times\exp\{-\iint_0^1 dt_1dt_2\,B_\mu(t_1)R_{\mu\nu}(t_1,t_2)B_\nu(t_2)\}. \qquad /16/$$

Перейдем в нем к интегрированию по системе базисных векторов

$$B_\mu(t)=\frac{1}{\sqrt2}a_{o\mu}+\sum_{n=1}^{\infty}[a_{n\mu}\cos2\pi nt+b_{n\mu}\sin2\pi nt],$$

тогда

$$F=\int\prod_n\left(\frac{da_n}{\sqrt{2\pi}}\right)^4\left(\frac{db_n}{\sqrt{2\pi}}\right)^4\exp\{-\frac12[a_{o\mu}^2+\sum_{n=1}^{\infty}(a_{n\mu}^2+b_{n\mu}^2)]\}\times$$

$$\times\exp\{-\iint_0^1 dt_1dt_2\,B_\mu(t_1)R_{\mu\nu}(t_1,t_2)B_\nu(t_2)\}.$$

Неравенство /12/ для интеграла /16/ дает оценку

$$F\ge\exp\{-\min_{\{r_n\}}4\sum_{n=o}^{\infty}[\ln(1+r_n)-\frac{r_n}{1+r_n}+\frac{R_n}{1+r_n}]\},$$

где

$$R_n=\frac14\iint_0^1 dt_1dt_2\cos2\pi n(t_1-t_2)R_{\mu\mu}(t_1,t_2).$$

Заметим, что условие сходимости функционального интеграла /16/ требует, чтобы $R_n>-1$. Максимум по r_n легко вычисляется, и мы имеем

$$F\ge\exp\{-4\sum_{n=o}^{\infty}\ln(1+R_n)\}. \qquad /17/$$

Собирая полученные неравенства и полагая $\alpha=x\beta$ $(x=\sqrt{x^2})$, получим для функции Грина /6/

$$G(x)\ge G_{min}(x)=\frac1x\int_0^\infty\frac{d\beta}{(4\pi\beta)^2}\exp\{-x(\frac{1}{4\beta}+m^2\beta)\}I_{min}(x,\beta),$$

$$I_{min}(x,\beta)=\exp\{-\min_{\{q_n\}}4[L[q]+\sum_{n=o}^{\infty}\ln(1+R_n(x,\beta|q))]\},$$

$$R_n(x,\beta|q)=\frac32 x\beta\iint_0^1 dt_1dt_2\cos2\pi n(t_1-t_2)\iint_0^1 ds_1ds_2\,s_1s_2\times \qquad /18/$$

$$\times\int d^2\sigma_{u,v}(X_q(t_1)X_q(t_2))D((X_q(t_1)s_1-X_q(t_2)s_2)^2),$$

$$X_{q\mu}(t)=x_\mu t+2\sqrt{x\beta}[(u_\mu,U_q(t))+(v_\mu,V_q(t))].$$

Нас интересует поведение функции $I_{min}(x,\beta|q)$ при $x \to \infty$. Выберем числа q_n в виде

$$q_n = \frac{\sigma^2 x^2}{(\pi n)^2},$$

где σ вариационный параметр. Тогда для функции $L[q]$ и скалярных произведений $(U_q(t_1), U_q(t_2))$ и $(V_q(t_1), V_q(t_2))$ получим

$$L[q] = \ln\frac{\operatorname{sh}\sigma x}{\sigma x} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\sigma x \operatorname{cth}\sigma x \xrightarrow[x\to\infty]{} \frac{1}{2}\sigma x,$$

$$x(U_q(t_1),U_q(t_2)) = \frac{\operatorname{ch}\sigma x(1-2|t_1-t_2|) - \operatorname{ch}\sigma x(1-2|t_1+t_2|_1)}{16\sigma\operatorname{sh}\sigma x} \xrightarrow[x\to\infty]{} O(e^{-\sigma x t}) \to 0,$$

$$x(V_q(t_1)V_q(t_2)) = \frac{1}{8\sigma\operatorname{sh}\sigma x}[\operatorname{ch}\sigma x - \operatorname{ch}\sigma x(1-2t_1) - \operatorname{ch}\sigma x(1-2t_2) +$$

$$+ \frac{1}{2}\operatorname{ch}\sigma x(1-2|t_1-t_2|) + \frac{1}{2}\operatorname{ch}\sigma x(1-2|t_1+t_2|_1)] \xrightarrow[x\to\infty]{}$$

$$\longrightarrow \frac{1}{8\sigma} + O(e^{-\sigma x t}) \longrightarrow \frac{1}{8\sigma},$$

где

$|t|_1 = t$ при $t < 1$ и $|t|_1 = t - 1$ при $1 < t < 2$.

Таким образом, в пределе больших x

$$\sqrt{x}U_q(t) \to (0,0), \quad \sqrt{x}V_q(t) \to (\frac{1}{\sqrt{8\sigma}}, 0).$$

Имеем для $R_n(x,\beta|q)$ после замены $s_j = \frac{s_j}{t_j}$ $(j=1,2)$ и $h_\mu = \frac{x_\mu}{\sqrt{x^2}}$:

$$R_n(x,\beta|q) = \frac{3}{2}x\beta\iint_0^1 ds_1 ds_2 s_1 s_2 \int_{s_1}^1 \frac{dt_1}{t_1^2}\int_{s_2}^1 \frac{dt_2}{t_2^2}\cos 2\pi n(t_1-t_2)\times$$

$$\times\int\frac{d^4v}{(2\pi)^2}e^{-\frac{1}{2}v^2}(x_\mu t_1 + \sqrt{\frac{\beta}{2\sigma}}v_\mu)(x_\mu t_2 + \sqrt{\frac{\beta}{2\sigma}}v_\mu)D((x(s_1-s_2) + v\sqrt{\frac{\beta}{2\sigma}}(\frac{s_1}{t_1}-\frac{s_2}{t_2}))^2) \to$$

$$\xrightarrow[x\to\infty]{} \frac{3}{2}\beta\int_{-\infty}^{\infty}d\xi\int_0^1 d\eta\eta^2\int_\eta^1\frac{dt_1}{t_1^2}\int_\nu^1\frac{dt_2}{t_2^2}\cos 2\pi n(t_1-t_2)\int_{-\infty}\frac{d^4v}{(2\pi)^2}e^{-\frac{1}{2}v^2}\times$$

$$\times(x_\mu t_1 + \sqrt{\frac{\beta}{2\sigma}}v_\mu)(x_\mu t_2 + \sqrt{\frac{\beta}{2\sigma}}v_\mu)D((h\xi + v\sqrt{\frac{\beta}{2\sigma}}(\frac{1}{t_1}-\frac{1}{t_2})\eta)^2) \longrightarrow$$

$$\longrightarrow \frac{\beta x^2}{(\pi n)^2}D + O(\frac{x^2}{(\pi n)^3}).$$

и главный асимптотический член не зависит от σ. Используя полученное выражение, имеем

$$\sum_{n=1}^{\infty}\ln(1+\frac{\beta D x^2}{(\pi n)^2}) \xrightarrow[x\to\infty]{} x\sqrt{D\beta}.$$

Таким образом, для функции Грина $G(x)$ при $x\to\infty$ справедлива оценка

$$G_{min}(x) \to \frac{1}{x}\int_0^\infty\frac{d\beta}{(4\pi\beta)^2}\exp\{-x(\frac{1}{4\beta} + m^2\beta + 2\sigma + \sqrt{\beta D})\}.$$

Поскольку σ произвольна, то

$$G_{min}(x) = \frac{\text{const}}{\sqrt{x^2}}\exp\{-M\sqrt{x^2}\},$$

где

$$M = \min_\beta(\frac{1}{4\beta} + m^2\beta + 4\sqrt{\beta D}),$$

что и требовалось доказать.

ЛИТЕРАТУРА

1. Simonov Yu.A. - Quark Propagators and Correlators in a Contining Vacuum. Preprint ITEP No 99, 1987.

2. Фейнман Р. Новейшее развитие квантовой электродинамики, М.: ИЛ, 1954.
3. Ефимов Г.В. Проблемы квантовой теории поля нелокальных взаимодействий. М.: "Наука", 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 октября 1987 года.

Ефимов Г.В. P2-87-782

О стохастическом конфайнменте

Показывается, что глюонный вакуум, рассматриваемый как стохастистическое поле с корреляционной функцией, убывающей на больших расстояниях, не может обеспечить конфайнмента.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Efimov G.V. P2-87-782

About Stohastic Confinement

It is shown that the gluon vacuum considered as a stohastic field with the correlation function decreasing at great distances cannot provide for the confinement.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987