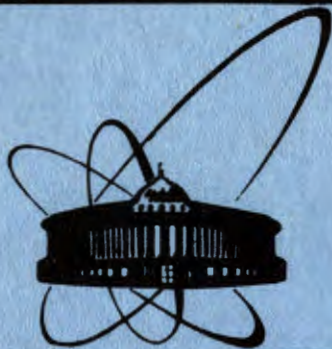


2697/84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-84-143

В.А.Бедняков, С.Г.Коваленко

ГЛУБОКОНЕУПРУГАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА  
И ГЛЮОННЫЙ КОНДЕНСАТ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время под глюонным конденсатом понимается фундаментальная характеристика физического вакуума, играющая важную роль в физике адронов низких энергий - вакуумный матричный элемент от операторов глюонного поля  $\langle 0 | G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle^{1/}$ . До сих пор практически не изучено влияние этой характеристики на процессы, протекающие при высоких энергиях. Не ясна связь глюонного конденсата с кварк-глюонными функциями распределения, измеряемыми в глубоконеупругом рассеянии.

Ввиду отсутствия ответа на этот вопрос в строгой теории представляет интерес рассмотреть его в рамках феноменологического подхода.

Мы воспользуемся с этой целью статистической партонной моделью<sup>2/</sup>, в которой понятие конденсата бозе-частиц может быть введено как естественное обобщение гладких распределений. Это некоторая фаза основного состояния системы, представляющая собой совокупность частиц, с  $\delta$ -образным импульсным спектром.

В настоящей работе с помощью формализма производящих функционалов получены функции распределения кварков и глюонов с учетом глюонного бозе-конденсата, проанализированы некоторые возможные следствия его существования в нуклоне.

### 1. ПРОИЗВОДЯЩИЙ ФУНКЦИОНАЛ И ГЛЮОННЫЙ КОНДЕНСАТ

В<sup>3/</sup> в рамках статистической партонной модели с реджевской асимптотикой<sup>2/</sup> получен производящий функционал для мультипартонных функций распределения кварков и глюонов в адронах. Воспользуемся этим функционалом для нахождения функций распределения кварков и глюонов в нуклоне с учетом глюонного конденсата. Кратко напомним основные положения работы<sup>3/</sup> и перепишем общие формулы для интересующего нас случая.

Производящий функционал имеет следующий вид /см. формулу 24/ работы<sup>3/</sup>:

$$W(\bar{f}|a) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \exp \{ i \xi a \} D_V^n(\xi) (\xi - i0)^{-\bar{g} - b} \times \\ \times \exp \{ D(\xi) + D_g(\xi) \} \theta(a).$$

/1/

Здесь

$$D_v(\xi) = \int_0^{\infty} dt e^{-i(\xi - i0)t} \bar{f}_v(t),$$

$$D_s(\xi) = \int_0^{\infty} dt e^{-i(\xi - i0)t} (\bar{f}_s(t) - \frac{b}{t}), \quad /2/$$

$$D_g(\xi) = \int_0^{\infty} dt e^{-i(\xi - i0)t} (\bar{f}_g(t) - \frac{\tilde{g}}{t}),$$

регулярные функции. Для нуклона  $n = 3$  /число валентных кварков/.

Реджевский анализ дает асимптотический вид функций  $\bar{f}_i$  / $f_i \rightarrow \bar{f}_i$ , при  $x \rightarrow 0$ /:

$$\bar{f}_v(x) = \bar{f}_v^j(x) = a(x)x^{-a(0)},$$

$$\bar{f}_s(x) = \bar{f}_s^j(x) = b(x) \frac{x^{-1}}{2f}, \quad /3/$$

$$\bar{f}_g(x) = \tilde{g}(x)x^{-1},$$

причем  $j = 1, 2, \dots, 2f$ ,  $f = 4$  - число "размороженных" кварковых ароматов;  $a(x)$ ,  $b(x)$  и  $\tilde{g}(x)$  - некоторые функции  $a(0) = a > 0$ ,  $b(0) = b > 0$ ,  $\tilde{g}(0) = \tilde{g} > 0$ ;  $a(0)$  - интерсепт лидирующей несинглетной траектории. Здесь  $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$  - бьеркеновская переменная.

Ограничимся рассмотрением одночастичных функций распределения. Их связь с производящим функционалом задается соотношением:

$$f_i(x) = \frac{\bar{f}_i(x)}{W[\bar{f}|1]} \frac{\delta W[\bar{f}|1]}{\delta \bar{f}_i(x)}. \quad /4/$$

Индекс  $i$  соответствует валентным кваркам ( $v$ ), морским ( $s$ ) и глюонам ( $g$ ).

Предположение о существовании в нуклоне глюонного бозе-конденсата приводит к необходимости модифицировать глюонную функцию распределения в области  $x \approx 0$ , а именно - заменить в функционале /1/ гладкую функцию  $f_g(x)$  на сингулярную

$$\bar{f}_g^c(x) = \bar{f}_g(x) + k\delta(x)/x, \quad /5/$$

или, согласно /3/,  $\bar{f}_g(x)dx = (g(x) + k\delta(x)) \frac{dx}{x}$ , где  $g(0) = g > 0$

/напомним, что в системе бесконечного импульса одночастичный фазовый объем есть  $dx/x$ /.

Константа  $k$  имеет простой физический смысл - это доля продольного импульса нуклона, переносимая глюонным конденсатом, поэтому  $0 \leq k \leq 1$ .

При  $k \neq 0$  в функционале /1/ за счет второго слагаемого /5/

возникают неопределенные величины типа  $\int dx \frac{\delta(x)}{x} \bar{f}(x)$ . Для устранения

таких неопределенностей воспользуемся следующим стандартным приемом. Регуляризуем  $\delta$ -функцию одним из известных способов. Наиболее удобно применить экспоненциальную регуляризацию

$$\delta(x) = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \eta e^{-\eta x}. \quad /6/$$

Будем понимать функции распределения кварков и глюонов в нуклоне в следующем предельном смысле:

$$f_{v,s}^c(x) = \bar{f}_{v,s}(x) \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{\delta \ln W_\eta[\bar{f}|1]}{\delta \bar{f}_{v,s}(x)}, \quad /7/$$

$$f_g^c(x) = \bar{f}_g^c(x) \lim_{\eta \rightarrow \infty} \frac{\delta \ln W_\eta[\bar{f}|1]}{\delta \bar{f}_g^c(x)}.$$

Производящий функционал  $W_\eta$  имеет вид

$$W_\eta[\bar{f}|a] = \int d\xi \exp(i\xi a) D_v^n(\xi) \exp\{D_s(\xi) + D_g(\xi)\} \times \\ \times (\xi - i0)^{-g-b} (\xi - i\eta)^{-k\eta} \theta(a). \quad /8/$$

Принимая во внимание соотношение  $\lim_{\eta \rightarrow \infty} (\frac{\xi}{i\eta} - 1)^{-k\eta} = e^{-i\xi k}$ , а также свойство функционалов  $D_i$ :

$$\frac{\delta D_i(\xi)}{\delta \bar{f}_j(x)} = \delta_{ij} e^{i\xi x}, \quad /9/$$

получим общие выражения для функций распределения:

$$f_v^c(x) = n \bar{f}_v(x) \frac{H_{n-1}(x+k)}{H_n(k)} \theta(1-x-k), \quad /10/$$

$$f_s^c(x) = \bar{f}_s(x) \frac{H_n(x+k)}{H_n(k)} \theta(1-x-k),$$

$$f_g^c(x) = \bar{f}_g^c(x) \frac{H_n(x+k)}{H_n(k)} \theta(1-x-k).$$

Здесь

$$J_n(a) = \int_0^1 dt t^{g+b-1} \varphi_n(a+t) \theta(1-a-t),$$

/11/

$$\varphi_n(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi e^{i\xi(1-\beta)} D_v^n(\xi) \exp(D_g(\xi) + D_g(\xi)).$$

Отметим важное свойство функций /10/ - они обращаются в нуль не в точке  $x = 1$ , а при  $x = 1 - k < 1$ . Следствия этого факта обсуждаются ниже.

В случае  $k = 0$  получим обычные выражения для нормированных функций распределения кварков и глюонов в нуклоне без конденсата.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть

$$\bar{f}_v(x) = x^{-a}, \quad \bar{f}_g(x) = \frac{b}{x}, \quad \bar{f}_g^c(x) = (g e^{-\beta x} + k \delta(x)) / x. \quad /12/$$

Тогда получаем:

$$D_g(\xi) = 0; \quad D_v(\xi) = \frac{\Gamma(1-a)}{(i\xi)^{1-a}};$$

$$D_g(\xi) = g \int_0^{\infty} \frac{dt}{t} e^{-i(\xi - i0)t} (e^{-\beta t} - 1) = g \ln \frac{\xi - i0}{\xi - i\beta};$$

/13/

$$\varphi_n(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi e^{i\xi(1-\gamma)} \left[ \frac{\Gamma(1-a)}{(i\xi)^{1-a}} \right]^n \left( \frac{\xi - i0}{\xi - i\beta} \right)^g;$$

$$J_n(y) = \left[ \Gamma(1-a) \right]^n \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi e^{i\xi(1-y)} \frac{(i\xi + \beta)^g}{(i\xi)^{n(1-a)+b}} =$$

$$= 2\pi \frac{[\Gamma(1-a)]^n}{\Gamma(n(1-a)+b+g)} (1-y)^{n(1-a)+b+g-1} \phi(g, n(1-a)+b+g; -\beta(1-y));$$

где  $\phi(a; b; z)$  - вырожденная гипергеометрическая функция.

Подставляя  $J_n(y)$  в формулы /10/, приходим к окончательному результату:

$$f_v^c(x) = x^{-a} \frac{(1-x-k)^{\tau} \phi(g, \tau+1; -\beta(1-k-x)) \theta(1-k-x)}{(1-k)^{\tau+1-a} B(1-a, \tau) \phi(g; \tau+2-a; -\beta(1-k))}$$

$$f_g^c(x) = \frac{b}{x} \frac{(1-k-x)^{\tau+1-a} \theta(1-x-k) \phi(g, \tau+2-a; -\beta(1-k-x))}{(1-k)^{\tau+1-a} \phi(g, \tau+2-a; -\beta(1-k))},$$

/14/

$$f_g^c(x) = \left( \frac{g}{x} e^{-\beta x} + \frac{k}{x} \delta(x) \right) \frac{(1-k-x)^{\tau+1-a}}{(1-k)^{\tau+1-a}} \times$$

$$\times \theta(1-k-x) \frac{\phi(g, \tau+2-a; -\beta(1-k-x))}{\phi(g, \tau+2-a; -\beta(1-k))}$$

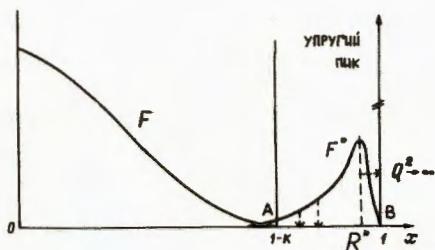
где  $f_v^c(x)$  нормирована на 1, а  $\tau = (n-1)(1-a(0)) + b + g - 1$ . Свободными параметрами  $\tau, \beta, g$  и  $k$  фиксируются из сравнения с экспериментальными данными. Параметр  $a = a(0)$  является интерсептом лидирующей несинглетной траектории.

В глубоконеупругое рассеяние дает вклад  $A_2$ -мезонная траектория с  $a(0) = 1/2$ . Если положить  $\beta = 0$ , то выражения /14/ совпадут по форме с известными параметризациями Бураса-Гаймерса /4/, модифицированными с учетом глюонного конденсата.

## 2. ВОЗМОЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ ГИПОТЕЗЫ О ГЛЮОННОМ КОНДЕНСАТЕ

Одно из наиболее своеобразных проявлений глюонного конденсата - сужение физической области определения функций распределения. Обычно  $k = 0$  / они заданы в интервале  $0 \leq x \leq 1$ , введение конденсата сужает его до  $0 \leq x \leq 1 - k < 1$ . В этой связи отметим, что измеряемые экспериментально структурные функции представляются в виде суммы двух слагаемых  $F$  и  $F^*$ . При этом  $F$  связана по формулам партонной модели с рассчитанными функциями распределения /14/, а  $F^*$  соответствует вкладу различного рода степенных и резонансных эффектов. Поэтому сужение области определения функций распределения может проявиться в эксперименте лишь при достаточно больших энергиях, когда вклад резонансной компоненты структурных функций подавлен. Ситуация может выглядеть так, как показано на рисунке.

В интервале АВ замечен вклад резонанса  $R^*$ , уходящего к границе физической области  $/x = 1/$  и исчезающего при  $Q^2 \rightarrow \infty$ . В результате интервал АВ превращается в аналог энергетической щели - в нем  $F = 0$ .



Эффект сужения области определения структурных функций. В интервале АВ заметен вклад резонанса  $R^*$ , уходящего к границе физической области /точке  $x = 1/$  и исчезающего при  $Q^2 \rightarrow \infty$ .

Более опосредованное проявление глюонного конденсата состоит в следующем. При независимом определении полного импульса кварков  $P <x_q >$  и, отдельно, глюонов  $P <x_g >$ , может "обнаружиться" нарушение закона сохранения импульса  $<x_q > + <x_g > \neq 1$ . Это могло бы служить указанием на существование некоей недоступной для прямого наблюдения сингулярной компоненты - глюонного конденсата. На его долю приходился бы недостающий импульс нуклона  $kP = P \cdot (1 - <x_q > - <x_g >)$ . Однако в настоящее время доля импульса всех глюонов  $^g$  в нуклоне определяется именно на основе закона сохранения импульса, и это не позволяет обнаружить указанный "эффект". Возможным источником независимого измерения глюонных распределений, видимо, будет служить детальное изучение рождения тяжелых кварков в лептон-нуклонных взаимодействиях.

Интересным с точки зрения вопроса о существовании глюонного бозе-конденсата является указание на чрезвычайно сильный рост глюонных распределений в области  $x \rightarrow 0^{1/5}$ , что, вообще говоря, согласуется с наличием  $\delta$ -образного вклада в глюонный спектр при  $x = 0$ . Существование такого вклада кажется весьма естественным в рамках КХД, так как при  $Q^2 \rightarrow \infty$   $\delta(x)/x$  является предельной формой всех распределений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гипотеза о глюонном конденсате, рассмотренная нами в рамках статистических партонных представлений, приводит к ряду физических следствий, допускающих прямую экспериментальную проверку. Сформулируем наиболее существенные из них:

1. Сужение физической области определения функций распределения по переменной  $x = Q^2/2M\nu$  и образование аналога энергетической щели  $x_0 \leq x \leq 1$  при  $Q^2 \rightarrow \infty$  /см. рисунок/.

2. Непосредственно ненаблюдаемый сингулярный вклад конденсата  $\sim \frac{\delta(x)}{x}$  в структурные функции будет приводить к кажущемуся

нарушению закона сохранения импульса  $<x_q > + <x_g > = 1 - k < 1$ , где  $<x_q >$  и  $<x_g >$  - извлеченные из данных значения полных импульсов кварков и глюонов,  $k$  - неучтенный при этом импульс конденсата.

Авторы выражают благодарность С.А.Бунятову и П.С.Исаеву за интерес к работе, Ю.П.Иванову и А.В.Радюшкину за плодотворные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн А.И. и др. В сб.: "Физика элементарных частиц" /Материалы ХУ зимней школы ЛИЯФ/, Изд. ЛИЯФ АН СССР, Л., 1980, с. 5.
2. Isaev P.S., Kovalenko S.G. Hadronic Journal, 1980, 3, p.919; Златев И.С. и др. ЯФ, 1982, 35, с. 454; Бедняков В.А. и др. ЯФ, 19, 36, с. 745.
3. Бедняков В.А., Исаев П.С., Коваленко С.Г. ОИЯИ, P2-83-916, Дубна, 1983.
4. Buras A.J., Gaemers K. Nucl.Phys., 1978, B132, p. 249.
5. Baulieu L., Kounnas C. CERN preprint, TH-3266-CERN, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 марта 1984 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской Ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бедняков В.А., Коваленко С.Г.

P2-84-143

Глубокоупругая структура нуклона и глюонный конденсат

На основе статистической партонной модели получены функции распределения кварков и глюонов при наличии в нуклоне сингулярной глюонной компоненты, интерпретируемой как бозе-конденсат. Обсуждаются физические следствия гипотезы о глюонном конденсате, а также возможности экспериментального обнаружения этой экзотической компоненты нуклона.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод М.И.Потапова

Bednyakov V.A., Kovalenko S.G.

P2-84-143

Deep Inelastic Structure of the Nucleon and the Gluon Condensate

On using the statistical parton model, distribution functions of quarks and gluons have been obtained, taking into account presence of a singular gluon component in the nucleon, interpreted as Bose-condensate. Physical consequences of the hypothesis of gluon condensate are discussed together with the possibility to find experimentally this exotic component of the nucleon.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984