ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 99-62
ОТФ

А.В. Щелкачев

О РЕЛЯТИВИСТСКО-ИНВАРИАНТНОМ МЕТОДЕ ПОСТРОЕНИЯ ОДНОПАРТОННОЙ И ДВУХПАРТОННОЙ МАТРИЦ ПЛОТНОСТИ

Направлено в *ЯФ*

Протвино 1999

УДК 539.1.01 М–24

Аннотация

Щелкачев А.В. О релятивистско-инвариантном методе построения однопартонной и двухпартонной матриц плотности: Препринт ИФВЭ 99-62. – Протвино, 1999. – 8 с., библиогр.: 11.

Представляя адрон состоящим из одного или двух партонов и многопартонного ядра, рассматриваемого как партон, но с переменной массой, по которой проводится интегрирование, релятивистски-инвариантным способом строится матрица плотности для таких состояний. При этом появляется возможность установить простые связи между элементами матрицы плотности, проверить или нагляднее интерпретировать предположения, принимаемые в партоннных моделях разных авторов.

Abstract

Shchelkachev A.V. About the Relativity Invariant Method for the Construction of the One Parton or Two Partons Density Matrix: IHEP Preprint 99-62. – Protvino, 1999. – p. 8, refs.: 11.

The hadron is considered as a system of one or two partons and the nuclear that contains many partons but is described as a parton with variable mass. After the integration over this mass the relativity invariant density matrix is constructed. It is possible to receive by this method some simple connections between the density matrix elements and to check or give a clear interpretation for many hypotheses proposed by different authors for parton models.

Введение

В статье рассказывается о методе работы с релятивистскими кварк-партонными моделями адронов, предлагаемыми для описания глубоконеупругого рассеяния.

Адрон рассматривается как комплекс, состоящий из одного или двух партонов и ядра с переменной массой, которое, как предполагается, содержит все остальные партоны, кроме выделенных.

Вообще говоря, как уже отмечалось в работе [1], содержащей начальные сведения об излагаемом здесь методе, для описания структуры адронов необходимо использовать недиагональную как по дискретным спиновым индексам, так и по непрерывным импульсным переменным матрицу плотности. Используемые обычно функции распределения являются диагональными элементами этой матрицы.

На первом этапе для построения волновой функции адрона используются формулы из книги Верле [2]. Релятивистская инвариантность приводит к тому, что в формулах для элементов матрицы плотности содержится сравнительно небольшое число неизвестных функций, зависящих в однопартонном случае лишь от одной переменной — инвариантной массы файербола, которая зависит, в свою очередь, от двух традиционных партонных переменных — x и k.

Эти функции можно искать, используя теоретические соображения, исходя из КХД или конструируя квазипотенциалы. Но в этой работе взаимодействие между партонами не вводится, а рассматривается возможность определить нужные функции из нескольких опытов, чтобы потом описывать с их помощью другие эксперименты. Так, во втором разделе этой статьи показано, что из опытов по глубоконеупругому рассеянию электронов или мюонов на продольно поляризованном протоне можно определить матрицу плотности и сделать предсказания для рассеяния на протоне, спин которого в системе покоя поперечен.

В третьем разделе указывается на возможность практически без модификаций использовать полученные в предыдущем разделе формулы для партонов с полуцелым спином, и в случае, когда спин партона равен единице как для глюонов с нулевой массой, так и для массивных векторных дикварков. Описание скалярных дикварков тривиально. В конце раздела приводятся формулы для трехчастичной системы: двух партонов и файербола.

В заключении кратко суммируются основные результаты работы.

1. Матрица плотности для свободных кварков

В этом разделе строится матрица плотности для партона с полуцелым спином в протоне, при этом предполагается, что все партоны свободны и все глюоны с кварками, кроме одного выделенного, содержатся в файерболе с массой W, величина которой может изменяться в некотором интервале. По всем возможным значениям W проводится интегрирование.

Прежде всего выпишем основные кинематические соотношения.

Как обычно, для кварка в протоне с четыре-импульсом $(P_0, 0, 0, P)$, где $P_0 = \sqrt{M^2 + P^2}$, введем переменные x и $\vec{k}_T$ для описания четыре-импульса кварка $(q_{(P)0}, \vec{k}_T, q_{(P)L})$, где $q_{(P)0} = \sqrt{\mu^2 + \vec{k}_T^2 + q_{(P)L}^2}$; M — масса протона, μ — масса кварка. $x = (q_{(P)0} + q_{(P)L})/(P_0 + P)$ — обычная переменная волнового фронта, индекс L употребляется для продольной составляющей, а индекс P означает, что соответствующая величина рассматривается в системе координат, где протон имеет импульс P.

Ограничения на величину массы W и величину $k^2 \equiv k_T^2$ получаются из закона сохранения энергии в системе покоя протона

$$\sqrt{\mu^2 + k^2 + q_{(R)L}^2} + \sqrt{W^2 + k^2 + q_{(R)L}^2} = M. \tag{1}$$

Все компоненты импульса кварка в системе покоя (для обозначения которой используется символ R) определяются из обычных лоренцовских преобразований:

$$q_{(R)0} = (q_{(P)0} - \beta q_{(P)L})/\sqrt{1-\beta^2}; \quad q_{(R)L} = (-\beta q_{(P)0} + q_{(P)L})/\sqrt{1-\beta^2},$$

где $\beta = P/P_0$. Из (1) легко получается $0 \le W \le (M - \mu)$,

$$0 \le k^2 \le \left(\frac{M^2 - \mu^2}{2M}\right)^2. \tag{2}$$

Согласно Верле [2], волновая функция частицы с массой M, состоящей из кварка с массой μ и спиральностью λ_1 и файербола с фиксированной массой W и спиральностью λ_2, имеет вид

$$\begin{aligned} |\vec{P} = 0\Sigma[MJ]\mu\lambda_1 W\lambda_2 > &= N_J \int d^2\omega \bar{D}^J_{M\lambda}(\phi, \theta, 0) \times \\ &\times \ |\vec{P} = 0; \phi, \theta, M, \mu\lambda_1, W\lambda_2 >, \end{aligned} \tag{3}$$

где $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$; $N_J = \sqrt{(2J+1)/4\pi}$, $d^2\omega = sin\theta d\theta d\phi$. Здесь J полный угловой момент, Σ — его проекция на заданную ось (выбрана ось z), $\bar{D}^j_{m_1 m_2}(\alpha, \beta, \gamma)$ — обычные матричные элементы поворота, определяемые углами Эйлера α,β,γ. Функции $|\vec{P} = 0; \phi, \theta, M, \mu\lambda_1, W\lambda_2 >$ описывают состояние двух частиц, кварка и файербола в системе покоя их общего центра инерции (адрона), когда первая частица со спиральностью λ_1 движется в направлении, заданном полярными углами ϕ, θ, а вторая со спиральностью λ_2 — в противоположном направлении. Импульсы обеих частиц равны по величине:

$$\begin{aligned} q_{(R)}^2 &\equiv k^2 + q_{(R)L}^2 = \\ &= \frac{1}{4M}(M^4 + W^4 + \mu^4 - 2M^2W^2 - 2M^2\mu^2 - 2W^2\mu^2). \end{aligned} \tag{4}$$

Для получения волновой функции адрона в нужной системе следует совершить преобразование Лоренца (и вращение, если необходимо). W при этом по-прежнему фиксирована, угловой момент J трансформируется в спин S, а Σ в спиральность Λ.

$$\begin{aligned} |\vec{P}\Lambda[MS]\mu\lambda_1 W\lambda_2 > &= \hat{R}(\Phi,\Theta,0)\hat{L}_z(V)N_S \times \\ &\times \int d^2\omega \bar{D}^S_{\Lambda\lambda}(\phi,\theta,0)|\vec{P}=0;\phi,\theta,M,\mu\lambda_1,W\lambda_2 >. \end{aligned} \tag{5}$$

Операторы $\hat{R}$ и $\hat{L}$ в правой части действуют по обычным правилам на одночастичные состояния $|q_{(R)},\phi,\theta,\lambda_1>$ и $|-q_{(R)},\phi,\theta,\lambda_2>$. Волновые функции частиц нужно после преобразования разложить по состояниям с определенными спиральностями в новой системе. В следующем разделе будут приведены соответствующие формулы из [3]. Из соотношения (5) получаем общую формулу для описания состояния кварка в адроне, интегрируя по всем возможным значениям W и суммируя по всем допустимым λ_2.

$$|\vec{P}\Lambda[MS]\mu\lambda_1 >= \sum_{\lambda_2}\int dW g_{\lambda_2}(W)|\vec{P}\Lambda[MS]\mu\lambda_1 W\lambda_2 >. \tag{6}$$

Если кварк и файербол не взаимодействуют, то можно принять, что функция g зависит лишь от полного момента файербола, а не от его проекции на направление движения. Для матрицы плотности, учитывая диагональность её по W в случае невзаимодействующих частиц, можно получить:

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_{\lambda_1\lambda_1'}(\vec{P},\Lambda,M,S) &= \int dW \sum_{\lambda_2\lambda_2'} {\rho^2}_{\lambda_2\lambda_2'}(W) \times \\ &\times \ |\vec{P}\Lambda[MS]\mu\lambda_1 W\lambda_2 >< \vec{P}\Lambda[MS]\mu\lambda_1' W\lambda_2'|. \end{aligned} \tag{7}$$

Чтобы получить элементы матрицы плотности или найти обычные функции распределения, которые являются диагональными элементами этой матрицы, нужно перейти от интегрирования по переменным W,θ,ϕ к интегрированию по переменным x,k^2,ϕ. Как правило, принимают, что от ϕ эти элементы не зависят и можно сразу проинтегрировать по ϕ и затем перейти от интегрирования по W и θ к интегрированию по k^2 и x.

При этом можно обойтись без вычисления громоздких детерминантов $D(W,\theta)/D(k^2,x)$. Так как при фиксированном W согласно формуле (4) фиксирован и модуль импульса частицы в системе покоя адрона $q_{(R)}$, следует сначала перейти от интегрирования по $\cos\theta = \pm\sqrt{q^2_{(R)}-k^2}/q_{(R)}$, где знак "плюс" берётся при $0\le\theta\le\pi/2$, а "минус" если $\pi/2\le\theta\le\pi$, к интегрированию по k^2. Имеем:

$$d(\cos\theta)/d(k^2) = 1/(2q_{(R)L}q_{(R)}).$$

Переставляя порядок интегрирования по W и k^2 и используя соотношение

$$W^2 = M^2+\mu^2-M^2x-(k^2+\mu^2)/x, \tag{8}$$

легко перейти от интегрирования по W к интегрированию по x.

При этом используются соотношения:

$$q_{(R)L} = \frac{1}{2}xM - \frac{k^2+\mu^2}{2xM}, \tag{9}$$

$$q^2_{(R)} = \frac{1}{4}\Big\{x^2M^2 + \frac{(k^2+\mu^2)^2}{x^2M^2} + 2k^2 - 2\mu^2\Big\}, \qquad (10)$$

$$q_{(R)0} = \frac{1}{2}xM + \frac{k^2+\mu^2}{2xM}. \qquad (11)$$

В формулах (3), (5), (6), (7) в функциях $\bar{D}^S_{\Lambda\lambda_1}(\cos\theta, \phi)$ делается замена:

$$\cos\theta = q_{(R)L}/q_{(R)}.$$

Если $\mu \neq 0$, то

$$\mu^2/M^2 \leq x \leq 1,$$

а величина k^2 изменяется в пределах:

$$0 \leq k^2 \leq M^2(1-x)(x - \mu^2/M^2).$$

При другом порядке интегрирования:

$$0 \leq k^2 \leq \Big(\frac{M^2-\mu^2}{2M}\Big)^2, \qquad (12)$$

$$\frac{M^2+\mu^2}{2M^2} - \sqrt{\left(\frac{M^2-\mu^2}{2M^2}\right)^2 - \frac{k^2}{M^2}} \;\leq\; x \leq$$

$$\leq \frac{M^2+\mu^2}{2M^2} \;+\; \sqrt{\left(\frac{M^2-\mu^2}{2M^2}\right)^2 - \frac{k^2}{M^2}}. \qquad (13)$$

При полуцелом значении спина адрона и партоне — кварке с полуцелым спином — спин файербола может быть равен только единице или нулю, так что в (6) и (7) входят лишь две функции от переменной W, соответствующие этим значениям спина. Функции $\bar{D}^S_{\Lambda\lambda_1}(\cos\theta, \phi)$ выражаются известным образом через $\exp i\Lambda\phi$ и зависящие только от θ функции $d^S_{\Lambda\lambda}$, из которых в случае выделения одного кварка-партона две равны $\cos\theta/2$, а две другие — $\pm\sin\theta/2$.

2. Описание экспериментальных функций распределения

Чтобы сравнивать хотя бы на качественном уровне предсказания изложенной выше модели недиагональной матрицы плотности для свободных партонов с полученными из опытов функциями распределения, следует усреднить диагональные элементы матрицы плотности, проинтегрировав по k^2. При отличной от нуля массе кварка μ получающиеся формулы достаточно громоздки. В значительной степени это связано с тем, что функции, описывающие состояние кварка с определённой спиральностью в системе покоя адрона, не соответствуют состояниям с сохраняющимися спиральностями в системе, где протон имеет импульс P. Поэтому функции, использующиеся для описания состояний свободных кварков в предыдущих формулах, нужно выразить через линейные комбинации функций, соответствующих сохраняющимся спиральностям в P-системе. Это легко сделать, вводя для каждого состояния кварка лоренцовский четыре–вектор:

$$s = \left\{\frac{(\vec{q}\vec{\xi})}{\mu}, \quad \vec{\xi} + \frac{(\vec{q}\vec{\xi})\vec{q}}{\mu(\mu+q_0)}\right\},$$

где $\vec{\xi}$ соответствует направлению спина кварка в его собственной системе покоя [4]. Тогда состояниям кварка с определённой спиральностью в системе покоя адрона или в P-системе ставятся в соответствие векторы:

$$s_{(f)} = \pm\left\{\frac{q_{(f)}}{\mu}, \quad \frac{q_{(f)0}}{\mu q_{(f)}}\vec{k}, \quad \frac{q_{(f)0}}{\mu q_{(f)}} q_{(f)L}\right\}. \tag{14}$$

Здесь знак "плюс" берётся для положительной спиральности, "минус" — отрицательной; для системы покоя индекс $(f) = (R)$, а для P-системы $(f) = (P)$. Величины $q_{(P)0}$ и $q_{(P)L}$ получаются по известным $q_{(R)0}$ и $q_{(R)L}$ при помощи обыкновенного преобразования Лоренца с $\beta = P/P_0$. Напомним, $q^2_{(f)} = q^2_{(f)L} + \vec{k}^2$. Имеем из (9) и (11):

$$q_{(P)L} = \frac{1}{2}x(P_0 + P) - \frac{k^2 + \mu^2}{2x(P_0 + P)}, \tag{15}$$

$$q_{(P)0} = \frac{1}{2}x(P_0 + P) + \frac{k^2 + \mu^2}{2x(P_0 + P)}. \tag{16}$$

Если в системе покоя кварка угол между векторами $\vec{\xi}_R$ и $\vec{\xi}_P$ равен α, то для волновых функций справедливы соотношения из [3]:

$$\Psi_R^{(+)} = \cos\frac{\alpha}{2}\ \Psi_P^{(+)} + \sin\frac{\alpha}{2}\ \Psi_P^{(-)},$$

$$\Psi_R^{(-)} = -\sin\frac{\alpha}{2}\ \Psi_P^{(+)} + \cos\frac{\alpha}{2}\ \Psi_P^{(-)}.$$

Величина $\cos\alpha \equiv (\vec{\xi}_R\vec{\xi}_P)$ равна также инвариантному скалярному произведению $\cos\alpha = -(s_{(R)}s_{(P)})$. Формула (13) выражает четырёхмерный вектор $s_{(R)}$ в системе покоя адрона, а $s_{(P)}$ в P-системе, поэтому для вычисления $\cos\alpha$ нужно совершить над $s_{(R)}$ преобразование Лоренца с $\beta = P/P_0$. Полагая

$$A(x, k^2) = (P_0 + P)Mx^2 + \frac{(k^2 + \mu^2)^2}{(P_0 + P)Mx^2} + \frac{2P_0}{M}(k^2 - \mu^2),$$

получаем

$$-\left(s_{(R)}s_{(P)}\right) = \frac{A(x, k^2)}{\sqrt{A^2(x, k^2) + 16k^2\mu^2\frac{P^2}{M^2}}}. \tag{17}$$

В этой статье не предполагается подробно рассказывать о сравнении с экспериментом, а ставится задача показать возможности предлагаемой модели. Поэтому ниже рассматривается случай с нулевой массой кварка, когда спиральность при переходе в любую систему сохраняется и все формулы значительно упрощаются, а переменная x меняется в пределах от 0 до 1.

Функции, характеризующие состояние протона, имеющего продольную поляризацию в системе покоя, совпадающую с направлением импульса P, будем писать с индексом S, а для перпендикулярной поперечной поляризации употреблять индекс T. Если поляризация кварка-партона несущественна и по соответствующим индексам проведено суммирование, то $\rho_S(x) = \rho_T(x) \equiv \rho(x)$, где

$$\rho(x) = C\int\limits_0^{M^2x(1-x)} d(k^2)2\ \frac{\sigma_1(W^2) + \frac{1}{2}\sigma_0(W^2)}{M^2\left(x + \frac{k^2}{M^2x}\right)^2}, \tag{18}$$

C — некоторая константа, не зависящая от динамических переменных, переменная

$$W^2 = M^2(1 - x - \frac{k^2}{M^2 x}),$$

а функции $\sigma_{1,0}$ отвечают вкладам двух возможных состояний файербола с моментами 1 и 0.

Если нас интересуют функции распределения кварков с определённой спиральностью, то к функции $\rho(x)$ надо прибавить для положительно поляризованных кварков или вычесть для отрицательно поляризованных следующие функции:

$$\Delta\rho_S(x) = C \int\limits_0^{M^2 x(1-x)} d(k^2) \frac{\left(x - \frac{k^2}{M^2 x}\right)\sigma_0(W^2)}{M^2\left(x + \frac{k^2}{M^2 x}\right)^3} \qquad (19)$$

для продольно поляризованных протонов и

$$\Delta\rho_T(x) = C \int\limits_0^{M^2 x(1-x)} d(k^2) \quad \frac{\frac{2k}{M}\sigma_0(W^2)}{M^2\left(x + \frac{k^2}{M^2 x}\right)^3} \qquad (20)$$

для поперечно поляризованного в системе покоя адрона.

Любая пара из соотношений (18), (19) или (20) — это интегральные уравнения. Так, например, если $\rho(x)$ и $\Delta\rho_S(x)$ известны из экспериментов, то, решая эти уравнения (точно или приближённо), можно определить $\sigma_1(W^2)$ и $\sigma_0(W^2)$, после чего, используя (20), предсказать значения функции $\Delta\rho_T(x)$. Кроме этого, зная $\sigma_1(W^2)$ и $\sigma_0(W^2)$, можно сделать много других предсказаний.

Можно параметризовать $\sigma_1(W^2)$ и $\sigma_0(W^2)$ как

$$\sigma_{1,0} = (W^2)^\nu H_n^{1,0}(W^2),$$

где $H_n^{1,0}(W^2)$ — некоторые полиномы степени n, а ν — некоторое рациональное число, величина которого точно так же, как и коэффициенты H_n, является переменным параметром.

Такая параметризация позволяет выразить $\rho(x)$ и $\Delta\rho_{S,T}$ через гипергеометрическую функцию, а для целых значений ν через комбинацию дробно-рациональных функций и логарифмов. Можно, варьируя две константы в H_n, получить вполне сопоставимые с опытными данными результаты, но, как уже говорилось, подробный рассказ о сравнении с экспериментом будет сделан в следующих статьях.

3. Матрица плотности для двух партонов

Так как партоны могут быть разных сортов, в начале этого раздела следует сказать несколько слов о векторных партонах. И для глюонов с нулевой массой, и для массивных векторных дикварков справедливы общие формулы (6) и (7) (они верны для частиц с любым спином). При выделенном векторном партоне со спином 1 спин файербола также может принимать только два значения: 3/2 и 1/2. Так как волновые функции адрона, состоящего из свободных партонов, или элементы матрицы плотности зависят только от спина файербола, увеличение числа возможных проекций спина на заданную ось не ведёт к увеличению числа неизвестных функций, от которых зависят элементы матрицы плотности. Вместо двух функций $\sigma_1(W^2)$ и $\sigma_0(W^2)$, описывающих состояние с выделенным кварком, появляются $\sigma_{1/2}(W^2)$ и $\sigma_{3/2}(W^2)$. Функции $D^S_{\Lambda\lambda}(\theta,\phi,0)$ имеют ту же структуру.

Рассмотрение двухпартонного случая сводится к выделению из файербола ещё одного партона. Адрон описывается как система, состоящая из файербола с переменным спином и массой и двух партонов, которые не взаимодействуют между собой.

В системе покоя адрона имеем:

$$|\vec{P}=0\Sigma[MJ];w_{12}S\mu_1\lambda_1,\mu_2\lambda_2;\lambda_{12}W\lambda_3>=N_JN_S\int d^2\omega_A\int d^2\omega_B\times$$
$$\times\quad \bar{D}^J_{\Sigma\lambda_A}(\omega_A)\bar{D}^S_{\lambda_{12}\lambda}(\omega_B)|\vec{P}=0;\phi_A,\theta_A,M;\phi_B,\theta_B,w_{12}S\lambda_1\lambda_2;W\lambda_3> . \qquad (21)$$

Здесь Σ, J, M — те же, что и в (3); $\mu_{1,2}$ и $\lambda_{1,2}$ — массы и спиральности выделенных партонов; S — спин системы из двух партонов; λ_{12} — спиральность этой системы; w_{12} — её инвариантная масса; W и λ_3 — масса и спиральность файербола; $\phi_{A,B}$ и $\theta_{A,B}$ — углы в определённых подсистемах (см. [2]).

$$\lambda=\lambda_1-\lambda_2;\qquad \lambda_A=\lambda_{12}-\lambda_3.$$

Функции $D^J_{\Sigma\lambda_A}$ и (21) такие же, как и в предыдущем случае, но так как спин S может быть равен 3/2 или 1, то функции $D^S_{\lambda_{12}\lambda}(\omega_B)$ имеют более сложный вид. Их явный вид можно найти в [2] или в любой книге по теории углового момента.

Так как при известной двухчастичной матрице плотности можно найти выражение для одночастичной, параметризации неизвестных функций в обоих случаях должны быть согласованы, поэтому сравнение с экспериментом целесообразно проводить одновременно, что, ввиду громоздкости выкладок в двухчастичном случае, предполагается сделать в следующей статье.

Заключение

Рассматриваемый метод позволяет установить много интересных связей между функциями распределения и элементами матрицы плотности, используя только соотношения релятивистской инвариантности. Его легко можно обобщить, вводя взаимодействие между кварком и файерболом и описывая его различными квазипотенциалами. Описание квазипотенциального метода можно найти в [5], [6], [7].

Легко проверить или получить наглядную интерпретацию результатов, полученных при помощи разложения Вильсона [8] или других методов [9], [10], [11]. Более подробно эти вопросы будут рассмотрены в следующих сообщениях.

Ещё раз отметим, что даже в простейшей своей форме описанная модель позволяет легко и достаточно точно описывать многие экспериментальные данные.

Список литературы

[1] Shchelkachev A.V. In: Proceedings of the XVIII workshop on high energy physics and field theory, IHEP; Editors: Petrov V.A., Samokhin A.P., Rogalyov R.N.; Protvino, Russia (1996) p.250.

[2] Верле Ю. Релятивистская теория реакций. — М.: Атомиздат, 1969.

[3] Щелкачёв А.В. // ТМФ, **96** (1993) 3.

[4] Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. — М.: Наука, 1981.

[5] Kadyshevsky V.G. // Nucl. Phys., **B6** (1968) 125.

[6] Логунов А.А., Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А. // ТМФ, **6** (1971) 157.

[7] Архипов А.А., Саврин В.И. // ТМФ, **16** (1973) 328; ТМФ, **19** (1974) 320.

[8] Wilson K. // Phys. Rev., **179** (1969) 1499.

[9] Jaffe R.L. and Ji X. // Phys. Rev., **D43** (1991) 724.

[10] Frankffurt L.L. and Stricman M. // Phys. Rep., **160** (1988) 235.

[11] Brodsky S.J., Frankfurt L.L., Gunion J.F., Mueller A.H. and Stricman M. // Phys. Rev., **D50** (1994) 3134.

Рукопись поступила 30 декабря 1999 г.

А.В.Щелкачев
О релятивистско-инвариантном методе построения однопартонной и двухпартонной матриц плотности.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы LaTeX.
Редактор Л.Ф.Васильева. Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 31.12.1999 г. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 1. Уч.-изд.л. 0.8. Тираж 130. Заказ 31. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 99-62, И Ф В Э, 1999