

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3623/83

18/4-83

P2-83-251

В.А.Нестеренко, А.В.Радюшкин

ЛОКАЛЬНАЯ КВАРК-АДРОННАЯ ДУАЛЬНОСТЬ  
И ФОРМФАКТОРЫ НУКЛОНОВ В КХД

Направлено в "Physics Letters B"

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Правила кваркового счета /ПКС/ <sup>1,2/</sup> стали фактически частью "фольклора" современной физики элементарных частиц высоких энергий. Согласно ПКС, усредненный по спиновым переменным формфактор адрона, состоящего из  $n$  кварков, должен вести себя в асимптотике как  $t^{1-n}$  /где  $t = -q^2$ , а  $q$  - передача импульса/. Бродским и Фаррар <sup>2/</sup> был найден и конкретный динамический механизм /жесткое перерассеяние/, обеспечивающий выполнение ПКС в пределе  $t \rightarrow \infty$ . Предложенная в <sup>2/</sup> картина получила в конце 70-х годов свое обоснование в рамках пертурбативной КХД <sup>3,4/</sup>. Было показано, в частности, что учет КХД-эффектов для формфакторов мезонов и нуклонов приводит в асимптотической области лишь к логарифмическому отклонению от диктуемого ПКС степенного закона <sup>3-8/</sup>.

Для нуклонов произведения  $t^2 G_{E,M}^N(t)$  на эксперименте с хорошей точностью постоянны, начиная с  $t \sim 3 \text{ ГэВ}^2$ , и этот факт обычно интерпретируется как недвусмысленное указание на то, что уже при  $t \geq 3 \text{ ГэВ}^2$  наступает асимптотический режим, и основной вклад в  $G^N(t)$  дают диаграммы с двумя глюонными обменами /см. рис.1в/. Однако теоретическое обоснование подобной интерпретации в рамках КХД сталкивается с определенными трудностями. Дело в том, что вклады, соответствующие диаграммам типа 1 в, являются, условно говоря, третьим членом разложения, получающегося в результате применения к  $G^N(t)$  процедуры разбиения вкладов больших и малых расстояний /см. рис.1/.

Для оценки относительных вкладов диаграмм 1а-в заметим, во-первых, что при  $t \rightarrow 0$  основной вклад в  $G^N(t)$  обусловлен, очевидно, простейшей диаграммой 1а. Далее, согласно обычной оценке по числу петель, вклады диаграмм 1 б, в подавлены по сравнению с вкладом диаграммы 1а факторами порядка  $(\alpha_s(M_N)/\pi) \leq 0,1$  и  $(\alpha_s(M_N)/\pi)^2 \leq 0,01$  соответственно / $M_N$  - масса нуклона/. Это означает, что в некоторой области  $t \leq t_{\max}$  простейшая диаграмма 1а доминирует, несмотря на то, что в асимптотике ее вклад убывает с ростом  $t$  быстрее, чем вклад диаграммы 1в. По оценкам, основанным на теории возмущений, вклад диаграммы 1в убывает с ростом  $t$  лишь как  $1/t^3$  /мы убедимся в этом ниже на конкретных примерах/, и поэтому следует ожидать, что  $t_{\max} \sim (\alpha_s/\pi)^{-2} \cdot 1 \text{ ГэВ}^2$ . Для более аккуратной оценки вкладов диаграмм 1а-в необходимо знать мягкую волновую функцию нуклона. Эта задача, конечно, не может быть решена в рамках обычной теории возмущений, поскольку само существование адронов в КХД в значительной мере обусловлено непертурбативными эффектами.

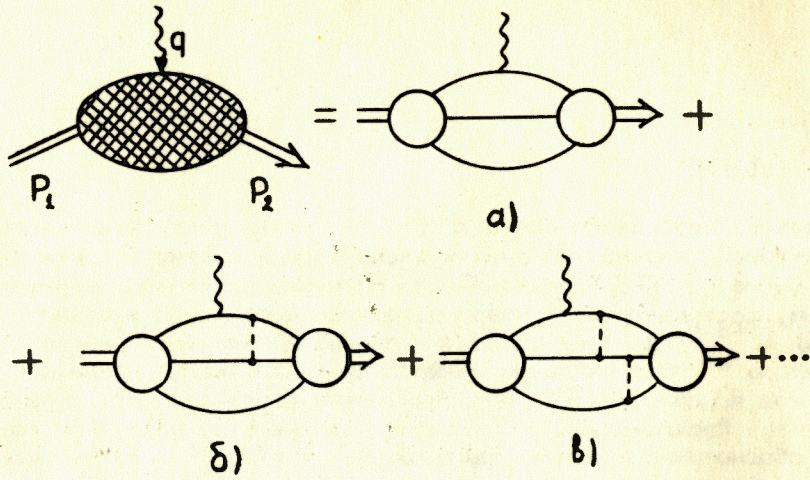


Рис.1. Структура факторизации для нуклонных формфакторов. Обобщенные кварк-адронные вершины вместе с непосредственно примыкающими к ним кварковыми линиями соответствуют большим расстояниям /малым виртуальностям/, а остальные кварковые и глюонные линии - малым расстояниям, т.е. виртуальностям, большим некоторого адронного масштаба  $\lambda^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$ .

В настоящей работе для исследования поведения нуклонных формфакторов при умеренно больших передачах импульса мы воспользуемся концепцией кварк-адронной дуальности /9-15/, которая /в различных формулировках/ была успешно применена ранее к вычислению таких существенно связанных с непертурбативными эффектами адронных характеристик, как массы, лептонные ширины, а также, в последнее время - формфакторов мезонов /12-14/. Как увидим, для описания экспериментальных данных вплоть до довольно больших значений  $t \approx 15-20 \text{ ГэВ}^2$  вполне достаточно учитывать лишь вклад простейшей диаграммы 1а, и, следовательно, экспериментальное подтверждение степенного закона, формально диктуемого ПКС, вовсе не означает, что основной вклад в формфактор при  $t \leq 20 \text{ ГэВ}^2$  обусловлен механизмом жесткого перерасеяния.

## 2. КВАРК-АДРОННАЯ ДУАЛЬНОСТЬ

Рассмотрим трехточечную функцию

$$T_{\alpha\beta}^{\mu}(p_1, p_2) = i^2 \int d^4x d^4y \exp\{ip_2x - iqy\} \langle 0 | T \{ \eta_{\alpha}(x) J^{\mu}(y) \bar{\eta}_{\beta}(0) \} | 0 \rangle \quad /1/$$

где  $q = p_2 - p_1$ ,  $J^{\mu}$  - электромагнитный ток, а  $\eta_{\alpha}$  - трехкварковый ток, имеющий ненулевую проекцию на нуклонное состояние  $|p\rangle$

$$\langle 0 | \eta_{\alpha}(0) | p \rangle = \lambda_N v_{\alpha}(p), \quad /2/$$

причем  $v_{\alpha}(p)$  - дираковский спинор. Для определенности возьмем протонный ток  $\eta_{\alpha}$  в виде /10/

$$\eta = (u^a C^{-1} \gamma_{\lambda} u^b) \gamma_5 \gamma^{\lambda} d^c \epsilon_{abc}, \quad /3/$$

где  $C$  - матрица зарядового сопряжения. Нейтронный ток получается из /3/ заменой  $u \leftrightarrow d$ .

Амплитуда  $T_{\alpha\beta}^{\mu}(p_1, p_2)$  представляет собой сумму различных структур:  $P^{\mu}(\hat{P})_{\alpha\beta} \equiv V_{\alpha\beta}^{\mu}(P)$ ,  $q^{\mu}(\hat{P})_{\alpha\beta}$ ,  $q^2(\gamma^{\mu})_{\alpha\beta}$ ,  $\epsilon^{\mu\rho\lambda\sigma} P_{\lambda} q_{\rho} (\gamma_5 \gamma_{\sigma})_{\alpha\beta} = A_{\alpha\beta}^{\mu}(P, q)$  и т.д., где  $P = p_1 + p_2$ . Вклады различных структур в  $T_{\alpha\beta}^{\mu}$  можно сравнивать, естественно, лишь в какой-либо конкретной системе отсчета. Для задач формфакторного типа весьма удобна система бесконечного импульса /СБИ/, в которой  $P^{\mu} \equiv p^{\mu} \rightarrow \infty$ ,  $q^{\mu} \equiv q^{\mu}$  - фиксировано. Наиболее важной в СБИ является, очевидно, структура  $V_{\alpha\beta}^{\mu}(P)$ , не содержащая "малого" параметра  $q$ . Отметим, что при  $p_1^2 = p_2^2$  структура  $V_{\alpha\beta}^{\mu}(P)$  обладает свойством поперечности  $q_{\mu} V_{\alpha\beta}^{\mu}(P) = 0$ . Этим свойством обладает и структура  $A_{\alpha\beta}^{\mu}(P, q)$ , линейная по параметру  $q$ . Инвариантные амплитуды, связанные с этими структурами, обозначим  $T_V(p_1^2, p_2^2, t)$  и  $T_A(p_1^2, p_2^2, t)$  соответственно. Подчеркнем, что данные структуры имеют наиболее непосредственную связь с  $(P)_{\alpha\beta}$ -компонентой двухточечной функции  $\Pi_{\alpha\beta}(P)$

$$\Pi_{\alpha\beta}(P) = i \int d^4x \exp(iPx) \langle 0 | T \{ \eta_{\alpha}(x) \bar{\eta}_{\beta}(0) \} | 0 \rangle, \quad /4/$$

рассмотренной в /10, 15/.

Для каждой из амплитуд  $T_{V,A}(p_1^2, p_2^2, t)$  запишем двойное дисперсионное соотношение

$$T_i(p_1^2, p_2^2, t) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\infty} ds_1 \int_0^{\infty} ds_2 \frac{\rho_i(s_1, s_2, t)}{(s_1 - p_1^2)(s_2 - p_2^2)} + \dots, \quad /5/$$

где невыписанные явно члены являются полиномами по  $p_1^2$  и /или/  $p_2^2$ . Пертурбативный вклад в  $T_i(p_1^2, p_2^2, t)$  /соответствующий диаграммам типа рис.1, но с локальными кварк-адронными вершинами, диктуемыми токами  $\eta, \bar{\eta}$  /, также может быть записан в форме /5/. Конечно, пертурбативная спектральная плотность  $\rho^{\text{pert}}(s_1, s_2, t)$  отличается от физической плотности  $\rho(s_1, s_2, t)$ , особенно в области не слишком больших значений  $s_1, s_2$ . В частности,  $\rho(s_1, s_2, t)$  содержит нуклонный  $\delta\delta$ -вклад.

$$\rho_1^N(s_1, s_2, t) = \pi^2 \lambda_N^2 \mathcal{F}_1^N(t) \delta(s_1 - M_N^2) \delta(s_2 - M_N^2), \quad /6/$$

тогда как коэффициенты разложения  $\rho^{\text{pert}}(s_1, s_2, t)$  в ряд по  $s_0/\pi$  являются гладкими функциями  $s_1, s_2$ . Мы предположим, однако, что функции  $\rho_i^N(s_1, s_2, t)$  дуальны по отношению к своим пертурбативным аналогам  $\rho_i^{\text{pert}}(s_1, s_2, t)$

$$\frac{1}{\pi^2} \int_0^{s_0} ds_1 \int_0^{s_0} ds_2 \rho_i^{\text{pert}}(s_1, s_2, t) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{s_0} ds_1 \int_0^{s_0} ds_2 \rho_i^N(s_1, s_2, t) = \lambda_N^2 \mathcal{F}_i^N(t), \quad /7/$$

где интервал дуальности  $s_0$  - параметр, характеризующий начало континуума в канале  $\eta$ , т.е. эффективный "порог рождения" высших состояний с квантовыми числами тока  $\eta$ . Численное значение  $s_0 = 2,3 \text{ ГэВ}^2$ , которым мы будем пользоваться в дальнейшем, было извлечено в работе /15/ из детального анализа степенных поправок в /борелизованных/ КХД правилах сумм для  $(\hat{P})_{\alpha\beta}$ -компоненты двухточечной функции  $\Pi_{\alpha\beta}(P)$ . В пределе локальной дуальности  $s_0$  связано с константой распада протона  $\lambda_N$  соотношением

$$(2\pi)^4 \lambda_N^2 = \frac{s_0^3}{12}, \quad /8/$$

и поэтому формула /7/ фактически не содержит свободных параметров.

### 3. ЛОКАЛЬНАЯ ДУАЛЬНОСТЬ И ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ НУКЛОНА

Использование локальной дуальности /7/ для вычисления форм-факторов эквивалентно фиксации вида мягкой волновой функции нуклона. Действительно, с учетом того, что  $\rho^{\text{pert}}(s_1, s_2, t)$  есть двойной скачок /по  $p_1^2$  и  $p_2^2$ / соответствующей амплитуды  $T_i(p_1^2, p_2^2, t)$ , расчет по формуле /7/ сводится для диаграммы 1а к подстановке в качестве волновой функции локальной амплитуды перехода тока  $\eta$  в свободные, практически безмассовые\* кварки, с последующим усреднением по инвариантной массе  $s$  трехкварковой системы в интервале  $0 \leq s \leq s_0$ . Иными словами, нуклон моделируется системой из трех свободных ( $k_i^2 = m_q^2$ ) кварков, суммарный импульс которых удовлетворяет условию  $(k_1 + k_2 + k_3)^2 \leq s_0$ .

К достоинствам модели необходимо, очевидно, отнести ее явную релятивистскую и калибровочную инвариантность. Надо, однако, отдавать себе отчет в том, что сконструированная подобным образом мягкая волновая функция нуклона лишь в общих чертах соответствует точной волновой функции. Соответственно и результаты вы-

числения  $G_i^N(t)$  по формуле /7/ не обязаны совпадать с точным вкладом диаграммы 1а во всем интервале  $0 < t < \infty$ .

В частности, поскольку надежные результаты для исходной амплитуды  $T(p_1^2, p_2^2, t)$  можно получить только в области асимптотической свободы по  $t$  /т.е. при  $t \geq 1 \text{ ГэВ}^2$ /, то не следует особенно доверять формуле /7/ при  $t < 1 \text{ ГэВ}^2$ . Заметим, далее, что для диаграммы 1а асимптотика  $T(p_1^2, p_2^2, t)$  при  $t \rightarrow \infty$  связана с интегрированием по области, в которой доля импульса нуклона, приходящаяся в СБИ на активный кварк, мало /на величину порядка  $p^2/t$ / /отличается от единицы. Вследствие этого вклад диаграммы 1а при  $t \rightarrow \infty$  существенно зависит от деталей поведения волновой функции на краю кинематически разрешенной области, и поэтому в асимптотике  $t \rightarrow \infty$  доверять формуле /7/ также не стоит.

В промежуточной области вклад диаграммы 1а определяется интегральными свойствами волновой функции, главным образом, шириной распределения кварков по поперечному импульсу /т.е. в конечном итоге - размером нуклонов/ и слабо зависит от конкретной формы этого распределения. Для волновой функции, соответствующей формуле /7/, размерным параметром, характеризующим ширину распределения по  $k_{\perp}$ , является, очевидно,  $s_0$ , т.е. тот же параметр, который задает и масштаб масс барионов в рассматриваемом канале. Подчеркнем, что с физической точки зрения подобная связь выглядит совершенно естественной.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ НУКЛОННЫХ ФОРМФАКТОРОВ

Основной технической проблемой в нашем подходе является вычисление функции  $\rho^{\text{pert}}(s_1, s_2, t)$ . Для диаграммы 1а задача облегчается, однако, тем, что в координатном представлении она сводится к однопетлевой. Это и позволяет получить для  $\rho^{\text{pert}}(s_1, s_2, t)$  выражения, в которых все интегрирования выполнены явно.

Формфактор  $\mathcal{F}_V$ , соответствующий структуре  $V_{\alpha\beta}^{\mu}(P)$ , представляет собой комбинацию электрического  $G_E$  и магнитного  $G_M$  формфакторов:

$$\mathcal{F}_V(t) = \frac{4M_N^2 G_E(t) + t G_M(t)}{t + 4M_N^2}, \quad /9/$$

которая при малых  $t$  сводится к  $G_E(t)$ , а при больших /фактически, при  $t \geq 10 \text{ ГэВ}^2$ / - к  $G_M(t)$ . Используя явный вид  $\rho^{\text{pert}}(s_1, s_2, t)$  для диаграммы 1а и формулу /7/, получаем для протона

$$\mathcal{F}_V^P(t) = \frac{1}{(2\pi)^4 \lambda_N^2} \int_0^{s_0} ds_1 \int_0^{s_0} ds_2 t \left(1 - \frac{\sigma}{z}\right)^2 \times \quad /10/$$

\* При вычислении  $\rho^{\text{pert}}(s_1, s_2, t)$  необходимо, очевидно, пользоваться токовыми массами кварков  $m_u, m_d \leq 10 \text{ МэВ} \ll M_N, \sqrt{s_0}$ .

$$\times \left\{ \frac{2e_u - e_d}{16} \frac{t}{z} \left(1 + \frac{\sigma}{z}\right)^2 + \frac{e_u + e_d}{12} \left(2 + \frac{\sigma}{z}\right) \right\}, \quad /10/$$

где  $\sigma = s_1 + s_2 + t$ ,  $z = \sqrt{\sigma^2 - 4s_1 s_2}$ ,  $e_u = 2/3$ ,  $e_d = -1/3$ . Массы кварков в /10/ считаются равными нулю. Нейтронный формфактор  $\mathcal{F}_V^n(t)$  получается из /10/ заменой  $e_u \leftrightarrow e_d$ . Формфактор  $\mathcal{F}_A(t)$ , соответствующий структуре  $A_{AB}^\mu(P, q)$ , совпадает с  $G_M(t)$ . Выражение, аналогичное /10/, в этом случае имеет вид

$$G_M^p(t) = \frac{e_u}{(2\pi)^4 \cdot \lambda_N^2} \int_0^{s_0} ds_1 \int_0^{s_0} ds_2 \frac{t}{4} \left(1 - \frac{\sigma}{z}\right)^2 \left(2 + \frac{\sigma}{z}\right) \quad /11/$$

с заменой  $e_u \rightarrow e_d$  для нейтрона. Напомним, что  $\lambda_N^2$  в /10/, /11/ дается формулой /8/, а  $s_0 = 2,3 \text{ ГэВ}^2$ .

При  $t \rightarrow \infty$  правая часть формулы /10/ совпадает с правой частью выражения /11/, и из обеих формул следует одно и то же выражение для асимптотики магнитного формфактора:

$$G_M^{p(n)}(t) \sim 4e_{u(d)} s_0^3 / t^3.$$

Необходимо подчеркнуть, однако, что асимптотический режим для /10/, /11/ устанавливается лишь при  $t \geq 20-30 \text{ ГэВ}^2$ . Произведения  $t^2 \mathcal{F}_V(t)$ ,  $t^2 G_M(t)$ , вычисленные согласно /10/, /11/, в области  $5-20 \text{ ГэВ}^2$  на самом деле постоянны в пределах 10% точности. Иными словами, формулы /10/, /11/ имитируют степенной закон  $G_M \sim 1/t^2$ , диктуемый ПКС, вплоть до весьма больших значений  $t \sim 20 \text{ ГэВ}^2$ . В высших порядках выражения /10/, /11/ модифицируются поправками, связанными с судаковским формфактором активного кварка

$$S(t, M^2) = \exp \left\{ -\frac{8}{27} \left[ \ln \frac{t}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right] \ln \frac{\ln t / \Lambda^2}{\ln M^2 / \Lambda^2} - \ln \frac{t}{M^2} \right\}. \quad /12/$$

Масштаб  $M^2$  в /12/ пропорционален, очевидно,  $s_0$ , поскольку в /10/, /11/ нет других размерных параметров. Поскольку параметр  $s_0$  довольно велик, а параметр  $\Lambda$ , в свою очередь, весьма мал  $/\Lambda \sim 100 \text{ МэВ}/$ , судаковскими эффектами в существенной для нас области  $t \leq 20 \text{ ГэВ}^2$  можно пренебречь.

## 5. КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Возникает естественный вопрос - находятся ли предсказания формул /10/, /11/ не только в качественном, но и в количественном согласии с имеющимися экспериментальными данными? Результаты численных расчетов приведены в таблице.

Таблица

Результаты численных расчетов, основанных на формулах /9/-/11/

$t$ (ГэВ <sup>2</sup> )	1	2	3	4	5	6	8	10	12	15	20	30
$G_M^p(t)/D(t)$ [ (11) ]	2,21	2,60	2,79	2,86	2,87	2,83	2,71	2,56	2,41	2,20	1,90	1,49
$G_M^n(t)/D(t)$ [ (9), (10); $G_M^p/G_E^p = 1/4$ ]	2,53	2,81	2,92	2,94	2,91	2,85	2,71	2,54	2,39	2,17	1,88	1,47
$G_E^p(t)/D(t)$ [ (11) ]	1,00	1,13	1,16	1,15	1,11	1,06	0,95	0,86	0,77	0,67	0,54	0,38
$G_M^n(t)/D(t)$ [ (11) ]	-1,11	-1,30	-1,39	-1,43	-1,43	-1,42	-1,36	-1,28	-1,21	-1,10	-0,95	-0,74
$G_E^n(t)/D(t)$ [ (9), (10); $G_E^n(t)=0$ ]	-1,57	-1,52	-1,50	-1,48	-1,45	-1,41	-1,33	-1,25	-1,17	-1,07	-0,93	-0,73
$G_E^p(t)/D(t)$ [ (9) - (11) ]	-0,13	-0,12	-0,10	-0,06	-0,03	0,00	0,05	0,08	0,11	0,13	0,14	0,14
$M_N^p(\text{ГэВ})$ [ (9) - (11); $G_E^n(t)=0$ ]	0,74	0,83	0,87	0,90	0,92	0,94	0,97	0,98	1,00	1,01	1,02	1,04

а/ Протонные формфакторы. Отметим, во-первых, что поведение формфактора  $G_M^p(t)$ , вычисленное по формуле /11/, в области 2-10 ГэВ<sup>2</sup> согласуется /в пределах 10% точности/ с эмпирическим дипольным фитом  $G_M^p(t) = \mu_p D(t)$  /где  $\mu_p = 2,79$ , а  $D(t) = 1 + t/0,71$  /<sup>-2</sup> /. Далее, используя /9/-/11/, можно получить явное выражение и для  $G_E^p(t)$ , которое при  $t \leq 12$  ГэВ<sup>2</sup> также с 10-процентной точностью согласуется с дипольной формулой  $G_E^p(t) = D(t)$ . Как следствие, при изменении  $t$  от 3 до 15 ГэВ<sup>2</sup> с точностью 15% выполняется масштабный закон  $G_M^p(t)/G_E^p(t) = \mu_p$ . С другой стороны, приняв, что  $G_M^p(t)/G_E^p(t) = \mu_p$  для всех  $t$ , можно извлечь  $G_M^p(t)$  и из формулы /10/, которая, предположительно, является более точной при малых  $t$ , чем формула 11\*. Действительно, подобный расчет дает для  $G_M^p(t)$  значения, гораздо лучше согласующиеся с экспериментальными данными при  $t = 1-2$  ГэВ<sup>2</sup>, чем результаты вычислений по формуле /11/.

б/ Магнитный формфактор нейтрона. Для нейтронного формфактора  $G_M^n(t)$  формулы /10/, /11/ согласуются с экспериментальными данными в пределах ошибок эксперимента только при  $t \geq 6$  ГэВ<sup>2</sup>; а в области  $t \leq 6$  ГэВ<sup>2</sup> согласие формул /10/, /11/ с экспериментальными данными далеко не такое блестящее, как для  $G_M^p(t)$ . В частности, при  $t = 3-6$  ГэВ<sup>2</sup> формула /11/ дает для  $|G_M^n(t)/D(t)|$  значения, лежащие на 30% ниже экспериментально наблюдаемого. При  $t = 1-2$  ГэВ<sup>2</sup> формула /11/ еще больше занижает величину  $|G_M^n(t)|$ . Расчет по формуле /10/, в предположении, что  $G_E^n(t) = 0$ , уменьшает рас-согласование с экспериментом при  $t = 1-4$  ГэВ<sup>2</sup>, но лишь до 20%. Эту ситуацию можно интерпретировать таким образом, что различие между точной волновой функцией нуклона и модельной волновой функцией заметнее сказывается на  $G_M^n(t)$ , чем на  $G_M^p(t)$ . Необходимо подчеркнуть, что подобная асимметрия между протоном и нейтроном необязательно противоречит изотопической инвариантности. В частности, исследуя структуру степенных поправок в КХД правилах сумм для  $G_M(t)$ , мы обнаружили, что для протона наиболее существенные  $\langle \psi \psi \rangle^2$ -поправки пропорциональны  $e_d$ , в то время как основной член, согласно /11/, пропорционален  $e_u$ .

Для нейтрона ситуация в точности обратная, и, как следствие, - отношение  $\langle \psi \psi \rangle^2$ -поправки к основному члену для нейтрона получается в 4 раза большим, чем для протона.

в/ Электрический формфактор нейтрона и оценка массы нуклона. Используя формулы /9/-/11/, можно вычислить формфактор  $G_E^n(t)$ , который оказывается с хорошей точностью равным нулю в интервале

\*Заметим, что структура  $V_{\alpha\beta}^\mu(P)$ , соответствующая /10/, не имеет подавления в области малых  $q$ , и поэтому исходная амплитуда  $T_{\alpha\beta}^\mu(p_1, p_2)$  при малых  $t$  более чувствительна к вкладу  $\mathcal{F}_V(t)$ , чем к вкладу  $\mathcal{F}_A(t)$ .

от 2 до 20 ГэВ<sup>2</sup>. Подчеркнем, что близость  $G_E^n(t)$  к нулю является результатом нетривиальной корреляции между диктуемыми формулами /10/, /11/ значениями формфакторов  $\mathcal{F}_V(t)$ ,  $G_M(t)$  и входящим в /9/ параметром массы нуклона. В частности, из требования  $G_E^n(t) = 0$  можно, пользуясь /9/-/11/, извлечь величину  $M_N$ , которая в интервале  $t = 2-30$  ГэВ<sup>2</sup> совпадает с экспериментальным значением с точностью не хуже 10%.

г/ Отношение  $G_M^p(t)/G_M^n(t)$ . Согласно формуле /11/, отношение  $G_M^p(t)/G_M^n(t)$  постоянно и равно -2. Формула /10/ /в предположении, что  $G_E(t)/G_M(t) = G_E(0)/G_M(0)$ / при  $t \leq 4$  ГэВ<sup>2</sup> дает для  $|G_M^p(t)/G_M^n(t)|$  значения, меньшие двух /например, 1,6 при  $t = 1$  ГэВ<sup>2</sup>/, но при  $t = 4$  ГэВ<sup>2</sup> предсказания формул /10/ и /11/ совпадают друг с другом. Отметим, что при  $t \geq 6$  ГэВ<sup>2</sup> экспериментальные данные /16/ также указывают на то, что  $G_M^p(t)/G_M^n(t) = -2$ .

д/ Значения формфакторов при  $t = 0$ . Как указывалось ранее, нет никаких оснований надеяться на хорошее согласие между формулами /10/, /11/ и экспериментальными данными при  $t \leq 1$  ГэВ<sup>2</sup>. Однако, благодаря сохранению электрического заряда, формфакторы  $G_E^n(t)$ ,  $G_E^p(t)$ , вычисленные по формулам /9/-/11/, при  $t = 0$  принимают экспериментальные значения 0 и 1 соответственно. Для магнитных формфакторов формула /11/ дает  $G_M^p(0) = 8/3$  и  $G_M^n(0) = -4/3$ . Для протона теория опять /как и при  $t \leq 1$  ГэВ<sup>2</sup>/ оказалась более точной, чем для нейтрона. Интересно отметить, что отношение  $(\mu_p - 8/3)/(|\mu_n| - 4/3)$  действительно близко к 1/4.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в довольно широкой области  $t = 2-20$  ГэВ<sup>2</sup> расчет нуклонных формфакторов по формулам /10/, /11/ находится в удовлетворительном /а иногда и в хорошем/ согласии с экспериментальными данными /см. рис.2 и таблицу/. Наиболее нетривиальным результатом можно считать вытекающее из /10/, /11/ предсказание, что отношение  $G_M^p(t)/G_M^n(t)$  при достаточно больших  $t$  принимает значение /-2/, согласующееся с последними экспериментальными данными /16/.

Модифицируя волновую функцию надлежащим образом /это достигается добавлением к току  $\eta$  членов, содержащих ковариантные производные/, можно добиться того, что вклад диаграммы 1а будет хорошо согласовываться с экспериментом и при больших  $t$ . В настоящей работе, однако, мы не ставили это своей задачей, сконцентрировав внимание на области  $t \leq 20$  ГэВ<sup>2</sup>, в которой основанные на локальной дуальности результаты имеют слабую чувствительность к конкретному выбору тока  $\eta$ . Как мы видели, именно в этой области выражения /10/, /11/ успешно описывают данные. Отсюда с неизбежностью следует наш основной вывод: наблюдаемый в эксперименте

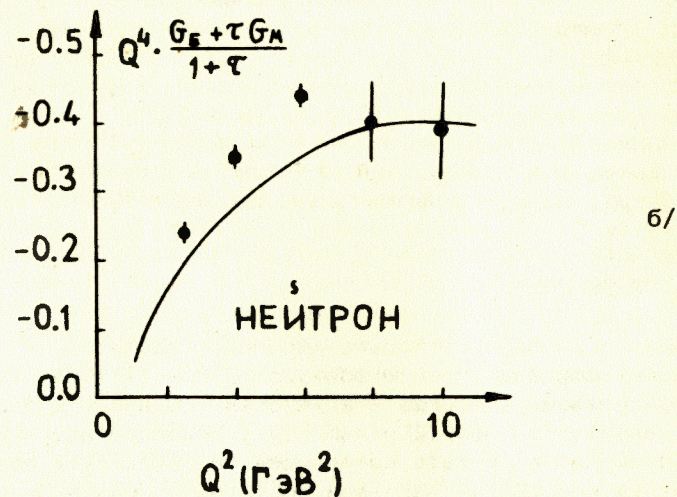
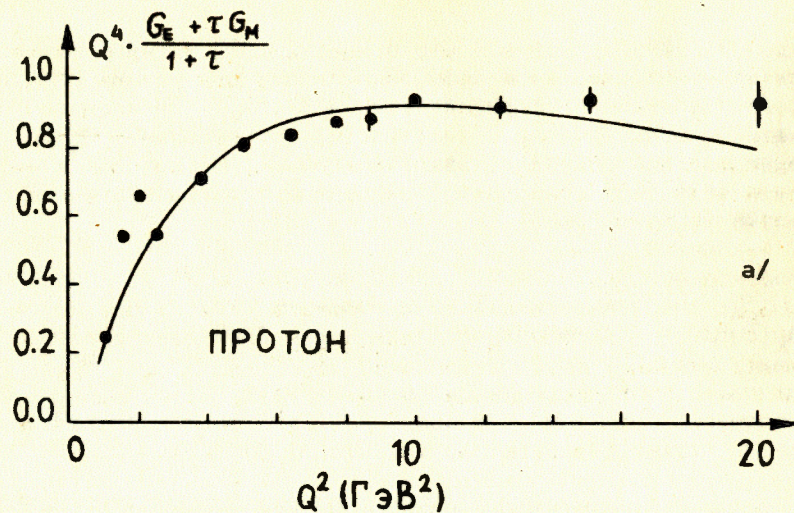


Рис.2. Формфактор  $\mathcal{F}_V(t)$  /10/ для протона и нейтрона. Данные взяты из работы /16/ в предположении, что справедливо масштабное соотношение  $G_M^p(t)/G_E^p(t) = \mu_p$ , а  $G_E^n(t) = 0$ .

степенной закон убывания нуклонных формфакторов с ростом  $t$  есть эффект, целиком обусловленный конечными размерами нуклона и никак не связанный с приблизительной масштабной инвариантностью на малых расстояниях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett.Nuovo Cim., 1973, 7, p. 719.
2. Brodsky S.J., Farrar G.R. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 1153.
3. Радюшкин А.В. ОИЯИ, P2-10717, Дубна, 1977.
4. Brodsky S.J., Lepage G.P. Preprint SLAC-Pub 2294 Stanford, 1979.
5. Efremov A.V., Radyushkin A.V. Phys.Lett.B, 1980, 94, p. 245.
6. Brodsky S.J., Lepage G.P. Phys.Rev.D., 1980, 22, p. 2157.
7. Черняк В.Л., Материалы XV Зимней школы ЛИЯФ, Изд. ЛИЯФ, АН СССР, Ленинград, 1980, т. 1, с. 65.
8. Mueller A.H. Phys.Reports 1981, 73, p. 237.
9. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl.Phys.B, 1979, 147, pp. 385, 447.
10. Ioffe B.L. Nucl.Phys.B, 1981, 188, p. 317.
11. Krasnikov N.V., Pivovarov A.A. Phys.Lett.B, 1982, 112, p. 397.
12. Нестеренко В.А., Радюшкин А.В. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с. 395.  
Nesterenko V.A., Radyushkin A.V. Phys.Lett.B, 1982, 115, p. 410.
13. Ioffe B.L., Smilga A.V. Phys.Lett.B, 1982, 114, p. 353; Preprint ITP-100, Moscow, 1983.
14. Нестеренко В.А., Радюшкин А.В. ОИЯИ, P2-82-691, Дубна, 1982.
15. Беляев В.М., Иоффе Б.Л. ЖЭТФ, 1982, 83, с. 876.
16. Rock S. et al. Preprint SLAC-Pub-2949, Stanford, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 апреля 1983 года.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

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

Нестеренко В.А., Радюшкин А.В. P2-83-251  
Локальная кварк-адронная дуальность и формфакторы нуклонов в КХД

Кварк-адронная дуальность использована для вычисления непертурбативного  $O(\alpha_s^0)$ -вклада в нуклонные формфакторы  $G_{E,M}^N(t)$ . Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными в области  $1 < t < 20 \text{ ГэВ}^2$ . Это означает, что наблюдаемое дипольное поведение нуклонных формфакторов никак не связано с характером динамики на малых расстояниях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Nesterenko V.A., Radyushkin A.V. P2-83-251  
Local Quark-Hadron Duality and Nucleon Form Factors in QCD

Quark-hadron duality is incorporated to estimate the non-perturbative  $O(\alpha_s^0)$  contribution into the nucleon form factors  $G_{E,M}^N(t)$ . For  $1 < t < 20 \text{ GeV}^2$  the results are in satisfactory agreement with existing data. This means that the observed dipole behaviour of  $G_{E,M}^N(t)$  has nothing to do with the short-distance dynamics.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.