

5/11-82

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

1-81-838

В.Р.Гарсеванишвили,<sup>1</sup> Д.В.Герсамия,<sup>1</sup> В.В.Глаголев,  
М.И.Джгаркава,<sup>1</sup> П.Зелински,<sup>2</sup> З.Р.Ментешавили,<sup>1</sup>  
Д.Г.Мирианшвили,<sup>1</sup> М.С.Ниорадзе,<sup>1</sup> Т.Семярчук,<sup>2</sup>  
И.Степаняк,<sup>2</sup> В.Н.Стрельцов, А.М.Худжадзе<sup>1</sup>

ПРОВЕРКА МАСШТАБНЫХ СВОЙСТВ  
РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ  
ДЕЙТРОНА НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Сотрудничество: Варшава-Дубна-Тбилиси

---

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси.

<sup>2</sup> Институт ядерных исследований, Варшава, ПНР.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение в последнее время во взаимодействиях ядер высоких энергий ряда специфических закономерностей /см., например, обзоры<sup>/1-6/</sup> и цитированную там литературу/, не находящихся удовлетворительного объяснения в рамках традиционных нерелятивистских методов ядерной физики, привело к интенсивному обсуждению возможностей распространения релятивистских методов физики частиц на процессы с участием атомных ядер. Наряду с исследованием свойств вторичных частиц с целью обнаружения в их спектрах закономерностей, характерных для адрон-адронных взаимодействий /распределения по множественностям рожденных частиц, масштабные свойства спектров и т.д./, ведутся поиски в этих процессах проявлений кварковых степеней свободы на ядерном уровне /см., например, <sup>/7-11/</sup> /.

В настоящей работе на примере нескольких процессов с участием релятивистского дейтрона мы обсудим масштабнo-инвариантную параметризацию волновой функции дейтрона<sup>/12/</sup> и ее возможности. Основой подхода будет служить квазипотенциальный формализм<sup>/13/</sup> в переменных "светового фронта"<sup>/14-16/</sup>, в явном виде прослеживается характерная для адронной физики высоких энергий "неэквивалентность" продольных и поперечных степеней свободы /см., например, <sup>/17/</sup> /. Вопросы, связанные с аналогичной релятивизацией волновых функций более сложных ядер, рассматриваются в работах<sup>/18/</sup> .

## 2. МАСШТАБНО-ИНВАРИАНТНАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ДЕЙТРОНА

Мы будем описывать релятивистский дейтрон с помощью релятивистского обобщения<sup>/12/</sup>

$$\Phi_R(x, \vec{p}_\perp) = C_R \left[ \frac{\vec{p}_\perp^2 + m^2}{x(1-x)} - a_R \right]^{-1} \left[ \frac{\vec{p}_\perp^2 + m^2}{x(1-x)} - \beta_R \right]^{-1} \quad /2.1/$$

известной волновой функции Хюльтена. Здесь  $C_R$  - нормировочный коэффициент;  $a_R$  и  $\beta_R$  - варьируемые параметры. Переменная  $x$  определена следующим образом:  $x = \frac{1}{2} + \frac{P_0 + P_z}{P_{d,0} + P_{d,z}}$ ,  $P_\mu$  - относительный 4-импульс нуклонов внутри дейтрона,  $P_{3,\mu}$  - полный 4-импульс дейтрона,  $m$  - масса нуклона. /Некоторые другие по-

пытки релятивистского обобщения волновой функции дейтрона см. в работах<sup>/19-24/</sup>. Волновая функция /2.1/ записана в произвольной системе отсчета при произвольных импульсах движения нейтрона как целого и внутреннего движения составляющих его нуклонов.

В системе покоя дейтрона при импульсах его внутреннего движения, удовлетворяющих условию  $|\vec{p}|/m \ll 1$ , волновая функция /2.1/ переходит в известную нерелятивистскую волновую функцию Хьюлтена:

$$\Phi_{NR}(\vec{p}) = C_{NR} (\vec{p}^2 + \alpha_{NR}^2)^{-1} (\vec{p}^2 + \beta_{NR}^2)^{-1}. \quad /2.2/$$

Переходя к нерелятивистскому пределу в выражении /2.1/ и пренебрегая энергией связи дейтрона в числителе выражения для переменной  $x$ , получим следующую связь между параметрами волновых функций  $\Phi_R$  и  $\Phi_{NR}$ :

$$\alpha_R = \frac{m_d}{m} (2m^2 - \alpha_{NR}^2); \quad \beta_R = \frac{m_d}{m} (2m^2 - \beta_{NR}^2). \quad /2.3a/$$

Здесь  $m_d$  - масса дейтрона.

Если мы будем полностью пренебрегать энергией связи в выражении для  $x$ , то из условия перехода волновой функции  $\Phi_R$  в нерелятивистском пределе в функцию  $\Phi_{NR}$  получим следующую связь между параметрами:

$$\alpha_R = 4(m^2 - \alpha_{NR}^2); \quad \beta_R = 4(m^2 - \beta_{NR}^2). \quad /2.3b/$$

Нормируя волновую функцию /2.2/ условием

$$\int d\vec{p} |\Phi_{NR}(\vec{p})|^2 = 1, \quad /2.4/$$

получим выражение для нормировочного коэффициента  $C_{NR}$ :

$$C_{NR} = \frac{1}{\pi} (\alpha_{NR} + \beta_{NR})^{3/2} \alpha_{NR}^{1/2} \beta_{NR}^{1/2}. \quad /2.5/$$

Для нормировки волновой функции /2.1/ необходимо знать, вообще говоря, вид всех взаимодействий внутри двухчастичной составной системы<sup>/14,15/</sup>. Предполагая, однако, что квазипотенциал взаимодействия не зависит от 4-импульса дейтрона как целого, получим следующее условие нормировки:

$$\int_0^1 \frac{dx}{x(1-x)} \int d\vec{p}_\perp |\Phi_R(x, \vec{p}_\perp)|^2 = 1. \quad /2.6/$$

Подставляя в это условие нормировки волновую функцию /2.1/, получим выражение для нормировочного коэффициента  $C_R$ :

$$C_R = \frac{\alpha_R - \beta_R}{\pi^{1/2}} [f(\alpha_R, \beta_R) + f(\beta_R, \alpha_R)]^{-1/2} \quad /2.7/$$

где

$$f(\alpha_R, \beta_R) = \frac{4[m^2(\alpha_R - \beta_R) + \alpha_R(4m^2 - \alpha_R)]}{(\alpha_R - \beta_R)\alpha_R^{3/2}(4m^2 - \alpha_R)^{1/2}} \times \\ \times \operatorname{arctg}\left(\frac{\alpha_R}{4m^2 - \alpha_R}\right)^{1/2} - \frac{1}{\alpha_R}$$

Выпишем здесь также связь в нерелятивистском пределе между нормированными волновыми функциями  $\Phi_R$  и  $\Phi_{NR}$ , полученную с учетом формул /2.3а/ и /2.3б/:

$$\Phi_R(x, \vec{p}_\perp) \rightarrow 2^{1/4} m^{1/2} \Phi_{NR}(\vec{p}), \quad /2.8а/$$

$$\Phi_R(x, \vec{p}_\perp) \rightarrow 2^{-1/2} m^{1/2} \Phi_{NR}(\vec{p}). \quad /2.8б/$$

### 3. НЕКОТОРЫЕ ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ ДЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ВЫХОДОМ СПЕКТАТОРНЫХ НУКЛОНОВ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

Рассмотрим процесс столкновения дейтрона с протоном, когда в конечном состоянии рождается некоторая система адронов. Мы будем предполагать, что во взаимодействии с протоном участвует один из нуклонов дейтрона, а другой является зрителем. Распределение зрительских нуклонов в данном процессе имеет вид

$$E_{sp} \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}_{sp}} \sim \frac{\lambda^{1/2}(s_{NN}, m^2, m^2)}{\lambda^{1/2}(s, m^2, m_d^2)} \sigma_{in}(s_{NN}) \left| \frac{\Phi_R(x, \vec{p}_\perp)}{1-x} \right|^2 \quad /3.1/$$

Здесь  $s$  - обычная мандельштамовская переменная для системы дейтрон-протон;  $s_{NN}$  - аналогичная переменная для системы "взаимодействующий нуклон дейтрона - протон". Эти переменные связаны между собой:

$$s_{NN} = s(1 - X_{sp}) + m^2 - \frac{\vec{p}_{sp, \perp}^2 + m^2}{X_{sp}} \quad /3.2/$$

$\sigma_{in}(s_{NN})$  - неупругое интегральное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия в данном канале;  $m_d$  - масса дейтрона;  $\lambda(x, y, z) = (x-y-z)^2 - 4yz$ . Переменная  $X_{sp}$  определена следующим образом:

$$X_{sp} = (E_{sp} + P_{sp,z}) / (E_d + P_{d,z} + E_p + P_{p,z}) \quad /3.3/$$

Здесь  $E_{sp}$ ,  $E_d$ ,  $E_p$  и  $P_{sp,z}$ ,  $P_{d,z}$ ,  $P_{p,z}$  являются энергиями и  $z$  - компонентами импульсов зрительского нуклона и сталки-

вающихся дейтрона и протона соответственно. Отметим, что переменная  $X_{sp}$  обладает свойством масштабной инвариантности и является лоренц-инвариантной при преобразованиях систем отсчета вдоль оси столкновения /оси  $z$ /.

Аргументы волновой функции  $\Phi_R(x, \vec{p}_\perp)$  связаны с переменными  $X_{sp}$  и  $\vec{P}_{sp, \perp}$ :

$$x = 1 - \left(1 + \frac{E_p + P_{p,z}}{E_d + P_{d,z}}\right) X_{sp}, \quad /3.4/$$

$\vec{p}_\perp = -\vec{P}_{sp, \perp}$  в системе отсчета, где  $\vec{P}_{d, \perp} = 0$ . Из этих формул следует, что, наблюдая экспериментально за распределениями компонент импульсов спектатора, можно получить информацию о внутреннем движении нуклонов внутри релятивистского дейтрона.

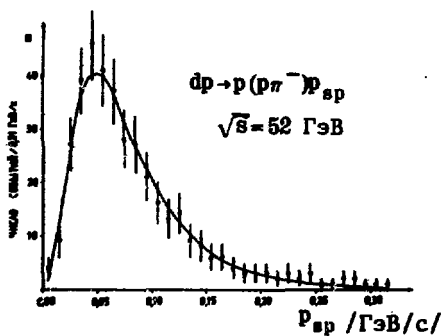
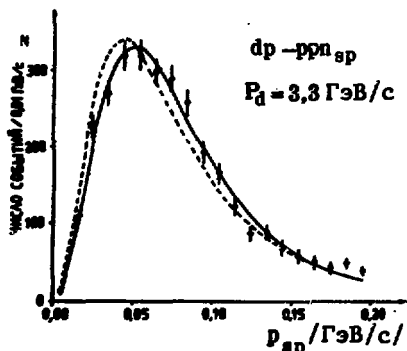
Для сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными использовались результаты, полученные на однометровой водородной пузырьковой камере ОИЯИ, облученной дейтронами с импульсом  $3,3 \text{ ГэВ}/c^{/25/}$ , и на накопительных кольцах ЦЕРНа со встречными дейтрон-протонными пучками с импульсами  $26 \text{ ГэВ}/c^{/26/}$ . При анализе волновая функция релятивистского дейтрона выбиралась в виде /2.1/. С экспериментальными данными сравнивались импульсные распределения нуклонов-спектаторов:

$$\frac{d\sigma}{dP_{sp}} = 2\pi \frac{P_{sp}^2}{(P_{sp}^2 + \pi^2)^{1/2}} \int_{-1}^1 d\cos\theta_{sp} (E_{sp} \frac{d\sigma}{dP_{sp}}). \quad /3.5/$$

Для сравнения релятивистской параметризации /2.1/ с нерелятивистской волновой функцией Хюльтена /2.2/ рассматривались распределения нуклонов-спектаторов в системе покоя дейтрона. Значения параметров  $\alpha_R$  и  $\beta_R$  рассчитывались по формулам /2.3а/ и /2.3б/ из значений  $\alpha_{NR} = 0,0456 \text{ ГэВ}/c$  и  $\beta_{NR} = 0,26 \text{ ГэВ}/c^{/28/}$  нерелятивистской волновой функции Хюльтена и приведены в таблице.

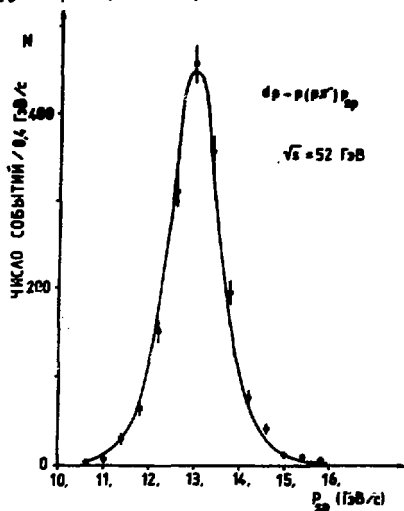
Таблица

	$\alpha_R, \text{ГэВ}/c^2$	$\beta_R, \text{ГэВ}/c^2$	$\chi^2/N_p$
Расчет по формуле /2.3а/	3,521	3,390	
Расчет по формуле /2.3б/	3,526	3,264	
$d+p \rightarrow p+(p\pi^-)+p_{sp}$ Система покоя дейтрона	3,522±0,006	3,383±0,033	11/32
$d+p \rightarrow p+(p\pi^-)+p_{sp}$ Система встречных пучков	3,513±0,005	3,476±0,019	28/14



**Рис.1.** Распределение по импульсу нейтрона-спектратора в системе покоя дейтрона в реакции  $d+p \rightarrow p+p+n_{sp}$ . Расчет с использованием волновой функции / — / и нерелятивистской волновой функции / - - - /.

**Рис.2.** Распределение по импульсу протона-спектратора в системе покоя дейтрона в реакции  $d+p \rightarrow p+(p\pi^-)+p_{sp}$ .



**Рис.3.** Распределение по импульсу протона-спектратора в системе встречных пучков в реакции  $d+p \rightarrow p+(p\pi^-)+p_{sp}$ .

ции /2.1/ с параметрами  $a_R=3,521$  /ГэВ/с<sup>2</sup> и  $\beta_R=3,390$  /ГэВ/с<sup>2</sup> ( $\chi^2/Np=27/20$ ), пунктирная кривая - расчету на основе нерелятивистской волновой функции /2.2/ с параметрами  $a_{NR}=0,0456$  ГэВ/с и  $\beta_{NR}=0,26$  ГэВ/с ( $\chi^2/Np=65/20$ ). Видно, что в области импульсов  $P_{sp} < 0,2$  ГэВ/с релятивистская волновая функция несколько лучше описывает данные, чем нерелятивистская. На рис.2 приведено импульсное распределение протонов-спектраторов в системе покоя

дейтрона в реакции  $d+p \rightarrow p+(p\pi^-)+p_{sp}$  при энергии  $\sqrt{s}=52$  ГэВ<sup>/26/</sup>. На рис. 3 приведено импульсное распределение протонов-спектров в системе встречных пучков в той же реакции при той же энергии<sup>/26/</sup>. Кривые на рис. 2 и 3 соответствуют теоретическому расчету на основе волновой функции /2.1/. Сечение  $\sigma_{in}(s_{NN})$  дифракционной диссоциации нейтрона  $p+p \rightarrow (p\pi^-)+p$  при рассматриваемых энергиях бралось постоянным и равным 185 мкб<sup>/26/</sup>. Значения параметров  $\alpha_R$  и  $\beta_R$ , полученные путем фитирования экспериментальных данных, и соответствующие значения  $\chi^2/Np$  приведены в таблице, из которой видно, что в рассматриваемой области импульсов параметры релятивистской волновой функции дейтрона практически не зависят от импульса падающего дейтрона. Этот факт можно рассматривать как указание на то, что в довольно широком диапазоне энергий в волновой функции дейтрона  $\Phi_R$  нет никакой другой зависимости от энергий, кроме зависимости от масштабной-инвариантной переменной  $x$ .

#### 4. РОЖДЕНИЕ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ В ПРОТОН-ДЕЙТРОННОМ СТОЛКНОВЕНИИ

Рассмотрим рождение  $\pi^-$ -мезонов в протон-дейтронной реакции<sup>/1,29/</sup>  $p+d \rightarrow \pi^-(180^\circ)+X^*$ . В импульсном приближении дифференциальное сечение этого процесса имеет вид

$$\frac{2E_\pi}{\sigma_{pd}} \frac{d\sigma_{pd}}{d\vec{p}_\pi} = 4\pi \frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{pd}} \int \frac{P_{sp}^2 dP_{sp} dz}{(P_{sp}^2 + m^2)^{1/2}} \frac{\lambda^{1/2}(s_{NN} m^2, m^2)}{\lambda^{1/2}(s, m^2, m_d^2)} \times \quad /4.1/$$

$$\times \left| \frac{\Phi_R(x, \vec{p}_\perp)}{1-x} \right|^2 \rho(x_{Np}, P_{\pi, \perp}).$$

Здесь  $\sigma_{pd}$  - полное сечение  $pd$ -рассеяния, равное 74 мб;  $\sigma_{pp}$  - полное сечение  $pp$ -рассеяния, равное 43 мб.

В системе покоя протона аргументы волновой функции дейтрона связаны с переменными интегриации следующим образом:

$$x = 1 - \left(1 + \frac{m}{E_d + P_d}\right) X_{sp} \quad /4.2/$$

$$X_{sp} = \frac{P_{sp} z + (P_{sp}^2 + m^2)^{1/2}}{E_d + P_d + m} \quad /4.3/$$

$$P_\perp = P_{sp, \perp} = P_{sp} (1-z^2)^{1/2} \quad /4.4/$$

Здесь  $P_{sp} = |\vec{P}_{sp}|$ ,  $z = \cos \theta_{sp}$ .

\* Расчеты этого процесса в рамках нерелятивистского формализма и с помощью других релятивизаций волновой функции дейтрона проводились и ранее<sup>/1,30-32/</sup>.

Величина  $\rho(x_{NP}, p_{\pi, \perp})$  является дифференциальным сечением рождения  $\pi^-$ -мезонов в реакции  $p+p \rightarrow \pi^-+X$ , она параметризована согласно /1,30-32/

$$\rho(x_{NP}, p_{\pi, \perp}) = \frac{E_{\pi}}{\sigma_{pp}} \frac{d\sigma_{pp}}{p_{\pi}^2 dp_{\pi} d\Omega_{\pi}} \quad /4.5/$$

$$= F(x_{NP}) \exp\{a_6[-p_{\pi, \perp} + p_{\pi, \perp} x_{NP} (p_{\pi, \perp})^2 x_{NP}/m]\},$$

где

$$F(x_{NP}) = a_1 \exp(-a_2 x_{NP}) \{1 + \exp[(x_{NP} - a_3)/a_4]\}^{-1} (1 - x_{NP})^{a_5} \quad /4.6/$$

Значения параметров  $a_1, \dots, a_6$ :

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,92 \pm 0,3; \\ a_2 &= 3,9 \pm 0,9; \\ a_3 &= 0,65 \pm 0,03; \\ a_4 &= 0,083 \pm 0,005; \\ a_5 &= 0,69 \pm 0,17; \\ a_6 &= 6,12 \pm 0,04. \end{aligned}$$

$p_{\pi, \perp}$  - поперечный импульс  $\pi^-$ -мезона в  $pp$ -столкновении; переменная  $x_{NP}$  определена следующим образом:

$$x_{NP} = p_{\pi, \parallel} / p_{\pi, \max} \quad /4.7/$$

Здесь  $p_{\pi, \parallel}$  - продольный импульс  $\pi^-$ -мезона;  $p_{\pi, \max}$  - максимальный импульс  $\pi^-$ -мезона, допускаемый кинематикой процесса. Переменные  $p_{\pi, \perp}$  и  $x_{NP}$  связаны с переменными интегрирования  $p_{sp}$  и  $z$  соотношениями

$$p_{\pi, \perp} = p_{\pi} p_{sp} (1-z^2)^{1/2} [A^2 + p_{sp}^2 (1-z^2)]^{-1/2} \quad /4.8/$$

$$\begin{aligned} x_{NP} = 2p_{\pi} A [A^2 + p_{sp}^2 (1-z^2)]^{-1/2} (B-A) \times \\ \times \{AC + B[C^2 - 4m_{\pi}^2(B^2 - A^2)]^{1/2}\}^{-1} \quad /4.9/ \end{aligned}$$

$p_{\pi}$  - импульс  $\pi^-$ -мезона;  $m_{\pi}$  - его масса.  $A$ ,  $B$  и  $C$  определены следующим образом:

$$A = P_d - p_{sp} z,$$

$$B = E_d + m - (p_{sp}^2 + m^2)^{1/2} \quad /4.10/$$

$$C = m_d^2 - 2m^2 + m_{\pi}^2 + 2mE_d - 2(E_d + m)(p_{sp}^2 + m^2)^{1/2} + 2P_d p_{sp} z.$$



Границы кинематической области, по которой происходит интегрирование в /4.1/, определяются из условия /32/:

$$(P_d + p_p - p_{sp} - p_\pi)^2 \geq 4m^2, \quad /4.11/$$

и равны

$$\frac{z - a(z^2 - z_0^2)^{1/2}}{b - z^2 c} \leq p_{sp} \leq \frac{z + a(z^2 - z_0^2)^{1/2}}{b - z^2 c}, \quad /4.12/$$

$$z_0 \leq z \leq 1. \quad /4.13/$$

Здесь введены обозначения:

$$a = 2m(E_d + m - E_\pi)d,$$

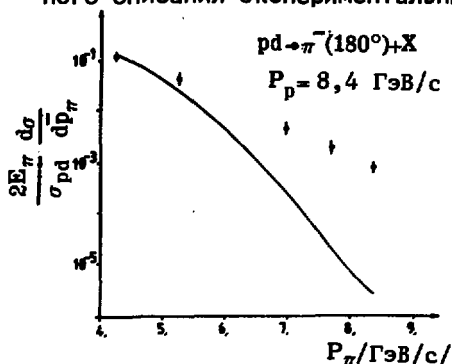
$$b = 2(E_d + m - E_\pi)^2 (P_d - p_\pi)^{-1} d,$$

$$c = 2(P_d - p_\pi)d,$$

$$d = (m_d^2 - 2m^2 + m_\pi^2 + 2mE_d - 2E_d E_\pi + 2P_d p_\pi - 2m E_\pi)^{-1},$$

$$z_0 = \frac{(a^2 - 1)^{1/2}}{mc}.$$

На рис. 4 приведено импульсное распределение кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в реакции  $d+p \rightarrow \pi^-(180^\circ) + X$ , пересчитанное из соответствующего распределения в системе покоя дейтрона ( $p+d \rightarrow \pi^-(0^\circ) + X$ ) при импульсе налетающего протона  $8,4 \text{ ГэВ/с}$  /29/. Кривая соответствует расчету на основе релятивистской волновой функции со значениями параметров  $\alpha_R = 3,515 \text{ /ГэВ/с}^2$  и  $\beta_R = 3,384 \text{ /ГэВ/с}^2$ . Видно, что учет релятивистского внутреннего движения нуклонов внутри дейтрона не дает удовлетворительного описания экспериментальных данных.



Отметим, что в эксперименте /29/ по образованию кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в  $pd$ -столкновении регистрировались только  $\pi^-$ -мезоны, вылетевшие под углом  $180^\circ$  в системе покоя дейтрона.

Рис. 4. Спектр кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в системе покоя протона в реакции  $p + d \rightarrow \pi^-(180^\circ) + X$ .

При этом вклад в сечение рождения  $\pi^-$ -мезонов дает как столкновение налетающего протона с квазисвободными нуклонами дейтрона, так и процессы столкновения протона с дейтроном как целым. Теоретический расчет, проведенный в данной работе, учитывает только первый механизм. Корректное сравнение теоретических расчетов в импульсном приближении с экспериментальными данными состояло бы в том, что из всех событий с вторичными  $\pi^-$ -мезонами, летящими назад в системе покоя дейтрона, были бы отобраны те, которые сопровождаются выходом спектаторных нуклонов. /Обсуждение проблемы идентификации спектаторных нуклонов см., например, в /28/. Разница в спектрах таких  $\pi^-$ -мезонов и всех  $\pi^-$ -мезонов, летящих назад, дала бы возможность отобрать именно те частицы, которые рождаются за счет других механизмов. Эти частицы и можно было бы назвать истинно кумулятивными.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели релятивистскую параметризацию волновой функции дейтрона в рамках квазипотенциального формализма в переменных "светового фронта". В нерелятивистском пределе эта волновая функция дейтрона переходит в известную волновую функцию Хюльтена, что позволяет установить связь между параметрами релятивистской и нерелятивистской волновых функций. Отметим, что рассматриваемая релятивистская волновая функция обладает определенными масштабными свойствами по переменной  $x$  и удовлетворительно описывает экспериментальные данные по распределениям нуклонов-спектаторов в довольно широком диапазоне энергий дейтрона. Однако описать удовлетворительно спектры кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в рамках импульсного приближения не удастся. Это еще раз указывает на необходимость выхода за рамки импульсного приближения и учета других, более сложных, механизмов образования частиц.

Авторы выражают глубокую благодарность Н.С.Амаглобели, А.М.Балдину, С.Б.Герасимову, А.Н.Горбунову, Т.И.Копалейшвили, Р.М.Лебедеву, В.А.Матвееву, Р.Г.Салуквадзе, А.Н.Тавхелидзе, А.Фридману, К.У.Хайретдинову за плодотворные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ОИЯИ, Р2-6867, Дубна, 1972.
2. Neckman H. In: Proc. of the Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Struct., Uppsalla, 1973.
3. Лексин Г.А. Лекции на III Школе физики ИТЭФ. Атомиздат, М., 1975.

4. Zielinski P. JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977, p.A6-6.
5. Steiner H. In: Proc. of the Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Struct., Zürich, 1977.
6. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
7. Kalogeropoulos T.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.1965; In: Proc. of the VI Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Struct., Santa Fe, 1975.
8. Шахбазян Б.А. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.811.
9. Fairly G.T., Squires E.J. Nucl.Phys., 1975, 93B, p.56.
10. Matveev V.A., Sorba P. Lett.Nuovo Cim., 1977, 20, p.443.
11. Матвеев В.А. ОИЯИ, P2-12080, Дубна, 1978.
12. Гарсеванишвили В.Р., Мирианшвили Д.Г., Ниорадзе М.С. ОИЯИ, P2-9859, Дубна, 1976; Aladashvili B.S. et al. JINR, E2-11760, Dubna, 1978.
13. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 29, p.380; Кадмышевский В.Г., Тавхелидзе А.Н. В сб.: Проблемы теоретической физики, посвященном Н.Н.Боголюбову в связи с его 60-летием. "Наука", М., 1969.
14. Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1975, 23, с.310.
15. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А. ТМФ, 1975, 24, с.3.
16. Garsevanishvili V.R. In: Recent Development in Relativistic Quantum Field Theory and Its Applications. Lectures at the XIII Int. Winter School of Theor.Phys., Karpacz, 1976.
17. Matveev V.A., Muradian R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cim., 1972, 5, p.907; Мурадян Р.М. ОИЯИ, P2-6762, Дубна, 1972.
18. Гарсеванишвили В.Р. и др. ТМФ, 1977, 33, с.276; Aladashvili B.S. et al. CRN preprint CRN/HE 80-1, Strasbourg, 1980; JINR, E1-80-243, Dubna, 1980.
19. Bertocchi L., Teiko A. Nuovo Cim., 1974, 21A, p.223.
20. Шагиро И.С. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976.
21. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976.
22. Buck W., Gross F. Phys.Lett., 1976, 63B, p.286; Buck W., Gross F. Preprint WM-78-9, Williamsburg, 1978.
23. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Материалы XII Зимней школы ЛЯФ, Л., 1977.
24. Blankenbecler R., Schmidt I. Phys.Rev., 1977, D15, p.3321.
25. Aladashvili B.S. et al. Nucl.Phys., 1975, 86B, p.461; J.Phys.G: Nucl.Phys., 1976, 3, p.1225; Аладашвили Б.С. и др. ЯФ, 1978, 27, с.704.
26. Mantovani G.C. et al. Phys.Lett., 1976, 64B, p.471; Phys.Lett., 1976, 65B, p.401.
27. Benary O. et al. UCRL-20000NN, A compilation, 1970; Hansen J. et al. CERN-HERA 70-2, A compilation, 1970.

28. Fridman A. Fort. der Phys., 1975, 23, p.243.
29. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, 20, с.1201.
30. Герасимов С.Б., Гиордэнеску Н. ОИЯИ, Р2-7687, Дубна, 1974.
31. Буров В.В., Титов А.И. ОИЯИ, Р2-9426, Дубна, 1975.
32. Лобов Г.А. и др. ЯФ, 1977, 25, с.182.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 декабря 1981 года.