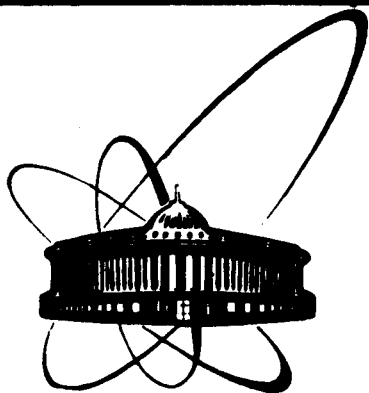


89-385



е  
7

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

Г 597

P2-89-385

А.А.Гой \*, Б.Л.Резник \*, А.И.Титов,  
А.Ю.Умников \*

**ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ  
В РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ ДЕЙТРОНА**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\*Дальневосточный государственный университет,  
Владивосток

**1989**

## 1. Введение

Известно, что реакции квазиупругого рассеяния лептонов на ядрах с выбиванием нуклонов дают прямую и довольно надежную информацию о ядерной структурной функции. Особенно привлекает процесс электрорасщепления  $eD \rightarrow e'p$  простейшего и хорошо изученного ядра - дейтрона, для которого есть возможность, в принципе, разделить эффекты, связанные со структурой расщепленного ядра (дейтрона) и механизмом реакции, главным образом, с взаимодействием ядерных частиц в конечном состоянии (ВКС). После решения этой задачи можно переходить к исследованию различных проявлений ядерной структуры и механизма реакции в электрорасщеплении более тяжелых ядер.

Теоретический анализ экспериментальных данных в эксклюзивной [1,2] и инклюзивной [3] постановках был направлен в основном на исследование структурных факторов в волновой функции дейтрона (ВФД): релятивистских свойств ВФД [4], вклада изобарных примесей и мезонных обменных токов [5,6], роли шестикварковой компоненты [7] или корреляций [8] и др. Этот анализ позволяет сделать следующие выводы: полученное всюду хорошее согласие теории с экспериментом говорит о том, что исследованная кинематическая область не является критичной к выбору определенной модели процесса. Очевидно также, что уже в этой промежуточной области энергий невозможно ограничиться обычными нерелятивистскими представлениями о структуре дейтрона. И, кроме того, ясно, что для получения правильной информации о структуре начального ядерного состояния и возможном проявлении ядерной "экзотики" необходимо начинать с как можно более точного расчета конечного состояния, которое в случае реакции на дейтроне является относительно простым: электрон  $e'$  и два нуклона в непрерывном спектре. Имевшийся здесь опыт качественных расчетов (например, моделирование NN-взаимодействия прямоугольной ямой [9] или расчет отдельных диаграмм мезонного обмена [10,11]) показывает, что учет эффектов взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) может довольно значительно, по крайней мере на уровне вклада мезонных обменных токов, влиять на эксклюзивные и инклюзивные спектры реакции  $eD \rightarrow e'p$ . Более того, ВКС при определенных условиях приводит к сильному изменению поведения скейлинговой структурной функции [12] и, как следствие, к нарушению скейлинга [13].

Эти обстоятельства стимулируют прогнозирование эксперимента в таких кинематических условиях, когда вклады экзотики различной природы были бы сильно разделены [7,9]. Особые надежды в связи с этим возлагаются на ускоритель электронов CEBAF, пуск которого намечается в США на 1994 год. Цель данной работы - детальное количественное исследование эффектов ВКС на основе реалистического потенциала

взаимодействия нуклонов в непрерывном спектре. Полученные нами формулы позволяют в дальнейшем наряду с ВКС исследовать другие механизмы, а именно: антисимметризацию по кварковым переменным, релятивизацию ВФД, учет шестикварковых компонент и др.

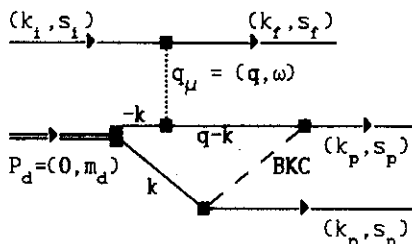


Рис. 1.

Диаграмма процесса электро-расщепления дейтрона. Расчеты эффектов ВКС - взаимодействия в конечном состоянии - в работе выполнены с парижским потенциалом [21].

## 2. $\sigma_3$ - и $\sigma_2$ -сечения реакции $eD \rightarrow e'p$

В приближении однофотонного обмена исследуемая реакция схематически изображена на рис. 1:  $k_{i(f)} = (k_{i(f)}, \epsilon_{i(f)})$  - четырехимпульсы электронов в начальном и конечном состояниях,  $s_{i(f)}$  - соответствующие спиновые переменные;  $q_\mu = (q, \omega)$  - четырехимпульс, передаваемый дейтрону виртуальным фотоном,  $q = k_i - k_f$ ,  $\omega = \epsilon_i - \epsilon_f$ ;  $s_p$ ,  $k_p = (k_p, E_p)$ ,  $s_n$ ,  $k_n = (k_n, E_n)$  - аналогичные переменные протона и нейтрона в непрерывном спектре;  $P$  - четырехимпульс дейтрона. В системе покоящейся мишени ( $P = (0, m_d)$ ) дифференциальное сечение процесса электродезинтеграции может быть записано в виде [14,15]:

$$d\sigma = \frac{m_e}{|k_i|} \frac{m_e dk_f}{(2\pi)^3 \epsilon_f} \frac{m_p dk_p}{(2\pi)^3 E_p} \frac{m_n dk_n}{(2\pi)^3 E_n} (2\pi)^4 \delta^4(k_i - k_f + P - k_p - k_n) \times \quad (1)$$

$$\times \sum_{s_i s_f} \sum_{f1} |u(k_f, s_f) \gamma_\mu u(k_i, s_i)| \frac{e^2}{q^2} \langle k_p s_p; k_n s_n | \hat{J}^\mu(q) | \Psi_{iP} \rangle|^2.$$

После суммирования по спиновым переменным электрона находим

$$d\sigma(k_f, k_p, k_n) = \frac{\alpha^2}{\pi^2} \frac{1}{k_i \epsilon_f q_\mu^4} \frac{m_p m_n}{E_p E_n} v_L w_L \delta^4(k_i - k_f + P - k_p - k_n) dk_f dk_p dk_n. \quad (2)$$

При этом мы ограничились учетом только нулевой и продольной компонент тока  $J^\mu$ , так что

$$V_L = q_\mu^+ / q^4 (2\varepsilon_1 \varepsilon_f + \frac{1}{2} q_\mu^2), \quad (3)$$

$$W_L = \frac{1}{4\pi(2J_1+1)} \sum_{M_1 M_f} |J_{M_1 M_f}|^2, \quad (4)$$

$$J_{M_1 M_f} = \int dr e^{iqr} \langle k_p s_p; k_n s_n | \rho(r) | \Psi_{iP} \rangle. \quad (5)$$

Из (2)-(5) нетрудно получить выражение для эксклюзивного сечения  $\sigma_3 \equiv d^3\sigma/d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_p$ :

$$\sigma_3 = \frac{1}{2\pi^2} \sigma_M \frac{q_\mu^+}{|q|^4} \frac{E_n E_p k_p^2}{|q E_p \cos(\hat{q}k_p) - k_p (E_p + E_n)|} W_L(q, k_n, k_p), \quad (6)$$

где  $\sigma_M$  - моттовское сечение рассеяния ультрарелятивистского электрона на точечном нуклоне:

$$\sigma_M = \alpha^2 \cos^2(\theta/2) / 4\varepsilon_1^2 \sin^4(\theta/2). \quad (7)$$

Из (2) - (5) можно также получить инклюзивное сечение  $\sigma_2 \equiv d^2\sigma / d\Omega_f d\varepsilon_f$ , соответствующее регистрации в конечном состоянии одной частицы - электрона:

$$\sigma_2 = \frac{1}{\pi} \frac{q_\mu^+}{|q|^4} \sigma_M \int_{k_{min}}^{k_{max}} \frac{E_p}{q} W_L(q, \omega, k) k dk, \quad (8)$$

где  $k \equiv -k_n$ .

Переходя теперь к расчетам  $W_L$ , отметим, что для изучения роли ВКС выбор конкретной модели дейтрона не является принципиальным, но, имея в виду возможность дальнейших интересующих нас обобщений, будем использовать нерелятивистскую кварковую модель, в которой начальное состояние представляется в виде двух взаимодействующих трехкварковых кластеров [7,16,17]:

$$|\Psi_{iP}\rangle = \Phi_p(\eta) \Phi_n(\xi) \Psi_{M_1}(r), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_p(\eta) &= (\Omega/\pi)^{3/2} \exp(-\Omega(\eta_1^2 + \eta_2^2)/2), \\ \Phi_n(\xi) &= (\Omega/\pi)^{3/2} \exp(-\Omega(\xi_1^2 + \xi_2^2)/2), \end{aligned} \quad (10)$$

$\Omega$  - осцилляторный параметр (в расчетах принимается  $\Omega = 1 \text{ Гэв}^2/c^2$  [7]),  $\eta$  и  $\xi$  - координаты Якоби [7],  $\Psi(r)$  описывает относительное движение кластеров в дейтроне:

$$\Psi_{M_1}(r) = \sum_{L=0,2} \frac{u_L(r)}{r} Y_{1M_1}^L(\hat{r}), \quad (11)$$

$Y_{JM}^L(\hat{r})$  - векторные сферические гармоники.

Конечное состояние системы двух нуклонов представим следующим образом:

$$|k_p, s_p; k_n, s_n\rangle = \Phi_p(\eta)\Phi_n(\xi) e^{iKR} \Psi_{M_f}(k_{np}, r), \quad (12)$$

где  $K = k_p + k_n$ ,  $k_{np} = \frac{1}{2}(k_p - k_n)$ , а для "искаженной" волновой функции относительного движения в непрерывном спектре используем обычное разложение по векторным сферическим гармоникам:

$$\Psi_{M_f}(k_{np}, r) = \exp(ik_{np}r) X_{1M_f} + 4\pi \sum_{JLM} i^L (Lm1M_f | Jm+M_f) U_{JL}^{M_f}(k_{np}, r) Y_{Lm}^*(\hat{k}_{np}) Y_{Jm+M_f}^L(\hat{r}), \quad (13)$$

$J = L \pm 1$  - полный момент.

Структура формулы (13) позволяет непосредственно выделить эффекты ВКС на "фоне" плосковолнового приближения:

$$W_L^{DW} = \frac{1}{4\pi(2J_i+1)} \sum_{M_i M_f} |J_{M_i M_f}^{PW} + J_{M_i M_f}^{DW}|^2, \quad (14)$$

где после расчетов величины (5) с использованием (9)-(13) получаем

$$J_{M_i M_f}^{PW} = 4\pi e^{-q^2/\Omega} \sum_{L=0,2} i^L (-1)^{M_i - M_f} \rho_L(k_n) (LM_i - M_f 1M_f | 1M_i) Y_{LM_i - M_f}^*(\hat{k}_n), \quad (15)$$

$$\rho_L(k_n) = \int_0^\infty u_L(r) j_L(k_n r) r dr;$$

$$J_{M_i M_f}^{DW} = 4\pi e^{-q^2/\Omega} \sum_{JLL} i^{l-L} (2l+1) \sqrt{\frac{2L+1}{2L-1}} B_{JLL}^{M_i M_f} Y_{LM_i - M_f}(\hat{k}_{np}) R_{JLL}^{M_i M_f}(q, k_{np}),$$

$$R_{JLL}^{M_i M_f} = \int_0^\infty U_{JL}^{M_f*}(k_{np}, r) j_L(qr/2) u_L(r) r dr,$$

$$B_{JLL}^{M_i M_f} = (LM_i - M_f 1M_f | JM_i) (1010 | L0) \times$$

$$\times \sum_{\mu} (LM_i - \mu 1\mu | JM_i) (LM_i - \mu 1\mu | 1M_i) (10LM_i - \mu | LM_i - \mu).$$

В пренебрежении ВКС формула (14) приобретает вид

$$W_L = W_L^{PW} = \frac{\pi}{2} e^{-2q^2/\Omega} |\Psi(k)|^2 = e^{-2q^2/\Omega} (\rho_0^2(k) + \rho_2^2(k)). \quad (17)$$

Анализ инклюзивных экспериментов по электрорасщеплению дейтрона, т.е. сечения  $\sigma_2$ , привел к концепции у-скейлинга [12,13]. Она заключается в том, что в определенных кинематических условиях величина

$$F^{\text{экс.}}(q, \omega) \equiv \frac{\sigma_2^{\text{экс.}}}{(\bar{\sigma}_{ep} + \bar{\sigma}_{en})} \bar{K} \quad (18)$$

становится слабо зависящей от  $q$ . Здесь  $\bar{\sigma}_{ep(n)}$  - усредненное значение элементарного  $eN$  - сечения, а  $\bar{K}$  - усредненный фазовый фактор [13,18]:

$$k = \begin{cases} \frac{q}{E_p} = \left| \frac{d\omega}{k c \cos \alpha} \right|, & \alpha = (\hat{q} \hat{k}_n), \text{ в релятивистской кинематике,} \\ \frac{q}{m}, & \text{ в нерелятивистской кинематике.} \end{cases} \quad (19)$$

Выделяя в (14) модельный формфактор  $G_E^2 = \exp(-2q^2/\Omega)$  и сравнивая (8) с (18), видим, что  $F^{\text{ЭКСП.}}$  следует сопоставлять функцию

$$F(q, y) = 2\pi \int_{|y|}^{k_{\max}(q, y)} W_L(q, y, k) k dk, \quad (20)$$

где  $W_L = W_L / G_E^2$ , а вместо  $\omega$  используется новая, скейлинговая переменная  $y$ , которая определяется как минимальный допустимый по кинематике импульс нуклона-спектора из уравнения:

$$\omega + m_d = (m^2 + q^2 + y^2 + 2qy)^{1/2} + (m^2 + y^2)^{1/2}, \quad (21)$$

$$|y| = k_{\min}(q, \omega).$$

Таким образом, нашей целью является исследование вклада ВКС в эксклюзивное сечение  $\sigma_3$  (6) и скейлинговую функцию (20).

Радиальные функции  $U_{JL}^M(k_{np}, r)$  определялись из решения уравнения Шредингера с заданными граничными условиями, соответствующими представлению  $|k_{sp}; k_{sn}\rangle$  в виде суперпозиции плоской и сходящейся сферической волн [19, 20].

Фазы рассеяния и другие параметры волн с определенными значениями  $J \leq 6$  соответствуют в расчетах "перерассеянию" на реалистическом парижском потенциале; вся необходимая и достаточная для расчетов информация об этом потенциале имеется в работе [21]. Для волн с  $J > 6$  в области  $0 \leq E_{np}^* \leq 300$  МэВ перерассеянием можно пренебречь [21].

### 3. Результаты и обсуждение

Рассмотрим сначала влияние эффектов ВКС на поведение эксклюзивных сечений реакции  $eD \rightarrow e'np$  в кинематических условиях эксперимента в Сакле [1], позволившего получить "импульсное распределение"  $|\Psi(k)|^2$  в дейтроне в интервале  $0 \leq k \leq 0.5$  ГэВ/с. Как видно из рис. 2, в измеренной части допустимой (при данных  $\epsilon_i, \epsilon_f, \theta$ ) кинематической области I ( $E_{np}^* = 51$  МэВ,  $k \leq 170$  МэВ/с) плосковолновое приближение (PW) дает завышенные по сравнению с DW результаты (пунктирная и сплошная кривые соответственно). Причем совершенно очевидно, что совпадение расчетов в PW-приближении с экспериментальными данными не является здесь свидетельством в пользу отсутствия экзотики - влияние ВКС приводит к необходимости учитывать другие степени свободы (например, мезонные обменные токи,  $\Delta$ -изобарные [5, 6] и шестикварковые [7] конфигурации), релятивистские эффекты [4, 9] и др. В кинематике I эффекты ВКС особенно сильны в неизмеренной части спектра  $k \geq 300$  МэВ/с, где отношение  $\sigma_3^{DW} / \sigma_3^{PW}$  достигает  $\sim 20$ . Аналогичные

эффекты наблюдаются в кинематических областях II ( $E_{np}^* = 114$  МэВ) и III ( $E_{np}^* = 179$  МэВ): учет ВКС при таких энергиях относительного движения приводит к необходимости дополнительных предположений о структуре начального состояния  $|i\rangle$  по сравнению с обычной нейтрон-протонной моделью.

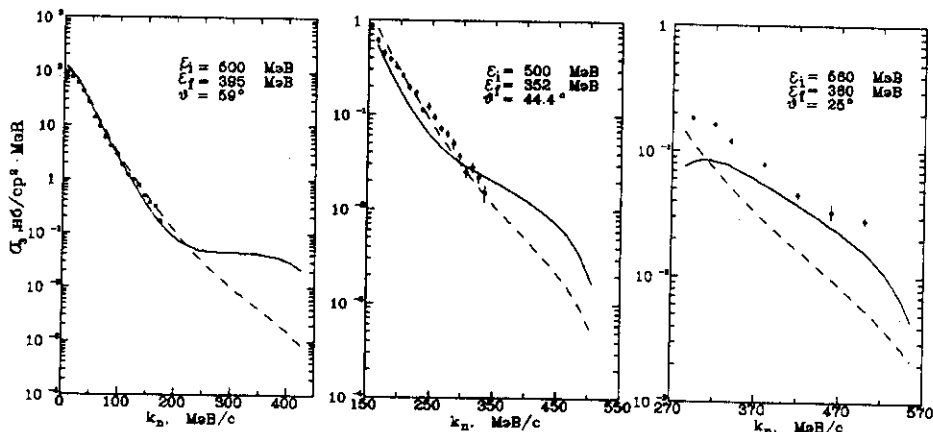


Рис. 2. Сечение  $\sigma_{\nu}$  реакции электрорасщепления дейтрона. Экспериментальные данные из [1]. Пунктирная кривая - расчет в плосковолновом приближении, сплошная - учет ВКС.

При расчете абсолютных величин сечений могут возникать вопросы о правомерности использования модельного фактора  $G^2 = \exp(-2q^2/\Omega)$  и

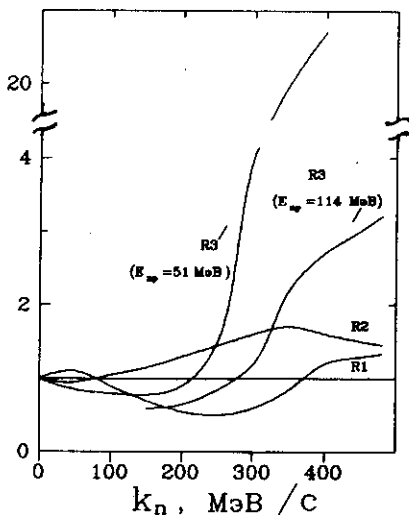


Рис. 3.

Относительная роль эффектов релятивизации, шестикварковых примесей и ВКС (кинематика Сакле [1]). Пояснения см. в тексте.

необходимости его замены на  $G_E^2 \Rightarrow 1/(1 + q^2/0.71 \text{ ГэВ}^2/c^2)^4$  или предпочтительности применения экспериментальной параметризации элементарных сечений [9,13] и др. Подчеркнем, что для оценки обсуждаемых здесь эффектов это не играет существенной роли, так как соответствующие замены приводят лишь

к изменению нормировки сечений ( $q = \text{const}$  в каждой кинематической области. Тем не менее, чтобы явно сравнить эффекты ВКС с некоторыми другими, обсуждавшимися в литературе, мы на рис. 3 приводим отношения  $R_1 = \sigma_3^{\text{рел.}} / \sigma_3^{\text{нерел.}}$ ,  $R_2 = \sigma_3(NN + q^2) / \sigma_3(NN)$  [7], демонстрирующие роль релятивизации и примеси шестикварковых состояний, и  $R_3 = \sigma_3^{\text{DW}} / \sigma_3^{\text{PW}}$ . Видно, что для получения из  $\sigma_3$ -сечений информации об экзотике необходим учет ВКС, без которого выводы могут быть не вполне достоверными.

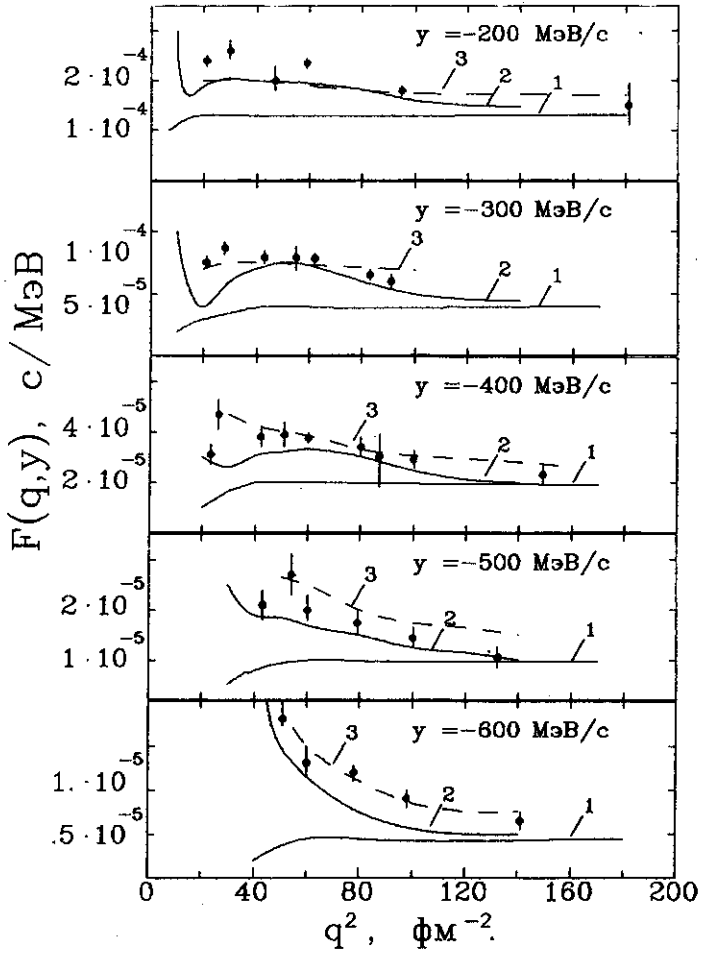


Рис. 4. Структурная функция  $F(q, y)$ : экспериментальные точки и кривая 3 - учет ВКС в потенциале Рейда из работ [3,13]. Кривые 1 и 2 - наши расчеты: 1 - плосковолновое приближение, 2 - ВКС с парижским потенциалом.



"Интегральную" информацию о высокоимпульсной компоненте волновой функции дейтрона можно получать и из экспериментальных данных в инклюзивной постановке [3] в определенных кинематических условиях, когда нижний предел интегрирования  $|y|$  в (20) достаточно велик, чтобы можно было говорить об интегрировании по высокоимпульсной части  $\sigma_3$ -спектра. С обсуждаемыми экспериментальными данными связано представление об  $y$ -скейлинге, так как в PW-приближении  $q$ -зависимость (20) при больших значениях  $q$ , как ожидается, должна быть слабой [13]. Численные расчеты (рис. 4, кривая 1) подтверждают это предположение. Однако учет ВКС (кривая 2) приводит к качественному изменению поведения сечений в области малых передач  $q^2$  (разных для различных  $y$ ), когда энергия относительного движения в системе центра масс  $E_{\text{пр}}^* \leq 250$  МэВ. Следует отметить, что ни одна из упоминавшихся "имитаций" высокоимпульсной компоненты ВФД, как показывают расчеты, не

может обеспечить подобного эффекта. С одной стороны, это подтверждает выводы работы [13], где проводилось исследование ВКС с использованием потенциала Рейда (RSC). С другой - показывает, что, с учетом точности обсуждаемого эксперимента, здесь требуется определенная осторожность в интерпретации: результаты, полученные нами при расчетах с парижским потенциалом, как видно из рис. 4, лежат, в отличие от [13], систематически ниже экспериментальных точек. Это, как и в случае  $\sigma_3$ -сечений, оставляет место для других эффектов и механизмов.

Рис. 5 демонстрирует скейлинговое поведение структурной функции  $F(q, y)$ . В качестве экспериментальных точек здесь выбраны точки с рис. 4 при максимальных значениях  $q^2$  для каждого  $y$ . Расчеты показывают, что в этом случае эффекты ВКС настолько незначительны, что ими можно пренебречь. В связи с этим здесь

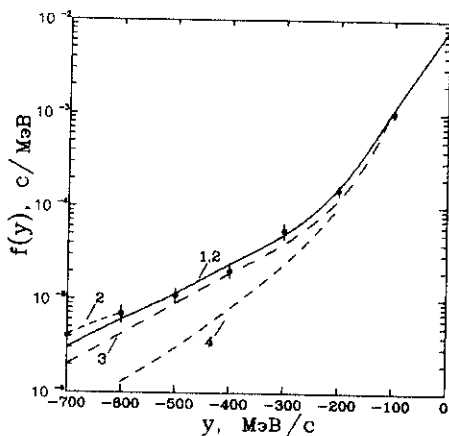


Рис. 5.

Скейлинговое поведение структурной функции  $F(q, y) \Rightarrow f(y)$  при больших  $q^2$  (ВКС не существенно). Кривая 1 - расчет ВФД в потенциале Рейда, 2 - с релятивизованной по методу [4,9] волновой функцией связанного состояния в парижском потенциале, 3, 4 - в парижском и оннском потенциалах (без релятивизации).

для каждого  $y$ . Расчеты показывают, что в этом случае эффекты ВКС настолько незначительны, что ими можно пренебречь. В связи с этим здесь

нагляднее проявляется невозможность однозначной интерпретации: использование потенциала RSC, действительно, приводит к хорошему согласию с экспериментом, тогда как парижский и особенно боннский [22] потенциалы существенно "обеднены" высокоимпульсной компонентой. Однако проведенная нами релятивизация парижской ВФД по методу Карманова [4] позволила получить столь же убедительное согласие с экспериментальными данными, достигаемое, впрочем, и включением б $\bar{q}$ -примесей в волновую функцию дейтрона.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что для получения из экспериментальных данных по электрорасщеплению дейтрона надежной информации о его структуре необходим точный учет взаимодействия в конечном состоянии: соответствующие эффекты могут быть либо очень значительны, либо, по крайней мере, такого же порядка, как вклады мезонных обменных токов,  $\Delta$ -изобар, шестикварковых компонент, релятивизации и др.

Проведенные нами расчеты в предполагаемой кинематике установки СЕБАГ также показывают, что в определенных условиях не слишком существенное изменение, например, угла вылета электрона приводит к такому изменению  $E_{пр}^*$ , что резко изменяется поведение  $\sigma_{\pm}$ -сечения. Поэтому анализ будущего эксперимента на предмет поиска экзотики должен, несомненно, проводиться при точном учете ВКС, иначе оценки ее примесей могут не иметь никакого отношения к действительности.

В заключение хотим выразить глубокую признательность Е. Л. Братковской, С. М. Доркину, Л. П. Каптарю, В. А. Карманову и В. К. Лукьянову за многочисленные полезные обсуждения.

### Литература

1. Bernheim M. et. al. — Nucl. Phys., 1981, V. A365, P. 349.  
Turck-Chieze S. et. al. — Phys. Lett., 1984, V. B142, P. 145.
2. Титов Ю. И., Есаулов А. С., Инопин Е. В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, Т. 36, С. 262.
3. Bosted P., Arnold R. G., Rock S. et. al. — Phys. Rev. Lett., 1982, V. 49, P. 1380.  
Schutz W. et. al. — Phys. Rev. Lett., 1977, V. 38, P. 259.  
Rock S. et. al. — Phys. Rev. Lett., 1982, V. 49, P. 1139.  
Ciolfi degli Atti C. — Preprint INFN-ISS, 86/7, Roma, 1986.
4. Карманов В. А. — ЭЧАЯ, 1988, Т. 19, С. 525.
5. Arenhövel H. — Nucl. Phys., 1982, V. A384, P. 287.
6. Mathiot J. F. — Phys. Lett., 1982, V. B115, P. 174.
7. Гой А. А., Доркин С. М., Резник Б. Л. — Изв. вузов. Физика, 1985, Т. 7, С. 45;

- Гой А. А., Доркин С. М., Каптарь Л. П., Резник Б. Л., Титов А. И. В сб.: Ядерные реакции и кварковая структура ядер. Владивосток.: ДВГУ, 1987, С. 4.
8. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Д. — ЭЧАЯ, 1980, Т. 11, С. 517.
  9. Karmanov V. A. — Nucl. Phys., 1986, V. A453, P. 707.
  10. Амелин Н. С., Глаголев В. В., Лыкасов Г. И. — ЭЧАЯ, 1982, Т. 13, С. 130.
  11. Корчин А. Ю., Мельник Ю. П., Шебеко А. В. — Яф, 1988, Т. 48, С. 387.
  12. West G. B. — Phys. Rep., 1975, V. 18, P. 263.
  13. Ciofi degli Atti C., Pace E., Salme G. — Phys. Rev., 1987, V. C36, P. 1208.
  14. Бьеркен Дж. Д., Дрелл С. Д. — Релятивистская квантовая теория, М.: Наука, 1978.
  15. Picklesimer A., Van Orden J. W., Wallace S. J. — Phys. Rev., 1985, V. C32, P. 1312.
  16. Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И. — ЭЧАЯ, 1983, Т. 14, С. 1249.
  17. Кобушкин А. П., Шелест В. П. — ЭЧАЯ, 1983, Т. 14, С. 1146.
  18. Sick I., Day D., Mc Carthy J. S. — Phys. Rev. Lett., 1980, V. 45, P. 871.
  19. Айзенберг И., Грайнер В. — Микроскопическая теория ядра, Т. 1, М.: Атомиздат, 1976.
  20. Тэйлор Дж. — Теория рассеяния, М.: Мир, 1975.
  21. Lacombe M. et. al. — Phys. Rev., 1980, V. C21, P. 861.
  22. Machleidt R. et. al. — Phys. Rep., 1987, V. 149, P. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 мая 1989 года.