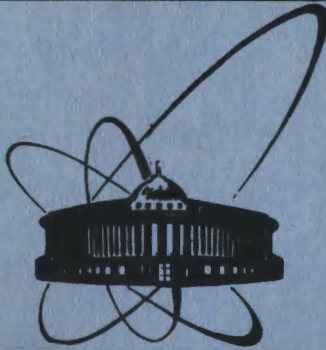


31/x 83



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5766/83

9/11-83

P2-83-439

В.В.Буров, С.М.Доркин, В.Н.Достовалов

ПОЛЯРИЗАЦИЯ В УПРУГОМ eD -РАССЕЯНИИ
ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ
И КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА ДЕЙТРОНА

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к теоретическому анализу поляризации дейтрона в упругом eD -рассеянии в связи с подготовкой экспериментов по рассеянию продольно поляризованного пучка электронов с измерением поляризации дейтронов отдачи^{/1-3/}. Если сечение упругого рассеяния электронов дает информацию о поведении лишь суммы квадратов электрического и квадрупольного формфакторов дейтрона, то данные о векторной \vec{P} и тензорной $T_{2M} / M = -2, -1, \dots, +2/$ поляризации позволили бы в принципе получить информацию отдельно о каждом из этих формфакторов. Это весьма важно для отбора тех или иных моделей структуры дейтрона, которые часто предсказывают близкое поведение сечений eD -рассеяния, но проявляют присущие им индивидуальные особенности при рассмотрении отдельно взятого формфактора.

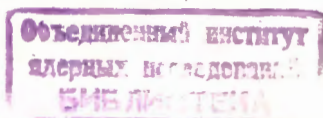
Так, в работах^{/1-9/} было показано, что поведение \vec{P} , T_{2M} весьма чувствительно к выбору NN -сил, учету мезонных обменных токов, к методу релятивизации волновой функции дейтрона /ВФД/, учету релятивистской кинематики и т.п.

Вопрос, который мы исследуем в настоящей работе, состоит в выявлении того, как $T_{20} = P_{zz} / \sqrt{2}$ и $R = P_x / P_{xz}$ зависят от возможных примесей $6q$ -компонент в волновой функции дейтрона. В связи с этим необходимо отметить, что учет $6q$ -примеси в ВФД оказывается весьма важным при интерпретации целого ряда процессов в области больших передач импульса^{/10-23/}. Так, оказывается, что при $q^2 > 50 \text{ Фм}^{-2}$ упругое eD -рассеяние находит естественное объяснение в рамках предположений о шестикварковой примеси с вероятностью $/5-8\% /$ ^{/16-23/}. Такое же значение примеси приходится вводить при анализе кумулятивных реакций^{/10,14/} и глубоконеупругого eA -рассеяния^{/15,17/}. В следующем разделе мы приведем основные предположения модели, вычислим зарядовый F_C и квадрупольный F_Q формфакторы дейтрона, которые понадобятся нам при анализе сечения eD -рассеяния для определения параметров модели, и получим формулы, связывающие поляризацию T_{20} и R с F_C и F_Q .

2. МОДЕЛЬ

а/ Формфактор дейтрона

Волновую функцию дейтрона с учетом его кварковой структуры естественно представить в виде^{/16,19,20/}



$$\Psi_d^M = C_0 \hat{A}(\Phi_n \Phi_p \Psi^M) + \sum_{\lambda} C_{\lambda} \Psi_{\lambda} . \quad /1/$$

Здесь функция относительного движения Ψ^M / M - проекция спина дейтрона/ трехкварковых кластеров /нуклонов/ Φ_n и Φ_p определяется нуклон-нуклонными (NN) силами, так что кварки распределены в области локализации нуклонов / $r_N \sim 0,8$ фм/, находящихся на расстоянии $r \approx r_d \approx 2$ фм. Второй член определяется шестикварковыми конфигурациями с квантовыми числами дейтрона. Они локализованы в центральной области дейтрона с размерами порядка $r \approx r_c \approx 1$ фм. /В дальнейшем мы будем рассматривать простейшую s^6 -конфигурацию, т.е. в сумме по λ оставим только один член. Оценки вклада высших конфигураций в формфактор и поляризацию дейтрона мы дадим ниже/. \hat{A} - оператор антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным нуклонам. В работах /16,20/ было показано, что в случае использования реалистических NN-потенциалов эффекты антисимметризации весьма малы и дают вклад в формфактор дейтрона порядка нескольких процентов, в то же время вклад интерференции шестикваркового и NN-каналов в формфактор составляет уже несколько десятков процентов. Поэтому ниже мы будем анализировать влияние на поляризацию только интерференции $6q$ - и NN-каналов. Забегая вперед, отметим, что влияние ее на поляризацию мало. Тем более можно пренебречь вкладом в поляризацию эффектов антисимметризации. Это дает нам основание не усложнять выкладки и с самого начала исключить в формуле /1/ оператор антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным нуклонам. В то же время антисимметризация при перестановке самих нуклонов, естественно, будет учтена при построении функции их относительного движения. Т.о. волновую функцию дейтрона будем записывать в виде

$$\Psi_d^M = C_0 (\Phi_n \Phi_p \Psi^M) + C_1 \Psi_{6q} , \quad /2/$$

где функции Φ_n, Φ_p симметричны по пространственным переменным $3q$ -кластеров и антисимметричны по цветовым

$$\Phi_p = \Phi(\xi_1, \xi_2) \Phi_p^c , \quad \Phi_n = \Phi(\eta_1, \eta_2) \Phi_n^c . \quad /3/$$

Функция относительного движения нуклонов / $3q$ -кластеров/ имеет вид

$$\psi^M = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{u(r)}{r} + \frac{w(r)}{r} \sum_{\mu, m_{\ell}} (m_{\ell} 1\mu | 1M) Y_{2m_{\ell}}(\hat{r}) \chi_{\mu} . \quad /4/$$

где

$$\chi_{\mu} = \sum_{\sigma_1 \tau_1 \sigma_2 \tau_2} (1/2\sigma_1 1/2\sigma_2 | 1\mu) (1/2\tau_1 1/2\tau_2 | 00) \phi_{\sigma_1 \tau_1} \phi_{\sigma_2 \tau_2} . \quad /5/$$

$\phi_{\sigma\tau}$ - спин-изоспиновая функция нуклона.

Волновую функцию Ψ_{6q} запишем в виде, который дает модель релятивистского гармонического осциллятора /МРГО/ для N -кварков, а именно /18,22/:

$$\Psi_{Nq}(\xi_1, \dots, \xi_{N-1}, P) = \left(\frac{\alpha_N}{\pi N}\right)^{N-1} \exp\left\{\frac{\alpha_N}{2N} \sum_{i=1}^{N-1} \left[\xi_i^2 - 2\frac{(P\xi_i)^2}{M_{Nq}^2}\right]\right\} . \quad /6/$$

Здесь ξ_1, \dots, ξ_{N-1} - 4 -координаты Якоби N -кварковой системы, P - полный 4 -импульс.

Электрический формфактор дейтрона определим следующим образом:

$$F_{MM'} = \langle \Psi_d^M | \sum_j e_j \exp(iq r_j) | \Psi_d^{M'} \rangle , \quad /7/$$

где e_j и r_j - соответственно заряд и координата j -того кварка. Окончательное выражение для формфактора дейтрона после ряда преобразований на основе выражений /1/-/7/ приобретает следующий вид /16/:

$$F_{MM'} = (C_0^2 F_c + 2C_0 C_1 F_{int}^{\ell=0} + C_1^2 F_{6q}) \delta_{MM'} + (C_0^2 F_Q + 2C_0 C_1 F_{int}^{\ell=2}) S_{MM'} = G_c \delta_{MM'} + G_Q S_{MM'} , \quad /8/$$

где

$$S_{MM'}(\hat{q}) = \sqrt{\frac{12\pi}{5}} (-1)^M (1 - M 1M' | 2M') Y_{2M'}^*(\hat{q}) . \quad /9/$$

Формфактор N -кварковой системы в МРГО был получен в работе /18/:

$$F_{Nq}(q^2) = (1 + q^2/2M_{Nq}^2)^{-N+1} \exp\{-(N-1)q^2/4\alpha_N(1 + q^2/2M_{Nq}^2)\} . \quad /10/$$

Здесь параметрами задачи являются $\alpha_N = N\sqrt{N} K/K$ - осцилляторный параметр/ и масса M_{Nq} . Так, для формфактора протона $F_{3q}(N=3)$ в работе /18/ получены значения параметров $\alpha_3 \approx 0,5$ /ГэВ/с/² и $M_{3q} \approx 1$ ГэВ. Тогда для формфактора шестикварковой системы $F_{6q}/N = 6/\alpha_6 = 2\sqrt{2}\alpha_3 \approx 1,4$ /ГэВ/с/². Значение $M_{6q} \approx 1,2$ ГэВ получено в /18/ из сравнения F_{6q} с экспериментальными данными при больших q^2 . Отметим, что в пределе $q^2 \gg M_{Nq}^2$ формфактор N -кварковой системы начинает зависеть от переданного импульса q^2 степенным образом: $F_{Nq}(q^2) \sim (q^2)^{-N+1}$, так, как предписывается правилами кваркового счета /24/. В уравнении /8/ F_c и F_Q есть обычные зарядовый и квадрупольный формфакторы дейтрона:

$$F_c = F_{3q} \int_0^{\infty} (u^2 + w^2) j_0(qr/2) dr , \quad /11/$$

$$F_Q = F_{3q} \int_0^\infty (2uw - \frac{w^2}{\sqrt{2}}) j_2(qr/2) dr. \quad /12/$$

Электрический формфактор нейтрона в /11/, /12/ мы положили равным нулю. Интерференционный формфактор

$$F_{int}^{\ell=0,2} = \langle \Phi_n \Phi_p \Psi^M | \sum_j e_j \exp(iqr_j) | \Psi_{6q} \rangle \quad /13/$$

возникает из-за перекрытия волновых функций NN- и 6q-каналов /16/.

Пренебрегая квадратом магнитного формфактора /1,2,22/, который при малых q^2 значительно меньше суммы $F_C^2 + F_Q^2$, а при больших меньше F_{6q}^2 , запишем структурную функцию в виде

$$A(q^2) = G_C^2(q^2) + G_Q^2(q^2). \quad /14/$$

Вес s^6 -конфигурации C_1^2 будем определять из условия совпадения $A(q^2)$ с экспериментальными данными при больших q^2 , C_0 - из условия нормировки $A(q^2=0) = 1$.

б/ Поляризация в упругом eD-рассеянии

В экспериментах по исследованию поляризации дейтронов отдачи планируется измерение компоненты тензора поляризации $T_{20} = P_{zz}/\sqrt{2}$, отношения R векторной поляризации P_x к тензорной P_{xz} . Особенность этих характеристик состоит в том, что они не включают зависимость от формфакторов нуклонов, составляющих дейтрон, и в рамках обычных представлений о дейтроне их поведение определяется только волновой функцией относительного движения нуклонов. В случае же предположения о 6q-примеси в дейтроне ее влияние на T_{20} и R оказывается нетривиальным и требует специального анализа. В работах /1-9/ приведены формулы, связывающие векторную и тензорную поляризации дейтрона с его зарядовым квадратупольным и магнитным формфакторами. Так, чтобы получить выражение для тензора поляризации, исходим из матрицы плотности

$$\rho_{MM'} = \sum_{\lambda\lambda'} \sum_{M''} \langle k'\lambda', \Psi_d^M | H' | k\lambda, \Psi_d^{M''} \rangle \cdot \langle k'\lambda', \Psi_d^{M'} | H' | k\lambda, \Psi_d^{M''} \rangle^* \quad /15/$$

где $k\lambda(k'\lambda')$ - импульс и спиральность соответственно начального /конечного/ электрона, Ψ_d^M - волновая функция дейтрона /2/, H' - гамильтониан взаимодействия налетающего электрона с дейтроном. Пренебрегая магнитным взаимодействием и суммируя в /15/ по $\lambda\lambda'$, получим

$$\rho_{MM'} = \sum_{M''} \langle \Psi_d^M | \sum_j e_j \exp(iqr_j) | \Psi_d^{M''} \rangle \cdot \langle \Psi_d^{M'} | \sum_j e_j \exp(iqr_j) | \Psi_d^{M''} \rangle^* \quad /16/$$

Тогда, сравнивая /7/ и /16/, выразим матрицу плотности через формфакторы дейтрона:

$$\rho_{MM'} = \sum_{M''} F_{MM''} F_{M''M'}^* \quad /17/$$

Разлагая матрицу плотности $\rho_{MM'}$ по сферическим тензорам r_{kq} /7/, получим тензор поляризации дейтрона:

$$T_{kq} = Sp(\rho r_{kq}) / Sp(\rho), \quad /18/$$

являющийся сферическим тензором второго ранга. Тогда для частного случая

$$r_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad /19/$$

подставляя /19/ в /18/, и используя /8/ и /17/, получим

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1+X}{1+X^2/8}, \quad /20/$$

где

$$X = 2\sqrt{2} G_C / G_Q = (C_0^2 F_C + C_1^2 F_{6q} + 2C_0 C_1 F_{int}^{\ell=0}) / (C_0^2 F_Q + 2C_0 C_1 F_{int}^{\ell=2}). \quad /21/$$

Аналогично можно получить выражение для отношения R векторной поляризации P_x к тензорной P_{xz} /1/:

$$R = \frac{P_x}{P_{xz}} = \frac{2\sqrt{1+\eta} \sin \theta / 2}{9\sqrt{1+\eta} \sin^2 \theta / 2} (1+X). \quad /22/$$

Здесь $\eta = q^2 / 4M_d^2$, θ - угол рассеяния электрона.

Итак, T_{20} и R зависят от вида формфакторов F_C , F_Q и F_{6q} . Поэтому интересно проследить, как влияют особенности поведения формфакторов и величина C_1^2 на T_{20} и R, в какой области передач q^2 следует ожидать проявления шестикварковых примесей.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сечение упругого eD -рассеяния, или структурная функция $A(q^2)$, измерены в широкой области переданных импульсов вплоть до $q^2 \sim 200 \text{ Фм}^{-2}$ /25,26/. Нерелятивистские расчеты $A(q^2)$ с обычными волновыми функциями дейтрона /27,28/ при $q^2 > 100 \text{ Фм}^{-2}$ приводят к расхождению с экспериментальными данными /см. рис.1, кривые 1,2/. Учет релятивистских эффектов, данный в работе /29/, показал /кривая 3/, что при этом расхождение с экспериментальными данными увеличивается. Это, видимо, связано с тем, что выбор самих реалистических NN -потенциалов проводится обычно в расчете на нерелятивистское уравнение для ВФД и, т.о., такие потенциалы эффективно учитывают возможные релятивистские поправки к тем или иным наблюдаемым величинам типа фаз NN -рассеяния, эффективных радиусов, энергии связи, квадрупольного и магнитного моментов дейтрона и т.п. Учет же кварковой структуры, как видно из рис.2 /кривые 1,2,3/, позволяет описать сечение упругого eD -рассеяния. Здесь для того, чтобы показать вклад интерференции bq -и NN -каналов, приведены расчеты $A(q^2)$ как с положительным /кривая 1/, так и с отрицательным /кривая 2/

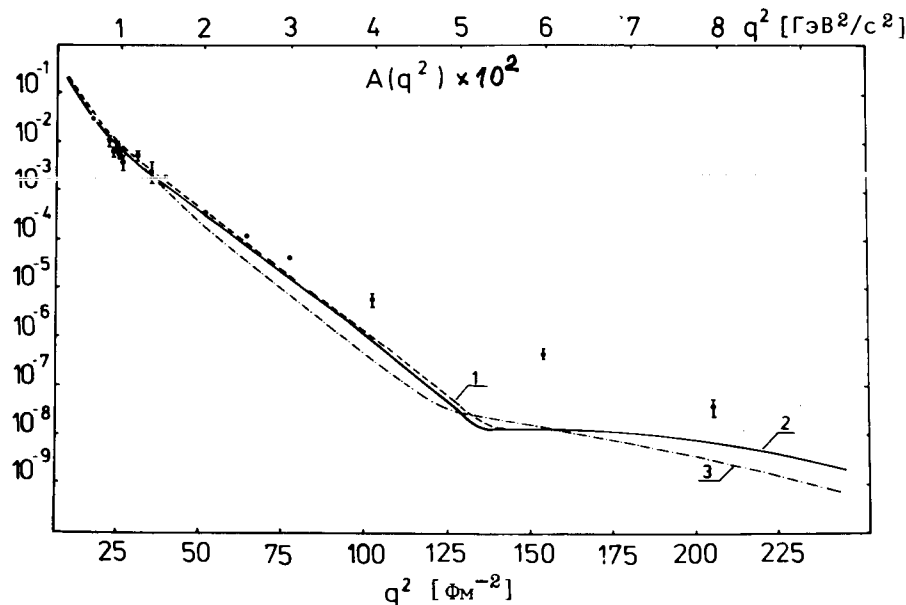


Рис.1. Структурная функция $A(q^2)$, рассчитанная с парижской волновой функцией дейтрона /28/ /Р, кривая 2, — /, с волновой функцией Рейда с мягким кором /27/ без учета /RSC, кривая 1, ---- / и с учетом /RSC, кривая 3, - · - / релятивистских эффектов. Экспериментальные данные взяты из работ /25,26/.

интерференционным формфактором. Видно, что учет интерференции изменяет $A(q^2)$ в пределах нескольких десятков процентов, причем согласие с экспериментальными данными в области $q^2 \sim 25 \text{ Фм}^{-2}$ улучшается, если вклад интерференции в $A(q^2)$ отрицателен, т.е. $C_1 = -\sqrt{0,07}$. При этом поведение $A(q^2)$ при больших переданных импульсах, $q^2 > 25 \text{ Фм}^{-2}$, практически не зависит от выбора NN -сил. Чтобы показать характер влияния релятивистских эффектов, мы приводим на рис.2 /кривая 3/ расчет $A(q^2)$, взятый из работы /16/. Здесь релятивизация NN -функций была сделана по рецепту работы /29/, а учет кварковой структуры выполнен так, как изложено выше, при этом bq -примесь взята равной $C_1^2 = 7\%$. Сравнение этого расчета с аналогичным нерелятивистским показывает, что при одновременном учете bq -вклада релятивизация NN -функции улучшает согласие с экспериментальными данными. Чтобы показать, в каких пределах можно варьировать параметр C_1^2 , на рис.3 дан результат расчета $A(q^2)$ в случае выбора $C_1^2 = 8,5\%$. Видно, что и при этом значении C_1^2 сохраняется хорошее согласие с экспериментом. В целом анализ результатов вычислений,

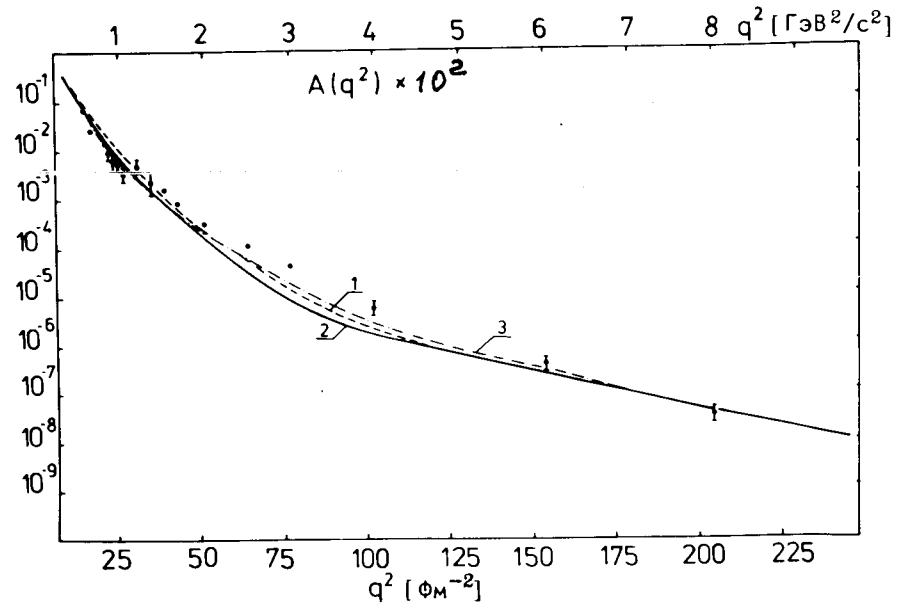


Рис.2. Структурная функция $A(q^2)$, рассчитанная с учетом кварковой структуры дейтрона с отрицательной интерференцией $C_1 = -\sqrt{0,07}$ /Р, RSC, кривая 2, — /, с положительной $C_1 = \sqrt{0,07}$ /Р, RSC, кривая 1, - · - /; с одновременным учетом релятивистских эффектов /29/ $C_1 = -\sqrt{0,07}$ /RSC, кривая 3, - · - / . Экспериментальные данные взяты из работ /25,26/.

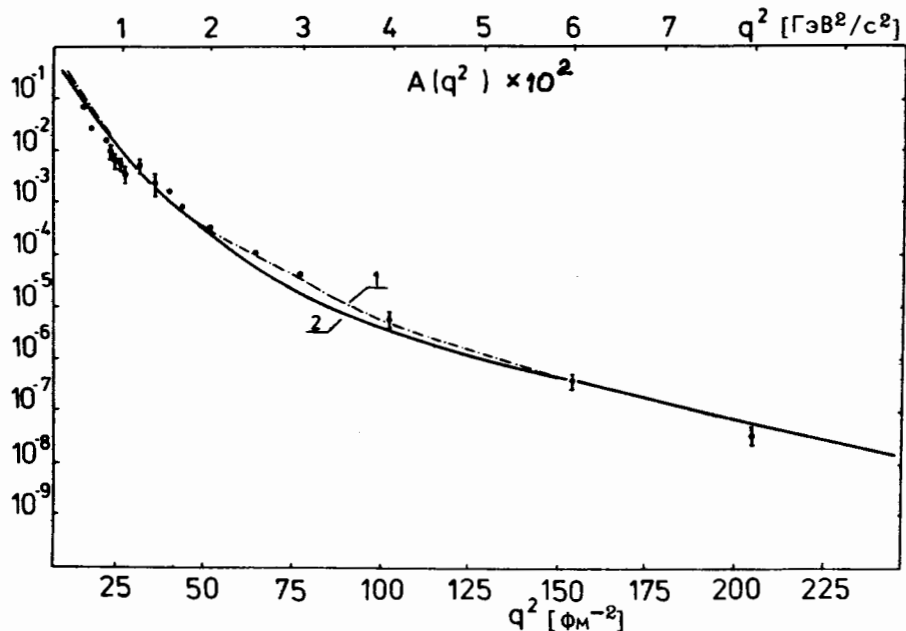


Рис.3. Структурная функция $A(q^2)$, рассчитанная с учетом кварковой структуры дейтрона с отрицательной интерференцией $C_1 = -\sqrt{0,085}$ /P, RSC, кривая 2, — / и с учетом релятивистских эффектов /²⁵/ $C_1 = -\sqrt{0,085}$ /RSC, кривая 1, - · -/. Экспериментальные данные взяты из работ /^{25,26}/.

приведенных на рис.1,2,3, позволяет сделать вывод о том, что значение вероятности существования шестикварковой системы составляет величину порядка $C_1^2 \approx 7-8,5\%$ и среднеквадратичный радиус $r_{6q} \approx 0,77$ фм, определяемый из условия $F_{6q}(q^2) \xrightarrow{q^2 \rightarrow 0} 1 - 1/6 r_{6q}^2 q^2$, согласуется с данными анализа кумулятивных реакций /¹⁴/, глубокоупругого eA-рассеяния /^{15,17}/ . При этом важным оказывается то, что интерференция $6q$ -и NN-каналов и учет релятивистских эффектов, изменяя $A(q^2)$ в пределах нескольких десятков процентов, играют конструктивную роль, улучшая согласие с экспериментальными данными в области $q^2 \approx 25$ фм⁻².

Теперь перейдем к рассмотрению поляризации дейтрона в упругом eD-рассеянии. Прежде всего резюмируем результаты расчетов T_{20} и R, сделанных в работах /²⁹⁻³¹/ на основе моделей, не использующих предположение о $6q$ -структуре дейтрона. Так, в работе /²⁹/ поведение $A(q^2)$ при больших q^2 объяснялось с помощью учета релятивистских эффектов и соответствующим образом подобранного электрического формфактора нейтрона. Аналогичным образом поступали и в работе /³⁰/, где вкладом релятивизации пренебрегали и весь эффект связывался с ролью

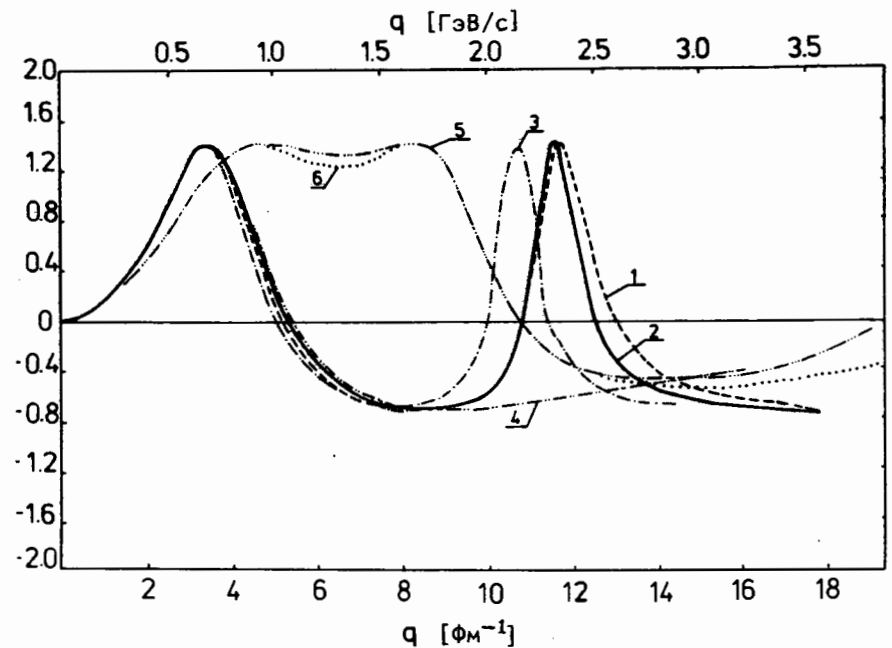


Рис.4. Тензор поляризации T_{20} , рассчитанный с парижской волновой функцией дейтрона /²⁸/ без учета /P, кривая 2, — / и с учетом кварковой структуры $C_1 = -\sqrt{0,07}$ /P, кривая 5, — · — · — /, с волновой функцией Рейда с мягким кором /²⁷/ без учета /RSC, кривая 1, ---/ и с учетом /RSC, кривая 6, ··· / кварковой структуры $C_1 = -\sqrt{0,07}$; с учетом релятивистских эффектов в рамках подхода /²⁹/ /RSC, кривая 3, — · — / и в рамках подхода /^{9,31}/ /RSC, кривая 4, — · — /.

формфактора нейтрона. Однако, как мы уже отмечали, формулы для поляризации T_{20} и R не включают зависимость от формфакторов нуклонов - поэтому все ухищрения с формфактором нейтрона, принятые для интерпретации $A(q^2)$, никак не повлияют на T_{20} и R - они будут определяться только NN-волновыми функциями /^{1,2,8}/ . В другой работе /³¹/ была предложена своя версия учета релятивистских эффектов, на основе которой удалось описать поведение сечения eD-рассеяния при больших переданных импульсах. Не обсуждая принципиальных различий в подходах релятивизации NN-функций в работах /²⁹/ и /³¹/, остановимся на фактической стороне вопроса: к каким изменениям приводят они в расчете T_{20} и R. Для этого на рис.4 приведем результаты нерелятивистских вычислений T_{20} /кривые 1,2/ и расчеты T_{20} в рамках подхода /²⁹/ /кривая 3/ и на основе подхода /^{9,31}/ /кривая 4/.

И хотя эти модели /9,29,30,31/ одинаково хорошо описывают структурную функцию $A(q^2)$ во всей области передач импульса, при расчете поведения T_{20} и R оказывается, что они приводят к различным результатам. Так, T_{20} , рассчитанные в работах /29,30/, имеют по два нуля: первый - вследствие изменения знака зарядового формфактора дейтрона в области $q^2 \sim 25 \text{ Фм}^{-2}$, связанного с существованием отталкивательного NN-кора, второй - из-за зануления квадрупольного формфактора при $q^2 \sim 120 \text{ Фм}^{-2}$. Поляризация, вычисленная в работах /9,31/, имеет уже один ноль в области $q^2 \sim 25 \text{ Фм}^{-2}$ /кривая 2/. Отсутствие второго нуля при $q^2 \sim 120 \text{ Фм}^{-2}$ объясняется тем, что в указанном подходе учет релятивистских эффектов сильно сдвигает ноль квадрупольного формфактора в сторону больших q^2 . Для сравнения на этом же рисунке /кривые 5,6/ дан расчет T_{20} с учетом бк-примесей. При этом все параметры получены из анализа $A(q^2)$. Видно, что учет бк-структуры дейтрона дает существенно другой ход поведения T_{20} в области переданных импульсов $25 \text{ Фм}^{-2} < q^2 < 120 \text{ Фм}^{-2}$ по сравнению с тем, что дают рассмотренные выше модели. Напомним, что при интерпретации самого формфактора дейтрона $G_C(q^2)$ вклад бк-примесей оказывается определяющим в области q^2 начиная с $q^2 > 25 \text{ Фм}^{-2}$, при этом $F_{6q}(q^2)$ уменьшается с ростом q^2 значительно медленнее, чем $F_C(q^2)$ /16/. Это приводит к тому, что минимум в зарядовом формфакторе дейтрона заполняется за счет вклада бк-системы, само же положение минимума определяется именно размерами области действия кора NN-сил. Тот же эффект проявляется и в формировании поведения T_{20} : здесь оказывается, что "нуль" при $q^2 \sim 25 \text{ Фм}^{-2}$, связанный со структурой $F_C(q^2)$, заполняется за счет вклада бк-примеси, в итоге наблюдается "плато" в области передач импульса $25 \text{ Фм}^{-2} < q^2 < 120 \text{ Фм}^{-2}$ вплоть до нуля квадрупольного формфактора $G_Q(q^2)$.

Чтобы показать зависимость T_{20} от C_1^2 , мы приводим на рис.5 /кривые 1,2,3/ результаты расчетов с различными значениями C_1^2 . Видно, что с уменьшением C_1^2 в ходе T_{20} появляется "провал" при $25 \text{ Фм}^{-2} < q^2 < 120 \text{ Фм}^{-2}$. При этом T_{20} проявляет весьма сильную чувствительность к изменению C_1^2 . На этом же рисунке даны расчеты T_{20} с учетом интерференционных формфакторов $F_{int}^{f=0,2}$ и учетом вклада релятивистских эффектов /29/. Видно, что эти эффекты изменяют поведение T_{20} в пределах всего /10-20%/.

Далее рассмотрим отношение R векторной поляризации P_x к тензорной P_{xz} . На рис.6,7 приведено это отношение в зависимости от q^2 , рассчитанное в рамках рассматриваемых нами моделей. Расчет выполнен при значении угла рассеяния электрона $\theta = 40^\circ$, так же как и в работах /3,9/. Отношение $R(q^2)$ аналогично $T_{20}(q^2)$ не зависит от формфакторов нуклонов, характер его поведения определяется теми же причинами, что и в случае T_{20} . Так, например, ноль отношения $R(q^2)$ при $q^2 \sim 25 \text{ Фм}^{-2}$, вычисленного в рамках моделей, не учитывающих кварковую структуру /см. рис.6/, связан с нулем зарядового формфактора дейтрона.

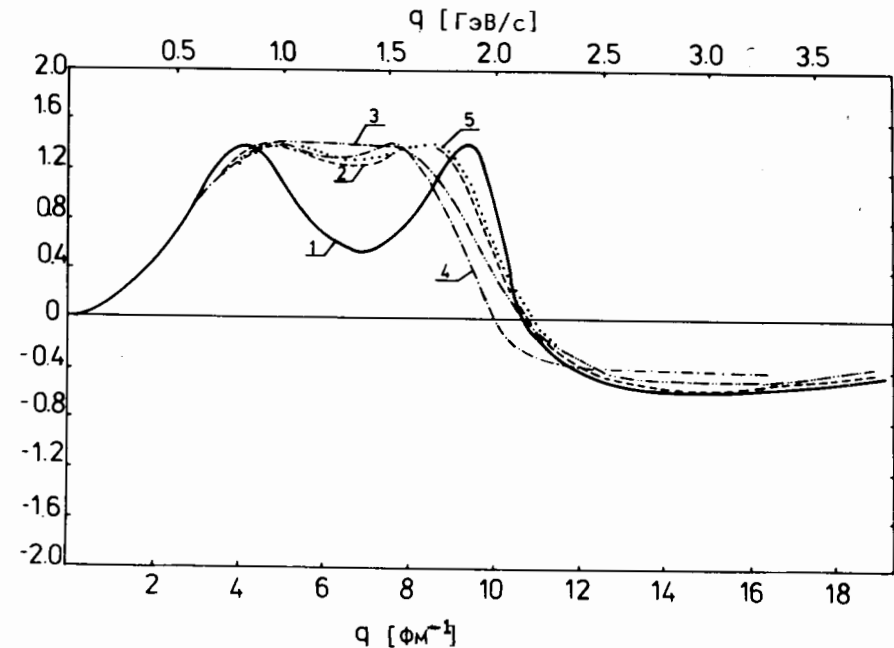


Рис.5. Тензор поляризации T_{20} , рассчитанный с волновой функцией Рейда с мягким кором /27/ с учетом кварковой структуры дейтрона $C_1 = -\sqrt{0,05} / RSC$, кривая 1, — /; $C_1 = -\sqrt{0,07} / RSC$, кривая 2, --- /; $C_1 = -\sqrt{0,085} / RSC$, кривая 3, - · - / с интерференцией и $C_1 = -\sqrt{0,07} / RSC$, кривая 5, / без интерференции; с учетом релятивистских эффектов /29/ $C_1 = -\sqrt{0,07} / RSC$, кривая 4, — · — /.

При учете кварковой структуры дейтрона /рис.6,7/ этот "нуль" исчезает, и это вызвано тем, что в этом случае $G_C(q^2)$ также не имеет нуля в этой области q^2 . Наличие нуля в квадрупольном формфакторе при $q^2 \sim 120 \text{ Фм}^{-2}$ приводит к тому, что в функции

$$R(q^2) \sim (1 + X) = \left(1 + \sqrt{8} \frac{G_C(q^2)}{G_Q(q^2)}\right)$$

появляется разрыв. Уже отмечалось, что квадрупольный формфактор в модели, предложенной в работах /9,31/, не имеет нуля в рассматриваемой области передач импульса - это приводит к тому, что функция $R(q^2)$ имеет плавное поведение /кривая 4/.

Анализ роли релятивистских эффектов с одновременным учетом бк-примесей и интерференции бк- и NN-каналов /рис.7, кривые 2,4,5/ показывает, что, как и в случае T_{20} , она весьма

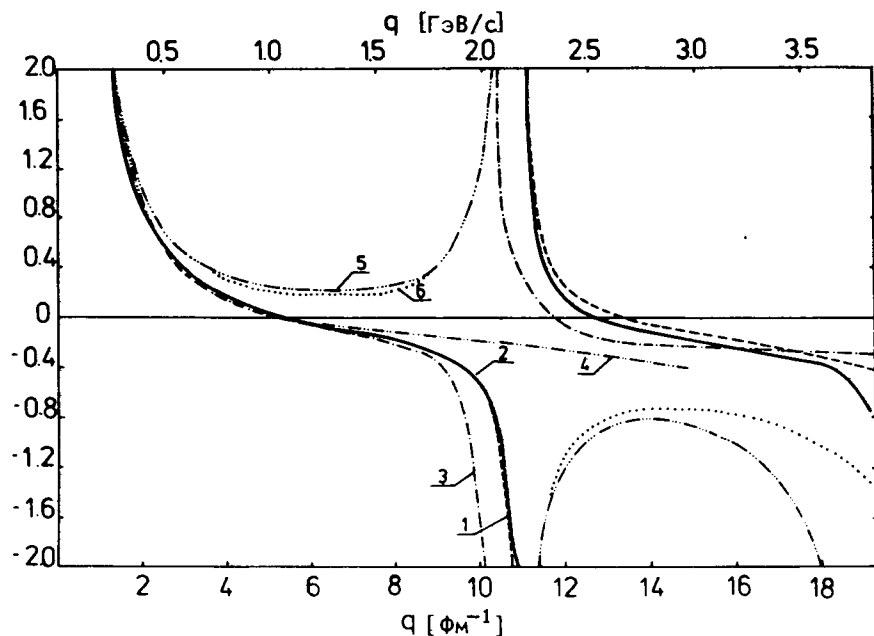


Рис.6. То же, что и на рис.4, только для $R = P_x / P_{xz}$.

мало изменяет $R(q^2)$: в пределах $\pm 10-20\%$. Существенной является, по нашему мнению, зависимость R от C_1^2 /рис.6, кривые 1,2,3/, которая проявляется тем сильнее, чем больше q^2 . Так, изменение C_1^2 в пределах $\pm 8,5\%$ изменяет $R / q^2 \approx 90 \text{ Фм}^{-2}$ / в несколько раз.

До сих пор при учете $6q$ -примеси мы ограничивались рассмотрением только s^6 -конфигурации. В работе /20/ рассматривалась $s^4 p^2$ -конфигурация и было показано, что формфактор $F_{6q}^{s^4 p^2}(q^2)$ в области $q^2 < 200 \text{ Фм}^{-2}$ ведет себя примерно так же, как и $F_{6q}^{s^6}(q^2)$, и имеет минимум при $q^2 \approx 200 \text{ Фм}^{-2}$. Тогда, видимо, следует ожидать, что наиболее сильное влияние вклада $s^4 p^2$ -конфигурации на T_{20} и R будет проявляться в области $q^2 \approx 200 \text{ Фм}^{-2}$, где $F_{6q}^{s^4 p^2}(q^2)$ меняет знак /при этом предполагается, что $s^4 p^2$ -конфигурация дает основной вклад в канал с $\ell = 0$ /.

Если предположить, что $F_{6q}^{s^4 p^2}(q^2)$ будет давать вклад как в каналы с $\ell = 0$, так и в каналы с $\ell = 2$, то тогда должны наблюдаться изменения в поведении T_{20} и R при меньших q^2 в области минимума квадрупольного NN-формфактора дейтрона $F_Q(q^2)$, т.е. при $q^2 \approx 120 \text{ Фм}^{-2}$. Следовательно, можно ожидать, что включение $s^4 p^2$ -конфигурации не изменит существенно образом поведения T_{20} и R по крайней мере при $q^2 \leq 120 \text{ Фм}^{-2}$.

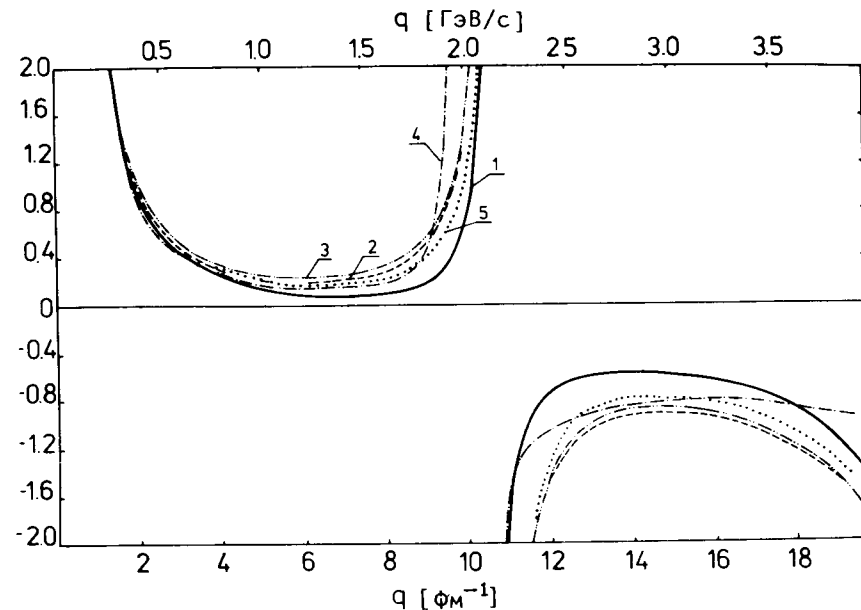


Рис.7. То же, что и на рис.5, только для $R = P_x / P_{xz}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение кратко сформулируем основные результаты:

1. Предположение о существовании в дейтроне с вероятностью $C_1^2 \approx 7-8,5\%$ шестикварковой s^6 -конфигурации с радиусом $r_{6q} = 0,77 \text{ Фм}$ позволяет описать сечение упругого eD -рассеяния при больших переданных импульсах q^2 . При этом качественно изменяется поведение тензора поляризации T_{20} и отношения R векторной поляризации к тензорной в области передач импульса $25 \text{ Фм}^{-2} < q^2 < 120 \text{ Фм}^{-2}$.

2. Включение в расчет релятивистских эффектов в рамках модели Гросса /1,3,29/ с одновременным учетом $6q$ -примесей, а также интерференция $6q$ -и NN-каналов изменяют $A(q^2)$, $T_{20}(q^2)$, $R(q^2)$ в пределах $\pm 10-20\%$, при этом предпочтительным оказывается случай, когда амплитуда примеси имеет отрицательный знак.

3. Измерения поляризации дейтрона могли бы служить хорошим тестом для проверки моделей дейтрона, включающих такие тонкие эффекты, как релятивизация, вид "кора" NN-сил, заряд нейтрона, $6q$ -примесь и т.д.

Авторы весьма признательны проф. В.К.Лукиянову за интерес к работе и ее обсуждение, нам приятно выразить благодарность Л.П.Каптарю, В.А.Николаеву и А.И.Титову за плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arnold R.G., Carlson C.E., Gross F. Phys.Rev., 1981, C23, p. 363.
2. Haftel M.I., Mathelitsch L., Zingl H.F.K. Phys.Rev., 1980, C22, p. 1285.
3. Gross F. Nucl.Phys., 1981, A358, p. 215c.
4. Song H.S., Ridener F.L. Jr., Good R.H. Jr. Phys.Rev., 1982, D25, p. 61.
5. Gourdin M., Picketty C.A. Nuovo Cim., 1964, 32, p. 1137.
6. Levinger J.S. Acta Phys.Acad.Sci.Hung., 1973, 33, p. 135.
7. Brady T., Tomusiak E., Levinger J.S. Can.J.Phys., 1974, 52, p. 1322.
8. Moravcsik M.J., Ghosh J. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p. 321.
9. Bhalerao R.S. Nucl.Phys., 1982, A389, p. 557.
10. Baldin A.M. In: CERN-JINR School of Physics, Hando (Finland), 1981, Proc., Geneva, 1982, p.1.
11. Chemtob M. Nucl.Phys., 1982, A382, p. 317.
12. Harvey M. Nucl.Phys., 1981, A352, p. 301.
13. Pirner H.J., Povh B. Phys.Lett., 1982, 114B, p. 308.
14. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 42, с. 38.
15. Pirner H.J., Vary J.P. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p. 1376.
16. Burov V.V. et al. Z.Phys., 1982, A306, p. 149.
17. Буров В.В. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 321.
18. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Prog. Theor.Phys., 1979, 61, p. 559.
19. Кобушин А.П. ЯФ, 1978, 28, с. 495.
20. Обуховский И.Т., Ткаля Е.В. ЯФ, 1982, 35, с. 288.
21. Williams S.A. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p. 771.
22. Kizukuri Y. et al. Prog.Theor.Phys., 1980, 64, p. 1478.
23. Povh B. Prog. in Particle and Nucl.Phys., 1981, v. 8, p. 325; Efremov A.V., ibid, p. 345; Chertok B.T., ibid, p.367.
24. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, p. 719; Brodsky S., Farrar G. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 1153.
25. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p. 776. and references therein.
26. Arnold R.G. et al. Contributed paper at the 9th Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Structure, Versailles, France, 1981, p. 94.
27. Reid R.V. Jr. Ann.Phys., 1968, 50, p. 411.
28. Lacombe M. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p. 861.
29. Arnold R.G., Carlson C.E., Gross F. Phys.Rev., 1980, C21, p.1426.
30. Mitrjushkin V.K., Rashidov P.K., Trubnikov S.V. JINR, E2-82-156, Dubna, 1982.
31. Bhalerao R.S., Gurvitz S.A., Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.1815.

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

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Буров В.В., Доркин С.М., Достовалов В.Н. P2-83-439
Поляризация в упругом eD -рассеянии при больших переданных импульсах и кварковая структура дейтрона

Показано, что небольшая /5-8%/ примесь шестикварковой s^6 -компоненты в волновой функции дейтрона, введение которой необходимо для описания упругого eD -рассеяния при больших переданных импульсах $/q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2/c^2/$, приводит к существенному изменению поведения тензора поляризации T_{20} и отношения R векторной поляризации P_x к тензорной P_{xz} по сравнению с тем, что получается в обычных моделях, не учитывающих таких примесей. Обращено внимание на важность постановки соответствующих экспериментов с целью проверки предсказаний моделей, включающих шестикварковые примеси в дейтроне.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Burov V.V., Dorkin S.M., Dostovalov V.N. P2-83-439
Polarization in Elastic eD -Scattering at Large Transfer Momenta and Quark Structure of the Deuteron

It is shown that a small (5-8%) admixture of the six-quark component in the deuteron wave function which is to be introduced to describe elastic eD -scattering at large transfer momenta changes essentially the behaviour of the polarization tensor T_{20} and the ratio R of the vector P_x to tensor polarization P_{xz} compared to the models which do not take such admixtures into account. The corresponding experiments are emphasized to be important, which are aim at testing the predictions of models including six-quark admixtures in the deuteron.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.