

Л-883

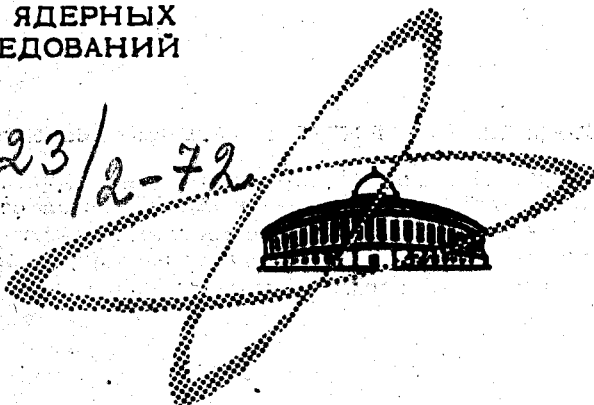
2/4 72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3323/2-72

P2 - 6562



Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ТЕОРИИ p -He₄ РАССЕЯНИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

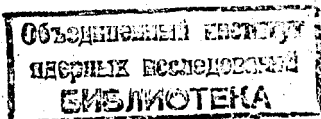
1972

P2 - 6562

Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ТЕОРИИ $p\text{-He}_4$ РАССЕЯНИЯ

Направлено в ЯФ



Summary

The spin effects in the elastic $P\text{-He}_4$ scattering at $T_p = 600$ MeV are studied in the Glauber approximation.

It is shown that if the spin structure of the N-N amplitudes is included to the consideration the products of the profile functions $\prod (\vec{\ell}_i, \vec{s}_i, \dots, \vec{s}_{i'})^{1/2}$ in ordinary Glauber's expression for the amplitude F of this process are replaced by symmetrized products of the uncommutative operators Γ .

The amplitude F may be written as a function of the scalar N-N- amplitudes (see the expressions (2), (3), (4) of this paper).

The calculations of the differential cross-section indicate (see Fig. 1) that the spin effects give the significant contribution to the differential cross-section at large momentum transfers (let us compare curves "a" and "b", "c", curve "a" of Fig. 1 is $d^2/d\Omega$ for spinless nucleons; curves "b", "c" are the differential cross-sections with the spin dependence of N-N amplitudes included for nuclear radii $R = 1.31$ fm, $R = 1.2$ fm, respectively).

The inclusion of the spin dependence of the N-N amplitudes succeeds in describing the experimental data^{1,2} provided the nuclear density distribution of the type (6) with parameters $D = 0.858$, $\gamma^2 = 0.308$, $R = 1.2$ fm is used (see curve "b" of Fig. 1).

The polarization P_0 and the quantities $R \cos \theta + A \sin \theta$, $R \sin \theta - A \cos \theta$ ¹¹ are also calculated. The analysis of this calculations shows that in the large momentum transfer region the polarization effects are sensitive to the form of the nuclear density distribution.

Введение

Экспериментальные данные о сечениях упругих $p-He_3$ и $p-He_4$ рассеяний при $T_p = 600$ Мэв, полученные на ускорителе в Вирджинии /2,3/, сравнивались с результатами расчетов по формулам работы В. Чижана и Л. Лежняка /4/. Последние получены в рамках модели Глаубера /1,10/ при следующих упрощенных предположениях об амплитудах $N-N$ рассеяния и структуре ядра: а) амплитуды $p-p$ и $p-n$ рассеяний совпадают; б) их спиновой зависимостью можно пренебречь; в) не зависящие от спина частиц амплитуды $N-N$ -рассеяния могут быть аппроксимированы следующим образом:

$$f(\vec{q}) = \frac{i+a}{4\lambda} p \sigma_{tot} e^{-a q^2/2}$$

где: P - импульс налетающей частицы в лабораторной системе координат
 $a = \text{Re} f(0) / \text{Im} f(0)$; \vec{q} - переданный импульс, σ_{tot} - полное сечение рассеяния; величина a характеризует наклон сечения упругого $N-N$ -рассеяния; г) волновая функция ядра представляется в виде произведения гауссианов.

Для достижения наилучшего согласия теории с экспериментом авторы работы /2/ варьировали параметр a .

Первоначально теория Глаубера при использовании указанных условий применялась для описания процессов рассеяния быстрых частиц ($T > 1$ Гэв) на ядрах. Теоретические представления о механизме $N-N$ рассеяния при высоких энергиях не противоречат условиям (а) - (в), а имеющиеся экспериментальные данные об этих взаимодействиях при $T > 1$ Гэв, недостаточны для установления точности этих приближений.

При средних энергиях ($T < 1$ Гэв) приближения (а) - (в) не согласуются с результатами фазового анализа $N-N$ -рассеяния /9/. Кроме того, имеющиеся экспериментальные данные о $e-He_4$ -рассеянии /5,6/ указывают на более сложный вид распределения нуклонов в ядре, чем предполагается условием (г).

Поэтому смысл удовлетворительного теоретического описания экспериментальных данных об упругом $p-He_4$ -рассеянии при $T_p = 600$ Мэв с помощью упрощенной модели /4/, полученного авторами /2/, остается неясным.

Для проверки применимости теории Глаубера к анализу взаимодействия частиц с ядрами при средних энергиях необходимы более аккуратные расчеты, учитывающие как спиновую и изоспиновую зависимости амплитуд $N-N$ -рассеяния, так и современные данные о структуре ядра /5/. Однако введение в рассмотрение десяти скалярных амплитуд (по пяти для двух значений изотопического спина) вместо одной затрудняет расчеты процессов рассеяния нуклонов на тяжелых ядрах. Задача несколько упрощается при рассмотрении реакций на легких ядрах.

1. В настоящей работе приводятся результаты анализа упругого рассеяния протонов с $T_p = 600$ Мэв на ядре He_4 в рамках теории Глаубера с учетом спиновой зависимости амплитуд рассеяния.

Так как в приближении Глаубера этот процесс в пренебрежении спином нуклонов неоднократно рассматривался /4,5/, мы опустим основную часть промежуточных выкладок и кратко остановимся лишь на некоторых деталях учета спина.

Как известно, в случае рассеяния на ядре частицы со спином амплитуды взаимодействия ее с разными нуклонами, вообще говоря, не коммутируют друг с другом, при этом должен быть задан порядок следования сомножителей в произведениях амплитуд, описывающих кратные столкновения частиц в ядре. Естественнo предположить, по аналогии с подобной ситуацией в теории поля, что обычные произведения коммутирующих величин должны быть заменены T - упорядоченным произведением некоммутирующих величин. В стационарной теории рассеяния, которой является теория Глаубера, роль времени t играет z - проекция радиуса вектора точки взаимодействия на направление движения частиц. Результаты более строгого рассмотрения /8/ подтверждают это предположение.

В рассматриваемом случае амплитуда упругого $p-He_4$ -рассеяния в л.с., согласно /8/, запишется в виде:

$$\begin{aligned}
 F(\vec{q}) = & \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \int d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_4 \delta^3(\sum \vec{r}_i / 4) \Psi_0 \times \\
 & \times \left\{ \frac{1}{(2\lambda)^2} \sum_{i=1}^4 d^2\vec{q}_1 e^{-i\vec{q}_1(\vec{b} - \vec{s}_i)} f_i(\vec{q}) + \frac{i}{(2\lambda)^3 p} \times \right. \\
 & \left. \times \sum_{i \neq j}^4 \theta(z_i - z_j) \int d^2\vec{q}_1 d^2\vec{q}_2 e^{-i\vec{q}_1(\vec{b} - \vec{s}_i)} e^{-i\vec{q}_2(\vec{b} - \vec{s}_j)} \times \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times f_i(\vec{q}_1) f_j(\vec{q}_2) - \frac{1}{(2\lambda)^4 p^2} \sum_{\substack{i \neq j \\ i \neq \ell}}^4 \theta(z_i - z_j) \theta(z_j - z_\ell) \times \\
& \times \int d^2 \vec{q}_1 d^2 \vec{q}_2 d^2 \vec{q}_3 e^{-i\vec{q}_1(\vec{b} - \vec{s}_i)} e^{-i\vec{q}_2(\vec{b} - \vec{s}_j)} e^{-i\vec{q}_3(\vec{b} - \vec{s}_\ell)} \times \\
& \times f_i(\vec{q}_1) f_j(\vec{q}_2) f_\ell(\vec{q}_3) - \frac{i}{(2\lambda)^5 p^3} \sum_{\substack{i \neq j \\ j \neq \ell \\ \ell \neq k}}^4 \theta(z_i - z_j) \times \\
& \times \theta(z_j - z_\ell) \theta(z_\ell - z_k) \int d^2 \vec{q}_1 \dots d^2 \vec{q}_4 e^{-i\vec{q}_1(\vec{b} - \vec{s}_i)} \times \\
& \times e^{-i\vec{q}_2(\vec{b} - \vec{s}_j)} e^{-i\vec{q}_3(\vec{b} - \vec{s}_\ell)} e^{-i\vec{q}_4(\vec{b} - \vec{s}_k)} \times \\
& \times f_i(\vec{q}_1) f_j(\vec{q}_2) f_\ell(\vec{q}_3) f_k(\vec{q}_4) \} \cdot \psi_0,
\end{aligned}$$

где: $\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$; \vec{p}, \vec{p}' - импульсы протона до и после взаимодействия; $f_i(\vec{q})$ - амплитуды $N-N$ -рассеяния, которые в рассматриваемом случае не коммутируют друг с другом; \vec{s}_i, z_i - поперечная и продольная компоненты радиуса - вектора; ψ_0 - полная волновая функция основного состояния He_4 . Если ψ_0 симметрична относительно перестановки координат любой пары нуклонов, как это обычно предполагается в случае легких ядер, то интегрирование (1) по $d z_i$ превращает произведения амплитуд $N-N$ -рассеяния в симметризованные относительно перестановки амплитуд произведения.

Таким образом, при учете спиновой зависимости f_{NN} общее выражение для амплитуды упругого $p - He_4$ -рассеяния, рассмотренное ранее в работах авторов /4/, изменится следующим образом: произведения профилирующих функций должны рассматриваться как усредненные по спиновой части волновой функции симметризованные произведения этих величин.

Относительно спиновой структуры ядра мы будем в дальнейшем предполагать, что пара протонов и пара нейтронов находятся в синглетном состоянии.

Поскольку при средних энергиях амплитуды f_{NN} не могут быть представлены простыми выражениями типа (в), то интегрирование в (1) по внутриядерным импульсам приходится проводить приближенно.

Это приближение состоит в пренебрежении величинами порядка d^2/R^2 , где d -средний радиус $N-N$ взаимодействия, R -радиус ядра. Оно приводит к следующему результату: в слагаемых, входящих в (1), описывающих n -кратные столкновения налетающей частицы с нуклонами ядра, произведения n амплитуд выносятся из-под знака интеграла в точке \vec{q}/n , где \vec{q} -резльтирующая передача импульса ядру.

Другими словами, в каждом из n последовательных столкновений с нуклонами ядра, испытываемых налетающей частицей, ей передается импульс \vec{q}/n .

Представим амплитуду упругого $p-He_4$ -рассеяния в виде:

$$F(\vec{p}, \vec{q}) = C(\vec{p}, \vec{q}) + iB \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \quad (2)$$

$\vec{n} = \frac{\vec{q} \times \vec{p}}{|\vec{q} \times \vec{p}|}$ - нормаль к плоскости рассеяния; $\vec{\sigma}$ - оператор спина налетающего протона; $\vec{q} = \vec{p}' - \vec{p}$, \vec{p}' - импульс рассеянной частицы в л.с.

Для величин C и B после несложных, но довольно громоздких вычислений получаются выражения через скалярные амплитуды рассеяния a, b, g, d, e , которые приведены в приложении.

В соответствии с вышесказанным скалярные амплитуды a, b, g, d, e , входящие в (3) и (4), линейно зависят от \vec{q} , квадратично - от $q/2$ и т.д.

Из формул (3), (4) приложения видно, что в бесспиновой части полной амплитуды (2) $p - He_4$ -рассеяния член, соответствующий однократному рассеянию, не зависит от спина нуклонов. Скалярные амплитуды a, b, g, d, e дают вклад лишь в многократные перерассеяния. Поскольку при малых рассеиваемых углах основную роль играет однократное, а при возрастании передачи последовательно увеличивается вклад многократных столкновений, то следует ожидать, что влияние спинфлипповых частей амплитуд $N-N$ -рассеяния будет наибольшим при больших передаваемых импульсах. Зависящая от спина часть амплитуды (2) при малых углах рассеяния из-за малости скалярных амплитуд g_p, g_n пренебрежимо мала и возрастает по мере увеличения передаваемого импульса.

Результаты расчетов дифференциального сечения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |C|^2 + |B|^2 \quad (5)$$

и поляризационных эффектов, приведенные на рис. 1-5, позволяют сделать более подробное и четкое заключение о роли спина нуклонов в рассматриваемом процессе.

При расчетах использовалась программа вычисления скалярных амплитуд a , b , и т.д., по результатам фазового анализа рассеяния, разработанная Б.М. Головиным и А.М. Розановой /9/.

Ядерная плотность ρ выбиралась в таком же виде, как и в работе Р. Басселя и К. Вилкина /5/

$$\rho(r_1, \dots, r_4) = N \cdot \prod_{j=1}^4 \exp(-r_j^2 / R^2) [1 - D \exp(-r_j^2 / R^2 \gamma^2)]. \quad (6)$$

На рис. 1 приведены значения углового распределения $d\sigma / d\Omega$ с ядерной плотностью, вида (6) при $D \neq 0$. Значения параметров R , D , γ^2 взяты из работы авторов /5/.

$$R = 1,31 \text{ f m}, \quad D = 0,858; \quad \gamma^2 = 0,308.$$

Кривая "а" рис. 1 представляет результаты расчетов $d\sigma / d\Omega$ в пренебрежении спином нуклонов ($b = g = d = e = 0$); скалярные амплитуды a_p , a_n брались из работы авторов /9/.

Кривая "б" соответствует полной амплитуде (2) рассматриваемого процесса с учетом спиновой зависимости f_{NN} . Видно, что учет спина нуклонов позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные при всех q^2 , за исключением области минимума сечения.

Варьированием значения радиуса ядра R можно улучшить согласие в этой области передаваемых импульсов. Это иллюстрирует кривая "в" ($R = 1,2 \text{ f m}$).

Вычислялось дифференциальное сечение $d\sigma / d\Omega$ с ядерной плотностью, используемой авторами /2,4/, т.е. вида (6) при $D = 0$, $R = 1,25 \text{ f m}$ (рис. 2).

Расчет $d\sigma / d\Omega$ в пренебрежении спином нуклонов и при условии, что амплитуды f_{NN} представляются выражением типа (в) с $a_{pp} = 0,43$, $a_{pn} = 0,19$ /2,7/, показал удовлетворительное согласие с экспе-

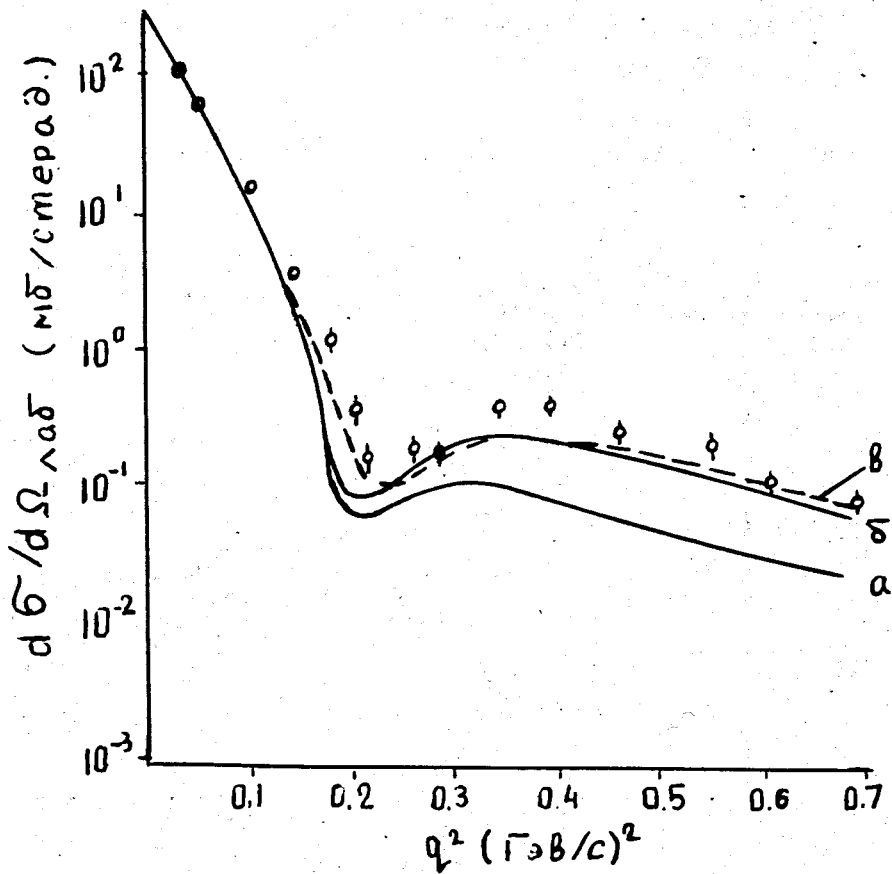


Рис. 1. Дифференциальное сечение с ядерной плотностью вида (6);
 $D = 0,858$; $\gamma^2 = 0,308$; $R = 1,31 f_m$ ^{/5/}; "а" - в пренебрежении спи-
ном нуклонов, "б" - с учетом спиновой зависимости $N-N$ -амплитуд,
"в" - то же, что и кривая "б", но при $R = 1,2 f_m$, ϕ - экспери-
ментальные данные ^{/2/}.

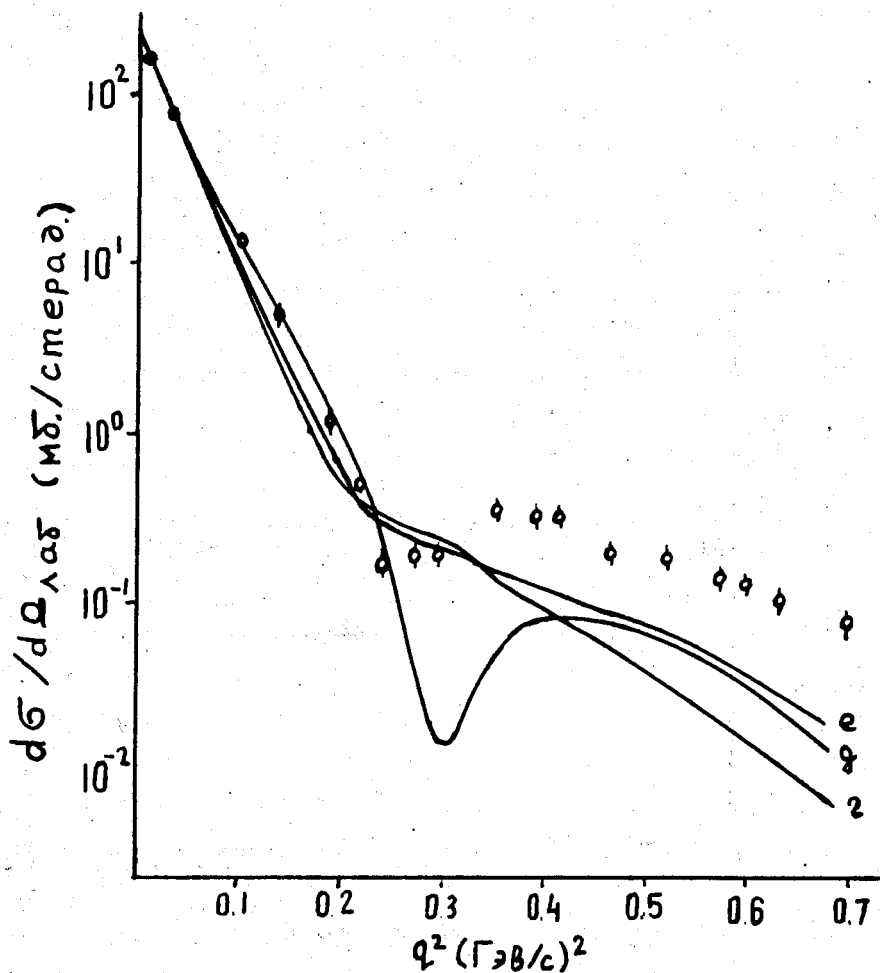


Рис. 2. Угловое распределение с $\rho(r_1^{\vec{r}}, \dots, r_4^{\vec{r}})$ вида (6) при $D = 0$, $R = 1,25 f_m$ /2/, "г" - для бесспиновых амплитуд f_{NN} , представленных в виде (в); "д" - для бесспиновых амплитуд $N-N$ -рассеяния, взятых из результатов фазового анализа /9/; "е" - с учетом спина нуклонов; ϕ - экспериментальные данные /2/.

риментом при малых q^2 и большое расхождение (≈ 10 раз) в области минимума сечения (см. кривую "г" рис. 2). Учет спиновой зависимости амплитуд $N-N$ рассеяния при выбранной волновой функции He_4 не дал удовлетворительного описания экспериментальных данных при больших передачах (см. кривые "g", "e" рис. 2).

Как показано авторами /5/, использование ядерной плотности (6) с $D = 0$ не позволяет описать экспериментальные данные об упругом $e - He_4$ -рассеянии. Можно достичь согласия теории с экспериментом, используя ядерный формфактор со значениями параметров /5/, указанных выше. Поэтому распределение нуклонов в ядре, используемое в настоящей работе, является более реалистичным, чем ядерный формфактор, применяемый авторами /2/.

Анализ кривых рис. 1 и 2 позволяет сделать следующий вывод относительно дифференциального сечения рассматриваемого процесса:

1. Учет зависимости отношения реальной к мнимой части амплитуд $N-N$ -рассеяния от передаваемого импульса и спиновой зависимости последних при использовании ядерной плотности вида (6) при $D \neq 0$ позволяет, в целом, удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные /2/.

2. Вклад зависящих от спина частей амплитуд $N-N$ -рассеяния в угловое распределение оказывается существенным в области передаваемых импульсов $q^2 > 0,2$ (Гэв/с)².

Заметим, что в настоящей работе пренебрегалось эффектами перезарядки /5/ налетающего протона на нуклонах ядра и экспериментальными ошибками амплитуд $N-N$ рассеяния.

Рассчитывались также поляризация P_0 (см. рис. 3), величины $R \cos \theta - A \sin \theta$, $R \sin \theta + A \cos \theta$ (см. рис. 4), где R , A - параметры Вольфенштейна /11/, с использованием ядерной плотности вида (6) при $D = 0$ и $D \neq 0$.

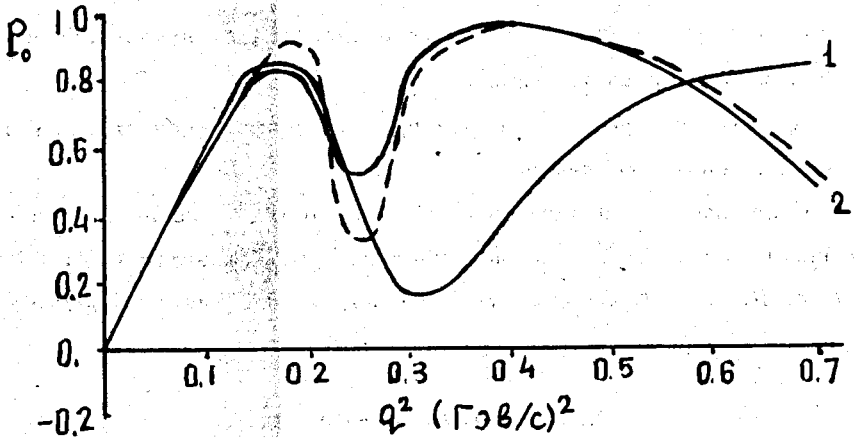


Рис. 3. Поляризация P_0 с использованием формфактора (6) при $D=0$ и $D \neq 0$. "1" - соответствует $D=0$, $R = 1,25 fm^{1/2}$; "2" - P_0 при $D = 0,858$; $\gamma^2 = 0,308$; $R = 1,131 fm^{1/5}$; - - - - при $D = 0,858$; $\gamma^2 = 0,308$; $R = 1,2 fm$.

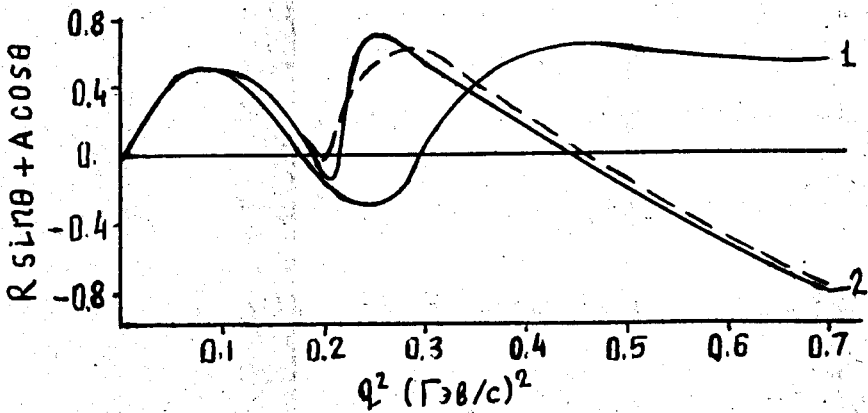


Рис. 4. Значения величины $R \sin \theta + A \cos \theta$ при разных видах распределения нуклонов в ядре "1" - соответствует $D=0$; $R = 1,25 fm^{1/2}$ в (6) "2" - при $D = 0,858$; $\gamma^2 = 0,308$; $R = 1,31 fm^{1/5}$; - - - - при $D = 0,858$; $\gamma^2 = 0,308$; $R = 1,2 fm$.

Результаты этих вычислений показывают, что поляризационные эффекты резко чувствительны к виду распределения нуклонов в ядре при больших передачах импульса.

Поэтому для проверки теории представляется очень важным их экспериментальное исследование.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность и искреннюю признательность за помощь при численных расчетах Б.М. Головину, А.М. Розановой, а также Л.И. Лалидусу за полезные обсуждения и замечания.

Приложение

$$\begin{aligned}
 c = & 2G_1(a_p + a_n) + G_2[a_p^2 - b_p^2 - d_p^2 - e_p^2 + \\
 & + a_n^2 - b_n^2 - d_n^2 - e_n^2 + 4(a_p a_n - g_p g_n)] + 2G_3 \times \\
 & \times [a_n(a_p^2 - b_p^2 - d_p^2 - e_p^2) + a_p(a_n^2 - b_n^2 - d_n^2 - \\
 & - e_n^2) - 2g_p g_n(a_p + a_n - b_p - b_n)] + \frac{1}{3} G_4 [2(a_p^2 - \\
 & - b_p^2 - d_p^2 - e_p^2)(a_n^2 - b_n^2 - d_n^2 - e_n^2) + (a_p^2 - b_p^2) \times \\
 & \times (a_n^2 - b_n^2) + (e_p^2 - d_p^2)(e_n^2 - d_n^2) - (e_p^2 + d_p^2)(a_n^2 + \\
 & + b_n^2 + 2g_n^2) - (e_n^2 - d_n^2)(a_p^2 + b_p^2 + 2g_p^2) - 12(a_p - b_p) \times \\
 & \times g_p g_n(a_n - b_n)]. \quad (3)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B = & 2 G_1 (g_p + g_n) + 2 G_2 [g_p (a_p - b_p) + g_n (a_n - \\
& - b_n) + 2 a_p g_n + 2 a_n g_p] + \frac{2}{3} G_3 [g_n (3 a_p^2 - \\
& - 3 b_p^2 - d_p^2 - e_p^2) + g_p (3 a_n^2 - 3 b_n^2 - d_n^2 - e_n^2) + \\
& + 6 g_p (a_p - b_p) a_n + 6 g_n (a_n - b_n) a_p] + \frac{2}{3} G_4 \times \\
& \times [g_p (a_p - b_p) (3 a_n^2 - 3 b_n^2 - d_n^2 - e_n^2) + g_n (a_n - b_n) \times \\
& \times (3 a_p^2 - 3 b_p^2 - d_p^2 - e_p^2)] , \tag{4}
\end{aligned}$$

где :

$$G_1(\vec{q}) = G(\vec{q}, 0, 0, 0) \equiv \int G(\vec{q}_1, 0, 0, 0) \delta(\vec{q}_1 - \vec{q}) d^2 \vec{q}_1$$

$$G_2(\vec{q}) = \frac{i}{2\lambda p} \int G(\vec{q}_1, \vec{q}_2, 0, 0) \delta(\vec{q}_1 + \vec{q}_2 - \vec{q}) d^2\vec{q}_1 d^2\vec{q}_2$$

$$G_3(\vec{q}) = -\frac{1}{(2\lambda)^2 p^2} \int G(\vec{q}_1, \vec{q}_2, \vec{q}_3, 0) \delta(\vec{q}_1 + \vec{q}_2 + \vec{q}_3 - \vec{q}) \times$$

$$d^2\vec{q}_1 d^2\vec{q}_2 d^2\vec{q}_3$$

$$G_4(\vec{q}) = -\frac{i}{(2\lambda)^3 p^3} \int G(\vec{q}_1, \vec{q}_2, \vec{q}_3, \vec{q}_4) \cdot \delta(\vec{q}_1 + \vec{q}_2 +$$

$$+ \vec{q}_3 + \vec{q}_4 - \vec{q}) d^2\vec{q}_1 \dots d^2\vec{q}_4$$

$$G(\vec{q}_1, \vec{q}_2, \vec{q}_3, \vec{q}_4) = \int \rho(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_4) \exp [i(\vec{q}_1 \vec{s}_1 +$$

$$+ \vec{q}_2 \vec{s}_2 + \vec{q}_3 \vec{s}_3 + \vec{q}_4 \vec{s}_4)] \delta(\sum_{i=1}^4 \vec{s}_i / 4) d^2\vec{s}_1 \dots d^2\vec{s}_4$$

$$\rho(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_4) = \int \rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_4) \delta(\sum_{i=1}^4 z_i / 4) dz_1 \dots dz_4$$

$$\rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_4) = |\Phi_0(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_4)|^2$$

$\Phi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4)$ — координатная часть волновой функции основного состояния He_4 .

Литература

1. R.J.Glauber, V.Franco. Phys.Rev., 142, 1195 (1966).
2. E.T.Boshitz et al. Phys.Rev.Lett., 20, 1116 (1968).
3. M.Blecker et al. Phys.Rev.Lett., 24, 1126 (1970).
4. W.C.Czyz, L.Lesnak. Phys.Lett., 24B, 227 (1967).
Phys.Lett., 25B, 319 (1967).
5. R.H.Bassel, C.Wilkin. Phys.Rev., 174, 1179 (1968).
6. R.F.Frosh et al. Phys.Rev., 160, 874 (1967).
7. D.V.Bugg et al., Phys.Rev., 146, 980 (1966).
8. А.В. Тарасов, Ч. Черен. Препринт ОИЯИ, Р2-4994, Дубна, 1970.
9. Б.М. Головин, А.М. Розанова. Препринт ОИЯИ, Р-2861, Дубна, 1966.
10. Р. Глаубер, УФН, 103, 641 (1971).
11. С.М. Биленький, Л.И. Липидус, Р.М. Рындин. УФН, 84, 243 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июня 1972 года.