

С 323.2

В-501

3/ХII-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2407



П. Винтерницц, Ф. Легар, Э. Яноут

ТЕНЗОР СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ  
ПРИ РАССЕЯНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНОВ  
НА ПРОТОННОЙ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

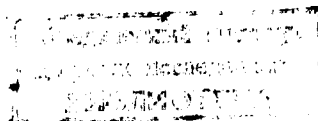
1965

P-2407

П. Винтерниц, Ф. Легар, З. Яноут

ТЕНЗОР СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ  
ПРИ РАССЕЯНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНОВ  
НА ПРОТОННОЙ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"



3/254/3 48

## 1. Введение

Как известно<sup>/1,2/</sup>, применение поляризованной мишени значительно упрощает ряд опытов по нуклон-нуклонному рассеянию и, более того, дает возможность измерить существенно новые величины: поляризацию рассеянной частицы  $M_{pik}$  и частицы отдачи  $N_{qik}$  для рассеяния в системе двух поляризованных нуклонов, спиновую корреляцию  $C_{pqi}$  для поляризованной мишени (тем самым и  $P_{pik}$  для поляризованного пучка) и  $C_{prik}$  для случая, когда обе начальные частицы поляризованы. Эти величины являются компонентами тензоров третьего и четвертого ранга.

Эти сложные опыты не являются необходимыми с точки зрения проведения фазового анализа, но особенно при энергиях выше порога мезообразования они могут играть важную роль при восстановлении матрицы рассеяния. Во всяком случае они значительно упрощают прямое восстановление матрицы рассеяния и помогают устранить неоднозначности в фазовом анализе, могут служить проверкой точности других опытов, проверкой различных законов сохранения и т.д.

Поскольку опыты с поляризованной протонной мишенью уже стали актуальными<sup>/3/</sup> для широкой области энергий, имеет смысл подробно рассмотреть возможные новые эксперименты. В работе<sup>/4/</sup> рассмотрены свойства тензоров с тремя индексами  $M_{pik}$ ,  $N_{qik}$ ,  $C_{pqi}$  и  $P_{pik}$ . В работе<sup>/5/</sup> компоненты тензора поляризации  $M_{pik}$  рассчитаны на основе фазового анализа для  $pp$  и  $pn$  систем и приведены в качестве графиков для всех углов и большого числа энергий в области от 23,1-630 Мэв.

В настоящей работе подробно рассмотрен тензор корреляции поляризаций  $C_{prik}$  для поляризованных частиц, исследованы его свойства симметрии и соотношения между его компонентами и более простыми величинами. Получены релятивистские формулы, связывающие тензор  $C_{prik}$  с непосредственно наблюдаемыми угловыми распределениями. Независимые компоненты  $C_{pppp}$  и  $C_{ppnn}$  в с.д.и. и экспериментальные величины  $C_{pppp}$  и  $C_{ppnn}$  в л.с. вычислены для  $pp$  и  $pn$  рассеяния на основе фазового анализа для энергий в области 23,1-630 Мэв и приведены на графиках.

## 2. Тензор спиновой корреляции для поляризованных частиц

Введем систему ортонормированных векторов

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_i - \vec{k}_f}{|\vec{k}_i - \vec{k}_f|}, \quad \vec{l} = \frac{\vec{k}_i + \vec{k}_f}{|\vec{k}_i + \vec{k}_f|}, \quad (1)$$

где  $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}_f$  - единичные векторы в направлении начального и конечного импульсов в с.д.и. и запишем матрицу нуклон-нуклонного рассеяния в стандартной форме

$$M_T(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = a_T + \beta_T (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + \gamma_T (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{n}) + \delta_T (\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + \epsilon_T (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{l}), \quad (2)$$

где  $T=0,1$  - значение изотопического спина системы NN. Экспериментальные величины будем выражать с помощью следующих удобных комбинаций коэффициентов

$$a = a + \beta \quad b = a - \beta \quad c = \delta + \epsilon \quad d = \delta - \epsilon \quad e = 2\gamma \quad (3)$$

(индекс  $T$  в дальнейшем опускаем). Будем считать, что пучок нуклонов и протонная мишень поляризованы и рассмотрим тензор корреляции поляризаций. В дальнейшем будем учитывать релятивистские эффекты.

В системе покоя запишем матрицу плотности системы до рассеяния в виде:

$$\rho_0 = \frac{1}{4} [1 + (\vec{\sigma}_1 \vec{P}_1)] [1 + (\vec{\sigma}_2 \vec{P}_2)], \quad (4)$$

где  $\vec{P}_1, \vec{P}_2$  - поляризации пучка и мишени.

Тензор корреляции поляризаций (в системе покоя) равен

$$\sigma_{P_1 P_2}^{P_1 P_2} = \text{Sp} \sigma_{1p} \sigma_{2q} M \rho_0 M^+ = \sigma_0 (C_{pq} + P_{11} C_{pql} + P_{2k} P_{pk} + P_{11} P_{2k} C_{pqlk}), \quad (5)$$

где  $\sigma_{P_1 P_2} = \text{Sp} M \rho_0 M^+$  - сечение рассеяния,

$\sigma_0 = \frac{1}{4} \text{Sp} M M^+$  - сечение рассеяния для неполяризованных частиц,

$$\sigma_0 C_{pq} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} \sigma_{2q} M M^+$$

$$\sigma_0 C_{pql} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} \sigma_{2q} M \sigma_{11} M^+$$

$$\sigma_0 P_{pk} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} \sigma_{2k} M \sigma_{2k} M^+ = \sigma_0 C_{pk}$$

$$\sigma_0 C_{pqlk} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} \sigma_{2q} M \sigma_{11} \sigma_{2k} M^+$$

Здесь  $C_{pq}, C_{pql}, P_{pk}$  - корреляции поляризаций для неполяризованных частиц, для поляризованного пучка и неполяризованной мишени, для неполяризованного пучка и поляризованной мишени соответственно. Существенно новой является величина  $C_{pqlk}$ . Во всех формулах индексы  $p$  и  $q$  относятся к измеряемым компонентам поляризации рассеянного пучка и частиц отдачи,  $i$  и  $k$  - к начальной поляризации пучка и мишени. Отметим, что остальные экспериментальные величины из (5) для рассеяния поляризованных нуклонов на поляризованных нуклонах выражаются следующим образом: Сечение рассеяния

$$\sigma_{P_1 P_2} = \text{Sp} M \rho_0 M^+ = \sigma_0 (1 + P(P_1 \vec{n}) + P(P_2 \vec{n}) + P_{1k} P_{1k} P_{2k}), \quad (6)$$

где

$$\sigma_0 P = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{11} M M^+ = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{22} M M^+$$

$$\sigma_0 P_{1k} = \frac{1}{4} \text{Sp} M \sigma_{11} \sigma_{2k} M^+$$

( $P$  - поляризация при рассеянии неполяризованных частиц,  $P_{1k}$  тесно связана с  $C_{1k}$ ). Поляризация рассеянной частицы

$$\sigma_{P_1 P_2}^{P_1 P_2} = \text{Sp} \sigma_{1p} M \rho_0 M^+ = \sigma_0 [P_p + P_{11} D_{p1} + P_{2k} K_{pk} + P_{11} P_{2k} M_{p1k}], \quad (7)$$

где

$$\sigma_0 D_{p1} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} M \sigma_{11} M^+$$

$$\sigma_0 K_{pk} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} M \sigma_{2k} M^+$$

$$\sigma_0 M_{p1k} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} M \sigma_{11} \sigma_{2k} M^+$$

Поляризация частицы отдачи

$$\sigma_{P_1 P_2}^{P_1 P_2} = \text{Sp} \sigma_{2q} M \rho_0 M^+ = \sigma_0 [P_q + P_{11} K_{ql} + P_{2k} D_{qk} + P_{11} P_{2k} N_{q1k}], \quad (8)$$

где

$$\sigma_0 N_{q1k} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{2q} M \sigma_{11} \sigma_{2k} M^+ = \sigma_0 M_{qk1}$$

## 3. Свойства тензора $C_{pqlk}$

Из 81 компонент тензора  $C_{pqlk}$  только 41 отлична от нуля и из них только 15 линейно независимых. Из них 10 компонент сводится к тензорам более низкого ранга

$$\begin{aligned}
C_{nnnn} &= 1 \\
C_{nlnl} &= C_{lnln} = D_{nn} \\
C_{nnmm} &= C_{mnnn} = D_{ll} \\
C_{nlln} &= C_{lnnl} = K_{nn} \\
C_{mnnm} &= C_{mnmn} = K_{ll} \\
C_{nlll} &= C_{llnn} = -P_{nn} \\
C_{mllm} &= C_{llmm} = -P_{ll} \\
C_{nlmn} &= C_{lnnm} = -C_{mnnl} = -C_{nmln} = K_{lm} \\
C_{mlnm} &= C_{lmmn} = -C_{nnml} = -C_{nllm} = P_{ml} \\
C_{mnlm} &= C_{nmlm} = -C_{nlmm} = -C_{lmmn} = -D_{lm}
\end{aligned} \tag{9}$$

Каждая из оставшихся 5 компонент линейно независима по отношению к более простым величинам:

$$\begin{aligned}
\sigma_0 C_{mnnm} &= \sigma_0 C_{llll} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 - |e|^2 \} \\
\sigma_0 C_{mlml} &= \sigma_0 C_{lmlm} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 + |b|^2 - |c|^2 - |d|^2 - |e|^2 \} \\
\sigma_0 C_{lmmn} &= \sigma_0 C_{mllm} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 - |b|^2 + |c|^2 - |d|^2 - |e|^2 \} \\
\sigma_0 C_{llmm} &= \sigma_0 C_{mlll} = \frac{1}{2} \{ -|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 - |d|^2 + |e|^2 \} \\
\sigma_0 C_{mmlm} &= \sigma_0 C_{mnnl} = \sigma_0 C_{mlll} = \sigma_0 C_{lmlm} = \\
&= -\sigma_0 C_{llml} = -\sigma_0 C_{lllm} = -\sigma_0 C_{mlmm} = -\sigma_0 C_{lmmm} = \text{Im } a^* e,
\end{aligned} \tag{10}$$

однако между ними существуют 3 соотношения

$$\begin{aligned}
C_{mnnm} - C_{mlml} &= 1 - D_{nn} \\
C_{mllm} + C_{mnnl} &= K_{nn} - P_{nn} \\
C_{mnnm} + C_{mlll} &= 1 - P_{nn}
\end{aligned} \tag{11}$$

и, следовательно, только две компоненты тензора  $C_{pqik}$  являются существенно новыми.

В работе <sup>14/</sup> было впервые отмечено, что между экспериментальными величинами существуют еще более сложные алгебраические соотношения, вытекающие из тождества для любых комплексных чисел

$$x \text{Im } y z^* + y \text{Im } z x^* + z \text{Im } x y^* = 0. \tag{12}$$

Применяя это соотношение к различным тройкам из коэффициентов  $a, \dots, e$ , можно получить шесть независимых соотношений. Их можно выбрать, например, следующим образом:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} (C_{mln} + C_{lnm}) (1 - C_{mnnm}) + C_{mnn} C_{mlmm} - P C_{lm} &= 0 \\
\frac{1}{2} (C_{mln} - C_{lnm}) (1 - C_{mnnm}) + C_{mnn} K_{lm} - C_{mnn} D_{lm} &= 0 \\
\frac{1}{2} (C_{mnl} + C_{lnm}) (1 - C_{mnnm}) + C_{mnn} C_{lm} - C_{mnn} K_{lm} &= 0 \\
\frac{1}{2} (C_{mnl} - C_{lnm}) (1 - C_{mnnm}) - C_{mnn} C_{mlmm} + P D_{lm} &= 0 \\
\frac{1}{2} (C_{nml} + C_{nlm}) (1 - C_{mnnm}) + C_{mnn} C_{lm} - C_{mnn} D_{lm} &= 0 \\
\frac{1}{2} (C_{nml} - C_{nlm}) (1 - C_{mnnm}) - C_{mnn} C_{mlmm} + P K_{lm} &= 0
\end{aligned} \tag{13}$$

(при выводе мы пользовались формулами приложения). Таких соотношений можно получить 14 и выбор шести независимых, конечно, неоднозначен. В частности, можно выбрать 3 соотношения, не содержащие компонент  $C_{pqik}$ , приведенные в <sup>14/</sup>, к ним добавить три соотношения из (13).

Для рассеяния тождественных нуклонов тензор  $C_{pqik}$  удовлетворяет условию

$$C_{pqik} (\vec{k}_i, \vec{k}_i) = C_{pqki} (\vec{k}_i, -\vec{k}_i) = C_{qpi k} (-\vec{k}_i, \vec{k}_i) \tag{14}$$

(мы применили принцип Паули независимо в начальном и конечном состояниях). Для компонент получаем

$$\begin{aligned}
C_{mnnm} (\pi - \theta) &= C_{mnnm} (\theta) \\
C_{mlml} (\pi - \theta) &= C_{lmlm} (\theta) \\
C_{llmm} (\pi - \theta) &= C_{llmm} (\theta) \\
C_{mmlm} (\pi - \theta) &= -C_{mmlm} (\theta)
\end{aligned} \tag{15}$$

Рассмотрим отдельно компоненты  $C_{\text{mmmm}}$  и  $C_{\text{mllm}}$  для рассеяния вперед. Для  $\theta=0$  матрица рассеяния имеет вид:

$$M = \frac{a+b}{2} + \frac{a-b}{2} (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) - d(\vec{\sigma}_1 \vec{k}_1)(\vec{\sigma}_2 \vec{k}_1) \quad (16)$$

и, следовательно, (см. приложение)

$$C_{\text{mmmm}}(0) = 1 \quad (17)$$

$$C_{\text{mllm}}(0) = 0$$

(для pp и для pa рассеяния).

При малых энергиях (чистое S - рассеяние) матрица рассеяния имеет вид:

$$M = \frac{a+b}{2} + \frac{a-b}{2} (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \quad (18)$$

и, следовательно,

$$C_{\text{mmmm}}(\theta) = 1 \quad (19)$$

$$C_{\text{mllm}}(\theta) = 0.$$

Для расчетов по методу фазового анализа удобно выразить компоненты  $C_{\text{pdk}}$  с помощью матричных элементов матрицы рассеяния в синглет-триплетном представлении /8,7/

$$\begin{aligned} \sigma_0 C_{\text{mmmm}} &= \frac{1}{2} |M_{11}|^2 + \frac{1}{2} |M_{1-1}|^2 + \frac{1}{2} |M_{00}|^2 + \frac{1}{2} |M_{00}|^2 + \text{Re} M_{01} M_{10}^* \\ \sigma_0 C_{\text{mlll}} &= \frac{1}{2} |M_{00}|^2 - \frac{1}{2} |M_{00}|^2 + \text{Re} (M_{1-1} M_{11}^* - M_{01} M_{10}^*) \\ \sigma_0 C_{\text{llll}} &= -\frac{1}{2} |M_{10}|^2 - \frac{1}{2} |M_{01}|^2 + \frac{1}{2} \text{Re} [M_{00} (M_{11} - M_{1-1})^* + M_{00} (M_{11} + M_{1-1})^*] \quad (20) \\ \sigma_0 C_{\text{mllm}} &= -\frac{1}{2} |M_{10}|^2 - \frac{1}{2} |M_{01}|^2 + \frac{1}{2} \text{Re} [M_{00} (M_{11} - M_{1-1})^* - M_{00} (M_{11} + M_{1-1})^*] \\ \sigma_0 C_{\text{mllm}} &= \frac{\sqrt{2}}{4} \text{Re} (M_{01} - M_{10}) (M_{11} + M_{00} - M_{1-1})^* \\ \sigma_0 &= \frac{1}{2} |M_{10}|^2 + \frac{1}{2} |M_{01}|^2 + \frac{1}{2} |M_{11}|^2 + \frac{1}{2} |M_{1-1}|^2 + \frac{1}{2} |M_{00}|^2 + \frac{1}{2} |M_{00}|^2. \end{aligned}$$

На рис. 2, 3 приведены компоненты  $C_{\text{mmmm}}$  и  $C_{\text{mllm}}$ , вычисленные на основе первого набора фазовых сдвигов Казаринова и др. /14/ при энергиях 23,1; 40; 95; 147; 210; 310; 630 Мэв для pp рассеяния. На рис. 4-11 даны те же компоненты для всех трех наборов фазовых сдвигов при энергиях 23,1 и 630 Мэв для pp и pr рассеяния.

#### 4. Релятивистские формулы для экспериментальных величин

Угловую зависимость коррелированного рассеяния можно записать в виде /8/:

$$\sigma(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = \text{Sp} M_1 M_2 \rho M_2^+ M_1^+ \quad (21)$$

где  $M_1; M_2$  - матрицы рассеяния на 1-ом и 2-ом анализаторах и  $\rho = M \rho_0 M^+$  (анализаторы со спином нуль). Разложим матрицу  $\rho$  по базисным тензорам:

$$\rho = \frac{1}{4} \sigma_{P_1 P_2} [1 + P_{11}^1 P_{11}^2 \sigma_{11} + P_{2k}^1 P_{2k}^2 \sigma_{2k} + C_{1k}^1 P_{1k}^2 \sigma_{1k}]. \quad (22)$$

Воспользовавшись соотношениями:

$$\begin{aligned} \vec{\sigma}_1(\vec{\theta}_1) &= \frac{1}{2} \text{Sp} M_1 M_1^+ & \vec{\sigma}_2(\vec{\theta}) &= \frac{1}{2} \text{Sp} M_2 M_2^+ \\ \vec{\sigma}_1 P_1(\vec{\theta}_1) \vec{n}_1 &= \frac{1}{2} \text{Sp} \vec{\sigma}_1 M_1 M_1^+ = \frac{1}{2} \text{Sp} M_1 \vec{\sigma}_1 M_1^+ & (23) \\ \vec{\sigma}_2 P_2(\vec{\theta}_2) \vec{n}_2 &= \frac{1}{2} \text{Sp} \vec{\sigma}_2 M_2 M_2^+ = \frac{1}{2} \text{Sp} M_2 \vec{\sigma}_2 M_2^+ \end{aligned}$$

получаем

$$\begin{aligned} \sigma(\vec{n}_1, \vec{n}_2) &= \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \sigma_0 \{1 + P(\vec{P}_1 \vec{n}_1) + P(\vec{P}_2 \vec{n}_2) + P_{1k} P_{11} P_{2k} + \\ &+ P_1 [P(\vec{n}_1 \vec{n}_1) + P_{11} D_{p1} n_{1p} + P_{2k} K_{pk} n_{1p} + P_{11} P_{2k} M_{p1k} n_{1p}] + \\ &+ P_2 [P(\vec{n}_2 \vec{n}_2) + P_{11} K_{q1} n_{2q} + P_{2k} D_{qk} n_{2q} + P_{11} P_{2k} N_{q1k} n_{2q}] + \\ &+ P_1 P_2 [C_{p,q} n_{1p} n_{2q} + P_{11} C_{p,q1} n_{1p} n_{2q} + P_{2k} P_{p,qk} n_{1p} n_{2q} + \\ &+ P_{11} P_{2k} C_{p,qk} n_{1p} n_{2q}]\}. \end{aligned}$$

В релятивистском случае формула верна, однако надо считать, что вектор, определяющий направление, к которому относится индекс  $p$  (рассеянная частица) повернут на угол  $\Omega_1 = \theta - 2\theta_1$  вокруг  $\vec{n}$ , а тот, к которому относится  $q$ , - на угол  $\Omega_2 = 2\theta_2 - (\pi - \theta)$ , где  $\theta_1, \theta_2$  - углы рассеяния и отдачи в л.с., т.е., например,

$$C_{p q i k} = C_{l m i k} (\vec{p})_{R_1} \ell (\vec{q})_{R_2 m}, \quad (25)$$

где  $\vec{p}$  и  $\vec{q}$  - единичные векторы (заданные в л.с.) и  $(\vec{p})_{R_1} = R_n(\Omega_1)\vec{p}$ ,  $(\vec{q})_{R_2} = R_n(\Omega_2)\vec{q}$  -  $R$  - соответствующий оператор поворота (см. рис. 1).

Рассмотрим частные случаи: опыты, не требующие магнитных полей перед анализаторами

$$a) \quad \vec{P}_1 \parallel \vec{s}; \quad \vec{P}_2 \parallel \vec{s}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ss}(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = & \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \sigma_0 \{ 1 + P_{ss} P_1 P_2 + \\ & + P_1 [ P \cos \phi_1 - P_1 D_{s's} \sin \phi_1 - P_2 K_{s's} \sin \phi_1 + P_1 P_2 M_{ss} \cos \phi_1 ] + \\ & + P_2 [ P \cos \phi_2 - P_1 K_{s's} \sin \phi_2 - P_2 D_{s's} \sin \phi_2 + P_1 P_2 N_{ss} \cos \phi_2 ] + \\ & + P_1 P_2 [ C_{ss} \cos \phi_1 \cos \phi_2 + C_{s's's} \sin \phi_1 \sin \phi_2 - P_1 (C_{s's's} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + \\ & + C_{s's's} \sin \phi_1 \cos \phi_2) - P_2 (P_{s's's} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + P_{s's's} \sin \phi_1 \cos \phi_2) + \\ & + P_1 P_2 (C_{s's's's} \sin \phi_1 \sin \phi_2 + C_{ssss} \cos \phi_1 \cos \phi_2) \} \}. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь и дальше:

$\vec{k}$  импульс налетающей частицы в л.с.,

$\vec{k}'$  импульс рассеянной частицы в л.с.,

$\vec{k}''$  импульс частицы отдачи в л.с.

$$\vec{s} = \vec{n} \times \vec{k}; \quad \vec{s}' = \vec{n} \times \vec{k}'; \quad \vec{s}'' = \vec{n} \times \vec{k}'' \quad (\text{см. рис. 1})$$

$$\cos \phi_1 = (\vec{n}, \vec{n}_1); \quad \sin \phi_1 = (\vec{n}, \vec{n}_1 \times \vec{k}')$$

$$\cos \phi_2 = (\vec{n}, \vec{n}_2); \quad \sin \phi_2 = (\vec{n}, \vec{n}_2 \times \vec{k}'')$$

$$b) \quad \vec{P}_1 \parallel \vec{k}, \quad \vec{P}_2 \parallel \vec{s}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{kk}(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = & \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \sigma_0 \{ 1 + P_{kk} P_1 P_2 + \\ & + P_1 [ P \cos \phi_1 - P_1 D_{s'k} \sin \phi_1 - P_2 K_{s'k} \sin \phi_1 + P_1 P_2 M_{nk} \cos \phi_1 ] + \\ & + P_2 [ P \cos \phi_2 - P_1 K_{s'k} \sin \phi_2 - P_2 D_{s'k} \sin \phi_2 + P_1 P_2 N_{nk} \cos \phi_2 ] + \\ & + P_1 P_2 [ C_{nk} \cos \phi_1 \cos \phi_2 + C_{s's'k} \sin \phi_1 \sin \phi_2 - P_1 (C_{s's'k} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + \\ & + C_{s's'k} \sin \phi_1 \cos \phi_2) - P_2 (P_{s's'k} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + P_{s's'k} \sin \phi_1 \cos \phi_2) + \\ & + P_1 P_2 (C_{s's'k's} \sin \phi_1 \sin \phi_2 + C_{nkk} \cos \phi_1 \cos \phi_2) \} \}. \end{aligned} \quad (27)$$

$$b) \quad \vec{P}_1 \parallel \vec{s}, \quad \vec{P}_2 \parallel \vec{k}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{sk}(\vec{n}_1, \vec{n}_2) = & \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \sigma_0 \{ 1 + P_{sk} P_1 P_2 + \\ & + P_1 [ P \cos \phi_1 - P_1 D_{s's} \sin \phi_1 - P_2 K_{s'k} \sin \phi_1 + P_1 P_2 M_{nk} \cos \phi_1 ] + \\ & + P_2 [ P \cos \phi_2 - P_1 K_{s's} \sin \phi_2 - P_2 D_{s'k} \sin \phi_2 + P_1 P_2 N_{nk} \cos \phi_2 ] + \\ & + P_1 P_2 [ C_{nk} \cos \phi_1 \cos \phi_2 + C_{s's'k} \sin \phi_1 \sin \phi_2 - P_1 (C_{s's'k} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + \\ & + C_{s's'k} \sin \phi_1 \cos \phi_2) - P_2 (P_{s's'k} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + P_{s's'k} \sin \phi_1 \cos \phi_2) + \\ & + P_1 P_2 (C_{s's'k's} \sin \phi_1 \sin \phi_2 + C_{nkk} \cos \phi_1 \cos \phi_2) \} \}. \end{aligned} \quad (28)$$

В этих формулах имеем:

$$\begin{aligned} D_{s's} &= R = D_{s''s} \\ D_{s'k} &= A = D_{s''k} \end{aligned} \quad (29)$$

$$C_{ssss} = -\frac{1}{2} (P_{mm} + P_{ll}) + \frac{1}{2} (P_{mm} - P_{ll}) \cos \theta - P_{ml} \sin \theta$$

$$C_{nkk} = C_{nks} = \frac{1}{2} (-P_{mm} + P_{ll}) \sin \theta - P_{ml} \cos \theta.$$

Полученные формулы для сечений (угловых зависимостей) удобны для опытов с использованием искровых камер, в которых просматривается большой телесный угол для анализа экспериментальных данных по методу максимума правдоподобия. При использовании счетчиков частиц переход к соответствующим асимметриям тривиален.

Экспериментальные величины  $C_{s's's}$ ,  $C_{s's'k}$  и  $C_{s's'k's}$  свяжем с компонентами тензора  $C_{p q i k}$ . Введем углы  $\cos \theta = (\vec{k}_1, \vec{k}'_1)$  - угол рассеяния в с.д.и.,  $\cos \theta_1 = (\vec{k}'_1, \vec{k})$  - угол рассеяния в л.с.,  $\cos \theta_2 = (\vec{k}'_2, \vec{k})$  - угол отдачи в л.с.,  $\Omega_1 = 2\alpha = \theta - 2\theta_1$  - угол релятивистского поворота спина для рассеянной частицы,  $\Omega_2 = -\pi + \theta + 2\theta_2 = \pi + 2\beta$  - угол релятивистского поворота спина для частицы отдачи.

Для экспериментальных величин имеем:

$$C_{abcd} = C_{pdk} (a_p)_{R_1} (b_q)_{R_2} c_i d_k, \quad (30)$$

где

$$(\vec{a})_{R_1} = R_n(\Omega_1) \vec{a}$$

$$(\vec{b})_{R_2} = R_n(\Omega_2) \vec{b}.$$

На наш взгляд, наиболее доступны измерению компоненты, в которых не больше чем одна из начальных частиц продольно поляризована и в которых не применяется магнитное поле перед анализаторами. Для соответствующих компонент имеем:

$$C_{\vec{a}\vec{a}\vec{a}\vec{a}} = -\frac{1}{2}(C_{mmmm} + C_{mlll}) \cos(\alpha - \beta) - \frac{1}{2}(C_{mmmm} - C_{mlll}) \cos(\alpha + \beta) \cos\theta + \\ + C_{mlmm} \sin(\alpha + \beta + \theta) + \frac{1}{2}(C_{lmlm} + C_{mllm}) \sin(\alpha + \beta) \sin\theta \quad (31)$$

$$C_{\vec{a}\vec{a}\vec{b}\vec{b}} = \frac{1}{2}(C_{lmlm} - C_{mllm}) \sin(\alpha - \beta) + C_{mlmm} \cos(\alpha + \beta + \theta) + \\ + \frac{1}{2}(C_{mmmm} - C_{mlll}) \cos(\alpha + \beta) \sin\theta + \frac{1}{2}(C_{lmlm} + C_{mllm}) \sin(\alpha + \beta) \cos\theta$$

$$C_{\vec{a}\vec{b}\vec{a}\vec{b}} = \frac{1}{2}(C_{mllm} - C_{lmlm}) \sin(\alpha - \beta) + C_{mlmm} \cos(\alpha + \beta + \theta) + \\ + \frac{1}{2}(C_{mmmm} - C_{mlll}) \cos(\alpha + \beta) \sin\theta + \frac{1}{2}(C_{lmlm} + C_{mllm}) \sin(\alpha + \beta) \cos\theta.$$

Нерелятивистский случай получаем при  $\alpha = 0$ ;  $\beta = \frac{\pi}{2}$ .

Были вычислены компоненты  $C_{\vec{a}\vec{a}\vec{a}\vec{a}}$  и  $C_{\vec{a}\vec{a}\vec{b}\vec{b}}$  по формулам (20) и (31); ошибки величин определены на основании ошибок элементов матрицы рассеяния методом Монте-Карло без учета их корреляций. На рис. 12-47 приведены компоненты  $C_{\vec{a}\vec{a}\vec{a}\vec{a}}$  и  $C_{\vec{a}\vec{a}\vec{b}\vec{b}}$  для разных наборов фазовых сдвигов при энергиях 23,1; 40; 52; 95; 147; 210; 310; 400; 630 МэВ для р,р и в,р рассеяния. Для р,р рассеяния учитывалось кулоновское взаимодействие.

### 5. Заключение

Как уже было сказано, эксперименты с применением поляризованных пучков и мишеней не являются необходимыми, однако они значительно упрощают восстановление матрицы рассеяния. Действительно, воспользуемся произвольностью общей фазы в матрице рассеяния и будем считать, что коэффициент  $e$  вещественный и положительный. Тогда имеем

$$e^2 = \sigma_0 (1 - C_{mmmm}) \quad (32)$$

и остальные коэффициенты по существу равны определенным экспериментальным величинам

$$\begin{aligned} \sigma_0 P &= e \operatorname{Re} a & \sigma_0 C_{mllm} &= e \operatorname{Im} a \\ \sigma_0 C_{mmmm} &= e \operatorname{Re} b & \sigma_0 D_{lm} &= e \operatorname{Im} b \\ \sigma_0 C_{mmmm} &= e \operatorname{Re} c & \sigma_0 K_{lm} &= e \operatorname{Im} c \\ \sigma_0 C_{mmmm} &= e \operatorname{Re} d & \sigma_0 C_{lmm} &= e \operatorname{Im} d. \end{aligned} \quad (33)$$

Точное ("линейное") восстановление матрицы рассеяния полностью устраняет все неоднозначности (при достаточной точности опытов) кроме общей фазы, которую можно определить с помощью оптической теоремы или условий унитарности.

Приведенные графики могут служить при планировании экспериментов для выбора оптимальных углов, на которых нужно провести измерения.

Из графиков для величин  $C_{mllm}$  и  $C_{mmmm}$  для р,а рассеяния видно, что компоненты очень чувствительны к влиянию более высоких фаз. В частности, предполагая плавную зависимость экспериментальных величин от энергии, можно считать, что резкое расхождение кривых для третьего набора фазовых сдвигов при 23,1 МэВ с предсказаниями для S-рассеяния является аргументом против этого набора.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С.М. Биленькому, И. Быстрицкому, Ю.М. Казаринову, Л.И. Лапядусу, Р.М. Рындину и Я.А. Смородинскому за полезные обсуждения и ценные советы и И.Высочиловой, С.Высочилу, Л.И. Грачевой и А.М. Фулькиной за помощь в работе.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Экспериментальные величины в N-N-рассеянии

$$M = \frac{a+b}{2} + \frac{a-b}{2} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) (\sigma_2 \cdot \vec{n}) + \frac{e}{2} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{n}) + \frac{c+d}{2} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{m}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{m}) + \frac{c-d}{2} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{k}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k})$$

$$\sigma_0 = \frac{1}{2} \{ |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 \}$$



$$\sigma_0 D_{nn} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 + |b|^2 - |c|^2 - |d|^2 + |e|^2 \}$$

$$\sigma_0 K_{nn} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 - |b|^2 + |c|^2 - |d|^2 + |e|^2 \}$$

$$\sigma_0 C_{nn} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 - |b|^2 - |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 \}$$

$$\sigma_0 C_{mmmm} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 - |e|^2 \}$$

$$\sigma_0 P = \operatorname{Re} a c^*$$

$$\sigma_0 C_{mnm} = \operatorname{Re} b e^*$$

$$\sigma_0 C_{nmm} = \operatorname{Re} c e^*$$

$$\sigma_0 C_{mnn} = \operatorname{Re} d e^*$$

$$\sigma_0 D_{mm} = \operatorname{Re} (a^* b + c^* d)$$

$$\sigma_0 D_{\ell\ell} = \operatorname{Re} (a^* b - c^* d)$$

$$\sigma_0 K_{mm} = \operatorname{Re} (a^* c + b^* d)$$

$$\sigma_0 K_{\ell\ell} = \operatorname{Re} (a^* c - b^* d)$$

$$\sigma_0 C_{mm} = \operatorname{Re} (a^* d + b^* c)$$

$$\sigma_0 C_{\ell\ell} = -\operatorname{Re} (a^* d - b^* c)$$

$$\sigma_0 C_{m\ell mm} = \operatorname{Im} a e^*$$

$$\sigma_0 D_{\ell m} = \operatorname{Im} b e^*$$

$$\sigma_0 K_{\ell m} = \operatorname{Im} c e^*$$

$$\sigma_0 C_{\ell m} = \operatorname{Im} d e^*$$

$$\sigma_0 C_{mnl} = -\operatorname{Im} (a^* b + c^* d)$$

$$\sigma_0 C_{\ell nm} = \operatorname{Im} (a^* b - c^* d)$$

$$\sigma_0 C_{nml} = -\operatorname{Im} (a^* c + b^* d)$$

$$\sigma_0 C_{n\ell m} = \operatorname{Im} (a^* c - b^* d)$$

$$\sigma_0 C_{\ell mn} = \operatorname{Im} (a^* d + b^* c)$$

$$\sigma_0 C_{m\ell n} = \operatorname{Im} (a^* d - b^* c)$$

Отметим, что из принципа Паули вытекает, что

$$a_1(\theta) = -a_1(\pi - \theta), \quad b_1(\theta) = -c_1(\pi - \theta), \quad c_1(\theta) = -b_1(\pi - \theta), \quad d_1(\theta) = d_1(\pi - \theta), \quad e_1(\theta) = e_1(\pi - \theta)$$

$$a_0(\theta) = a_0(\pi - \theta), \quad b_0(\theta) = c_0(\pi - \theta), \quad c_0(\theta) = b_0(\pi - \theta), \quad d_0(\theta) = -d_0(\pi - \theta), \quad e_0(\theta) = -e_0(\pi - \theta).$$

Отсюда получаем следующие соотношения для рассеяния на угол  $\pi/2$  а) для р-р рассеяния

$$P(\pi/2) = C_{m\ell mm}(\pi/2) = 0$$

$$D_{mm}(\pi/2) = -D_{\ell\ell}(\pi/2)$$

$$K_{mm}(\pi/2) = -K_{\ell\ell}(\pi/2)$$

$$C_{mm}(\pi/2) = C_{\ell\ell}(\pi/2)$$

$$C_{mnl}(\pi/2) = C_{\ell nm}(\pi/2)$$

$$C_{nml}(\pi/2) = C_{n\ell m}(\pi/2)$$

$$C_{\ell mn}(\pi/2) = -C_{m\ell n}(\pi/2)$$

$$D_{nn}(\pi/2) + K_{nn}(\pi/2) + C_{nn}(\pi/2) + 2C_{mmmm}(\pi/2) = 1$$

б) Связь между р-р и р-п рассеянием:

$$\sigma_0^{(pp)}(\pi/2) C_{\ell m}^{(pp)}(\pi/2) = 4\sigma_0^{(np)}(\pi/2) C_{\ell m}^{(np)}(\pi/2)$$

$$d_0^{(pp)}(\pi/2) C_{mnn}^{(pp)}(\pi/2) = 4\sigma_0^{(np)}(\pi/2) C_{mnn}^{(np)}(\pi/2)$$

$$d_0^{(pp)}(\pi/2) (1 - C_{mmmm}^{(pp)}(\pi/2)) = 4\sigma_0^{(np)}(\pi/2) (1 - C_{mmmm}^{(np)}(\pi/2))$$

$$d_0^{(pp)}(\pi/2) [1 + C_{nn}^{(pp)}(\pi/2) - D_{nn}^{(pp)}(\pi/2) - K_{nn}^{(pp)}(\pi/2)] = 4\sigma_0^{(np)}(\pi/2)$$

$$[1 + C_{nn}^{(pp)}(\pi/2) - D_{nn}^{(np)}(\pi/2) - K_{nn}^{(np)}(\pi/2)]$$

Соотношения между р-р и р-п рассеянием получены в предположении изотопической инвариантности, без учета кулоновского взаимодействия.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л.Д. Пузиков, Р.М. Рындин, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, **32**, 582 (1957).
2. С.М. Биленький, Л.И. Лapidус, Р.М. Рындин. УФН, **84**, 243 (1984).
3. A. Abragam, M. Borghini, P. Catillon, J. Coustham, P. Roubeau, T. Thion. Phys. Lett., **2**, 310 (1962).
4. С.М. Биленький, Л.И. Лapidус, Р.М. Рындин. Препринт ОИЯИ Р-2227, Дубна 1985.
5. С.И. Биленькая, П. Винтерниц, Ф. Легар, З. Яноут. Препринт ОИЯИ Р-2332 Дубна 1985.
6. H. Stapp. Preprint UCRL 3098 (1955).
7. M. Goldberger, Y. Nambu, R. Oehme. Ann. of Phys., **2**, 226 (1957).

8. Р.М.Рындин. Диссертация ОИЯИ, 1957.
9. Ю.М.Казаринов, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 43, 892, 1388 (1962).
10. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 45, 637 (1963).
11. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, В.И.Сатаров. ЖЭТФ, 46, 920 (1964).
12. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев. ЖЭТФ, 46, 787 (1964).
13. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, Ю.Н.Силин. Препринт ОИЯИ Р-2170, Дубна 1965.
14. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, Ю.Н.Симонов. Препринт ОИЯИ Р-2241, Дубна 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 октября 1965 г.

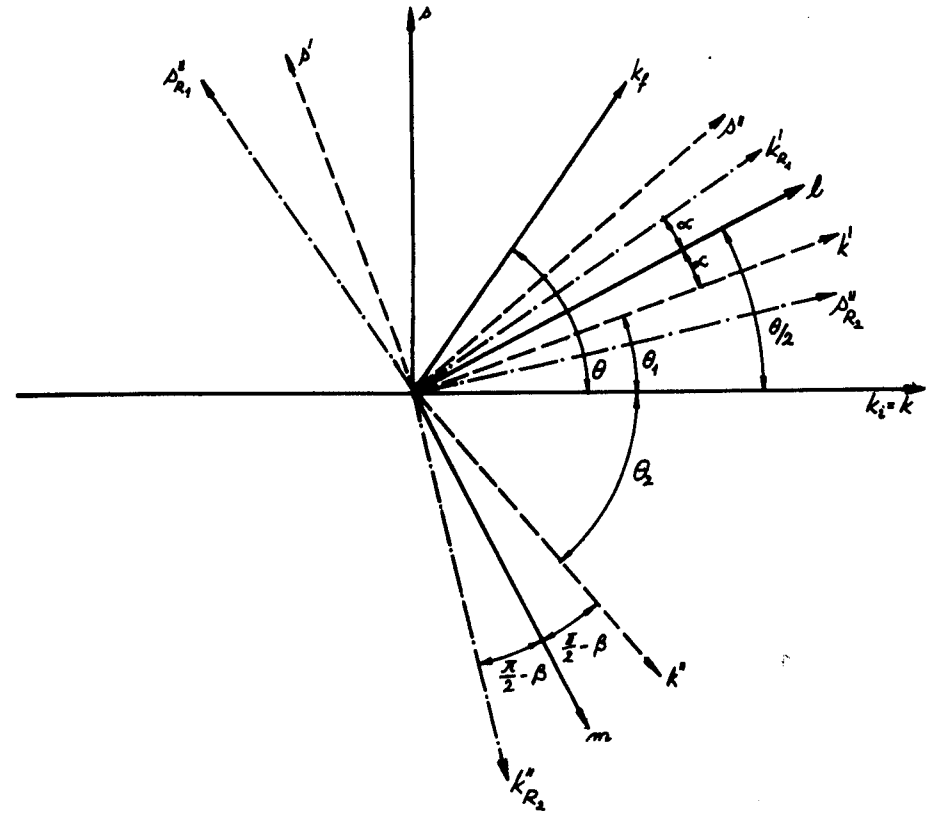


Рис. 1. Нуклон-нуклонное рассеяние при релятивистских энергиях.  $\hat{k}_1, \hat{k}_2$  — единичные векторы в направлении начального и конечного импульсов в с.л.и.  
 $\hat{k} = \hat{k}_1, \hat{k}', \hat{k}''$  — единичные векторы в направлении начального и конечного импульсов и импульса частицы отдачи в лаб. системе.  $\vec{s} = \vec{n} \times \hat{k}, \vec{s}' = \vec{n} \times \hat{k}', \vec{s}'' = \vec{n} \times \hat{k}''$ ,  $(\hat{k}')_{R_1}, (\hat{k}'')_{R_2}$  — векторы, повернутые на угол релятивистского поворота спина для рассеянной частицы  $\Omega_1 = 2\alpha$  и частицы отдачи  $\Omega_2 = -\pi + 2\beta$ .

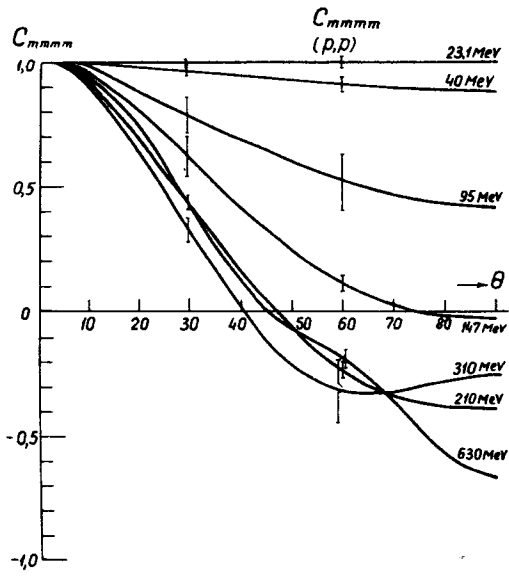


Рис. 2. Зависимость  $C_{mmmm}$  от угла рассеяния в с.п.и. для  $pp$  рассеяния при разных энергиях для первого набора фазовых сдвигов<sup>14/</sup>.

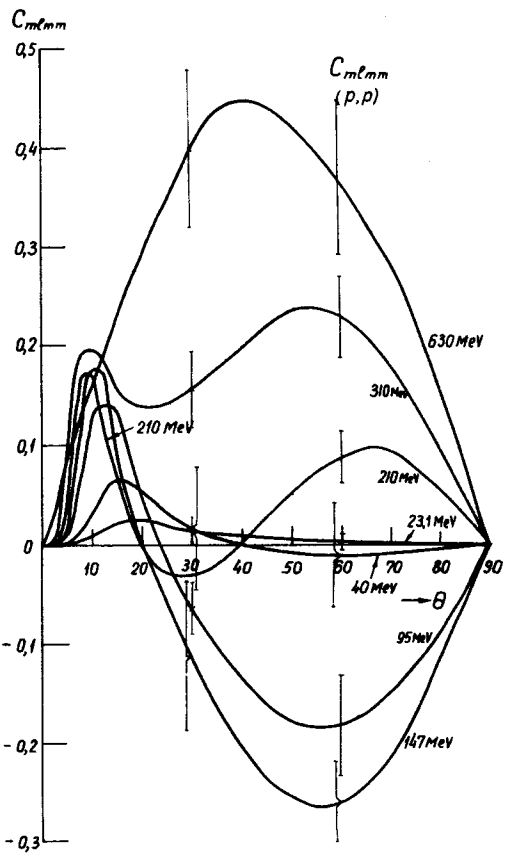


Рис. 3. Зависимость  $C_{mlmm}$  от угла рассеяния в с.п.и. для  $pp$  рассеяния при разных энергиях для первого набора фазовых сдвигов<sup>14/</sup>.

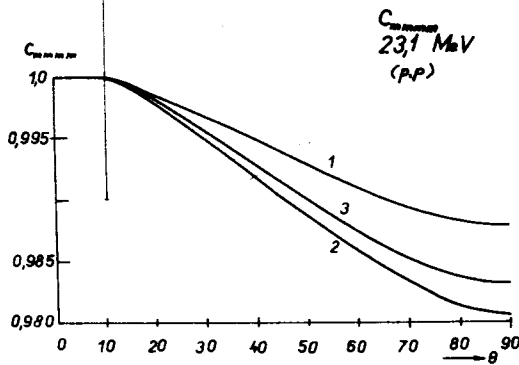


Рис. 4.

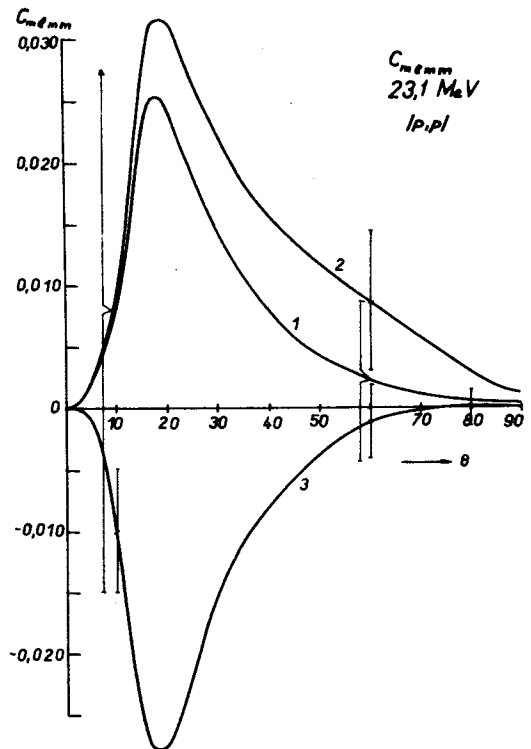


Рис. 5.

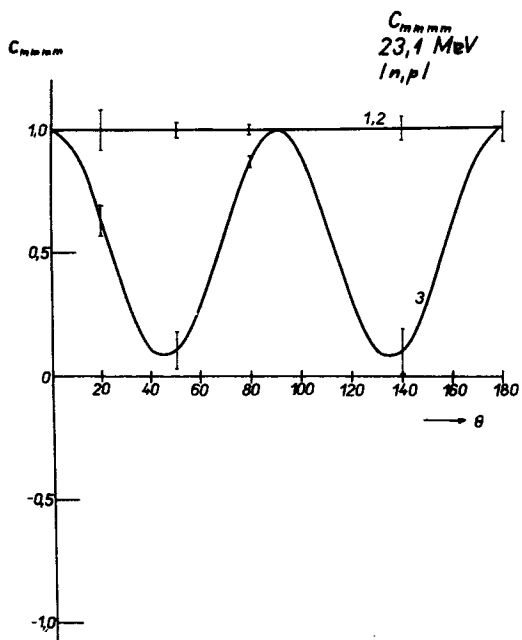


Рис. 6.

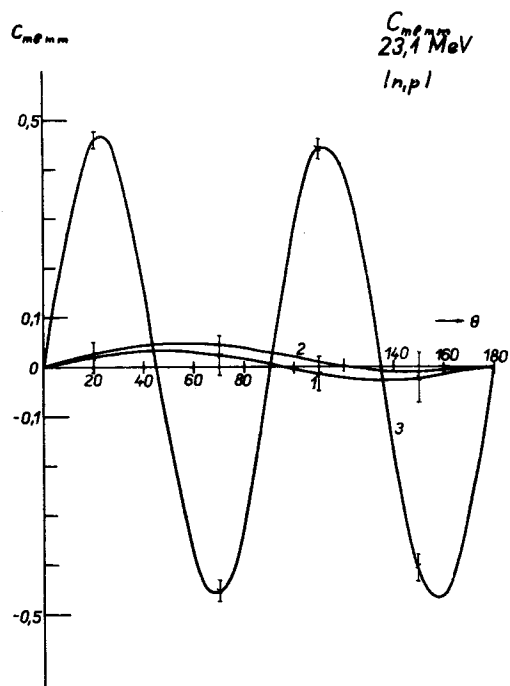


Рис. 7.

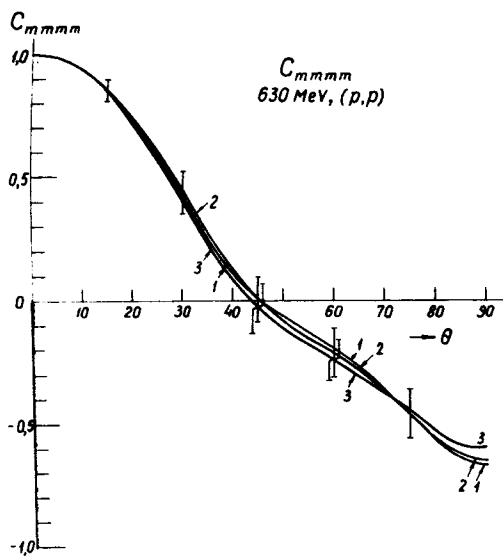


Рис. 8.

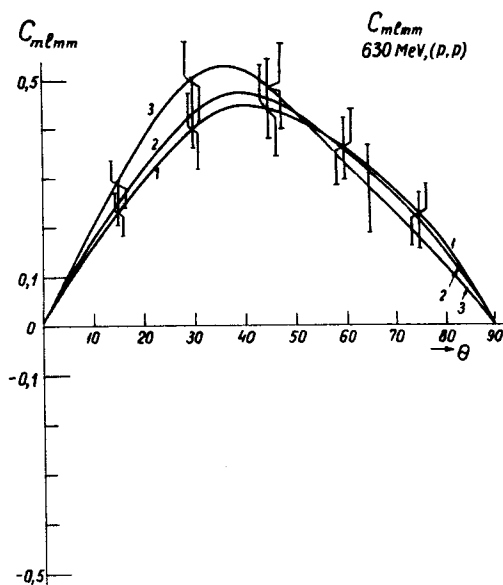


Рис. 9.

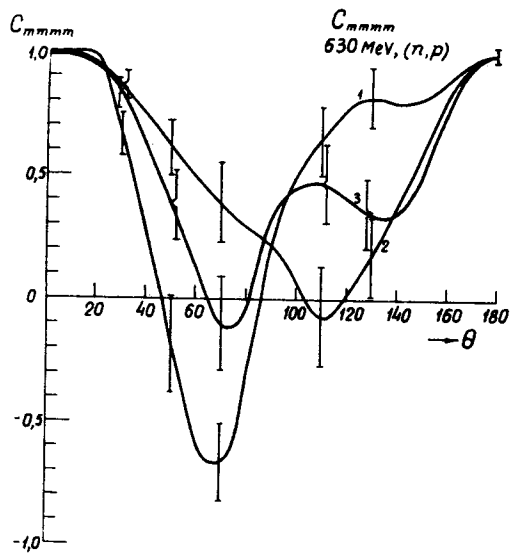


Рис. 10.

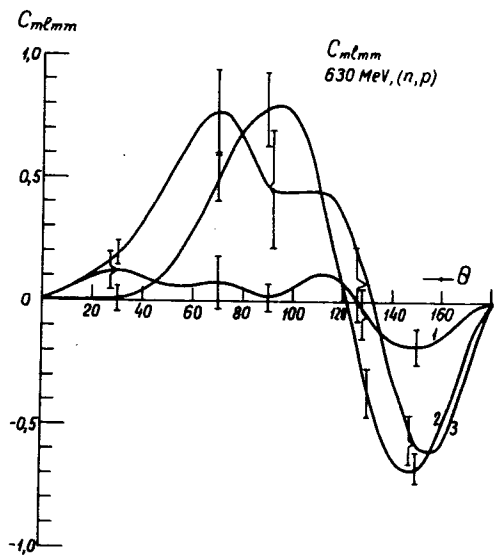


Рис. 11.

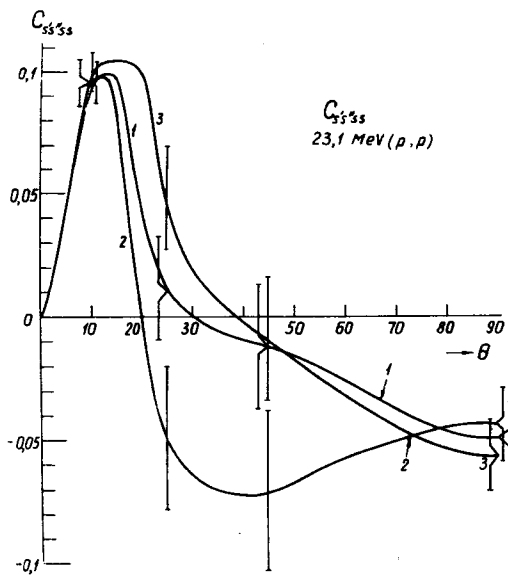


Рис. 12.

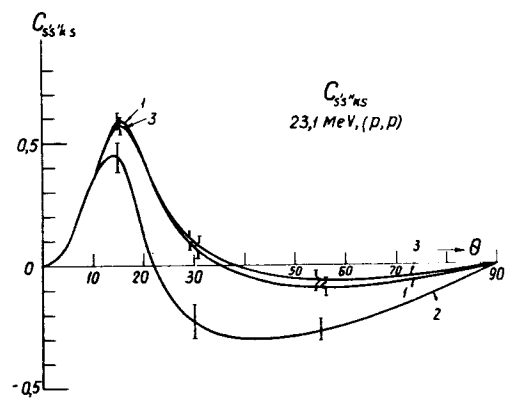


Рис. 13.

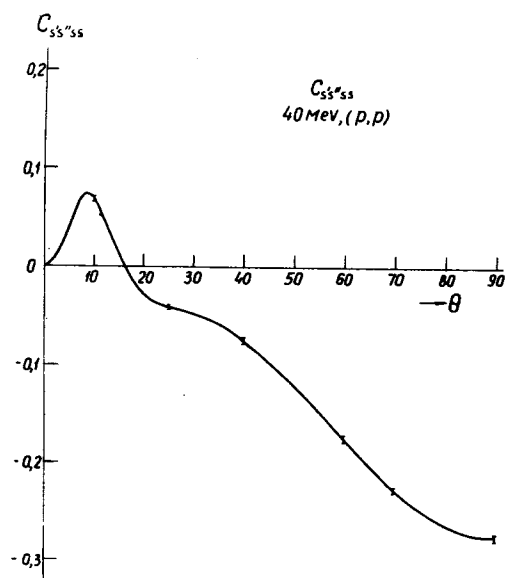


Рис. 14.

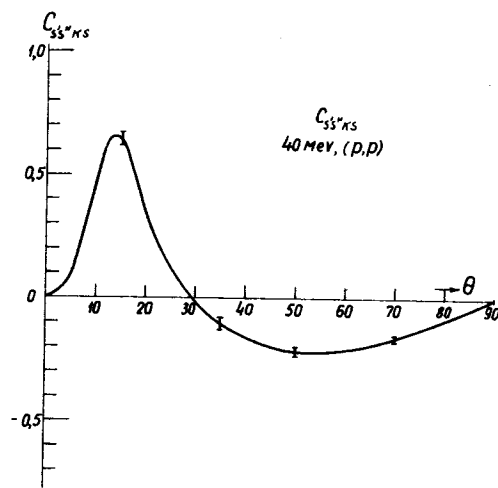


Рис. 15.

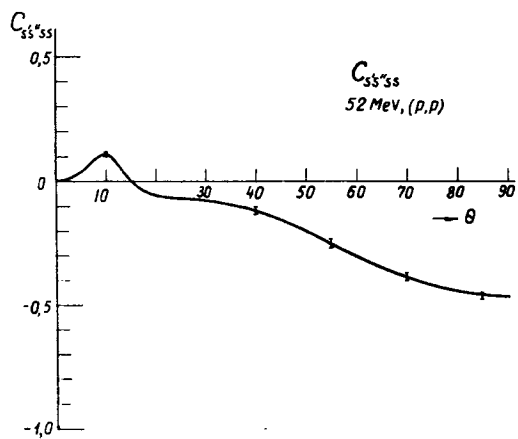


Рис. 16.

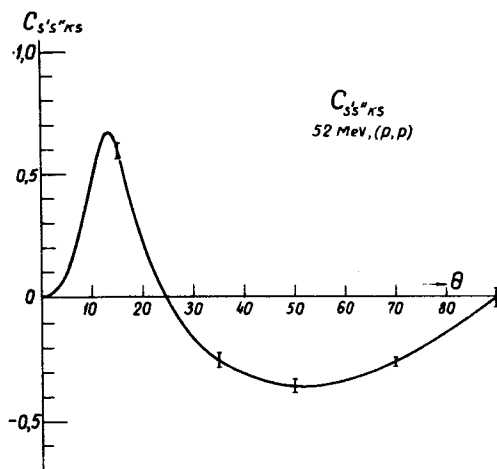


Рис. 17.

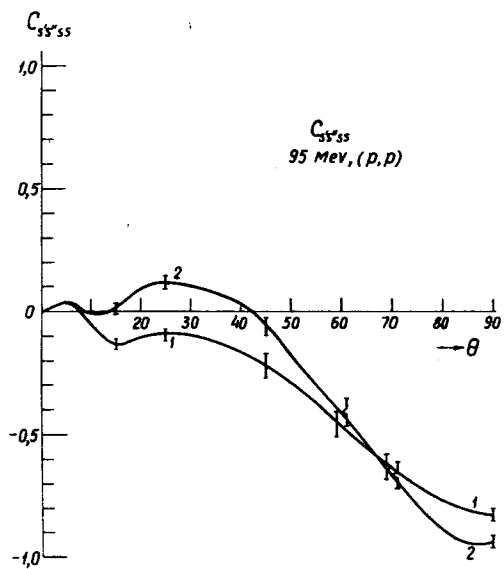


Рис. 18.

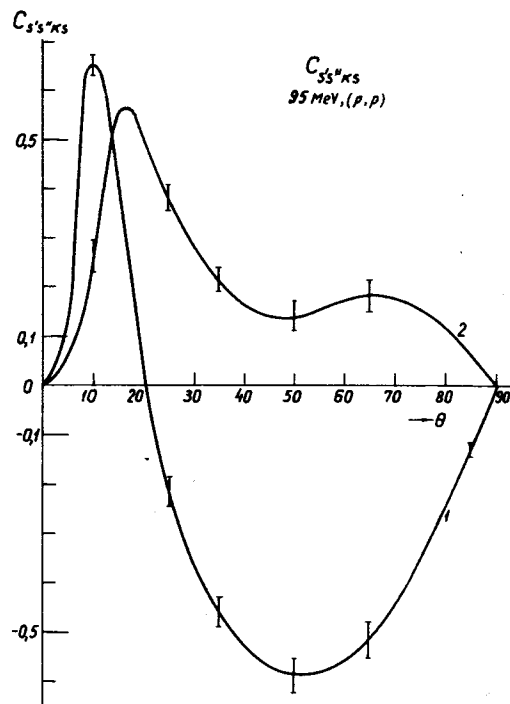


Рис. 19.

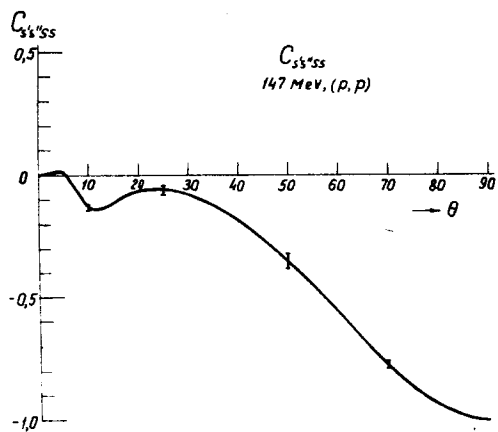


Рис. 20.

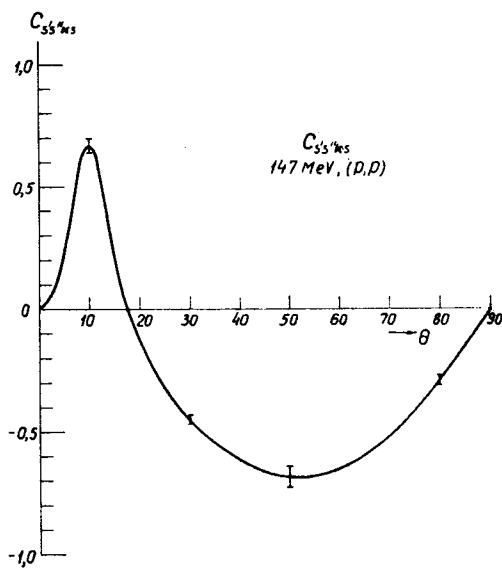


Рис. 21.

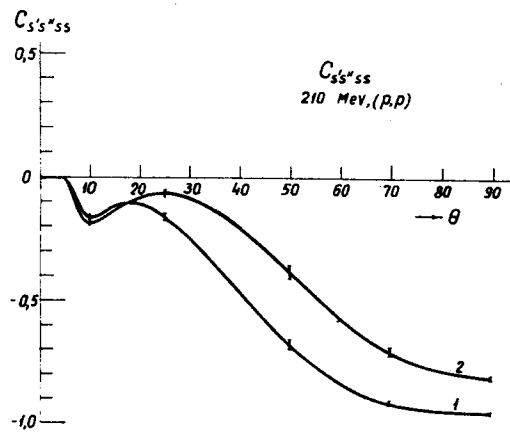


Рис. 22.

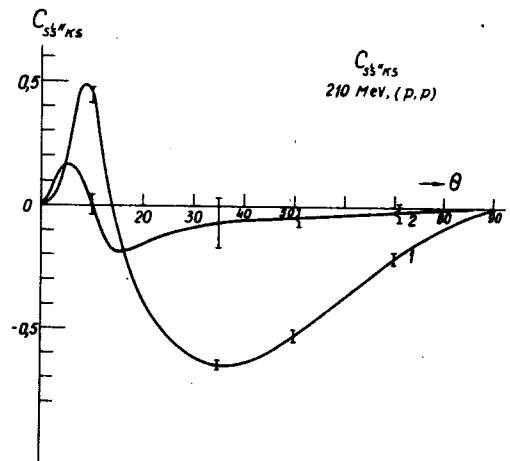


Рис. 23.

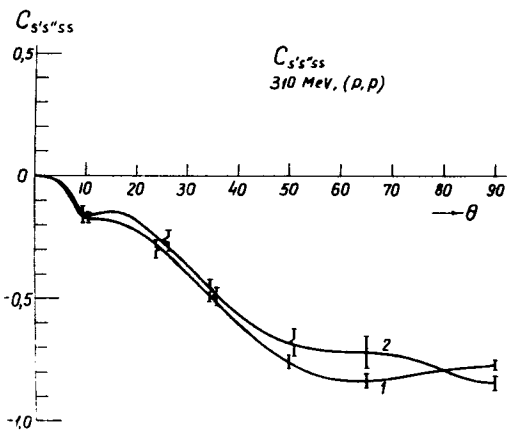


Рис. 24.

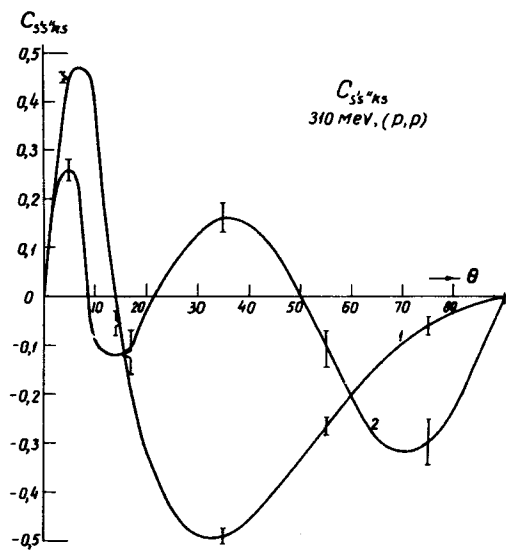


Рис. 25.



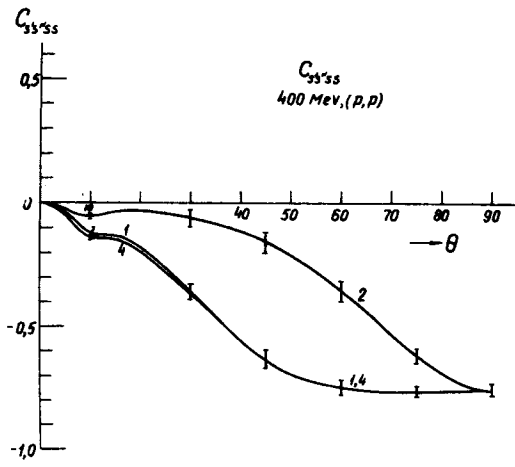


Рис. 26.

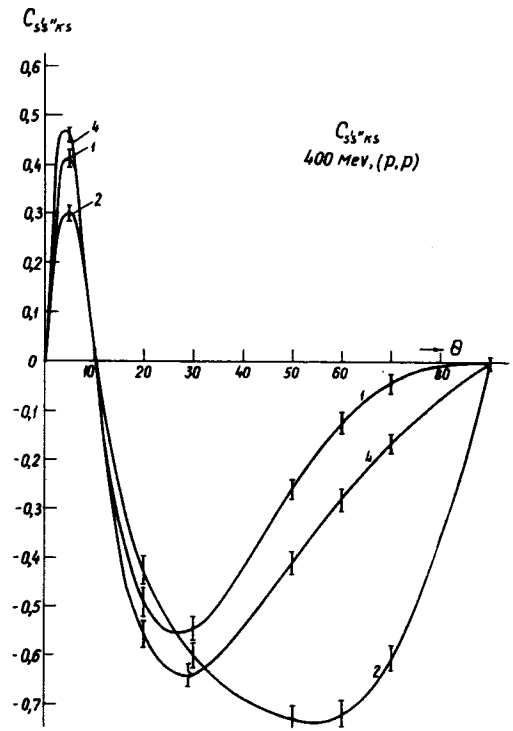


Рис. 27.

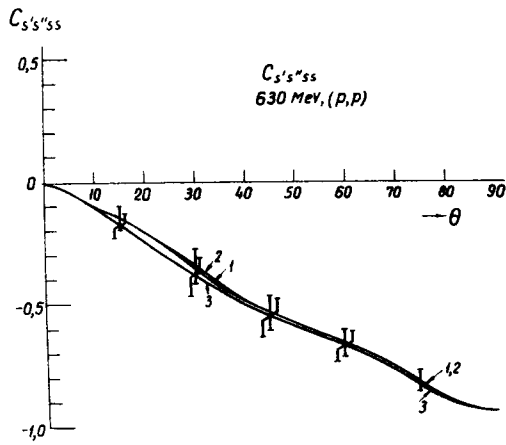


Рис. 28.

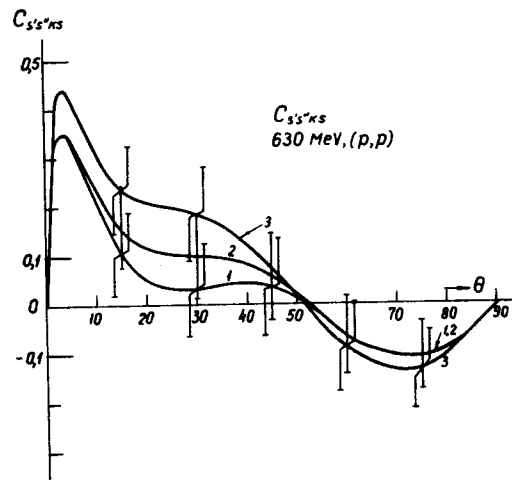


Рис. 29.

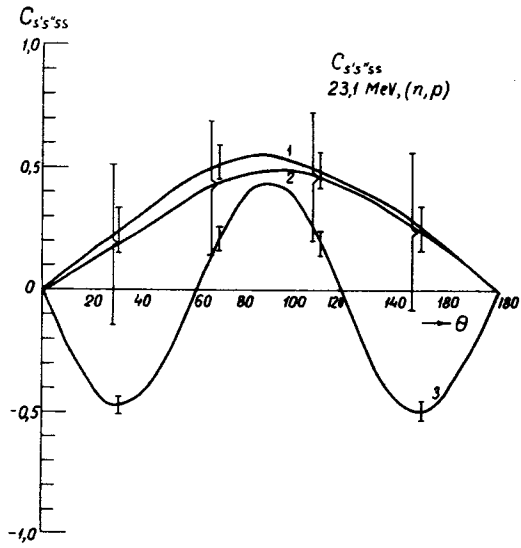


Рис. 30.

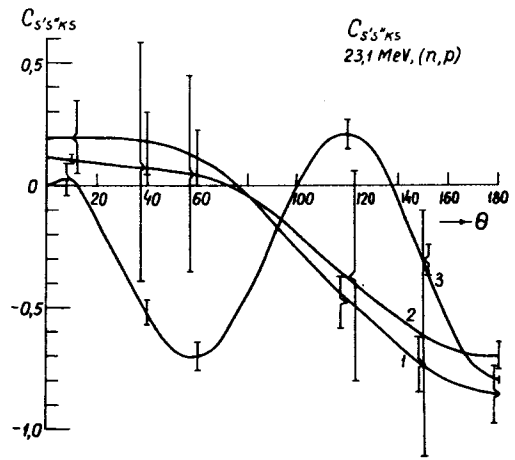


Рис. 31.

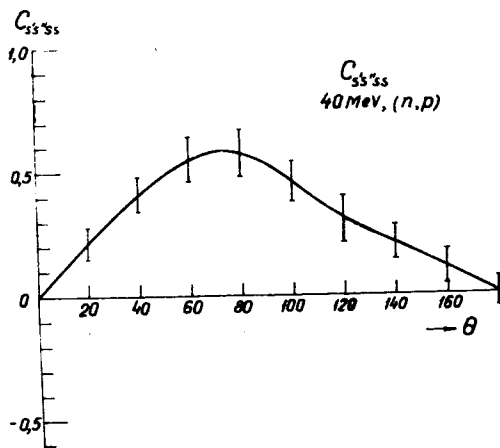


Рис. 32.

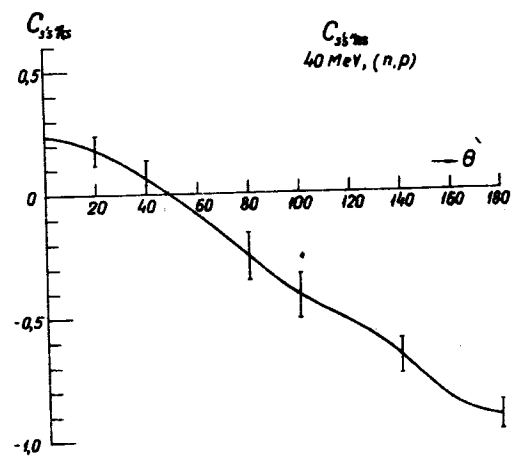


Рис. 33.

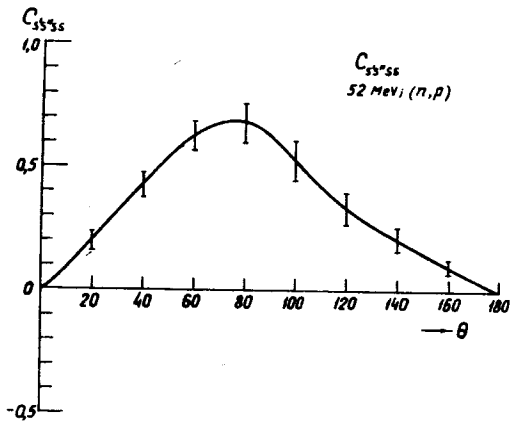


Рис. 34.

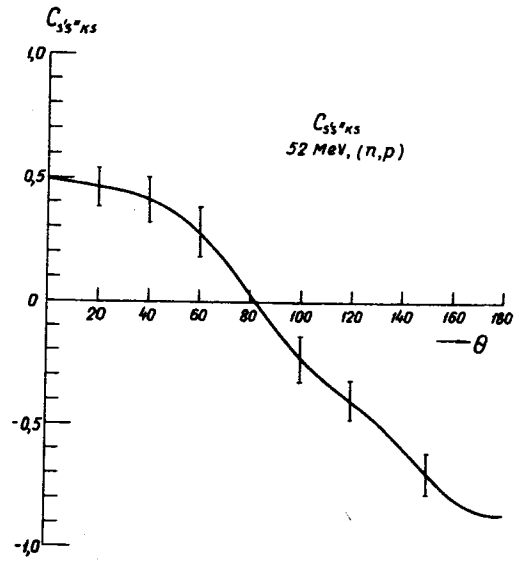


Рис. 35.

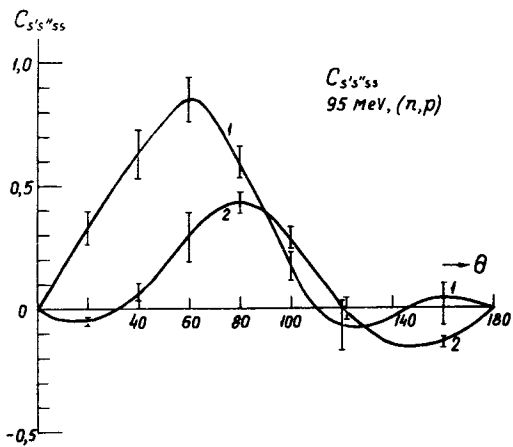


Рис. 36.

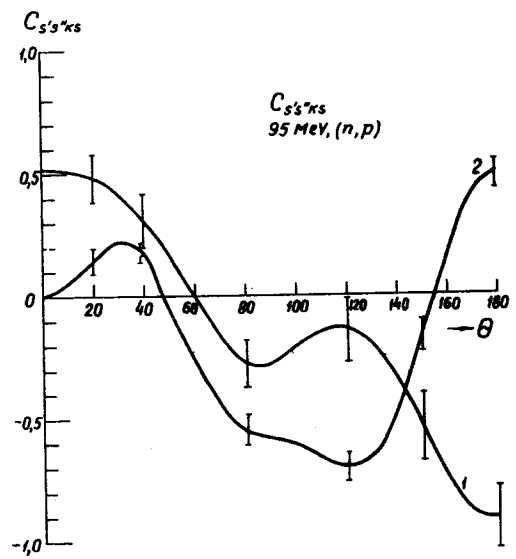


Рис. 37.

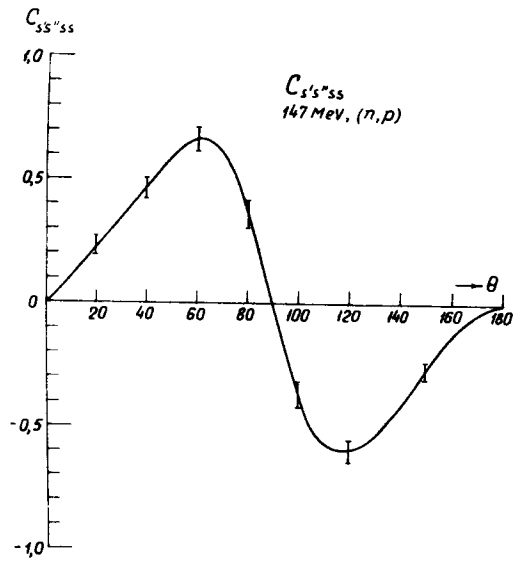


Рис. 38.

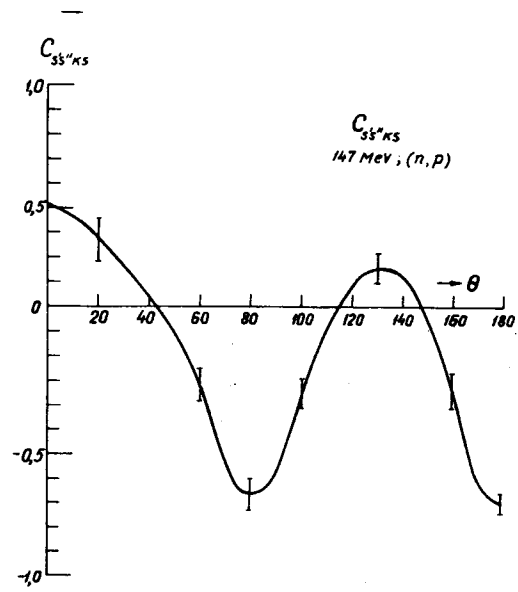


Рис. 39.

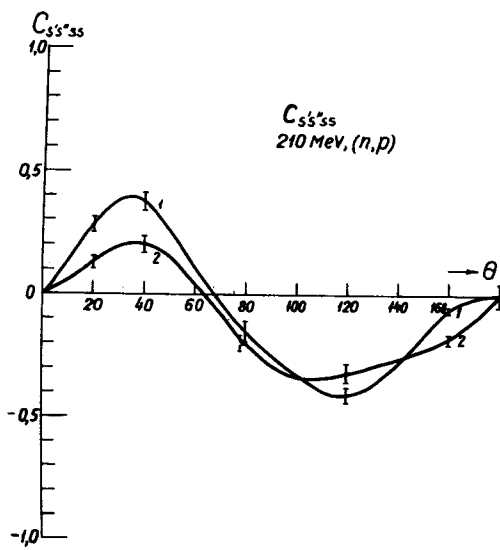


Рис. 40.

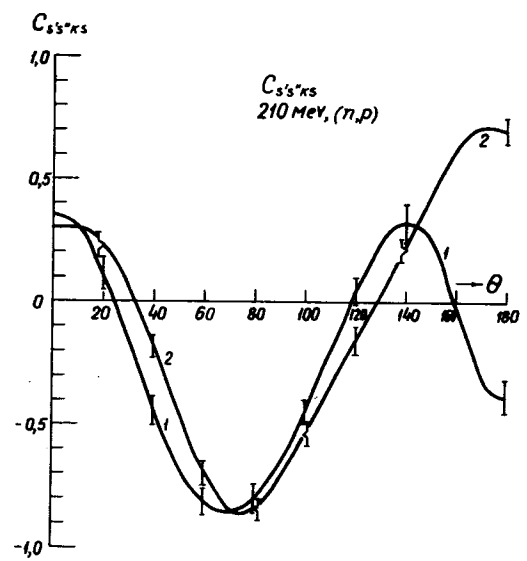


Рис. 41.

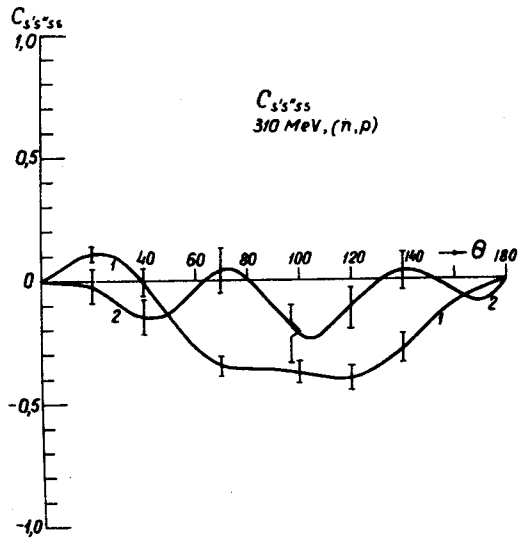


Рис. 42.

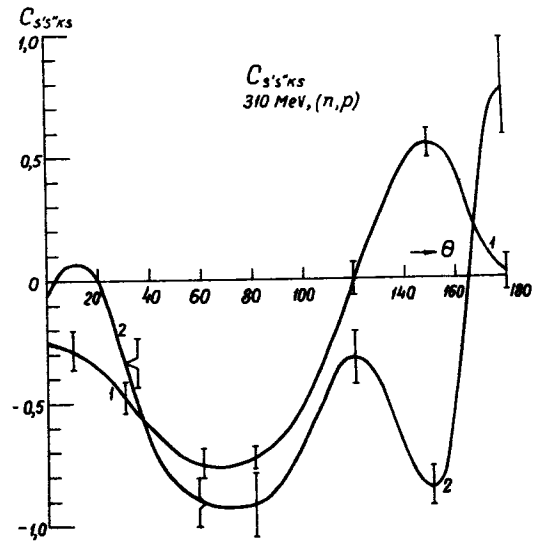


Рис. 43.

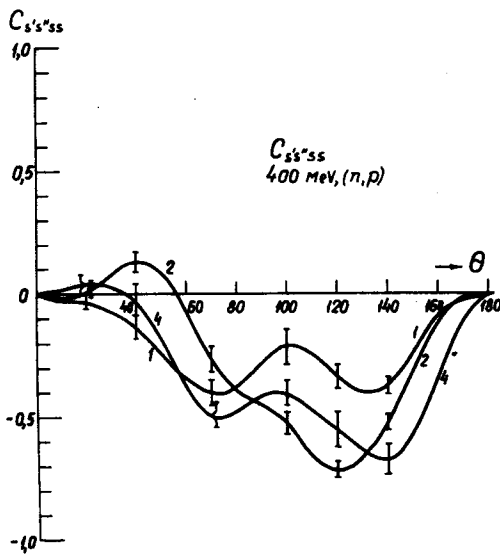


Рис. 44.

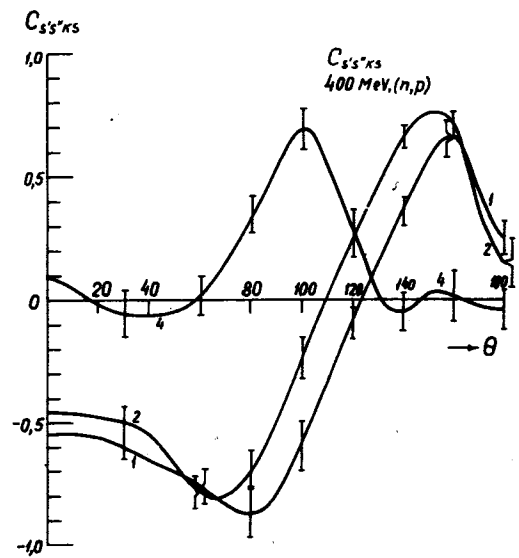


Рис. 45.

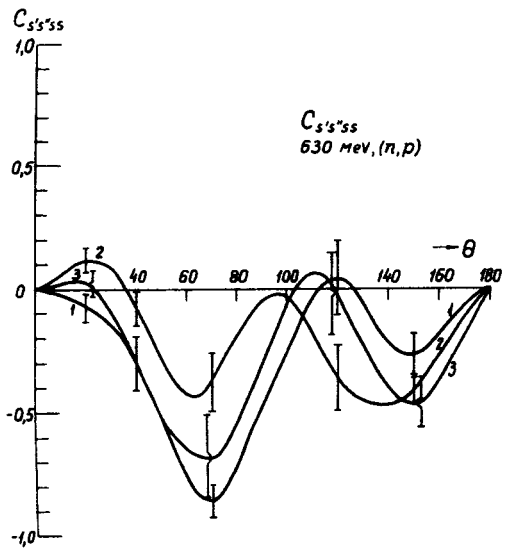


Рис. 46.

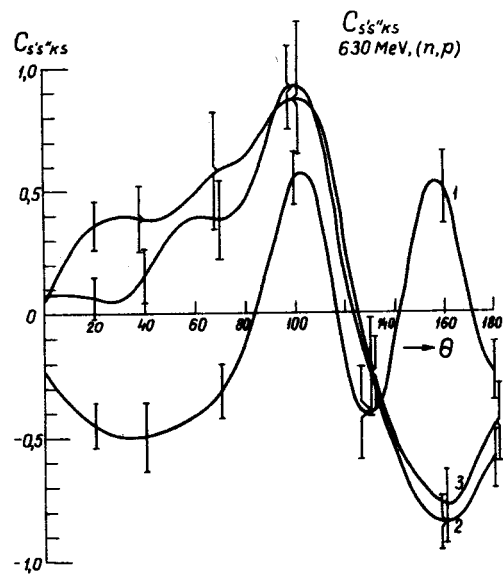


Рис. 47.