ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 6376

Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова,
А.В.Тарасов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОБ ЭФФЕКТАХ ПЕРЕРАССЕЯНИЯ В РЕАКЦИИ $pd \longrightarrow ppn$

I. Дифференциальные сечения при $T_p = 600$ Мэв, симметричная геометрия

1972

P2 - 6376

Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова,
А.В.Тарасов

ОБ ЭФФЕКТАХ ПЕРЕРАССЕЯНИЯ В РЕАКЦИИ $pd \rightarrow ppn$

I. Дифференциальные сечения при T_p = 600 Мэв, симметричная геометрия

Направлено в ЯФ

S U M M A R Y

In ref. /1/ the experimental data on the $pd \to 2p + n$ scattering differential cross section with T_p = 600 MeV and the symmetrical geometry of scattered particles have been presented. The differential cross section calculated within the framework of the "simple" impulse approximation agreed poorly with these data in the large momentum transfer region /1/.

In the present paper it is shown that the impulse approximation succeeds in describing the above mentioned data provided the double scatterings of the incident particle from the deuteron nucleons and the spin dependence of the N-N amplitudes are taken into account. The calculated cross section coincides with the observable one within 2-3 experimental errors for all the considered scattering angles.

Некоторое время назад появилось сообщение [1] об измерении дифференциального сечения процесса $pd \to ppn$ при энергии налетающих протонов 600 Мэв в симметричной геометрии, соответствующей равным углам вылета и равным энергиям протонов – продуктов реакции. Авторы сопоставили результаты своих экспериментов с расчётами, выполненными в рамках импульсного приближения, обнаружили серьезные расхождения при больших передачах импульса третьей (нерегистрируемой) частице. Положение существенно не менялось и при учёте D –волны в основном состоянии дейтрона.

Это побудило нас провести расчёты того же сечения в импульсном приближении, но с учётом перерассеяния на нуклонах дейтрона и спиновой структуры амплитуд взаимодействующих пар частиц. Взаимодействием между нуклонами дейтрона, примесью D –состояния в вблновой функции последнего и внемассовыми эффектами мы пренебрегали. Амплитуды всех $N-N$ соударений брались совпадающими с амплитудами рассеяния свободных частиц.

В нашем случае это приближение вполне оправдано тем, что длина волны падающих протонов с энергией 600 Мэв гораздо меньше среднего радиуса нуклон–нуклонного взаимодействия.

Амплитуду рассматриваемого процесса в л.с. возьмем в виде [2-6]

$$F_{pd} = \sqrt{2M_d(2\pi)^3}\,\left(t_{p_1p_2} + t_{p_1n} + t_{np_1}\, g\, t_{p_1p_2} - \right.$$

$$\left. - t_{np_2}\, g\, t_{p_1p_2} + t_{np_2}\, g\, t_{np_1} + t_{p_1p_2}\, g\, t_{np_1} \right), \tag{1}$$

где t_{pp}, t_{pn} – матричные элементы $p-p$, $p-n$ рассеяния (л.с.) в импульсном представлении; g – соответствующая функция Грина в нерелятивистском приближении; $\Phi_0(\vec{K})$ – волновая функция основного состояния дейтрона; $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{n}$ – трехимпульсы продуктов реакции.

Минус перед четвертым членом в (1) возникает из-за антисимметризации вылетающих протонов [5].

Свободные $N-N$ амплитуды F_{NN}, входящие в матричные элементы t_{NN}, нормированы в л.с. на соответствующие полные сечения упругого рассеяния:

$$\sigma^{el}_{pp} = \frac{1}{4mk} \int |F_{pp}|^2 \frac{d\vec{p}_1\, d\vec{p}_2\, \sigma(\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)\delta(m + E_0 - E_1 - E_2)}{(2\pi)^2\, 2E(\vec{p}_1)\; 2E(\vec{p}_2)};$$

$$E_0 = E(\vec{p}_0), \quad E_1 = E(\vec{p}_1), \quad E_2 = E(\vec{p}_2).$$

Аналогичное выражение имеет место и для F_{pn}. Волновая функция дейтрона $\Phi_0(\vec{\Delta})$ нормировалась на единицу.

$$\int |\Phi_0(\vec{\Delta})|^2\, d\Delta = 1.$$

Массу M_d в дальнейшем полагаем равной двум массам нуклона $2m$, пренебрегая энергией связи дейтрона и разностью масс протона и нейтрона.

Вычисление членов, ответственных за двойное рассеяние в (1), поясним на примере пятого члена:

$$M_5 = t_{np_2}\, g\, t_{np_1} \quad . \tag{2}$$

Соответствующая ему диаграмма изображена на рис. 1. Заметим, что в каждой вершине такой диаграммы из-за внемассовых эффектов выполняется закон сохранения трехимпульса, но несправедлив закон сохранения энергии. В принятом выше приближении (2) можно записать в виде /5-6/

$$M_5 = -\frac{1}{(2\pi)^2}\int \frac{d^3k\ \Phi_0(\vec{k})\ F_{np_1}(\vec{k},\vec{p}_0;\vec{p}_1,\vec{k}+\vec{p}_0-\vec{p}_1)}{[M_d+E(\vec{p}_0)-E(-\vec{k})-E(\vec{k}+\vec{p}_0-\vec{p}_1)-E(\vec{p}_1)+i\epsilon]}\times$$

$$\times\frac{F_{np_2}(-\vec{k},\vec{k}+\vec{p}_0-\vec{p}_1;\vec{n},\vec{p}_2)}{2E(-\vec{k})\ 2E(\vec{k}+\vec{p}_0-\vec{p}_1)} \sim -\frac{1}{(2\pi)^3 4m\,E(\vec{p}_0-\vec{p}_1)}\times$$

$$\times F_{np_1}(0,\vec{p}_0;\vec{p}_1,\vec{p}_0-\vec{p}_1)\,F_{np_2}(\vec{p}_0-\vec{p}_1,0;\vec{n},\vec{p}_2)\int\frac{d^3k\ \Phi_0(\vec{k})}{[M_d+E(\vec{p}_0)-E(\vec{k})-E(\vec{k}+\vec{p}_0-\vec{p}_1)-E(\vec{p}_1)+i\epsilon]}\ .$$

Последний интеграл в пренебрежении энергией связи дейтрона и разницей между m_p и m_n принимает вид

$$\int \frac{d^3k \;\; \Phi_0(\vec{k})}{\lambda - \vec{v}\vec{k} + i\epsilon} \; . \qquad (3)$$

Здесь

$$\lambda = m + E(\vec{p}_0) - E(\vec{p}_1) - E(\vec{p}_0 - \vec{p}_1); \quad \vec{v} = \frac{\vec{p}_0 - \vec{p}_1}{|\vec{p}_0 - \vec{p}_1|} .$$

После простых преобразований (3) переходит в

$$- \frac{i(2\pi)^{3/2}}{|\vec{v}|} \int \Phi_0(x)\, e^{i a x}\, dx , \qquad (4)$$

где $a = \dfrac{\lambda}{|\vec{v}|}$.

Если в качестве $\Phi_0(x)$ взять функцию Хюльтена

$$\Phi_0(x) = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\alpha-\beta)^2}} \; \frac{e^{-\alpha x} - e^{-\beta x}}{x} ,$$

то, вычисляя (4), для M_5 получаем:

$$M_5 = \frac{i J_5}{(2\pi)^3\, 4m\, E(\vec{p}_2 + \vec{n})} \; F_{np_1}(0, \vec{p}_0; \vec{p}_1, \vec{p}_0 - \vec{p}_1)$$

$$\times F_{np_2}(\vec{p}_0 - \vec{p}_1, 0; \vec{n}, \vec{p}_2) ,$$

где

$$J_5 = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\alpha-\beta)^2}} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{(\alpha\beta + a_5^2)^2 + a_5^2(\alpha-\beta)^2}{(\alpha^2 + a^2)^2} + \right.$$

$$\left. + \, i \; \mathrm{arc\,tg} \frac{a_5(\beta-\alpha)}{a^2 + \alpha\beta} \right\}; \qquad a_5 = \frac{\lambda}{|\vec{v}|} .$$

Все остальные члены двойного рассеяния вычисляются аналогично.

Дифференциальное сечение рассматриваемой реакции в л.с. будет иметь вид:

$$\frac{d^3\sigma}{d\vec{p}_1 \, d\vec{p}_2 \, d\vec{p}_3} = \frac{1}{4M_d |\vec{p}_0|} \, |F_{pd}|^2 \, .$$

$$\times \frac{\delta(2m + E(\vec{p}_0) - E(\vec{p}_1) - E(\vec{p}_2) - E(\vec{p}_3)) \, \delta(\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_3)}{(2\pi)^5 \, 8E(\vec{p}_1) \, E(\vec{p}_2) \, E(\vec{p}_3)} . \tag{5}$$

Переходя в систему центра масс в амплитудах свободного нуклон-нуклонного рассеяния, учитывая их спиновую структуру и интегрируя по $|\vec{p}_2|$ и $\vec{n}$, получаем

$$\frac{d^3\sigma}{dT_1\, d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{|\vec{p}_1|\ \ |\vec{p}_2|}{16(2\pi)^2 |\vec{p}_0|\ E(\vec{p}_0-\vec{p}_1-\vec{p}_2)}\, Sp\,(M\rho_{In}\ M^+), \qquad (6)$$

$$M = M_1 + M_2 + M_3 - M_4 + M_5 + M_6\ , \qquad (7)$$

ρ_{In} – матрица плотности начального спинового состояния системы, которая в нашем случае (рассеяние неполяризованных протонов на неполяризованном дейтроне) имеет вид:

$$\rho_{In} = \frac{1}{6}\,\Lambda_{23}\ .$$

$\Lambda_{23} = \dfrac{3 + \sigma_2\,\sigma_3}{4}$ – проекционный оператор триплетного основного состояния дейтрона; T_i – кинетическая энергия i -протона (i =0,1,2).

$$M_1 = 16\pi\, E_c(\vec{p}_0)\ \Phi_0(\vec{n})\ f_{p_1 p_2}(T_0, \cos a_1)\ .$$

$$M_2 = 16\pi\ E_c(\vec{p}_0)\ \Phi_0(\vec{p}_2)\ f_{np_1}(T_0, \cos a_2)\ .$$

$$M_3 = iA\ \frac{E_c(\vec{p}_0)\,E_c(\vec{p}_0-\vec{p}_2)}{|\vec{p}_0-\vec{p}_2|\ \ m}\ J_3\ f_{p_1 p_2}(T_0, \cos a_3) \times f_{p,n}(T^{(3)}, \cos\beta_3).$$

$$M_4 = iA \frac{E_c(\vec{p}_0)\, E_c(\vec{p}_0 - \vec{p}_1)}{m\, |\vec{p}_0 - \vec{p}_1|}\, J_4\, f_{p_1 p_2}(T_0, \cos\alpha_4) \times f_{np_2}(T^{(4)}, \cos\beta_4).$$

$$M_5 = iA \frac{E_c(\vec{p}_0)\, E_c(\vec{p}_0 - \vec{p}_1)}{m\, |\vec{p}_0 - \vec{p}_1|}\, J_5\, f_{np_1}(T_0, \cos\alpha_5) \times f_{np_2}(T^{(5)}, \cos\beta_5).$$

$$M_6 = iA \frac{E_c(\vec{p}_0)\, E_c(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)}{m\, |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}\, J_6\, f_{np_1}(T_0, \cos\alpha_6) \times f_{p_1 p_2}(T^{(6)}, \cos\beta_6).$$

$$J_i = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\alpha-\beta)^2}} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(\alpha\beta + a_i^2)^2 + a_i^2 (\alpha - \beta)^2}{(\alpha^2 + a_i^2)^2} \right) + \right.$$

$$\left. + \, i \, \mathrm{arc\,rtg} \left(\frac{a_i (\beta - \alpha)}{a_i^2 + \alpha\beta} \right) \right\}; \qquad i = 3,4,5,6.$$

$$a_3 = \frac{\kappa}{|\vec{w}|}; \quad a_4 = \frac{\lambda}{|\vec{v}|}; \quad a_5 = a_4; \quad a_6 = \frac{\Delta}{|\vec{u}|};$$

$$\Delta = m + E(\vec{p}_0) - E(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) - E(\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2); \quad \vec{u} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{E(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)};$$

$$\kappa = m + E(\vec{p}_0) - E(\vec{p}_2) - E(\vec{p}_0 - \vec{p}_2); \quad \vec{w} = \frac{\vec{p}_0 - \vec{p}_2}{E(\vec{p}_0 - \vec{p}_2)};$$

$$A = 16(2\pi)^{1/2}; \qquad E_c = \sqrt{\frac{m(E+m)}{2}};$$

E_c , E – полные энергии частицы в с.ц.м. и в л.с., соответственно;
$\Phi_0(\vec{p})$ – фурье-образ функции Хюльтена,

$$\Phi_0(\vec{p}) = \frac{\sqrt{\alpha\beta(\alpha+\beta)}}{\pi(\alpha-\beta)} \; \frac{\beta^2-\alpha^2}{(\alpha^2+\vec{p}^{\,2})(\beta^2+\vec{p}^{\,2})} .$$

В нашем случае $\alpha = 45{,}8$ Мэв/с, $\beta = 237$ Мэв/с [1], f_{pp} , f_{pn} – амплитуды свободного $N-N$ рассеяния в с.ц.м., зависящие от кинетической энергии относительного движения сталкивающихся частиц и угла рассеяния в с.ц.м.

Использовались нерелятивистские кинематические соотношения, полученные в пренебрежении внемассовыми эффектами и импульсами нуклонов в дейтроне по сравнению с импульсом падающего протона. Это приводит к выражениям:

$$T^{(3)} = \frac{(\vec{p}_1-\vec{p}_3)^2}{2m}; \qquad T^{(4)} = \frac{(\vec{p}_2-\vec{p}_3)^2}{2m}; \qquad T^{(5)} = T^{(4)};$$

$$T^{(6)} = \frac{(\vec{p}_2-\vec{p}_1)^2}{2m} .$$

$$\cos\alpha_1 = \frac{\vec{p}_0(\vec{p}_1-\vec{p}_2)}{|\vec{p}_0|\,|\vec{p}_1-\vec{p}_2|}; \qquad \cos\alpha_2 = \frac{\vec{p}_0(2\vec{p}_1+\vec{p}_2-\vec{p}_0)}{|\vec{p}_0|\,|2\vec{p}_1+\vec{p}_2-\vec{p}_0|};$$

$$\cos\alpha_3 = \frac{\vec{p}_0(\vec{p}_0-2\vec{p}_2)}{|\vec{p}_0|\,|\vec{p}_0-2\vec{p}_2|}; \qquad \cos\alpha_4 = \frac{\vec{p}_0(2\vec{p}_1-\vec{p}_0)}{|\vec{p}_0|\,|2\vec{p}_1-\vec{p}_0|};$$

$$\cos\alpha_5 = \cos\alpha_4; \qquad \cos\alpha_6 = \frac{\vec{p}_0(\vec{p}_0-2\vec{p}_3)}{|\vec{p}_0|\,|\vec{p}_0-2\vec{p}_3|};$$

$$\cos\beta_3 = \frac{(2\vec{p}_1 - \vec{p}_0 + \vec{p}_2)(\vec{p}_0 - \vec{p}_2)}{|2\vec{p}_1 - \vec{p}_0 + \vec{p}_2|\;|\vec{p}_0 - \vec{p}_2|}; \quad \cos\beta_4 = \frac{(2\vec{p}_2 - \vec{p}_0 + \vec{p}_1)(\vec{p}_0 - \vec{p}_1)}{|2\vec{p}_2 - \vec{p}_0 + \vec{p}_1|\;|\vec{p}_0 - \vec{p}_1|};$$

$$\cos\beta_5 = \cos\beta_4; \qquad \cos\beta_6 = \frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)(\vec{p}_0 - \vec{p}_3)}{|\vec{p}_1 - \vec{p}_2|\;|\vec{p}_0 - \vec{p}_3|}.$$

При расчёте дифференциального сечения (6), который проводился на ЭВМ БЭСМ-6, амплитуды свободного N–N рассеяния брались из работы [7], где они были определены на основе выполненного в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ фазового анализа.

Полученные нами зависимости от угла рассеяния относительных вкладов однократного, двойного рассеяний и интерференции между ними приведены на рис. 2.

Из этого рисунка видно, что при кинематике, близкой к упругому $N-N$ рассеянию ($\theta \sim 41^{\circ}$), сечение почти полностью определяется амплитудами $M_1 + M_2$, поэтому в этой области хорошо работает простое импульсное приближение. Роль двойного рассеяния увеличивается по мере удаления от упругой геометрии, и при углах $\geq 50^{\circ}$ она становится преобладающей.

Сравнение расчётных сечений с экспериментальными их значениями, найденными в работе [1], выполнено на рис. 3,4. На первом из них приведены угловые зависимости экспериментального и теоретического сечений, а на втором – значения отношений $R = \sigma_{\text{эксп.}}(\theta) / \sigma_{\text{теор.}}$ для $\sigma_{\text{теор.}}$, вычисленного в простом импульсном приближении [7] и рассчитанного нами с учётом полной амплитуды (7). Показаны также результаты наших расчётов в простом импульсном приближении ($M_3 = M_4 = M_5 = M_6 = 0$), но с учётом реальной спиновой структуры $N-N$ амплитуд.

Видно, что результаты наших расчётов довольно хорошо согласуются с экспериментом, а расхождения между ними во всей рассматриваемой области углов не превышает 2-3 экспериментальных ошибок.

Приведенные на рис. 4 результаты расчётов /1/, выполненных в простом импульсном приближении и без учёта спиновой структуры $N-N$ амплитуд, удовлетворительно описывают сечения вблизи упругой кинематики, но расходятся с экспериментом примерно в 50 раз в области больших углов. Учёт двукратного рассеяния и спиновой структуры $N-N$ амплитуд в нашей работе позволил при той же волновой функции в десятки раз улучшить согласие с экспериментом.

Таким образом, основным результатом настоящей работы следует считать подтверждение важности учёта двукратного рассеяния и спиновой структуры $N-N$ амплитуд, на что было указано в /5/, при таких реализациях рассматриваемой реакции, когда ее кинематика сильно отличается от кинематик упругого рассеяния нуклонов нуклонами. Можно также утверждать, что в описанном приближении волновая функция Хюльтена удовлетворительно описывает экспериментальный материал в рассмотренном нами интервале углов (переданных импульсов).

Для дальнейшего улучшения согласия расчётов с экспериментом немалый интерес представляет проведение анализа возможных поправок и к использованному нами приближению.

Авторы выражают благодарность Л.И. Лапидусу за внимание к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. G.F.Perdisat, L.W.Swenson et al. Phys.Rev., 187, 1201 (1969).
2. G.F.Chew. Phys.Rev., 80, 196 (1950).
3. G.F.Chew, M.Goldberger. Phys.Rev., 87, 778 (1952).

4. G.F.Chew, G.C.Wick. Phys.Rev., 85, 636 (1952).
5. A.Everett. Phys.Rev., 126, 831 (1962).
6. А.В. Тарасов, Ч. Цэрэн. Сообщение ОИЯИ, Р2-5343, Дубна, 1970.
7. Б.М. Головин, А.М. Розанова. Препринт ОИЯИ, Р-2861, Дубна, 1966.
8. J. Wallace. Phys.Rev., 5C, 609 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 апреля 1972 года.

Примечание при корректуре

После того, как работа была направлена в печать, появилось сообщение [8], в котором проводятся расчёты этого же процесса. В отличие от нашей работы двойное рассеяние налетающего протона на нуклонах дейтрона в [8] рассматривается в рамках приближения Глаубера в пренебрежении импульсом нейтрона отдачи.

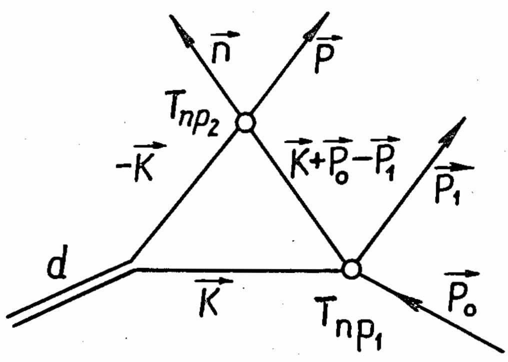

Рис. 1. Диаграмма амплитуды M_5.

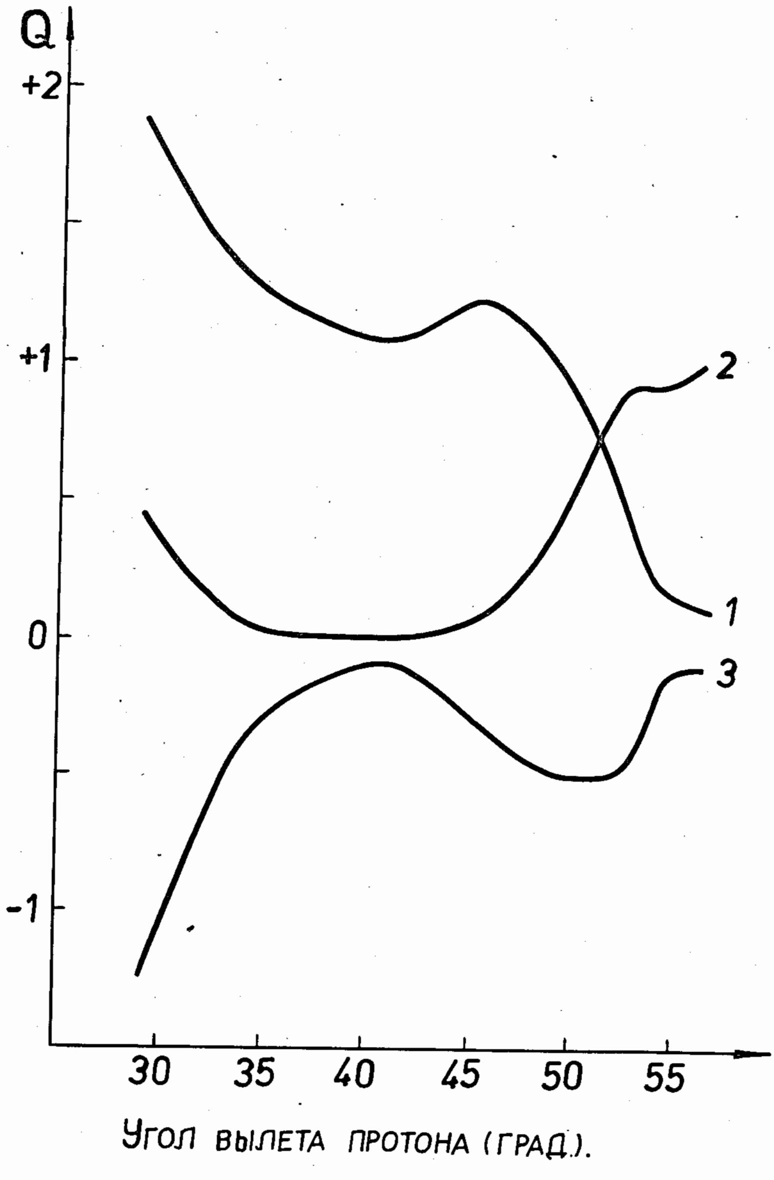

Рис. 2. Относительный вклад ($Q = \sigma_i(\theta) / \sigma(\theta)$) в расчётное сечение ($\sigma(\theta)$) однократного (кривая i =1), двойного рассеяния (i =2) и интерференции между ними (i =3). Использована волновая функция Хюльтена с α =45,8 Мэв/с, β =237 Мэв/с.

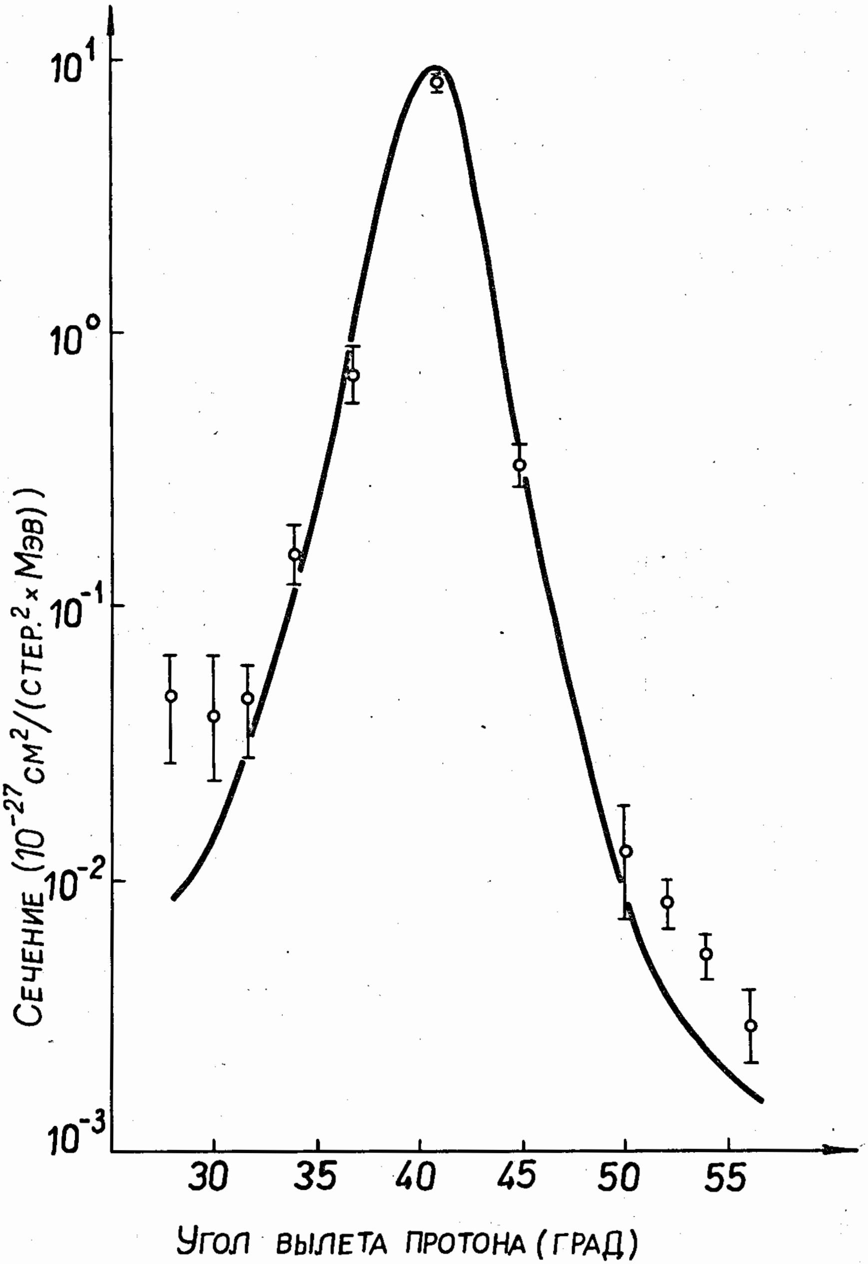

Рис. 3. Сравнение расчётных сечений с экспериментом. ϕ – экспериментальные результаты /1/, ▬ – результаты расчета (настоящая работа).

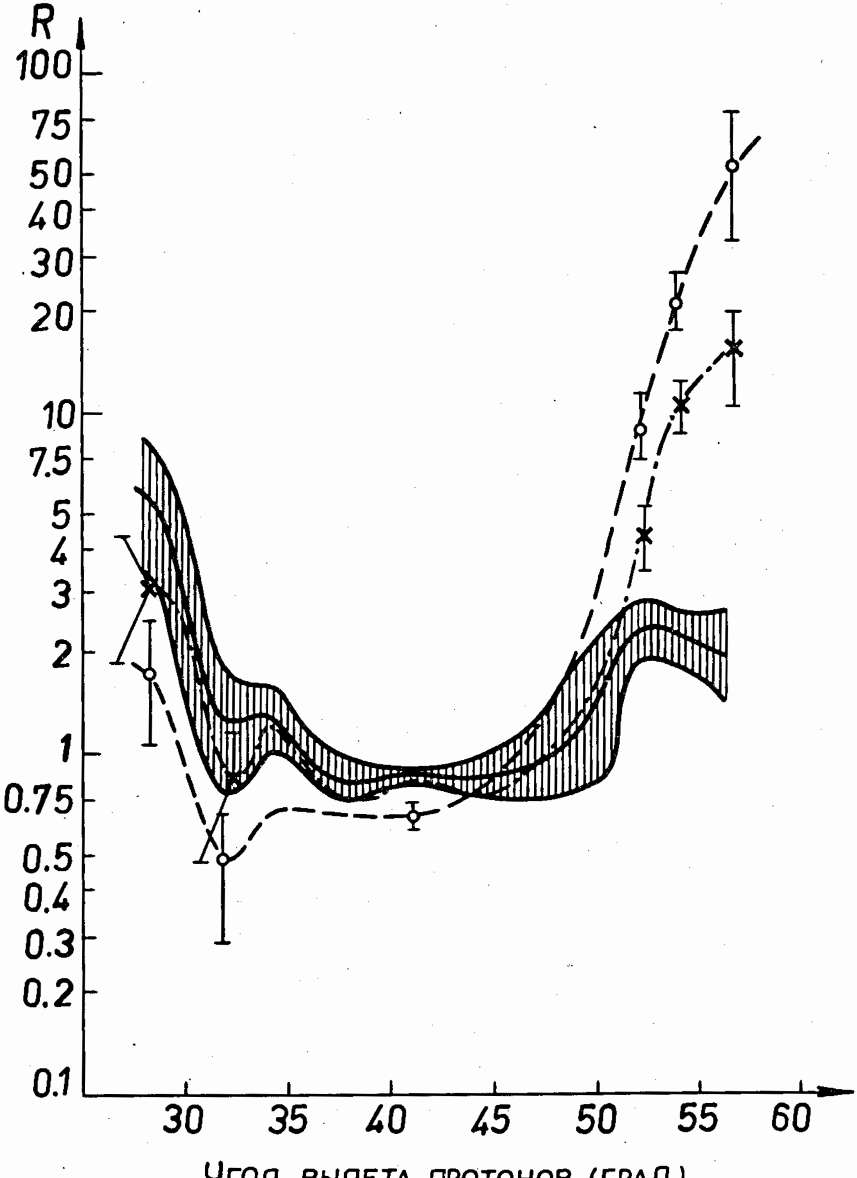

Рис. 4. Отношение ($R = \sigma_{\text{теор.}}(\theta)/\sigma_{\text{эксп.}}(\theta)$) расчётного и экспериментального[1] сечений. ∮ – простое импульсное приближение[1], ✱ – то же с учётом спиновой структуры $N-N$ амплитуд (настоящая работа), —— – импульсное приближение с учётом двойного рассеяния и спиновой структуры $N-N$ амплитуд (настоящая работа), с коридором экспериментальных ошибок $\sigma_{\text{эксп.}}(\theta)$.