

Г-611

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1 - 3027



Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НЕУПРУГОМ
НА РАССЕЯНИИ

2. Вклады отдельных двухчастичных амплитуд

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР

1966

1 - 3027

Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НЕУПРУГОМ
РАССЕЯНИИ

2. Вклады отдельных двухчастичных амплитуд

4661/3 нр.



1. Об использовании дейтрона для получения сведения о параметрах рассеяния свободных нуклонов

Как известно, многие авторы изучают квазиупругое рассеяние протонов на нейтроне дейтрона с целью получения сведения о свободном $p\bar{p}$ -рассеянии. Опыт обычно состоит в том (см. рис. 1), что пучок (поляризованных или неполяризованных) протонов падает на дейтеросодержащую мишень и регистрируются одна или две частицы, вылетающие из мишени по фиксированным направлениям. При регистрации двух частиц углы их разлета выбирают в соответствии с требованиями кинематики рассеяния свободных нуклонов.

При использовании результатов таких экспериментов обычно предполагают, что поляризованные сечения неупругого Nd -рассеяния близки к сумме соответствующих сечений $p\bar{p}$ -и $p\bar{n}$ -рассеяния при измерениях по схеме рис. 1а или к поляризованному сечению рассеяния соответствующей пары нуклонов при измерениях по схеме рис. 1б.

В импульсном приближении интересующие нас сечения могут быть вычислены по формуле

$$\begin{aligned}
 d\langle I\hat{S} \rangle &= \frac{2\pi}{k} \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} \text{Sp} \{ \langle (1-P_{12}) \Phi_f | \hat{T} | \Psi_{in} \rangle \rho_{in} \langle (1-P_{12}) \times \\
 &\times \Phi_f | \hat{T} | \Psi_{in} \rangle + \hat{S} \} \times \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 - \vec{k}_1) \frac{d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 d\vec{k}_3}{(2\pi)^9} \quad (1) \\
 \hat{T} &= \hat{t}_2 + \hat{t}_3.
 \end{aligned}$$

Здесь и далее используются обозначения, применявшиеся ранее в работе [1]. Не трудно показать, что эту формулу можно представить в виде суммы, зависимость отдельных членов которой от двухчастичных амплитуд M_{xy} рассеяния нуклонов x и y имеет вид $Sp \{ \hat{M}_{ik} \rho_{ln} \hat{M}_{em}^+ \hat{S} \}$. Первый из таких членов описывает вклад от рассеяния тождественных частиц, второй — от рассеяния частиц не-тождественных, третий — от амплитуды $\hat{M}_{23} = P_{12} \hat{M}_{12}$, возникающей из амплитуды pp -рассеяния при антисимметризации Nd -системы по конечным состояниям тождественных нуклонов. Остальные слагаемые описывают различные интерференционные эффекты.

Ясно, что достаточно простую связь между неупругим Nd -рассеянием и параметрами свободного NN -рассеяния можно установить лишь в том случае, когда:

а) первые два члена формулы для вычисления поляризованных сечений ("полезные" члены) или хотя бы один из них (при измерениях по схеме рис. 1б) близки к соответствующим поляризованным сечениям NN -рассеяния;

б) суммарный вклад в поляризованное сечение остальных ("мешающих") членов мал по сравнению с вкладом членов "полезных".

Явные выражения $Sp \{ \}$ через коэффициенты амплитуд NN -рассеяния очень громоздки и в ряде случаев мало наглядны. Поэтому, не приводя этих выражений, мы ограничимся лишь констатацией некоторых их особенностей.

1. Шпурь, входящие в первые два члена расчетной формулы, имеют ту же зависимость от коэффициентов NN -амплитуд, как и соответствующие поляризованные сечения свободных нуклонов, но могут отличаться от последних численными множителями.

2. Третий член, содержащий амплитуды M_{23} и M_{23}^+ , а также интерференционные члены, наряду с комбинациями коэффициентов NN -амплитуд, входящих в выражения, описывающие поляризационные сечения NN -рассеяния, аналоги рассматриваемого квазиупругого процесса, содержат и такие комбинации, которые в случае рассеяния свободных нуклонов не встречаются.

3. При рассеянии неполяризованных нуклонов на неполяризованных дейтронах поляризации тождественных частиц в конечном состоянии описываются разными комбинациями NN -амплитуд, в отличие от свободного pp -рассеяния, где они, совпадая по величине, различаются лишь по знаку. Этот эффект связан

с наличием трех частиц в рассматриваемой системе и с тем, что в начальном состоянии частицы, образующие дейтрон, могут находиться лишь в триплетном состоянии.

Анализ общей структуры формулы (1) показывает, что результаты измерений по схеме рис. 1а могут, в общем случае, заметно отличаться от суммы поляризованных сечений рассеяния тождественных и нетождественных нуклонов. Поэтому обоснованность использования таких данных при определении параметров свободного NN-рассеяния представляется несколько сомнительной. Напротив, в опытах, соответствующих рис. 1б, свойства волновой функции дейтрона и кинематика реакции позволяют надеяться, что вклад одного из "полезных" членов будет преобладающим. Однако и в этом случае получение численных оценок роли отдельных двухнуклонных амплитуд в формировании поляризованных сечений Nd-рассеяния остается крайне желательным.

2. Вклады отдельных двухнуклонных амплитуд в сечения неупругого рассеяния нуклонов дейтронами

Поскольку основные положения используемой нами теории Nd-рассеяния^{1,3/} носят нерелятивистский характер, вычисления будем проводить для энергии достаточно малой, чтобы релятивистские эффекты были не слишком существенны и, в то же время достаточно большой, чтобы импульсное приближение можно было считать применимым.

Пусть пучок нуклонов падает на дейтериевую мишень и регистрируются две тождественные частицы-продукты реакции. Предположим, что при проведении опыта мы знаем энергию налетающего нуклона, фиксируем углы (л.с.) вылета тождественных частиц и измеряем энергию одной из них. Соответствующее этим условиям поляризованное сечение будет описываться формулой^{1/}:

$$\frac{d^3 \langle I \hat{S} \rangle}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = 4 \frac{Mc^2 k_1}{(\hbar c)^2 k_0} \sum_{\alpha} \text{Sp} \{ [(1 - P_{12})(\hat{M}_{12}(e_2, \theta_2) a(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}) + \hat{M}_{13}(e_3, \theta_3) a(-\vec{k}_2))] \rho_{in} [(1 - P_{12})(M_{12}(e_2, \theta_2) a(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}) +$$

$$\hat{M}_{13}(e_3, \theta_3) a(-\hat{k}_2) | \hat{S} | \times \frac{k_{2,q}}{|2k_{2,q} - k_{01} \cos \Delta_{02} + k_1 \cos \Delta_{12}|} \quad (2)$$

$$k_{2,q} = \frac{1}{2} (k_{01} \cos \Delta_{02} - k_1 \cos \Delta_{12}) \pm \sqrt{\frac{k_{01} \cos \Delta_{02} - k_1 \cos \Delta_{12}}{2} (k_1 - k_{01} k_1 \cos \Delta_{01} + \frac{Mc^2}{(hc)^2} b)}. \quad (3)$$

Зависимость NN-амплитуд $\hat{M}_{12}, \hat{M}_{13}, \hat{M}_{23}$ от внутридейтронного движения учтем, выбирая для каждой энергии частицы I значения амплитуд, соответствующие эффективным энергиям и углам NN-рассеяния, определяемым формулами (16) и (17) работы^{1/}.

Программа вычислений построена таким образом, что вначале для каждого значения энергии E_1 находятся эффективные энергии e_2, e_3, e_4 , и углы NN-рассеяния $\theta_2, \theta_3, \theta_{23}$. Затем по этим параметрам и значениям коэффициентов NN-амплитуд в работе^{2/} определяются двухчастичные амплитуды, вычисляются заданные сечения и поляризационные параметры. Расчеты выполнялись для средних значений амплитуд NN-рассеяния без учета погрешностей их задания, так как такой учет сильно увеличил бы расход машинного времени, не принося существенной пользы в понимании роли отдельных двухчастичных взаимодействий в рассматриваемом процессе.

В качестве примера приведем результаты расчетов сечения и асимметрии Nd-рассеяния для следующих условий опыта^{х)}:

начальная энергия налетающего нуклона $E_0 = 150$ Мэв;

углы (л.с.) вылета первой частицы $\Theta = 20^\circ, \phi = 0^\circ$;

углы (л.с.) вылета второй частицы $\Theta = 70^\circ, \phi = 180^\circ$.

Поляризация падающего пучка равна 100% и ориентирована по нормали к плоскости рассеяния.

^{х)} Более простой опыт подобного типа - измерение асимметрии рассеяния поляризованных протонов дейтронами с регистрацией лишь направлений двух протонов был выполнен нами^{4/} при энергии начальных протонов 635 Мэв. Однако в расчетах процессов Nd-рассеяния при этой энергии необходимо уже учитывать релятивистские эффекты.

Можно показать^{х)}, что при выбранных нами условиях каждому кинематически возможному значению энергии первой частицы соответствует единственное значение энергии E_2 . Неоднородность существует лишь в сравнительно узкой области энергий E_1 , близких к наибольшему значению этой величины.

Вычисленные нами зависимости вкладов отдельных NN -амплитуд в сечение Nd -рассеяния от энергий E_1 приведены на рис. 2а, а зависимость асимметрии рассеяния от той же величины - на рис. 2б.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Спектр рассеянных нуклонов имеет резкий максимум при эффективной энергии соударения пары регистрируемых нуклонов, близкой к энергии налетающей частицы и при незначительном уходе от энергетической поверхности.

2. При описанной постановке опыта неполяризованное сечение вблизи максимума почти полностью определяется двухчастичной амплитудой рассеяния тождественных нуклонов и отличается от аналогичного сечения свободного pp -рассеяния не более, чем на 5-10%.

3. Асимметрия рассеяния вблизи максимума спектра близка к той, какая наблюдалась бы при рассеянии в тех же условиях свободных нуклонов. Различие между этими величинами не превосходит 10-15%.

4. С удалением от максимума растет вклад в формирование сечения и асимметрии рассеяния других двухчастичных амплитуд. При этом увеличиваются также дефекты энергии, определяющие уход взаимодействующих двухчастичных систем от энергетической поверхности. Вместе с тем суммарное сечение процесса при удалении от максимума резко падает. Поэтому роль указанных в этом пункте эффектов при рассмотренных условиях оказывается незначительной.

Таким образом, выполненные нами расчеты подтверждают возможность использовать данные о Nd -рассеянии для получения сведений о параметрах рассеяния свободных нуклонов. Если погрешности в 10-15% являются допустимыми. При более жестких требованиях рассмотрение дейтрона как мишени, содержащей свободные нейтроны, является мало обоснованным даже в импульсном приближении.

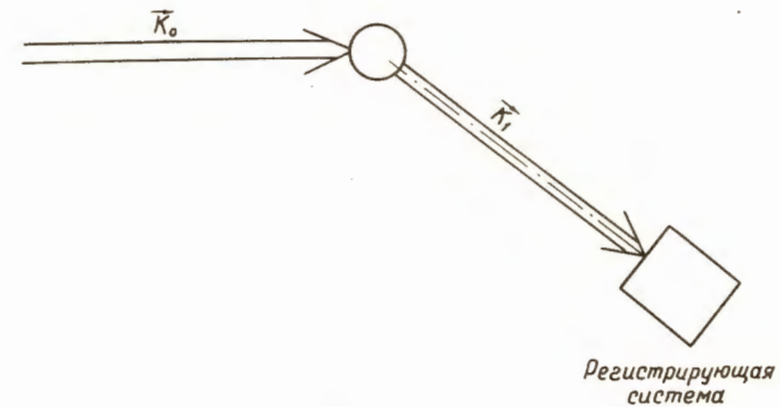
^{х)} Релятивистские расчеты кинематики реакций $A + B \rightarrow C + D + E$ для частиц с произвольными массами были выполнены в качестве учебной задачи ученицей школы № 8 Дубны М. Головиной. Авторы благодарны за эти вычисления ей и обучившему ее программированию А.И. Салтыкову.

Авторы благодарны В.П. Джелепову и Г.А. Ососкову за поддержку этой работы, Л.И. Лапидусу, С.М. Биленькому, Р.М. Рыдину за многочисленные полезные обсуждения ряда затронутых в работе вопросов, А.М. Розановой за помощь при подготовке исходного числового материала.

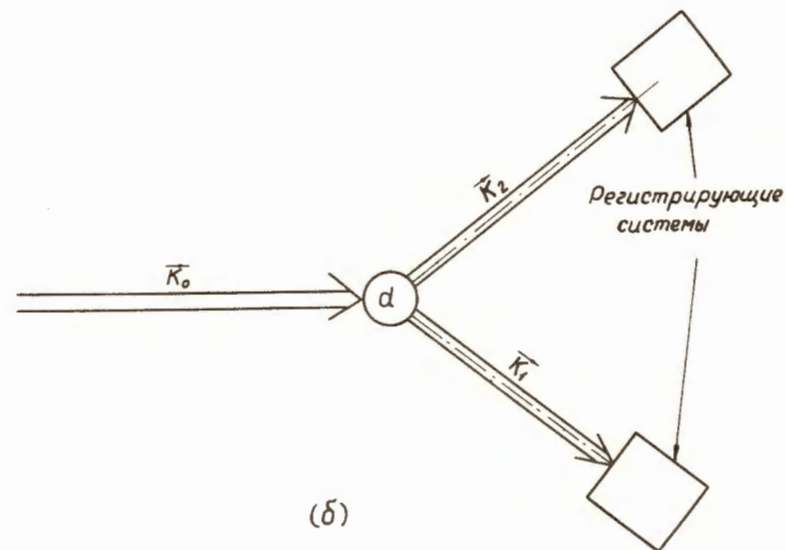
Л и т е р а т у р а

1. Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина. Препринт ОИЯИ 3026, Дубна 1966.
2. Б.М. Головин, А.М. Розанова. Препринт ОИЯИ, Р-2861, Дубна 1966.
3. A. Everett *Phys. Rev.*, 126, 831 (1963).
4. В.П. Джелепов, Б.М. Головин, В.С.Надеждин, В.И. Сатаров. 12 Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна 1964, т. 1, стр. 11.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 ноября 1966 г.



(a)



(б)

Рис. 1. Схема опыта по изучению Nd -рассеяния.
а) Опыт с регистрацией одной рассеянной частицы.
б) Опыт с регистрацией двух рассеянных частиц.

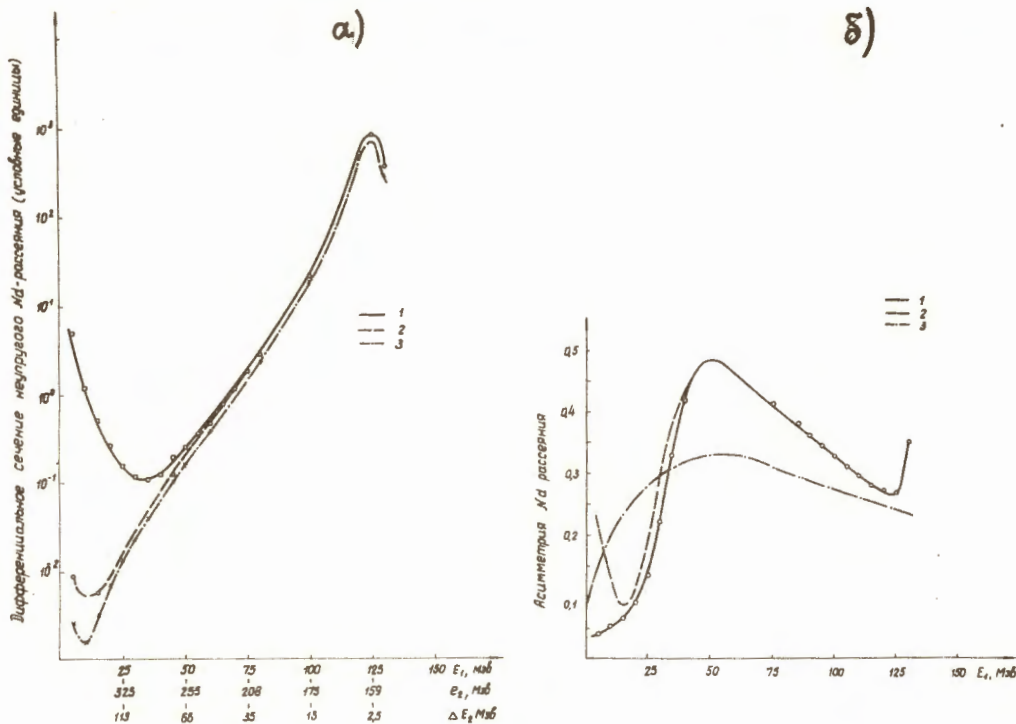


Рис. 2. Вклады отдельных двухчастичных взаимодействий в сечение и асимметрию Nd-рассеяния: а) сечение неполяризованного Nd-рассеяния; б) асимметрия рассеяния поляризованных нуклонов дейтроном. Амплитуда Nd-рассеяния взята в виде:

$$1). \hat{A}_{Nd} \approx \hat{M}_{02} a(\vec{\kappa}_1) + (1 - P_{12}) \hat{M}_{03} a(\vec{\kappa}_2),$$

$$2). \hat{A}_{Nd} \approx \hat{M}_{02} a(\vec{\kappa}_1) + \hat{M}_{03} a(\vec{\kappa}_2),$$

$$3). \hat{A}_{Nd} \approx \hat{M}_{02} a(\vec{\kappa}_1)].$$