

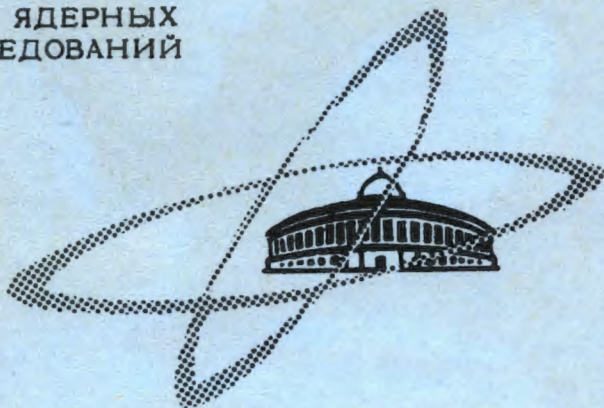
С 346.2g
Г-611

29/xii-66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1 - 3026



Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НЕУПРУГОМ
№ -РАССЕЯНИИ

1. Исходные предположения, оценка
эффективных энергий

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

1966

1 - 3026

Б.М. Головин, Л.А. Кулюкина

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НЕУПРУГОМ
НА РАССЕЯНИИ

1. Исходные предположения, оценка эффективных энергий



4662/1 пр.

1. Основы теории рассеяния нуклонов дейтронами

Рассмотрим систему, состоящую из дейтрона и налетающей на него частицы. В начальном состоянии налетающую частицу будем отмечать индексом 0,1, а частицы, образующие дейтрон, индексами 02 и 03. В конечном состоянии те же частицы будут отмечаться индексами 1,2,3 соответственно. Полагаем, что в системе действуют лишь двухчастичные силы и взаимодействие налетающей частицы с частицами 02, 03 описывается функциями V_2 и V_3 . Взаимодействие частиц, входящих в состав дейтрона, задается функцией V_d . Пусть T_1 — кинетическая энергия i -частицы, \vec{k}_i — ее волновой вектор, а $K = \sum T_i$ — полная кинетическая энергия системы. Для простоты мы пока не будем учитывать спиновую зависимость сил, действующих между частицами.

Гамильтониан рассматриваемой системы можно записать в виде

$$H = \begin{cases} K + V_d + V_2 + V_3, \\ H_0 + V_2 + V_3, \\ H_0 + V. \end{cases} \quad (1)$$

При этом оператор V описывает возмущение, приводящее к переходам между собственными состояниями H_0 .

Было показано^{/1,2/}, что рассеяние налетающей частицы дейтроном можно представить как переход между начальным и конечным состояниями под действием оператора \hat{T}' , имеющего вид

$$\hat{T}' = \hat{t}_2 + \hat{t}_3 + \hat{t}_2 \hat{g} \hat{t}_3 + \hat{t}_3 \hat{g} \hat{t}_2 + \sum' \hat{t}_g \hat{t}_g \hat{t}_g + \dots, \quad (2)$$

где $g = (E - K + \epsilon)^{-1}$; $E = K - b$; b — энергия связи дейтрона;

$\hat{t}_i = V_i + V_i (E - K - V_i + \epsilon)^{-1} V_i$. Операторы \hat{t}_i соответствуют рассеянию налетающей частицы на i -частице дейтрона; \hat{t}_d — рассеяние частиц 02 и 03.

Символ \sum' означает суммирование по тем комбинациям \hat{t}_2 , \hat{t}_3 и \hat{t}_d , в которых соседние операторы не имеют одинаковых индексов и оператор \hat{t}_d не занимает крайнего левого или крайнего правого положений.

Разложение (2) должно быть несколько изменено в случае его применения для анализа неупругих процессов. Изменения обусловлены тем, что матричные элементы \hat{t} -операторов берутся между состояниями, описываемыми плоскими волнами, которые не являются собственными состояниями H_0 , т.к. последний включает в себя V_d . Поэтому собственное состояние $\Psi(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3)$ оператора H_0 содержит, кроме плоских волн, также сходящиеся сферические волны. Функция $\Psi_f(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3)$ может быть определена выражением

$$\Psi_f(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3) = \left(1 + \frac{1}{E - K - i\epsilon} \hat{t}_d^+\right) \Phi(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3), \quad (3)$$

где $\Phi(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3)$ - интересующее нас конечное состояние, содержащее лишь плоские волны. Комбинируя (2) и (3), видим, что процесс неупругого рассеяния соответствует переходу между начальным состоянием

$$\Psi_{in} = \int a_0(\vec{k}_{02}) \Phi(\vec{k}_{01}, \vec{k}_{02}, -\vec{k}_{02}) d\vec{k}_{02} \quad (4)$$

и конечным состоянием (3) под действием оператора ^{/1/}

$$\begin{aligned} \hat{T} &= \left(1 + \frac{1}{(E - K - i\epsilon)} \hat{t}_d^+\right) \hat{T}' = \\ &= \hat{t}_2 + \hat{t}_3 + \hat{t}_2 g \hat{t}_3 + \hat{t}_3 g \hat{t}_2 + \hat{t}_d g \hat{t}_2 + \hat{t}_d g \hat{t}_3 + \Sigma' \hat{t}_d g \hat{t}_d + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь Σ' - имеет тот же смысл, что Σ'' в (2), но оператор \hat{t}_d' может теперь занимать под знаком суммы крайнее левое положение.

В случае, когда налетающей частицей является протон или нейтрон, матричные элементы операторов \hat{T}' и \hat{T} должны быть, конечно, антисимметризованы по состояниям тождественных нуклонов.

Рассеяние частиц высоких энергий дейтронами чаще всего рассматривают в так называемом "импульсном приближении", соответствующем удержанию лишь первых двух членов разложения, т.е. использованию в качестве оператора перехода выражения

$$\hat{T}' = \hat{T} = \hat{t}_2 + \hat{t}_3. \quad (6)$$

Легко видеть, что отбрасывание в разложении (2) или (5) членов высших порядков соответствует пренебрежению многократным рассеянием и взаимодействием частиц в конечном состоянии. Последний эффект обычно пытаются учесть, применяя в качестве волновых функций конечного состояния не плоские волны, а выражения более сложного вида (см., например, ^{/2-4/}).

2. Основные исходные предположения

Численные расчеты, результаты которых составят основу содержания последующих работ этого цикла, будем проводить в нерелятивистском импульсном приближении, т.е. в качестве оператора перехода возьмем выражение (6). Функцию начального состояния примем равной (4) с включением зависимости от спинов частиц. Основное состояние дейтрона в импульсном представлении запишем в виде^{/1/}

$$a(\vec{k}) = C_{\text{норм.}} \left\{ \frac{1}{a^2 + \kappa^2} - \frac{1}{(5,2a)^2 + \kappa^2} \right\}, \quad (7)$$
$$a^2 = \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} b.$$

Предполагаем, что конечное состояние системы описывается плоскими волнами, также содержащими спиновые переменные.

Мы отказываемся от попыток учесть взаимодействие частиц в конечном состоянии введением более сложных волновых функций, так как, с одной стороны, обоснованный выбор таких функций в настоящее время затруднителен, а с другой – полученные нами в описанных приближениях матричные элементы \hat{i} -операторов могут быть при необходимости использованы в рамках методом Эверетта^{/1/} для вычислений последующих членов разложения (5).

В своих вычислениях мы не предполагаем постоянства нуклон-нуклонных амплитуд и их значения будем находить с учетом величины и направления импульса нуклона-мишени. В этом отношении наши расчеты проведены в более общих предположениях, чем расчеты, выполненные в различных вариантах простого импульсного приближения^{/3/}.

Следует отметить, что при проведении всех этих вычислений мы пренебрегаем тем, что начальное и конечное состояния для каждой из пар взаимодействующих частиц относятся к разным энергиям и полагаем, что матричные элементы \hat{i} -операторов могут быть выражены через амплитуды свободного NN-рассеяния на массовой поверхности. Некоторым основанием для такого пренебрежения является тот факт^{/1/}, что эффект использования матричных элементов вне массовой поверхности приводит, по-видимому, к сравнительно малым изменениям результатов, полученных в пренебрежении уходом с нее. Следует учесть также, что сами матричные элементы вне массовой поверхности могут быть определены в настоящее время лишь при использовании конкретных форм нуклон-нуклонных потенциалов, которые сами по себе являются недостаточно обоснованными.

3. Основные расчетные формулы

В духе приближения Ферми^{/5/} матричный элемент \hat{i} -оператора может быть связан с соответствующей амплитудой свободного NN-рассеяния, взятой в с.д.м. двух

нуклонов. Указанную связь запишем (например, для \hat{t}_2) в виде

$$\langle \vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3 | \hat{t}_2 | \vec{k}_{01}, \vec{k}_{02}, \vec{k}_{03} \rangle = - \frac{(2\pi)^4 (\hbar c)^2}{Mc^2} \hat{M}_{12}(\epsilon_2, \theta_2) a(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}). \quad (8)$$

Здесь: μ – приведенная масса взаимодействующих нуклонов, $a(\vec{k})$ – волновая функция дейтрона, $\hat{M}_{12}(\epsilon_2, \theta_2)$ – амплитуда рассеяния нуклонов 01 и 02, ϵ_2 – эффективная энергия соударения, θ_2 – угол рассеяния в с.п.м. двух нуклонов.

В качестве исходной формулы для расчета поляризованных сечений $\langle IS \rangle$ (I – сечение рассеяния, \hat{S} – спиновой оператор) может быть взято выражение

$$\begin{aligned} d \langle IS \rangle &= \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} \frac{1}{k_{01}} \cdot S_p \{ (1 - P_{12}) \Phi_f | \hat{T} | \Psi_{in} \rangle \rho_{in} \langle (1 - P_{12}) \Phi_f | \hat{T} | \Psi_{in} \rangle^+ \times (9) \\ &\times \hat{S} \} \times \delta(E_f - E_{in}) \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 - \vec{k}_{01}) \frac{d\vec{k}_1 \cdot d\vec{k}_2 \cdot d\vec{k}_3}{(2\pi)^3}, \end{aligned}$$

где \vec{k}_{01} – волновой вектор налетающего нуклона в л.с.;

\vec{k}_i – волновые векторы нуклонов 1,2,3 в конечном состоянии (л.с.);

$E_{in} = \frac{(\hbar c)^2}{2Mc^2} k_{01}^2 - b$ – энергия начального состояния системы;

$E_f = \frac{(\hbar c)^2}{2Mc^2} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2)$ – энергия конечного состояния;

$T_\ell = \frac{(\hbar c)^2}{2Mc^2} k_\ell^2$ – энергия ℓ -частицы ($\ell = 01; 02; 03; 1,2,3$);

P_{12} – оператор перестановки пространственных и спиновых координат тождественных частиц 1,2;

ρ_{in} – матрица плотности начальных спиновых состояний, которая при использовании неполяризованной дейтронной мишени имеет вид:

$$\rho_{in} = \frac{1}{6} (1 + \vec{P}_{01} \cdot \vec{\sigma}_1) \cdot \Lambda_{23}, \quad (10)$$

$$\Lambda_{23} = \frac{1}{4} (3 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2).$$

Спиновые операторы системы, состоящей из трех нуклонов, включают единичный оператор (неполяризованное рассеяние), операторы поляризации каждого из нуклонов, корреляции поляризаций каждой из пар нуклонов, корреляции поляризаций всех трех нуклонов:

$$\hat{S} = \begin{cases} = 1, & i = 1, 2, 3; \\ = \vec{\sigma}_i \cdot \vec{a}_i, & j = 1, 2, 3; \\ = (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{a}_1) \cdot (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{b}_j), & r = 1, 2, 3; \\ = (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{a}_i) \cdot (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{b}_j) \cdot (\vec{\sigma}_r \cdot \vec{c}_r). \end{cases} \quad (11)$$

$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ – произвольные единичные векторы.

Амплитуды рассеяния налетающего нуклона 01 нуклонами 02 и 03 запишем в виде ($p = 2,3$)

$$\hat{M}_{1p} = \alpha_{1p} + \beta_{1p} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) \cdot (\vec{\sigma}_p \cdot \vec{n}) + \gamma_{1p} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n} + \vec{\sigma}_p \cdot \vec{n}) + \delta_{1p} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{m}) (\vec{\sigma}_p \cdot \vec{m}) + \epsilon_{1p} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\ell}) \times (\vec{\sigma}_p \cdot \vec{\ell}) \quad (12)$$

с определяющими ортами

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_{1p} \times \vec{k}_{fp}}{|\vec{k}_{1p} \times \vec{k}_{fp}|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_{fp} - \vec{k}_{1p}}{|\vec{k}_{fp} - \vec{k}_{1p}|}, \quad \vec{\ell} = \frac{\vec{k}_{1p} + \vec{k}_{fp}}{|\vec{k}_{1p} + \vec{k}_{fp}|}. \quad (13)$$

Орты \vec{n} , \vec{m} , $\vec{\ell}$ строятся на единичных векторах, направления которых совпадают с направлениями волновых векторов относительного движения:

$$\vec{k}_{12} = \vec{k}_{01} - \vec{k}_{02}, \quad \vec{k}_{13} = \vec{k}_{01} - \vec{k}_{03}, \quad \vec{k}_{123} = P_{12} \vec{k}_{13}. \quad (14)$$

$$\vec{k}_{p2} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2, \quad \vec{k}_{p3} = \vec{k}_1 - \vec{k}_3, \quad \vec{k}_{p23} = P_{12} \vec{k}_{p3}.$$

Импульсы \vec{k}_{23} появляются при действии оператора P_{12} на амплитуду \hat{M}_{13} .

При экспериментальном изучении Nd -рассеяния почти никогда не регистрируются все три частицы. Поэтому выражение (9) можно, до перехода к рассмотрению конкретных процессов, проинтегрировать по импульсу одной из частиц (для определенности - по импульсу третьей частицы), что позволит избавиться от $\delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 - \vec{k}_{01})$. После интегрирования и выполнения ряда других несложных преобразований формула (9) приведется к виду

$$\begin{aligned} d \langle I^2 \rangle &= 4 \left(\frac{1}{k_{01}} \right) \cdot \text{Sp} \{ [(1 - P_{12}) \hat{M}_{12} (e_2 \theta_2) a(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}) + \\ &+ (1 - P_{12}) \hat{M}_{13} (e_3 \theta_3) a(-\vec{k}_2)] \rho_{1n} \cdot [(1 - P_{12}) \hat{M}_{12} (e_2 \theta_2) \times \\ &\times a(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}) + (1 - P_{12}) \hat{M}_{13} (e_3 \theta_3) a(-\vec{k}_2)]^+ \hat{S} \} \times \\ &\times \delta(k_1^2 + k_2^2 - k_{01}^2 \cdot \vec{k}_1 - \vec{k}_{01} \cdot \vec{k}_2 + \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2 + \frac{Mc^2}{\hbar c} b) dk_1 \cdot dk_2. \end{aligned} \quad (15)$$

При этом эффективные энергии e_2 (для взаимодействия нуклонов 01 и 02), e_3 (для взаимодействия нуклонов 01 и 03) и e_{23} (для амплитуды $\hat{M}_{23} = P_{12} \cdot \hat{M}_{13}$, возникающей при антисимметризации по состояниям тождественных частиц), будут определяться выражениями

$$(e_2)_{1n} = \frac{(\hbar c)^2}{2Mc^2} (2\vec{k}_{01} - \vec{k}_1 - \vec{k}_2) \quad (16a, б)$$

$$(e_3)_{in} = \frac{(\hbar c)^2}{2Mc^2} (\vec{k}_{01} - \vec{k}_2)^2, \quad (16a)$$

$$(e_{23})_{in} = \frac{(\hbar c)^2}{2Mc^2} (\vec{k}_{01} + \vec{k}_1)^2,$$

$$(e_2)_f = \frac{\hbar c^2}{2Mc^2} (\vec{k}_1 - \vec{k}_1)^2,$$

$$(e_3)_f = \frac{(\hbar c)^2}{2Mc^2} (2\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01})^2, \quad (16b)$$

$$(e_{23})_f = \frac{(\hbar c)^2}{2Mc^2} (2\vec{k}_2 + \vec{k}_1 - \vec{k}_{01})^2,$$

а косинусы эффективных углов рассеяния (в с.ц.м. нуклон-нуклон) для тех же пар нуклонов равны

$$\begin{aligned} \cos \theta_2 &= \frac{(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot (2\vec{k}_{01} - \vec{k}_1 - \vec{k}_2)}{|\vec{k}_1 - \vec{k}_2| |2\vec{k}_{01} - \vec{k}_1 - \vec{k}_2|}, \\ \cos \theta_3 &= \frac{(2\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}) \cdot (\vec{k}_{01} + \vec{k}_2)}{|2\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}| |\vec{k}_{01} + \vec{k}_2|}, \\ \cos \theta_{23} &= \frac{(2\vec{k}_2 + \vec{k}_1 - \vec{k}_{01}) \cdot (\vec{k}_{01} + \vec{k}_1)}{|2\vec{k}_2 + \vec{k}_1 - \vec{k}_{01}| |\vec{k}_{01} + \vec{k}_1|}. \end{aligned} \quad (17)$$

В формулах (16a) эффективные энергии выражены через импульсы частиц в начальном, а в формулах (16b) — через импульсы в конечном состоянии. Видно, что эти два определения не совпадают между собой. Различие связано с тем, что рассеяние нуклонов при Nd -соударениях происходит с уходом от массовой поверхности. Как уже говорилось, в своих расчетах мы пренебрегаем этим эффектом. Отметим, что в отличие от случая рассеяния тождественных частиц, когда изменения определяющих ортов при антисимметризации амплитуды однозначны, определяющие орты нетождественных частиц при антисимметризации Nd -амплитуды изменяются значительно более сложным образом. Так, в частности, нормаль \vec{n}_{23} может быть антипараллельной или параллельной \vec{n}_{13} в зависимости от того, насколько близка сумма импульсов пары регистрируемых частиц к импульсу начального нуклона \vec{k}_{01} .

Приведем формулы для расчета поляризованных сечений неупругого Nd -рассеяния, измеряемых в некоторых типичных экспериментах.

1. Регистрируются направления движения частиц 1,2, и измеряется энергия каждой из них:

$$\frac{d^4 \langle \hat{I}S \rangle}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} = 4 \frac{(Mc^2)^2}{(\hbar c)^4} \left(\frac{k_1 k_2}{k_{01}} \right) \text{Sp} \{ [(1-P_{12})(\hat{M}_{12}(e_2, \theta_2))_a(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}) + \hat{M}_{13}(e_3, \theta_3)_a(\vec{k}_2)] \rho_{1b} [(1-P_{12})(\hat{M}_{12}(e_2, \theta_2))_a(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_{01}) + \hat{M}_{13}(e_3, \theta_3)_a(-\vec{k}_2)] \}^{\dagger} \hat{S} \} \quad (18a)$$

при условии $\vec{k}_1^2 + \vec{k}_2^2 - \vec{k}_{10} \vec{k}_1 - \vec{k}_{01} \vec{k}_2 + \vec{k}_1 \vec{k}_2 + \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} b = 0$.

2. Регистрируются направления движения частиц 1,2, и измеряется энергия одной из них (для определенности - энергия частицы 1):

$$\frac{d^3 \langle \hat{I}S \rangle}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = 4 \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} \left(\frac{k_1}{k_{01}} \right) \sum_q \text{Sp} \{ \frac{k_{2,q}^2}{|2k_{2,q} - k_{01} \cos \Delta_{02} + k_1 \cos \Delta_{12}|} \} \quad (18б)$$

Здесь и далее:

$$k_{2,q} = \frac{k_{01} \cos \Delta_{02} - k_1 \cos \Delta_{12}}{2} \pm \sqrt{\frac{(k_{01} \cos \Delta_{02} - k_1 \cos \Delta_{12})^2}{4} - (k_1^2 - k_{01} \cos \Delta_{01} + \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} b)}. \quad (18в)$$

3. Регистрируются направление движения частицы 1, и измеряется ее энергия:

$$\frac{d^2 \langle \hat{I}S \rangle}{d\Omega_1 dE_1} = 4 \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} \frac{1}{k_{01}} \int d\Omega_2 \sum_q \text{Sp} \{ \frac{k_{2,q}^2}{|2k_{2,q} - k_{01} \cos \Delta_{02} + k_1 \cos \Delta_{12}|} \} \quad (18г)$$

4. Регистрируется направление движения частиц 1,2:

$$\frac{d^2 \langle \hat{I}S \rangle}{d\Omega_1 d\Omega_2} = 4 \frac{1}{k_{01}} \int k_1^2 dk_1 \sum_q \text{Sp} \{ \frac{k_{2,q}^2}{|2k_{2,q} - k_{01} \cos \Delta_{02} + k_1 \cos \Delta_{12}|} \} \quad (18д)$$

5. Регистрируется направление движения частицы 1:

$$\frac{d \langle \hat{I}S \rangle}{d\Omega_1} = \left(\frac{1}{k_{01}} \right) \int k_1^2 dk_1 d\Omega_2 \sum_q \text{Sp} \{ \frac{k_{2,q}^2}{|2k_{2,q} - k_{01} \cos \Delta_{02} + k_1 \cos \Delta_{12}|} \} \quad (18е)$$

В формулах (18) использованы обозначения: Δ_{01} - угол между волновыми векторами \vec{k}_{01} и \vec{k}_1 ; Δ_{02} - угол между волновыми векторами \vec{k}_{01} и \vec{k}_2 ; Δ_{12} - угол между волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 .

При задании векторов в сферических координатах с полярной осью, направленной по \vec{k}_{01} , т.е. в виде $\vec{k}_{01}(k_{01}, 0, 0)$, $\vec{k}_\ell(k_\ell, \theta_\ell, \phi_\ell)$,

$$\begin{aligned} \cos \Delta_{0q} &= \cos \theta_{0q} , \\ \cos \Delta_{12} &= \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2 \cos (\phi_1 - \phi_2) . \end{aligned} \quad (19)$$

Применяющееся в тех же формулах сокращение $Sp \{ \}$ означает, что под знаком шпура стоит такое же выражение, как в формуле (18a).

Из приведенных выражений видно, что рассеяние налетающего нуклона нуклоном дейтрона происходит при эффективной энергии, определяемой импульсом относительного движения этих частиц. Оценим область значений эффективной энергии и вероятность ее реализации при нескольких значениях энергии налетающего нуклона.

Пусть импульс и кинетическая энергия налетающего нуклона $\hbar \vec{k}_{01}$ и T_0 , а импульс нуклона в дейтроне $\hbar \vec{\kappa}$. Тогда импульс относительного движения взаимодействующих нуклонов

$$\hbar \vec{k} = \hbar (\vec{k}_0 - \vec{\kappa}) . \quad (20)$$

Хотя это и не вполне последовательно, связь между импульсом и энергией возьмем в релятивистской форме:

$$e + Mc^2 = \sqrt{(\hbar c)^2 (\vec{k}_{01} - \vec{\kappa})^2 + (Mc^2)^2} , \quad (21)$$

а для вычисления вероятности $w(\vec{\kappa})$ появления импульса $\hbar \vec{\kappa}$ воспользуемся нерелятивистской волновой функцией дейтрона (7). Для простоты предположим, что в рассматриваемом интервале изменения e сечения NN-рассеяния постоянны, и не будем учитывать их влияние на формирование рассматриваемых вероятностей.

Вероятность того, что нуклон в дейтроне имеет импульс, лежащий в интервале $\hbar \vec{\kappa} \pm \hbar (\vec{\kappa} + d\vec{\kappa})$, есть

$$w(\vec{\kappa}) d\vec{\kappa} = |a(\vec{\kappa})|^2 d\vec{\kappa} . \quad (22)$$

Для определения вероятности реализации энергии e перейдем в (22) от $d\vec{\kappa}$ к de :

$$w(\vec{\kappa}) d\vec{\kappa} = |a(\vec{\kappa}(e))|^2 \frac{\partial \kappa}{\partial e} de d\Omega , \quad (23)$$

где

$$\kappa_{\pm}(e) = \frac{1}{\hbar c} \left\{ \sqrt{T_0(T_0 + 2Mc^2)} \cos \theta \pm \sqrt{e + 2Mc^2 - T_0(T_0 + 2Mc^2)} \sin^2 \theta \right\} , \quad (24)$$

$$\frac{\partial \kappa}{\partial e} = \frac{1}{\hbar c} \cdot \frac{e + Mc^2}{\sqrt{e(e + 2Mc^2) - T_0(T_0 + 2Mc^2 \sin^2 \theta)}} \quad (25)$$

Интегрируя выражение (23), найдем вероятность $W(e_m)$ того, что эффективная энергия превышает заданную величину

$$W(e_m) = \int d\Omega \int_{e_m}^{\infty} \{ |a(\kappa_+(e))|^2 \kappa_+^2 + |a(\kappa_-(e))|^2 \kappa_-^2 \} \left| \frac{\partial \kappa}{\partial e} \right| de. \quad (26)$$

Функция (26) была вычислена нами на ЭВМ ВЦ ОИЯИ для нескольких энергий падающих нуклонов. Результаты расчетов приведены на рисунке.

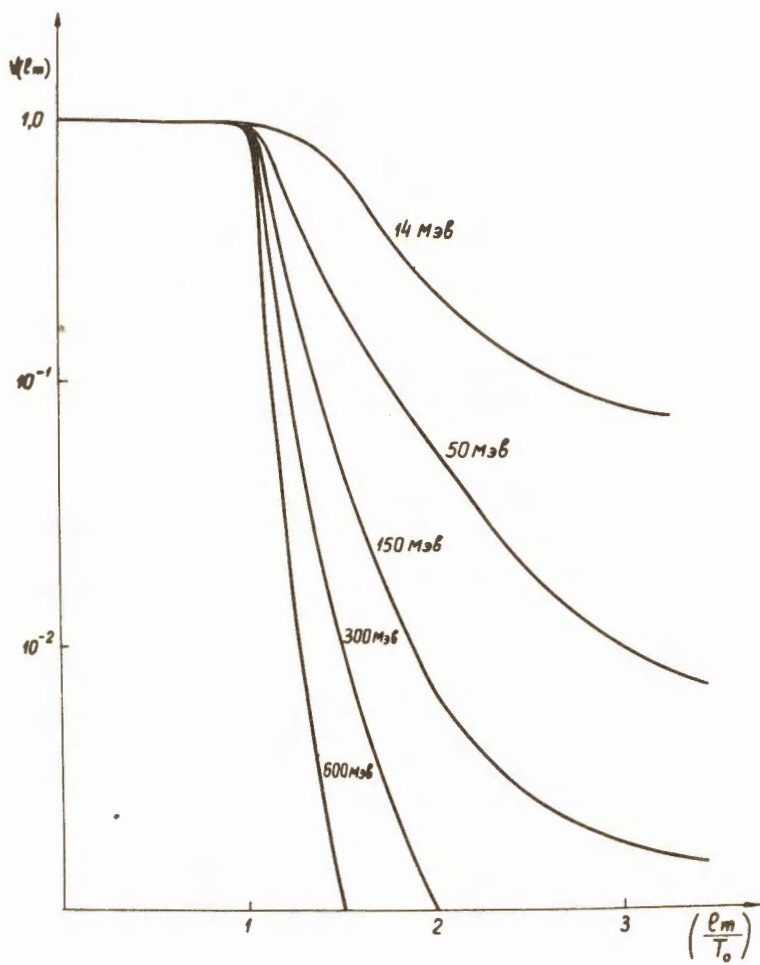
Кривые этого рисунка показывают, что область эффективных энергий, реализуемых при Nd -соударениях, довольно широка и, в частности, включает энергии, заметно превышающие энергию падающего нуклона. Это открывает принципиальную возможность, изучая Nd -соударения, получать сведения об NN -рассеянии при энергиях, превышающих энергию начальных частиц.

Авторы благодарны В.П. Желепову и Г.А. Ососкову за поддержку этой работы, С.М. Биленькому, Л.И. Лапидусу и Р.М. Рындину за многочисленные полезные обсуждения ряда затронутых в работе вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. A. Everett. Phys. Rev., 126, 831 (1962).
2. N.M. Queen. Nucl. Phys., 55, 177 (1966).
3. K.L. Kowalski, D. Feldman. Phys. Rev., 130, 276 (1963).
4. A.H. Cromer. Phys. Rev., 129, 1680 (1964).
5. А.С. Давыдов. Квантовая механика. ГИФМЛ, Москва (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1966 г.



Интегральная вероятность реализации при Nd-соударениях эффективных энергий NN-рассеяния.