

УДК 539.172

ИЗМЕРЕНИЕ АНАЛИЗИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ iT_{11} И T_{22} УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ d - ${}^4\text{He}$ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ ДЕЙТРОНОВ 1 – 1,8 МэВ

Ю. Г. Балашко, И. Я. Барит, С. В. Зуев, Э. Д. Молодцов, В. А. Симонов

Описан метод и приведены результаты измерения анализирующих способностей iT_{11} и T_{22} упругого рассеяния d - ${}^4\text{He}$ на ускорителе ЭГ-5 ИЯИ РАН с источником поляризованных ионов.

Изучению упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^4\text{He}$ посвящено довольно много работ, так как этот процесс является источником детальной информации о шестинуклонной системе [1]. Однако для энергий менее 2 МэВ имеется лишь небольшое количество экспериментальных данных для поляризационных наблюдаемых [2, 3], что затрудняет анализ этого процесса. В то же время, эта область энергий представляет значительный интерес, так как в ней расположен резонансный уровень 3^+ ядра ${}^6\text{Li}$. Кроме того, эта область более проста для анализа, так как находится ниже порога развала дейтрона. Фазовый анализ имеющихся данных указывал на сложный характер зависимости p -фаз от энергии [4]. Ожидалось, что измерение поляризационных наблюдаемых при энергиях дейтронов меньше 2 МэВ позволит сделать выбор между различными вариантами фазового анализа и получить более однозначные данные о p -фазах.

Ионы дейтерия получались в компактном источнике поляризованных ионов [5], расположенном под высоковольтным кондуктором электростатического ускорителя, и далее ускорялись до нужной энергии. Максимальная тензорная поляризация p_{zz} дейтронов составляла $-0,31 \pm 0,01$, чему соответствует значение векторной поляризации $p_z = -0,29 \pm 0,01$ при индукции магнитного поля в области ионизатора ионного источника 10 Э.

Измерения производились в камере рассеяния объемом около 40 литров, которая может отделяться от ионопровода окошком из пирекса (потери энергии ~ 150 кэВ при $E_d = 1$ МэВ) и наполняться гелием до давления 50 торр.

Система регистрации асимметрии представляла собой два набора из четырех кремниевых поверхностно-барьерных детекторов с площадью чувствительной области $1,25 \text{ см}^2$, установленных под двумя радиальными углами при азимутальных углах относительно оси квантования 0° , 90° , 180° и 270° . Детекторы снабжены коллиматорами с геометрическими факторами $(1-2) \cdot 10^{-3}$ и угловым разрешением $\pm 3,5^\circ$ (полная ширина). Для относительных измерений интенсивности поляризованного и неполяризованного пучков и контроля их положения использовалось рассеяние на золотой фольге (мониторной), расположенной на расстоянии $\sim 100 \text{ мм}$ от центра области рассеяния в газе. Поляризация дейтронов измерялась путем регистрации анизотропии альфа-частиц из реакции $T(d, \alpha)n$ на мишени $Ti-T$ ($\sim 1 \text{ мг/см}^2$) с помощью двух детекторов, расположенных под углами 0° и 90° относительно оси квантования. Между мониторной фольгой и расположенной далее за ней (под углом 45° к пучку) $Ti-T$ мишенью помещался набор алюминиевых фольг для торможения дейтронов до энергии $150 - 400 \text{ кэВ}$, поскольку в этой области анализирующая способность (АС) реакции $T(d, \alpha)n$ максимальна и измерена наиболее точно [6, 7]. Энергетические потери в этих фольгах измерялись по сдвигу спектров дейтронов, рассеянных на золотой фольге, помещенной на место мишени $Ti-T$.

В центр области рассеяния в газе могла вводиться тонкая золотая фольга для определения энергии дейтронов путем сравнения положений пиков в спектре рассеянных на ней дейтронов при отсутствии газа и окошка и в газовой мишени с учетом потерь в газе на пути от фольги до детектора. Энергия в этой точке в отсутствие газа и окошка определялась на основании стандартной калибровки энергии электростатического генератора по резонансу реакции $^{19}F(p, \gamma)$ при $E_p = 872 \text{ кэВ}$. Общая погрешность определения энергии составляла 3 кэВ .

При измерении анализирующих способностей использовался пучок дейтронов с поперечным направлением оси квантования (параллельно направлению поля в магнитном анализаторе ускорителя). Дифференциальное сечение при этом имеет следующий вид [8]:

$$\sigma(\Theta, \phi) = \sigma_0(\Theta) \left(1 + \sqrt{2} t_{10} i T_{11} \cos \phi - (1/2) t_{20} T_{20} - \sqrt{3/2} t_{20} T_{22} \cos 2\phi \right),$$

где $\sigma_0(\Theta)$ – сечение рассеяния неполяризованных дейтронов, $t_{10} = -\sqrt{3/2} p_z$ и $t_{20} = -\sqrt{1/2} p_{zz}$ – векторная и тензорная поляризации дейтронов, $i T_{11}$, T_{20} и T_{22} – анализирующие способности упругого рассеяния, ϕ – азимутальный угол между нормалью к плоскости рассеяния и плоскостью, содержащей импульс падающего дейтрона и ось квантования. Обозначая отсчеты детекторов асимметрии L, D, R, U для углов

$\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ и 270° , для каждого детектора можно записать отношение отсчетов с поляризованным (p) и неполяризованным (o) пучком вида $L = L_p/L_o$, и комбинируя соответствующие соотношения, получить искомые анализирующие способности:

$$\begin{aligned} L - R &= N\sqrt{8}t_{10}iT_{11}, \\ L + R + D + U &= N(4 - 2t_{20}T_{20}), \\ U + D - L - R &= N\sqrt{24}t_{20}T_{22}, \end{aligned}$$

где $N = N_p/N_o$ – отношение отсчетов для дейтронов, рассеянных на мониторинной фольге с поляризованным и неполяризованным пучком.

Полученные таким образом асимметрии содержат вклад ложных асимметрий, возникающих при несовпадении оси пучка с осью системы регистрации асимметрии. Ложная асимметрия определялась по асимметрии рассеяния на мониторинной фольге поляризованных и неполяризованных дейтронов с использованием формул для бесконечно тонкого пучка [9]. Линейные и угловые смещения пучка считались связанными в предположении, что положение пучка фиксировано в точке на расстоянии 900 мм перед камерой. Численные расчеты ложной асимметрии, учитывающие многократное рассеяние в окошке, конечные размеры пучка и коллиматоров, показали, что эти эффекты уменьшают поправки приблизительно на 30%. Это различие не учитывалось при обработке, поскольку поправки на ложную асимметрию в основном не превышали половины погрешности конечного результата.

Для мониторинирования поляризации пучка, необходимого в связи с непостоянством неполяризованной составляющей пучка, использовалась, как уже указывалось, реакция $T(d, \alpha)n$. Ее сечение при низких энергиях, когда в реакции участвует лишь s -волна, имеет вид:

$$\sigma(\omega) = \sigma_0(1 + p_{zz}A_{zz}/2), \quad A_{zz} = \rho(3\cos^2\omega - 1)/2,$$

где ω – угол между осью квантования и направлением вылета альфа-частиц, ρ – коэффициент, учитывающий отклонение АС реакции от идеального значения, равного -1. Для $\omega = 0^\circ$ и 90° вычислялось отношение $A = N_p(0)N_o(90)/N_o(0)N_p(90)$, откуда $P_{zz} = 4(A - 1)/(2A + 1)\rho$. Использовалось значение A_{zz} , полученное усреднением экспериментальных данных по энергии, т.е. нормированной сверткой произведения $A_{zz}\sigma/S$, где S – энергетические потери в мишени $Ti-T$, σ – полное сечение реакции. Смещения пучка в плоскости, содержащей ось квантования, были пренебрежимо малы; ложная

асимметрия в перпендикулярной плоскости была минимизирована выбором угла наклона мишени к пучку и направлению на детектор.

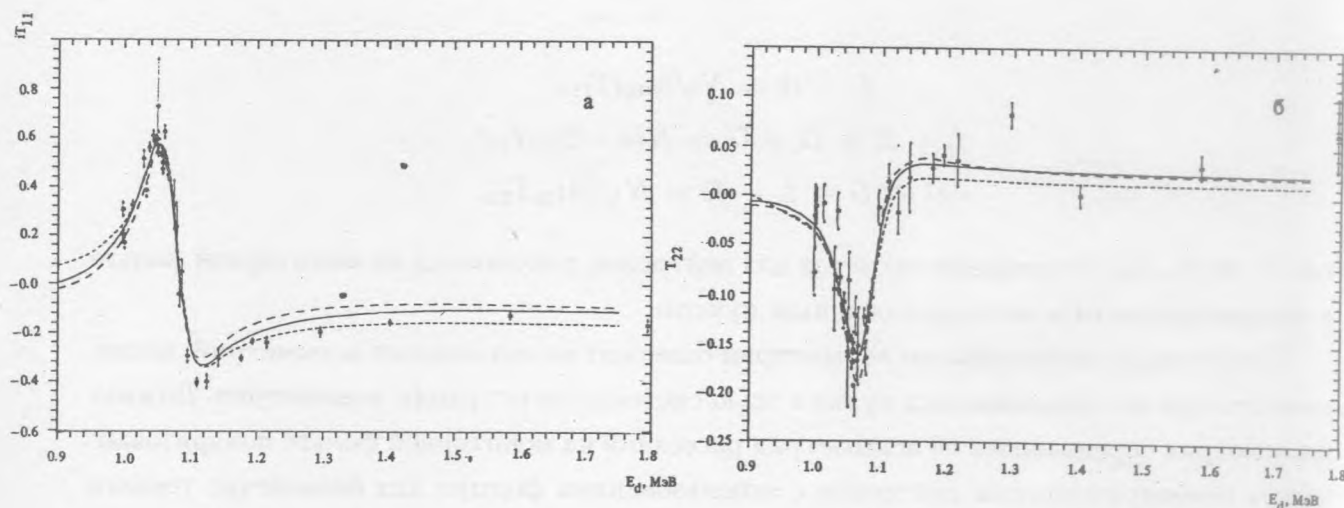


Рис. 1. Энергетическая зависимость векторной iT_{11} (а) и тензорной T_{22} (б) анализирующих способностей упругого рассеяния $d^4\text{He}$ для угла $\Theta_{\text{сч.м}} = 60,3^\circ$. Кривые рассчитаны по результатам фазового анализа работ [4] (.....) и [10] (— вариант I, - - - - вариант II).

При измерении АС производился набор статистики сериями по 20 измерений длительностью 5 минут с неполяризованным пучком и 100 измерений по 5 минут – с поляризованным. При хорошей разрешающей способности детекторов амплитудные спектры имели простой вид во всех измерительных каналах, позволяющий выделить нужные пики аналоговыми дифференциальными дискриминаторами, без набора и обработки полных спектров. Импульсы с дискриминаторов поступали на счетчики, откуда данные программно считывались в ЭВМ через магистраль крейт-контроллера КАМАК и записывались на диск для последующей обработки.

В программе обработки сначала вычислялись поляризация, анализирующие способности, ложная асимметрия и вес, равный произведению отсчетов мониторов на квадрат поляризации пучка (для последующего усреднения), для каждого измерения с поляризованным пучком. Затем производилось усреднение АС с исключением измерений, результаты которых выходили за пределы доверительного интервала (тройного среднеквадратичного отклонения значения АС от средней АС для данной серии), и повторное усреднение.

На рис. 1, 2 приведены измеренные в данной работе значения iT_{11} и T_{22} в исследованном интервале энергий для углов $\Theta_{\text{сч.м}} = 60,3^\circ$ и $104,1^\circ$. Результаты для АС T_{20} не

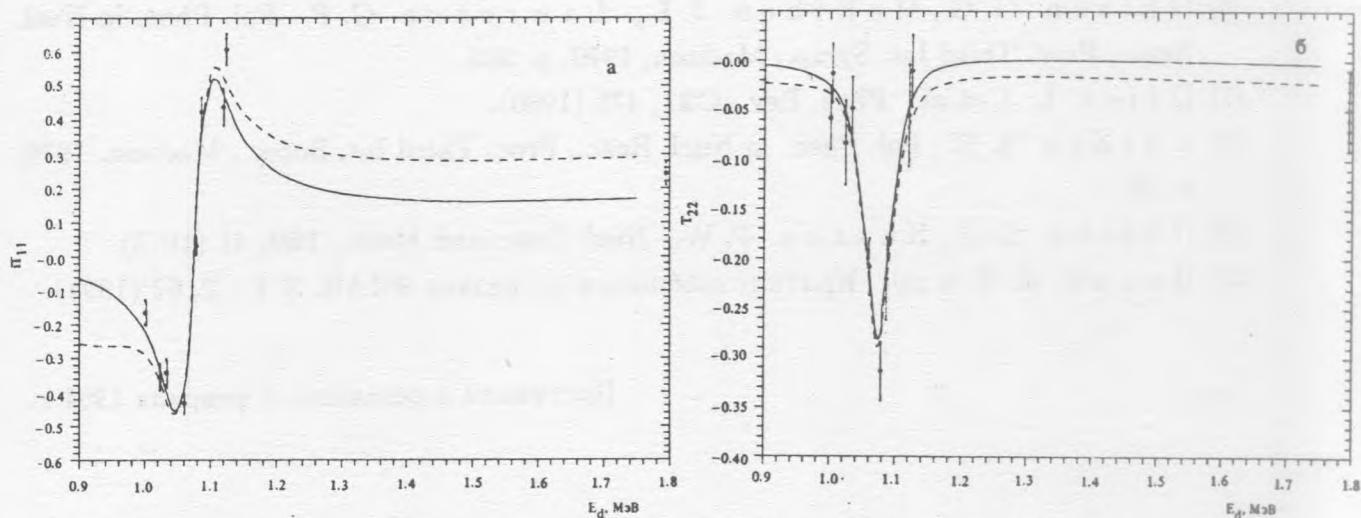


Рис. 2. Энергетическая зависимость векторной iT_{11} (а) и тензорной T_{22} (б) анализирующих способностей упругого рассеяния $d\text{-}^4\text{He}$ для угла $\Theta_{\text{сч.м}} = 104,1^\circ$. Пояснения в подписи к рис. 1.

приводятся, так как метод измерения и интенсивность поляризованного пучка не позволили измерить ее с приемлемой точностью. Показанные кривые рассчитаны в работах [4,10] по фазам, определенным в результате энергетически зависимого фазового анализа всех имеющихся экспериментальных данных по рассеянию $d\text{-}^4\text{He}$ в интервале энергий 0,87–2 МэВ. Видно, что имеется удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и расчетными кривыми. Более подробное сравнение экспериментальных данных с расчетами рассматривается в работе [10].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-3369).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A j z e n b e r g - S e l o v F. Nucl. Phys., A, 490, N 1 (1988).
- [2] Б а р и т И. Я. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 44, 1071 (1980).
- [3] Б а л а ш к о Ю. Г. и др. Препринт ИЯФ АН КазССР 89-1, Алма-Ата, 1989, с. 22.
- [4] Б а р и т И. Я. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 8, 37 (1991).
- [5] V a s i l ' e v G. A., G l a s o v E. A., J o l k i n V. V. Nucl. Instr. and Meth., 57, 160 (1967).

- [6] Ohlsen G. G., McKibben J. L., Lawrence G. P. Pol. Phen. in Nucl. Reac., Proc. Third Int. Symp., Madison, 1970, p. 503.
- [7] Dries L. J. et al. Phys. Rev., C21, 475 (1980).
- [8] Darden S. E. Pol. Phen. in Nucl. Reac., Proc. Third Int. Sump., Madison, 1970, p. 39.
- [9] Ohlsen G. G., Keaton P. W. Nucl. Instr. and Meth., 109, 41 (1973).
- [10] Барит И. Я. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 1 - 2, 67 (1994).

Поступила в редакцию 8 февраля 1994 г.