

19/x-7

С 373 И

Э-458

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15 - 5156



Г. Элер, М.И. Кривоустов, Г.-И. Вибике, Ф. Асфур,
И.В. Сизов, Г. Ширмер

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p_0) ^{14}\text{N}$

1970

Г. Элер, М.И. Кривоустов, Г. И. Вибике, Ф. Асфур,
И.В. Сизов, Г. Ширмер

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p_0) ^{14}\text{N}$

В в е д е н и е

Реакции двухнуклонной передачи типа (${}^3\text{He}, p$) сравнительно мало исследованы при низких энергиях ускоренных ионов. Так, например, в работе/1/ подробно изучалась реакция ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p){}^{14}\text{N}$, но из-за трудностей в интерпретации полученных экспериментальных результатов ее авторам не удалось сделать однозначных заключений о механизме реакции и квантовых характеристиках возбужденных состояний промежуточного ядра ${}^{15}\text{O}$. Главный вывод этой работы состоит в том, что в ходе реакции преобладает механизм образования составного ядра. Функции возбуждения протонных каналов имеют явно выраженную резонансную структуру, а характер угловых распределений протонов быстро меняется с изменением энергии бомбардирующих частиц. Сложность и противоречивость сведений о динамике таких реакций стимулировали поиски дополнительной информации, которая могла бы быть использована в дальнейшем анализе экспериментальных данных.

Одним из ценных источников такой информации являются эксперименты по измерению поляризации нуклонов - продуктов реакций. В случае реакции гелия-3 с углеродом, имеющей резонансный характер и протекающей с малыми сечениями (порядка нескольких мбарн/стерад), данные из поляризационных экспериментов будут полезными лишь при достаточно высокой статистической точности и хорошем энергетическом разрешении. Это накладывает строгие ограничения на выбор методики эксперимента.

Широко распространенный метод изучения поляризации по измерению лево-правой асимметрии в упругом рассеянии в данном случае оказывается неприменимым, т.к. получение достаточной статистической точности (в приемлемое время одного измерения) предполагает использование толстых первой и второй (анализирующей) мишеней^{/2,3/}. Разрешение главной трудности поляризационных экспериментов, связанной с увеличением интенсивности, было достигнуто разработкой и использованием для измерений методики кольцевого поляриметра, геометрия которого была предложена Бринкманом^{/4/} в 1960 г. В наших работах^{/5,6/} описаны результаты разработки поляриметра с кольцевой геометрией, метод и программы расчёта поляризации в таком эксперименте, а также детальный анализ всей методики.

Методика эксперимента и результаты измерений

Схема экспериментального устройства для измерения поляризации показана на рис. 1. Пучок ускоренных ионов ${}^3\text{He}$ после прохождения системы коллимирующих диафрагм попадает на самоподдерживающуюся углеродную мишень (1), приготовленную из специальной углеродной эмульсии. Толщина мишеней в различных опытах составляла от 120 до 180 кэв для ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 3 Мэв. Механическая прочность мишеней позволила бомбардировать их в течение нескольких часов пучком ионов с интенсивностью 3–5 мка.

Протоны, вылетающие из первой мишени, упруго рассеивались на углеродном (без подложки) анализаторе (4), выполненном в виде кольца. Толщина анализирующей мишени в зависимости от энергии протонов выбиралась от 6 до 20 мг/см². В некоторых измерениях в качестве анализатора использовались пленки из $(\text{CH}_2)_n$ или $(\text{CH})_n$.

После упругого рассеяния на анализирующей мишени протоны регистрировались двумя поверхностно-барьерными детекторами (5) и (6) (диаметром 16 мм), расположенными на одной оси с пучком падающих ионов. Именно это обстоятельство исключает возможность возникновения заметной приборной (ложной) асимметрии при выполнении измерений с кольцевым поляриметром. Толщина чувствительного слоя детекторов подбиралась

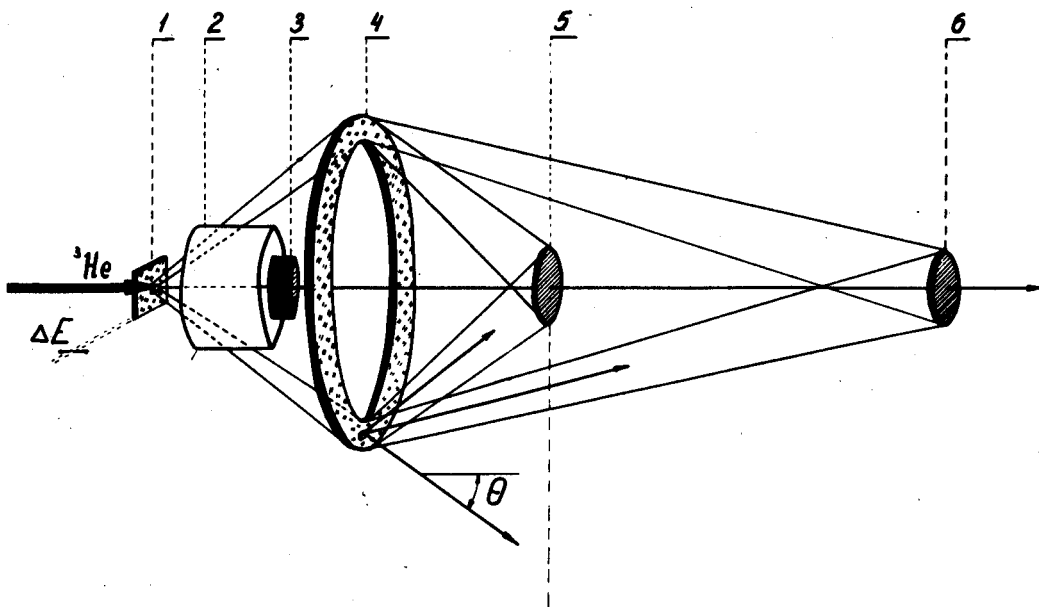


Рис. 1. Схема кольцевого поляриметра, 1 - мишень, 2 - алюминиевая фольга, задерживающая рассеянные ионы ${}^3\text{He}$ и другие тяжелые частицы, 3 - ловушка, останавливающая пучок частиц, 4 - кольцевая анализирующая мишень, 5 и 6 - полупроводниковые детекторы.

так, чтобы обеспечить регистрацию рассеянных протонов с минимальным фоном, т.е. получить благоприятное соотношение между эффектом и фоном. Вопросы создания необходимой геометрии опыта, технологии приготовления мишеней и определения их толщин, детектирования и фона, а также схемы контрольных измерений по обнаружению приборных асимметрий детально разобраны в /5/.

Числа протонов N_1 и N_2 , зарегистрированные обоими детекторами, после нормировки с помощью геометрических факторов G_1 и G_2 , которые зависят от сечения σ_I реакции $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p_0) ^{14}\text{N}$, от расположения детекторов относительно анализатора и σ_{II} -сечения упругого рассеяния протонов на углероде, позволяют вычислить асимметрию η и далее - поляризацию P_I по формуле

$$\eta = \frac{\overline{G_1 N_1} - \overline{G_2 N_2}}{\overline{G_1 N_1} + \overline{G_2 N_2}} = \frac{P_I (\overline{P_{II1}} - \overline{P_{II2}})}{P_I (\overline{P_{II1}} + \overline{P_{II2}}) - 2}.$$

Здесь $\overline{P_{II1}}$ и $\overline{P_{II2}}$ - средние поляризационные способности анализатора в направлении обоих детекторов, существенно зависящие от сечения упругого рассеяния протонов σ_{II} и величины возникающей при этом поляризации P_{II} . Необходимо заметить, что успешная реализация преимущества кольцевого поляриметра по увеличению интенсивности регистрируемых частиц (в десятки раз по сравнению с лево-правой методикой) достигается с неизбежным усложнением расчётов поляризации по экспериментальным данным: возникает необходимость вычисления многократных интегралов для G и $\overline{P_{II}}$.

В работе/6/ приведены формулы для определения G и $\overline{P_{II}}$, описана программа вычисления этих величин, осуществляемого методом случайных чисел (метод Монте-Карло), даются результаты анализа зависимостей G и $\overline{P_{II}}$ от исходных геометрических и физических величин, выполненного на ЭВМ, а также обсуждаются результаты контрольных измерений.

В расчётах использовались данные по поляризационной способности углерода, опубликованные Моссом и Хаберли/7/; сведения о сечении σ_{II} брались из таблиц, составленных по известным экспериментальным резуль-

татам путем усреднения и интерполяции^{x/}, а данные о сечении σ_1 приведены в^{8/}. Определение знака поляризации P_1 по измерению асимметрии в эксперименте с кольцевой геометрией^{xx/} с использованием для вычислений приведенного выше соотношения находится в соответствии с Базельской конвенцией ^{4/} о положительном направлении поляризации ядерных частиц со спином 1/2.

На рис. 2 показаны спектры протонов из реакции $^{12}\text{C} ({}^3\text{He}, p) {}^{14}\text{N}$ после упругого рассеяния на углеродном анализаторе, зарегистрированные первым и вторым детекторами при следующих условиях эксперимента: энергия ускорения ионов ${}^3\text{He}$ равна 2570 кэВ, угол вылета протонов из реакции $\theta = 34^\circ$ (лаб. сист.), толщина первой мишени $\Delta E = 160$ кэВ и толщина анализатора $\rho_0 = 16,5$ мг/см².

Угловая зависимость поляризации протонов из реакции $^{12}\text{C} ({}^3\text{He}, p) {}^{14}\text{N}$ (основное состояние) была измерена при 6 энергиях ионов ${}^3\text{He}$ в диапазоне от 2,4 до 3,6 МэВ при следующих углах вылета протонов из мишени: $\theta = 22^\circ, 34^\circ, 46^\circ, 58^\circ$, а для двух энергий, 2800 и 2960 кэВ, и при углах $\theta = 28$ и 70° (энергия и углы в лаб. сист.) Результаты этих измерений представлены на рис. 3 и 4. На экспериментальных точках, приведенных на этих рисунках, размер вертикальной стрелки соответствует относительной ошибке определения поляризации, а размер горизонтальной стрелки есть толщина первой мишени ΔE (рис. 3) или угловой раствор $\Delta\theta$ (рис. 4), с которыми выполнено данное измерение. Штриховые линии проведены только лишь для соединения экспериментальных точек. Чётко выраженный резонансный характер энергетической зависимости поляризации, наблюдаемый для всех углов при энергиях ионов ${}^3\text{He}$, близких к 3 МэВ, можно заметить на рис. 3. Этот резонансный эффект уменьшается по мере удаления в обе стороны от энергии 3 МэВ.

x/ Работа ^{15/} содержит эти таблицы и полную библиографию статей, использованных для их составления.

xx/ Об определении знака поляризации см. доклад Бринкмана^{4/} и принт^{5/}.

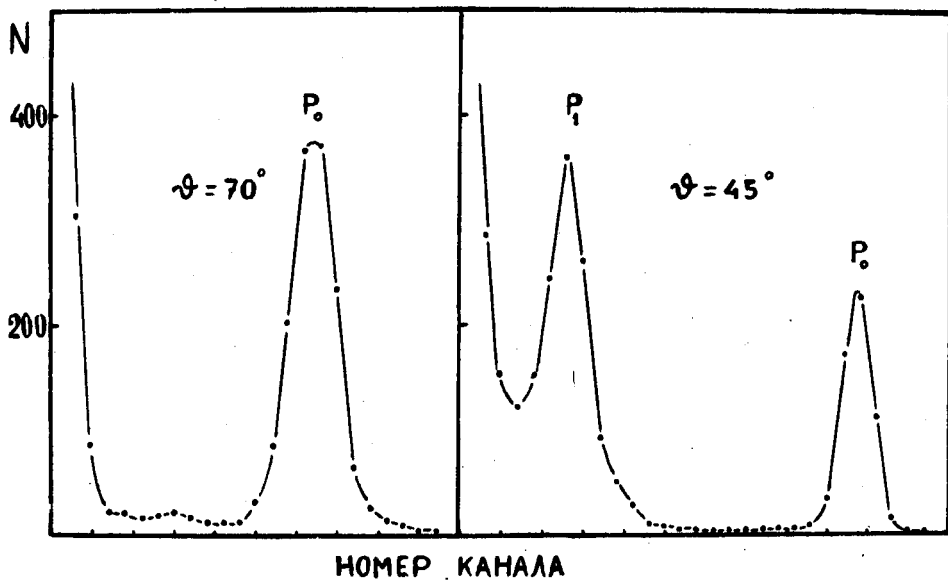


Рис. 2. Спектры протонов из реакции $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p)^4\text{N}$ после упругого рассеяния на углеродном анализаторе (ϑ - угол, под которым протоны летят в направлении детектора, см. рис. 1).

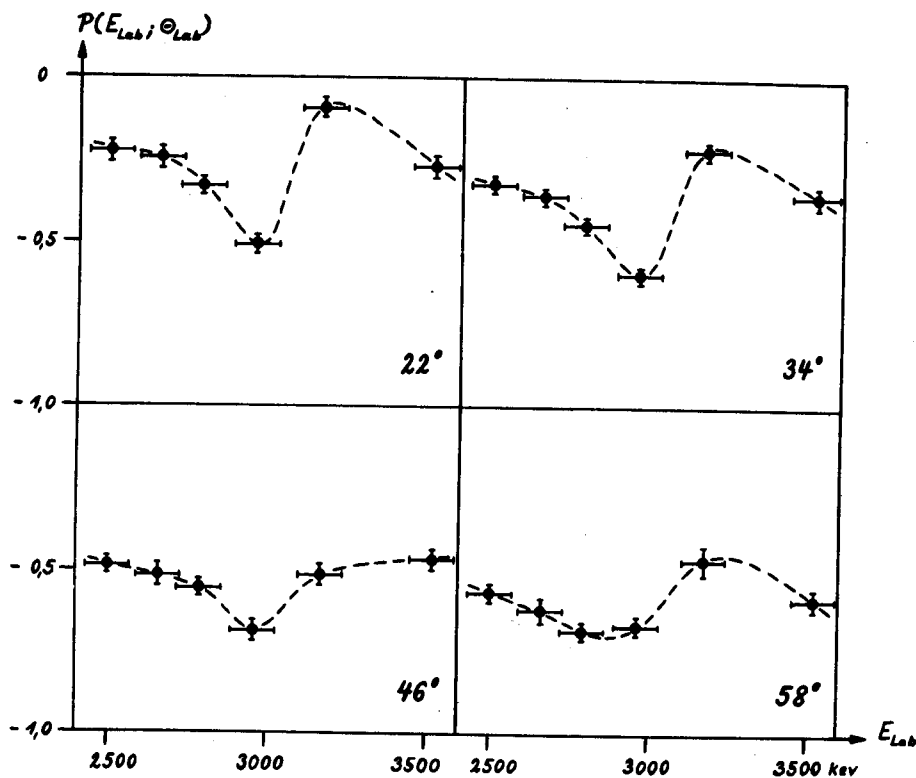


Рис. 3. Энергетическая зависимость поляризации протонов из реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ (осн. сост.). Энергия и углы даны в лабораторной системе координат.

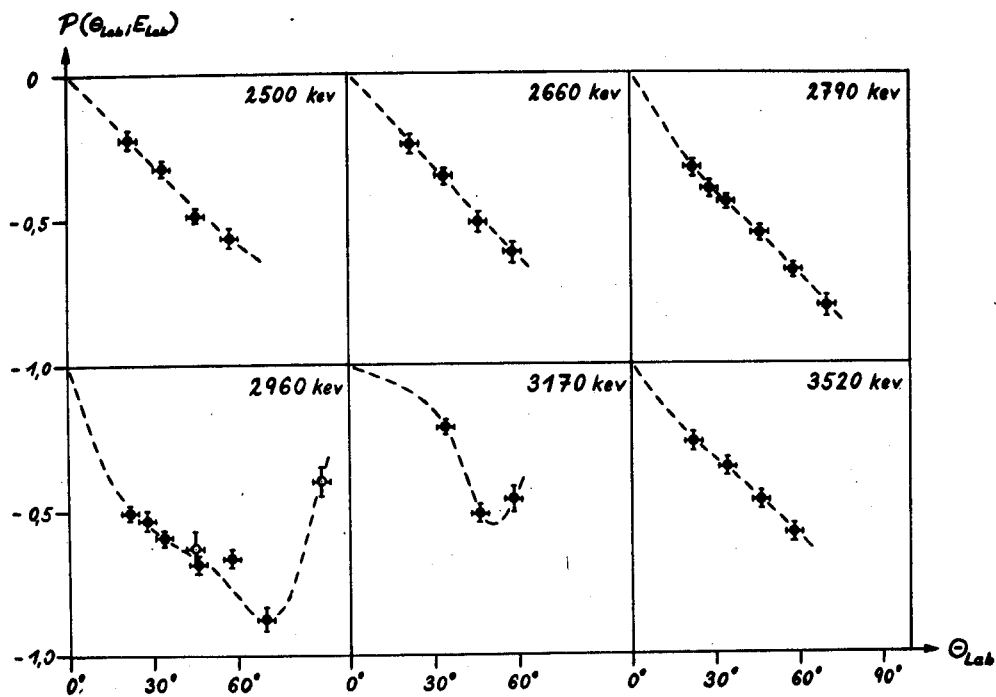


Рис. 4. Угловое распределение поляризации протонов из реакции $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p){}^{14}\text{N}$ (осн. сост.). Энергия и углы даны в лабораторной системе. Символом $-$ обозначены значения поляризации, полученные методикой измерений левой-правой асимметрии в работе^{3/}.

Поляризация для углов $\theta < 75^\circ$ во всей исследованной области отрицательна и при энергии ионов 2960 кэв и угле $\theta = 70^\circ \pm 3^\circ$ достигает наибольшей величины, равной $(-87 \pm 5)\%$. На рис. 4 незаштрихованные точки относятся к результатам, полученным методикой измерения лево-правой асимметрии в работе/3/. При одинаковых условиях (энергия ускоренных ионов, геометрия опыта, толщина анализирующей мишени) были выполнены измерения с разными толщинами первой мишени $\Delta E = 110, 140, 160$ и 180 кэв, полученные значения поляризации хорошо согласуются — поэтому во всех наших экспериментах использовались первые мишени с толщиной 140 кэв.

Все экспериментальные результаты по поляризации протонов в реакции $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p) ^{14}\text{N}$ и относительные ошибки ее определения (статистика измерения плюс учёт ошибок в исходных данных, которые используются при расчёте геометрического фактора и средней поляризационной способности анализатора) приведены в табл. 1. Возможные источники ошибок и методика их вычисления описаны в работах/5,6/.

Основы теоретического анализа

Прежде чем обсуждать результаты теоретического анализа данных о поляризации мы опишем исходные положения проведенного анализа и приведем использованные соотношения, а также сделаем несколько замечаний о программе расчёта на ЭВМ.

Экспериментальные результаты по поляризации протонов из реакции $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p) ^{14}\text{N}$ анализировались на основе R-матричной теории резонансных ядерных реакций в предположении образования изолированных уровней составного ядра. Такое предположение оправдано тем, что при энергии возбуждений промежуточного ядра ^{15}O (14–15 Мэв) расстояние между уровнями с одинаковыми значениями спина J и чётности π больше, чем средние значения полных ширин этих уровней/9/.

Дифференциальная поляризация $dP_{\alpha\alpha} / d\Omega$ вылетающих частиц (спин i'), которые образуются в реакции между поляризованными ядрами мишени (спин $I = 0$) при переходе в состояние конечного ядра со

ТАБЛИЦА I

Данные о поляризации протонов в реакции $^{12}\text{C}(\text{He}, p)^{11}\text{C}$ (осн. сост.)

Средняя энергия ионов гелия-3 (в кэВ)	Угол вылета протонов θ (в лаб. сист., в градусах)	Поляриза- ция P_{Γ} протонов (в%)	Относительная ошибка $\Delta P_{\Gamma}/P_{\Gamma}$ (в%)
2500	22	-22	13
	34	-32	8
	46	-49	4
	58	-57	5
2660	22	-24	13
	34	-36	7
	46	-52	7
	58	-62	6
2800	22	-33	8
	28	-40	7
	34	-45	5
	46	-56	5
	58	-68	4
	70	-81	5
2960	22	-51	4
	28	-53	6
	34	-60	4
	46	-69	4
	58	-66	4
	70	-88	4
3160	34	-22	11
	46	-51	6
	58	-47	10
3540	22	-27	12
	34	-35	8
	46	-47	6
	58	-58	5

спином $1'$, описывается формулой Симона-Велтона, которая дается ниже в виде, приведенном в монографии Балдина и др./10/.

$$\frac{d\vec{P}_{aa'}}{d\Omega} = \vec{n} \frac{\pi^2}{4} \frac{[2i'(i'+1)(2i'+1)]^{1/2}}{(2i+1)(2I+1)} \sum (-1)^{i'+i'-s+J_2+s_2+l_2'} (-\gamma)^{\ell_2+L-\ell_1} [(2J_1+1)(2\ell_1'+1)(2s_1'+1)(2J_2+1)(2\ell_2'+1)(2s_2'+1)]^{1/2} \quad (1)$$

$$\text{Re}\{j[(\ell_1', s_1', a' | R_{j_1}^{\pi_1} | \ell_1 s a) * (\ell_2', s_2', a' | R_{j_2}^{\pi_2} | \ell_2 s a)]\} (\ell_1' 0 \ell_2' 0 | L 0)$$

$$Z(\ell_1' J_1 \ell_2' J_2; sL) W(is_1' i' s_2'; I' 1) \times (J_1 \ell_1' s_1'; J_2 \ell_2' s_2'; LL) \overline{P_L}(\cos\theta)$$

(в этом выражении буквой j обозначена мнимая единица).

При этом поляризация возникает как следствие интерференции между парциальными волнами $c_1' = (\ell_1' s_1' a')$ и $c_2' = (\ell_2' s_2' a')$ выходных каналов реакции, идущей через уровни составного ядра $J_1^{\pi_1}$ и $J_2^{\pi_2}$. Интерферирующие выходящие волны можно охарактеризовать матричными элементами $(\ell_1' s_1' a' | J_1^{\pi_1} | \ell_1 s a)$ и $(\ell_2' s_2' a' | J_2^{\pi_2} | \ell_2 s a)$.

Суммирование в формуле (1) производится по всем возможным комбинациям спинов (J_1, J_2) и четностей (π_1, π_2) уровней составного ядра, лежащих в исследуемой энергетической области и интерферирующих между собой, по всем орбитальным моментам ℓ_1, ℓ_2, ℓ_1' и ℓ_2' и спинам s, s_1' и s_2' входных и выходных каналов реакции, которые определяются известными правилами отбора из следующих соотношений:

$$|J - s| \leq \underline{\ell} \leq J + s, \quad |J - s'| \leq \underline{\ell}' \leq J + s',$$

$$|I - i| \leq \underline{s} \leq I + i, \quad |I - i'| \leq \underline{s}' \leq I + i',$$

$$|J_1 - J_2| \leq \underline{L} \leq J_1 + J_2, \quad (2)$$

$$\pi_j = (-1)^\ell \pi_i, \quad \pi_{j'} = (-1)^{\ell'} \pi_{i'}, \quad \pi_{i'},$$

и по значениям L -параметра, образуемого из обоих спинов J_1 и J_2 .

В уравнении (1) \vec{n} есть единичный вектор положительной поляризации, величина λ^2 равна $\hbar^2/2\mu E$, где μ - приведенная масса бомбардирующей частицы и ядра-мишени и E - энергия бомбардирующих частиц в системе центра масс. Коэффициенты z и x можно получить с помощью W -коэффициентов Рака, которые приведены в таблицах Симона/11/ ($\ell_1 0 \ell_0 0 | L 0$), есть коэффициенты Клебша-Гордона, а $\bar{P}_L(\cos \theta)$ - нормированная присоединенная функция Лежандра первого рода (θ - угол вылета частиц из реакции в с.ц.м.).

При выводе формулы (1) предполагалось, что бомбардирующая частица и ядро-мишень в ходе реакции образуют некую систему в одном из возможных состояний, определяемых квантовыми числами ℓ, s, a , и что эта система распадается на конечное ядро и вылетающую частицу через одно из возможных состояний $s' = \ell' s' a'$. Более тонкая внутренняя структура ядра содержится в элементах матрицы рассеяния, которая в рамках резонансной теории может быть представлена в таком виде:

$$(\ell' s' a' | J_\lambda | \ell s a) = \exp \{ j (\Omega_{\ell \lambda} + \Omega_{\ell' \lambda}) \} \frac{j g_{\ell \lambda} g_{\ell' \lambda}}{\epsilon_\lambda - j \frac{\Gamma_\lambda}{2}}. \quad (3)$$

Здесь $j = \sqrt{-1}$. В обозначение $\Omega_{\ell \lambda}$ включено рассеяние на твердой сфере и кулоновские фазы. Величина $g_{\ell \lambda}$ равна $\sqrt{\Gamma_{\ell \lambda}}$, где $\Gamma_{\ell \lambda}$ - парциальная ширина, а Γ_λ - полная ширина резонанса λ . Энергия $\epsilon_\lambda = E_\lambda - E$, где E_λ есть резонансная энергия, а E - энергия бомбардирующих частиц в системе центра масс.

Применение формулы Симона-Велтона в случае описания реакции $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p_0)^{14}\text{N}$ можно охарактеризовать с помощью следующих квантовых чисел:

$$I^\pi = 0^+, \quad i = 1/2^+, \quad s = 1/2, \quad (4)$$

$$I'^\pi = 1^+, \quad i'^\pi = 1/2^+, \quad s' = 1/2 \quad \text{или} \quad 3/2.$$

Для специальной программы подгонки на ЭВМ выражение (1) было преобразовано и упрощено. Все величины, обусловленные кинематикой ядерной реакции, такие, как фазы, статистические факторы, коэффициенты Клебша-Гордона, Рака, Z- и X- коэффициенты, образуют новые коэффициенты $B(N)$ x/. С учётом этого выражение (1) принимает вид

$$\frac{1}{n^2 \lambda^2} \frac{d P_{\alpha\alpha'}}{d \Omega} = \quad (5)$$

$$\sum_L \left\{ \sum_{\lambda_1} \sum_{\lambda_2} \sum_{\lambda_1} \left[s_{\lambda_1}^r s_{\lambda_2}^r \sum_{\nu_1} \sum_{\nu_2 > \nu_1}^{(3)} \sum_{\nu_1} \sum_{\nu_2}^{(3)} s_{\nu_1}^p s_{\nu_2}^p B(N) \langle \nu_1 | \nu_2 \rangle \right] \right\} P_L^1(\cos \theta),$$

где s_{λ}^r и s_{ν}^p обозначают ядерные сдвиги фаз входного ($^3\text{He} + ^{12}\text{C}$) и выходных каналов ($p + ^{14}\text{N}$) реакции соответственно.

Ядерные сдвиги фаз принимают значения +1 или -1 и имеют хаотичное распределение. Обозначение $\langle \nu_1 | \nu_2 \rangle$ соответствует интерференции между двумя выходными каналами c_{ν_1} и c_{ν_2} , которую в данном случае можно представить как произведение следующих членов:

$$\langle \nu_1 | \nu_2 \rangle = c_{\nu_1 \nu_2} D_{\nu_1 \nu_2} a_{\nu_1} a_{\nu_2}.$$

x/ Параметр N есть порядковый номер значений коэффициентов B, зависящий от квантовых чисел.

В факторе $\epsilon_{\nu_1 \nu_2} = 16 | (P_{\lambda_1}^r P_{\lambda_2}^r P_{\nu_1}^p P_{\nu_2}^p) |^{1/2}$ коэффициенты проницаемости ядерной поверхности для входных каналов P_{λ}^r и выходных каналов P_{ν}^p объединены с учётом энергетической зависимости парциальных ширин:

$\Gamma_{o\lambda} = 2P_{o\lambda} \gamma_{o\lambda}^2$, $\Gamma_{o'\lambda} = 2P_{o'\lambda} \gamma_{o'\lambda}^2$, причем $\gamma_{o\lambda}^2$ и $\gamma_{o'\lambda}^2$ есть приведенные ширины уровней λ для состояний ϵ_{λ} и ϵ'_{λ} соответственно. Величина $\epsilon_{\nu_1 \nu_2}$ есть плавная функция энергии ускоренных ионов.

Зависимость от ϵ_{λ} и Γ_{λ} включена в фактор $D_{\nu_1 \nu_2} = \sin \beta_{\lambda_1} \sin \beta_{\lambda_2} \sin(\omega_{\nu_1} - \omega_{\nu_2})$, в котором содержатся следующие сокращения: $\text{tg } \beta_{\lambda} = \Gamma_{\lambda} / 2 \epsilon_{\lambda}$

$$\text{и } \omega_{\nu} = \Omega_{\lambda}^r + \Omega_{\nu}^p + V_{\lambda}.$$

Параметр $D_{\nu_1 \nu_2}$ очень сильно зависит от энергии бомбардирующих частиц, особенно вблизи резонансной энергии E_{λ} . Амплитуды приведенных ширин входных γ_{λ}^r и выходных γ_{ν}^p каналов вместе с полной шириной резонанса образуют безразмерный параметр $a_{\nu} = | \gamma_{\nu}^r \gamma_{\nu}^p / \Gamma_{\lambda} |$.

Каждый уровень составного ядра характеризуется 5 свободными параметрами, которые определяются из сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными: 3 параметра a_{ν} в выходном канале для возможных значений s' и l' , резонансная энергия E_{λ} и полная ширина Γ_{λ} .

Подгонка экспериментальных результатов по уравнению (5) из-за следующих двух обстоятельств становится затруднительной.

а) Так как ядерные фазы входных и выходных каналов распределены совершенно хаотически, то из этого факта следует большое число возможностей их комбинаций. Для n уровней составного ядра, учитывая структуру уравнения (5), получится $2^{(3n-1)}$ разных комбинаций интерференционных членов. С ростом числа уровней резко увеличивается необходимое время на ЭВМ (например, при подгонке с 4 уровнями будет 2048 комбинаций). Поэтому в использованной программе задавалось варьирование ядерных фаз только во входных каналах - что дает $2^{(n-1)}$ комбинаций. Вариации ядерных фаз выходных каналов достигаются варьированием α -параметров в их областях изменения.

б) Каждый уровень составного ядра дает 5 свободных параметров. В случае n уровней подгонки с использованием критерия χ^2 можно представить в $5n$ -мерном пространстве. В общей сложности уравнение (5) имеет несколько экстремальных областей с минимумами величины χ^2 , из которых надо выбрать наименьшее значение.

Известная методика градиентов требует для решения этой проблемы много времени и сильно зависит от выбора начальных параметров, не гарантируя, однако, систематического и надежного исследования $5n$ -мерного пространства. Поэтому мы применяли программу подгонки, составленную на основе метода Монте-Карло, которая позволяет найти минимальное значение критерия χ^2 в экстремальных областях и из них выбрать набор параметров, имеющий физический смысл. Такая методика расчёта работает быстро, и в случае использования уравнения (5) ее применение вполне оправдано.

Результаты теоретического анализа

Дифференциальную поляризацию $d\vec{P}/d\Omega$ в уравнении (5) можно выразить через относительную поляризацию \vec{P} и дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$:

$$\frac{d\vec{P}_{aa}(\theta)}{d\Omega} = i' P_{aa}(\theta) \frac{d\sigma_{aa}(\theta)}{d\Omega}$$

(в этой формуле i' есть спин вылетающих частиц).

На рис. 5 и 6 дифференциальная поляризация, представленная в единицах $\lambda^{-2} d\vec{P}/d\Omega$ вычислена по результатам табл. 1 и данным измерений дифференциальных сечений образования протонов p_0 -группы в рассматриваемой реакции^{/8/}. Угловые распределения $dP/d\Omega$ для малых углов, иллюстрируемые рис. 5, показывают явно выраженный резонансный эффект при энергии ионов 2370 кэВ (в лаб. сист. 2960кэВ). При удалении от этого резонанса на 160 кэВ в область более высоких энергий наблюдается значительное изменение дифференциальной поляризации до очень малого значения, а при энергии ионов $E_{с.д.м.} = 2,82$ МэВ (в лаб. системе 3,50МэВ)

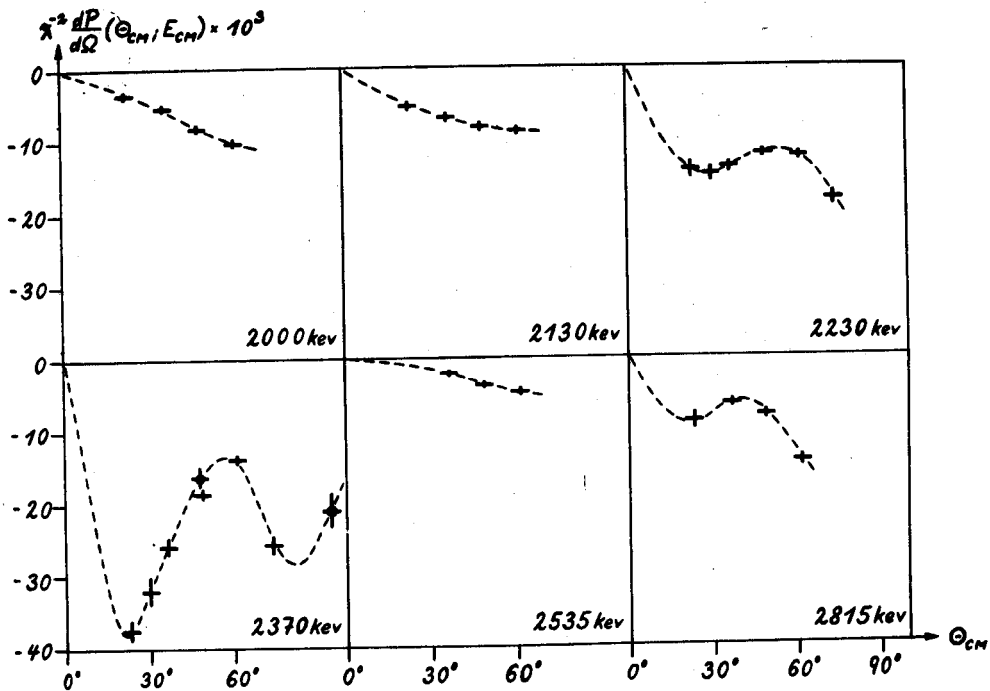


Рис. 5. Угловое распределение дифференциальной поляризации протонов в реакции $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p){}^{14}\text{N}$ (осн. сост.). Энергия и углы даны в системе центра масс.

имеет место ее возрастание. Вид углового распределения при $E_{\text{с.д.м.}} = 2,37$ Мэв указывает на существенный вклад больших значений проекций

L - параметра полного момента ($L \geq 3$): это дает основание заключить, что по крайней мере один из уровней должен иметь спин $J \geq 5/2$.

Энергетические зависимости дифференциальной поляризации, измеренные при нескольких малых углах, иллюстрируются рис. 6. Значительный резонансный эффект при энергии $E_{\text{с.д.м.}} = 2,37$ Мэв особенно четко проявляется при малых углах. Этот резонанс в кривой парциальной поляризации имеет относительно малую ширину: около 200 кэВ. Поэтому представляется достаточно обоснованной попытка объяснить ход дифференциальной поляризации вблизи резонанса интерференцией различных волн, отвечающих близко лежащим уровням составного ядра.

Куан и др./1/ надежно установили для уровня при энергии $E_{\text{л.с.}} = 2,99$ Мэв спин и четность $5/2^+$. Этот результат использовался при исследовании вклада различных комбинаций нескольких уровней, т.е. для указанного уровня значения $J^\pi = 5/2^+$ не изменялись.

С целью грубого обзора (первое приближение расчёта) по программе подгонки для каждой комбинации значений J^π уровней, привлекаемых для подгонки, по определенному закону ЭВМ создавалось большое число наборов (от 500 до 2000) случайных параметров и вычислялись соответствующие значения критерия χ^2 . Результаты поиска наименьшего χ^2 для всех возможных комбинаций из квантовых характеристик двух уровней приводятся на рис. 7. Острие каждого из треугольников отвечает минимальному (из найденных) значению критерия χ^2 , а ширина заштрихованных областей пропорциональна числу наборов параметров, которые обеспечивают значение χ^2 меньше, чем величина ординаты, взятая для рассмотрения.

Самый лучший результат подгонки ($\chi^2 = 2$) получен для комбинации $5/2^+ - 7/2^-$. На рис. 8 штриховой линией показана дифференциальная поляризация при двухуровневой подгонке. Вблизи резонанса наблюдается хорошее совпадение экспериментальных данных с результатами расчёта по формуле (5). Первое сообщение об этих результатах опубликовано в работе/12/.

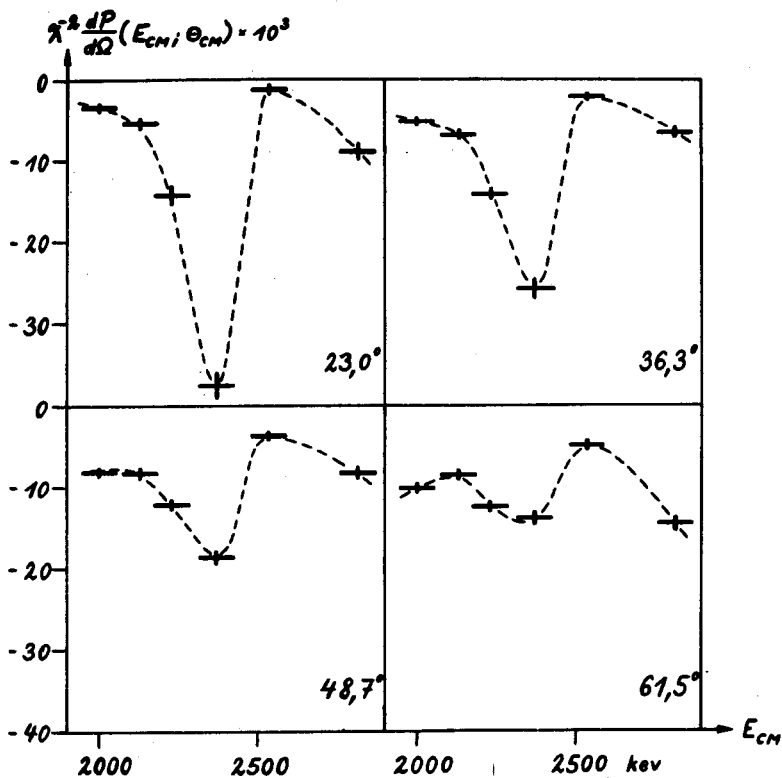
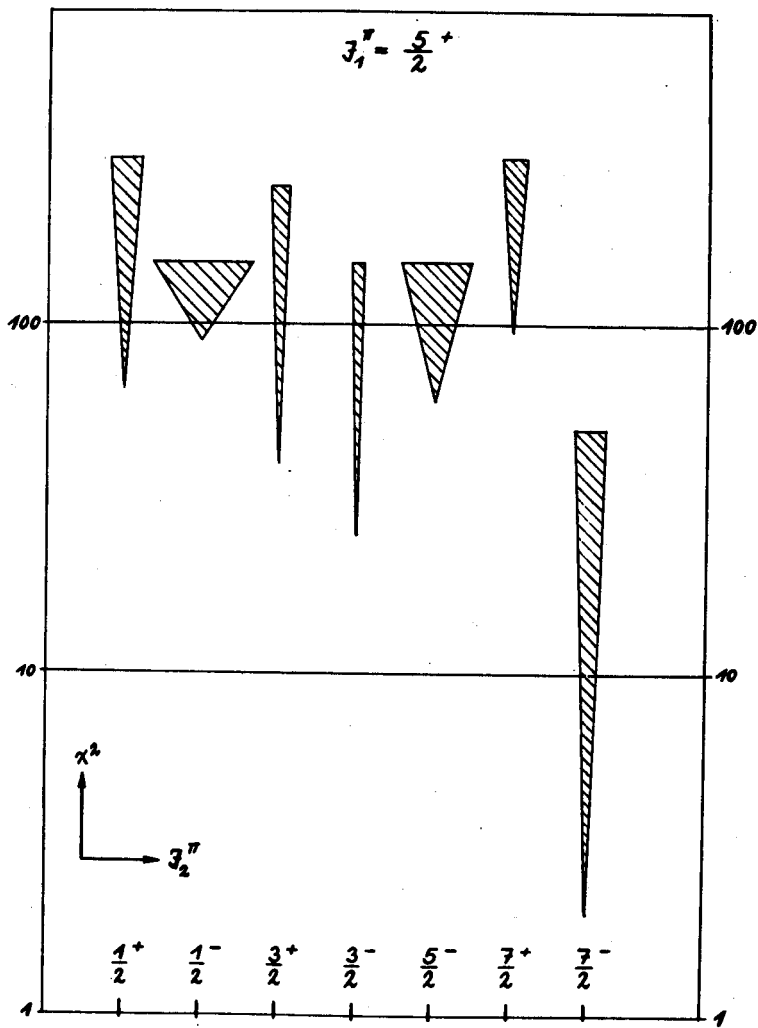


Рис. 6. Энергетические зависимости дифференциальной поляризации протонов в реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He},p)^{14}\text{N}$ (осн. сост.), измеренные для нескольких малых углов (энергия и углы даны в системе центра масс).

Рис. 7. Поиск минимального значения критерия χ^2 для возможных комбинаций из значений J^π двух уровней (по оси ординат отложены значения критерия χ^2 ; описание этого рисунка дается в тексте).



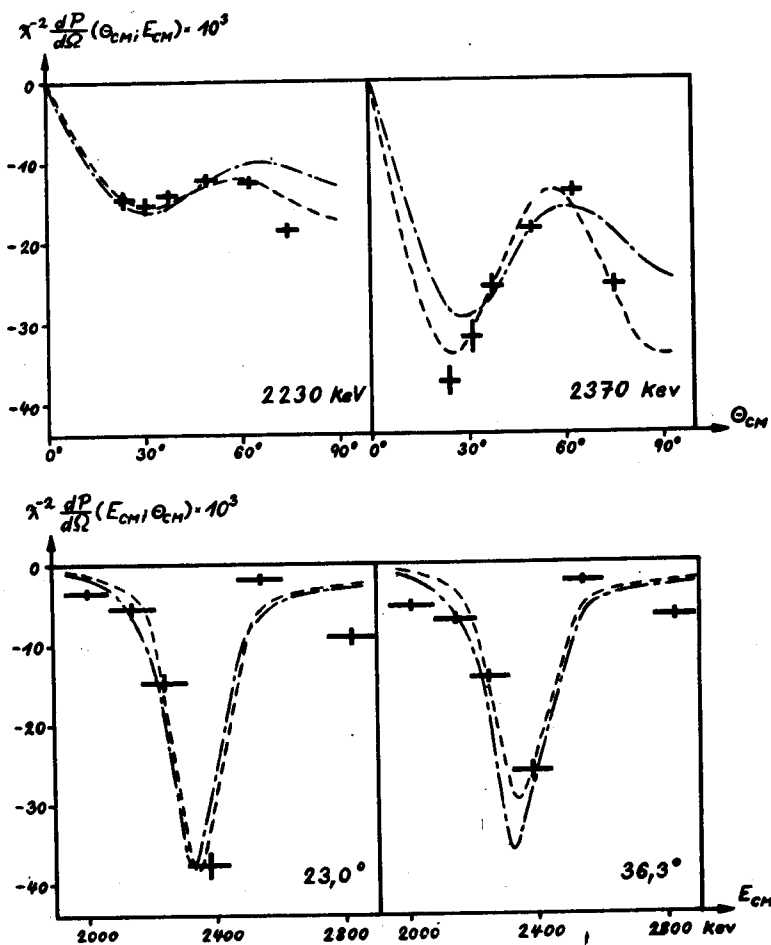


Рис. 8. Сравнение значений дифференциальной поляризации, рассчитанных по двум (штриховые линии) – и трех (штрих-пунктирные линии) – уровней подгонке, с экспериментальными результатами (вверху – два угловых распределения дифференциальной поляризации с рис. 4, внизу – две энергетические зависимости с рис. 5).

В табл. 2 приводятся сведения о найденных параметрах (энергии резонансов, полные и парциальные ширины даны в кэВ).

Таблица 2

Параметры резонансов при двухуровневой подгонке

J^π	$E_{\text{с.ц.м.}}$	$\Gamma_{\text{с.ц.м.}}$	$E_{\text{л.с.}}$	$\Gamma_{\text{л.с.}}$	ℓ	s'	ℓ'	$a_{\nu\nu'}$	$\frac{\Gamma_{\text{He}} \Gamma_{\text{p0}}}{\Gamma^2}$	Γ_{p0}	
$5/2^+$	2332	70	2915	90	2	1/2	2	0,115	0,0092	2,8	
						2	3/2	2	0,061	0,0026	0,8
						2	3/2	4	0,774	0,0342	10,5
$7/2^-$	2300	195	2875	245	3	1/2	3	0,420	0,0093	22,1	
						3	3/2	3	0,072	0,0003	0,7
						3	3/2	5	4,970	0,0282	67,0

Сумма всех парциальных ширин для выходного p_0 -канала реакции равна 14 кэВ для уровня $5/2^+$ и 90 кэВ для уровня $7/2^-$. В обоих случаях нет противоречия известному правилу сумм. Парциальные ширины Γ_{p_0} вычислялись с использованием значения ширины $\Gamma_{\text{зHe}}$, равного 16кэВ/1/. Из этой таблицы видно, что парциальные волны с большими орбитальными моментами ($\ell' = 4$ и 5) дают значительный вклад. При подгонке без учёта таких орбитальных моментов не удастся получить величину критерия χ^2 меньше 100. С другой стороны, проницаемости ядерной поверхности для протонов исследуемого энергетического диапазона составляют для $\ell' = 4$ только 0,5% и для $\ell' = 5$ всего лишь 0,05% от проницаемости для $\ell' = 1$. Именно поэтому представляется маловероятным, что рассматриваемая реакция протекает при заметном вкладе таких больших орбитальных моментов.

Таким образом, значительный поляризационный эффект нельзя объяснить интерференцией между парциальными волнами двух уровней составного ядра. Необходимо произвести подгонку с включением дополнительных интерференционных членов.

Для реализации этого имеется две возможности, состоящие в следующем.

1. Предположение образования чистого составного ядра для исследуемой реакции $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ в области энергии от 2 до 4 Мэв несправедливо, и некоторая часть реакции проходит через конкурирующие прямые процессы - при такой ситуации появляются дополнительные члены, описывающие интерференцию между механизмом образования составного ядра и прямыми процессами.

Исследование поляризационных эффектов, возникающих в реакциях двухнуклонной передачи типа $(^3\text{He}, p)$, (t, p) и др. в области малых энергий, при которых происходят как прямые процессы, так и возбуждение резонансов составного ядра, начато Высоцким и др./13/. В этой работе предполагается, что возникновение значительной поляризации (до 80%) обусловлено эффективно проявляющейся интерференцией между прямыми процессами и образованием составного ядра. С помощью развитого метода авторам работы/13/ удалось в основных чертах воспроизвести измеренную нами при $\theta = 34^\circ$ энергетическую зависимость поляризации протонов в реакции $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p) ^{14}\text{N}$ в области резонанса 3 Мэв/5/.

2. Предположение о преимущественном вкладе механизма образования составного ядра в основном правильно. Тогда для объяснения значительного резонансного эффекта необходимо включать больше двух уровней составного ядра, которые должны находиться вблизи резонанса, так как далеко лежащие и взаимно интерферирующие уровни не могут обеспечить столь сильное изменение поляризации в малом диапазоне энергий.

Нами исследовалась вторая из указанных возможностей. Ниже описаны результаты подгонки поляризации с тремя уровнями из энергетической области 2,7 - 3,0 Мэв (в лаб. системе). На рис. 8 штрих-пунктирной линией показан наилучший результат из трехуровневой подгонки ($\chi^2 = 7$), который получен со следующей комбинацией значений спинов и четностей уровней составного ядра: $1/2^+$ - $7/2^-$ - $5/2^+$. Данные о параметрах, с которыми достигается наилучшая подгонка, приводятся в табл. 3.

Суммы протонных парциальных ширин, равные 13,4 кэв для уровня $1/2^+$; 48,2 кэв для уровня $7/2^-$ и 49,7 кэв для уровня $5/2^+$, не противоречат известному правилу сумм. С полученными параметрами трех уровней

достигается хорошее совпадение вычисленных значений поляризации с экспериментальными вблизи резонанса 3 Мэв без существенного вклада больших орбитальных моментов.

Таблица 3
 Параметры состояний из 3-уровневой подгонки
 (энергии и ширины в кэв)

J^π	$E_{\text{с.п.м.}}$	$\Gamma_{\text{с.п.м.}}$	$E_{\text{л.с.}}$	$\Gamma_{\text{л.с.}}$	l	s'	l'	$a_{\text{пр.}}$	$\frac{\Gamma_{^3\text{He}} \Gamma_{\text{P}_0}}{\Gamma^2}$	Γ_{P_0}	
$1/2^+$	2180	90	2725	110	0	1/2	0	0,066	0,0180	9,1	
						0	3-2	2	0,035	0,0086	4,3
$7/2^-$	2296	240	2870	300	3	1/2	3	0,488	0,0127	45,7	
						3	3/2	3	0,056	0,0002	0,7
						3	3/2	5	0,640	0,0005	1,8
$5/2^+$	2330	100	2913	125	2	1/2	2	0,340	0,0816	49,0	
						2	3/2	2	0,018	0,0002	0,1
						2	3/2	4	0,132	0,0010	0,6

Результаты подгонки по трем уровням подтверждают существование уровня $1/2^+$ при энергии $E = 2,20$ Мэв (с.п.м.), найденного Куаном и др./1/ из анализа угловых распределений протонов, однако нами получены другие значения остальных параметров для этого уровня. Необходимо заметить, что в наших результатах не возникает противоречия, имеющегося в работе/1/ и состоящего в том, что сумма парциальных ширин протонных и нейтронных каналов $\Gamma_p + \Gamma_n$ достигает почти двойной полной ширины Γ . В то же время на основании нашего анализа необходимо включить дополнительный уровень $7/2^-$ при энергии $E_{\text{лаб.}} = 2870$ кэв, существование которого до сих пор не было установлено.

Полная ширина уровня со спином $1/2$ и положительной чётностью по данным работы /1/ равна 336 кэв, сумма же полных ширин определенных нами двух уровней, $1/2^+$ и $7/2^-$, равна 330 кэв. С помощью измерений поляризации, которая сильно зависит от параметров уровней, удается надежно установить существование двух уровней, а не одного - как это следовало из анализа сечений.

Было предпринято исследование влияния далеко лежащих от резонанса уровней, которое приводило к изменению параметров не больше чем на 20%. Именно поэтому значения параметров из табл. 3 можно считать надежно установленными, имея в виду возможность их незначительного изменения при более корректном учёте вклада указанных выше уровней.

При подгонке с числом уровней больше трех быстро растет как число возможных комбинаций из значений J^n , так и число свободных параметров. Решение такой задачи требует значительных затрат времени на ЭВМ, поэтому полный анализ экспериментальных данных имеет смысл провести только с включением данных о поляризации для углов больше 90° . Заметим, что с параметрами из табл. 3 с помощью программы подгонки можно предсказать значительную отрицательную поляризацию при больших углах ($60-80\%$ при угле $\theta \approx 150^\circ$).

Результаты первых измерений поляризации для больших углов, выполненных с помощью методики кольцевого поляриметра, указывают на возможность получения такой информации. Поведение поляризации для углов $\theta > 90^\circ$ имеет существенное значение для определения соотношения между механизмом образования составного ядра и прямыми процессами.

З а к л ю ч е н и е

Приведенные в настоящей работе экспериментальные данные о поляризации протонов для малых углов при нескольких энергиях и их анализ по резонансной теории помогли разрешить некоторые противоречия, возникающие при анализе сечений, и позволили установить существование неизвестного до нашего исследования уровня со спином $7/2$ и отрицательной чётностью при энергии ионов гелия-3, равной 2,87 Мэв (лаб. сист.).

Авторы признательны И.М. Франку и Ф.Л. Шапиро за внимание к данной работе. И.А. Чепурченко и группе эксплуатации ускорителя, Г.Н. Зимину, В.А. Владимирову и операторам измерительно-вычислительного центра лаборатории авторы выражают благодарность за бесперебойное обеспечение измерений и расчётов на ЭВМ.

Л и т е р а т у р а

1. Hsin-Min Kuan, T.W. Bonner, J.A. Risser. *Nucl.Phys.*, 51, 481 (1964).
2. D.G. Simons, E.R.W. Detenbeck. *Phys.Rev.*, 137, B1471 (1965).
3. Р. Краузе, И.В. Сизов, Г. Элер. Препринт ОИЯИ, P-2725, Дубна, 1966.
4. H. Brinkman. *Proc. Intern. Symp. Pol. Phen.*, p. 166 (1961).
Поляризация нуклонов, М., Госатомиздат, 1962.
5. М.И. Кривоустов, И.В. Сизов, Г. Ширмер, Г. Элер. Препринт ОИЯИ, P15-3504 Дубна, 1967; M. Kriwopustov, G. Schirmer, I.W. Sisow, H. Oehler. *Proc. of the Sec. Conf. on Nuclear Reactions with Light Nuclei and Nuclear Structure*, 1967, Rossendorf, p. 137.
6. H. Oehler, M. Kriwopustov, G. Schirmer, I.V. Sizov, F. Asfour. *Nucl. Instr. and Meth.*, 77, 293 (1970).
7. S.J. Moss, W. Haeblerli. *Nucl. Phys.*, 72, 417 (1965).
8. М.И. Кривоустов, I.W. Sizov, G. Schirmer, H. Oehler. *Proc. of the Sec. Conf. on Nucl. Reactions with Light Nuclei and Nuclear Structure*, 1967, Rossendorf, p. 140;
Г. Ширмер, М.И. Кривоустов, Г. Элер, И.В. Сизов. Препринт ОИЯИ, P15-4801, Дубна, 1969.
9. М.А. Жусупов, В.В. Карапетян, Р.А. Эрамжян. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 32, 332 (1968).
10. A. Simon, T.A. Welton. *Phys.Rev.*, 90, 1036 (1953);
А.М. Балдин, В.И. Гольданский, В.М. Максименко, И.Л. Розенталл. *Кинематика ядерных реакций*, Атомиздат, М., 1968 стр. 246.

11. A. Simon, J.H. van der Sluis, L.C. Biedenhorn, Oak Ridge National Lab. Report ORNL 1679 (1952).
12. Г. Элер, М.И. Кривоустов, Г. Ширмер, И.В. Сизов, Ф. Асфур. В сб. Программа и тезисы докладов XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград, 1970 (часть. II стр. 136).
13. Г.Л. Высоцкий, М.А. Чегорян. Изв. АН СССР (сер. физ.), 34, 147 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел

23 июня 1970 года.