

МУНИБ АДЕЛЬ ХАЛИЛ, Е. А. РОМАНОВСКИЙ, Г. Ф. ТИМУШЕВ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
НА ИЗОТОПАХ НИКЕЛЯ

В работе [1] изучалось неупругое рассеяние протонов с энергией 6,0—6,5 Мэв четно-четными изотопами никеля. Показано, что даже при усреднении сечений по интервалу энергий $\Delta E \sim 200$ Кэв (из-за разброса первичного пучка по энергии и толщины мишеней) сечения неупругого рассеяния протонов, соответствующие возбуждению уровней 1,45, 1,33 и 1,17 Мэв изотопов Ni^{58} , Ni^{60} и Ni^{62} , монотонно изменяются с энергией налетающих протонов. На основе этих данных было высказано предположение, что немонотонный ход сечения не может быть объяснен статистической моделью ядерных реакций. Для проверки этого предположения представляют интерес данные о поляризации протонов при неупругом рассеянии.

Действительно, если неупругое рассеяние происходит через стадию образования составного ядра, а в составном ядре возбуждается много уровней, то поляризация неупруго рассеянных протонов должна отсутствовать. К сожалению, данных о поляризации протонов при неупругом рассеянии для интересующей нас области энергий практически нет.

Поляризация протонов при неупругом рассеянии на Ni^{58} с возбуждением первого уровня этого ядра изучалась лишь в работе [2]. Для протонов с энергией 7,5 Мэв она достигает по абсолютной величине $\sim 16\%$ для угла рассеяния 45° , 70% — для $\phi = 60^\circ$ и $\sim 30\%$ для $\phi = 90^\circ$. При $E_p = 8$ Мэв и $\phi = 60^\circ$ $P = 20\%$. Из этих измерений следует, что поляризация протонов при неупругом рассеянии имеет заметную величину и зависит от энергии. Однако для малых углов рассеяния большой вклад в сечение неупругого рассеяния вносят прямые процессы. Поэтому из данных этой работы не следует однозначного заключения о степени поляризации протонов, испускаемых составным ядром.

В настоящей работе оценка величины поляризации при неупругом рассеянии на изотопах Ni^{58} , Ni^{60} и Ni^{62} с возбуждением первых уровней этих ядер производилась для углов рассеяния $\phi > 75^\circ$ по следующим причинам: во-первых, при $\phi > 75^\circ$ можно пренебречь вкладом прямых процессов в сечение неупругого рассеяния и, во-вторых, в области больших углов рассеяния сечение неупругого рассеяния протонов составляет 15—20% [1] от сечения упругого рассеяния, что позволяет для оценки поляризации при неупругом рассеянии применить разностный метод.

Для измерения поляризации пучок протонов, ускоренных циклотроном НИИЯФ МГУ, направлялся в камеру рассеяния. Использовались моноизотопные мишени Ni^{58} , Ni^{60} и Ni^{62} толщиной 3—4 мг/см². Упруго и неупруго рассеянные протоны после прохождения коллиматора рассеивались на второй мишени-анализаторе (полистироловая пленка). Дважды рассеянные протоны попадали либо на одну, либо на две симметрично расположенные ядерные фотопластинки. Перед фотопластинками устанавливались фольги различной толщины. Толщина первой фольги подбиралась такой, чтобы фотопластинка регистрировала только частицы, упруго рассеянные первой мишенью из никеля и второй — углеродом полистирола. Толщина второй фольги подбиралась такой, чтобы на фотопластинке могли регистрироваться как упруго, так и неупруго рассеянные (с возбуждением первых уровней ядер никеля) протоны. Если обозначить через L_y , L_n число следов, сосчитанное на выделенной на фотопластинке площадке слева от центра рассеяния и соответствующие группам упруго и неупруго рассеянных протонов, а через R_y и R_n — на площадке таких же размеров справа, то нетрудно показать, что поляризация, соответствующая группе неупруго рассеянных протонов P_n , может быть вычислена по следующей формуле: $P_n = \epsilon_n / P_c$.

где

$$\epsilon_n = \frac{\epsilon_{y+n} - (1-x)\epsilon_y}{x}; \quad \epsilon_y = \frac{L_y - R_y}{L_y + R_y};$$

$$\epsilon_{y+n} = \frac{(L_y + L_n) - (R_y + R_n)}{(L_y + L_n) + (R_y + R_n)}; \quad x = \frac{L_n + R_n}{L_y + R_y} = \frac{\sigma_n}{\sigma_y}.$$

σ_y и σ_n — дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния протонов соответственно, а P_c — поляризация, возникающая при рассеянии протонов ядрами углерода.

Для вычисления поляризации протонов неупругого рассеяния анализирующая способность углерода для соответствующих значений энергии заимствовалась из работы [3].

Данные о поляризации протонов при неупругом рассеянии на Ni^{58} , Ni^{60} и Ni^{62} с возбуждением первых уровней этих ядер для различных значений энергии E_p представлены в табл. 1 и 2 и указывают на зависимость поляризации от энергии и массового числа изотопа. Как видно из табл. 1 и 2, ошибки в измерении поляризации разностным методом получаются большими. Поэтому результаты измерения поляризации при неупругом рассеянии следует рассматривать как предварительные, подлежащие уточнению с помощью прямых методов.

Таблица 1

Угловые распределения поляризации протонов при неупругом рассеянии на изотопах никеля с возбуждением первых уровней в этих ядрах

$\phi_{\text{лаб}}$ в град	$Ni^{58} Q = -1,45 \text{ Мэв}$		$Ni^{60} Q = -1,45 \text{ Мэв}$		$Ni^{60} Q = -1,33 \text{ Мэв}$		$Ni^{62} Q = -1,17 \text{ Мэв}$	
	$E_p = 6,53 \text{ Мэв}$		$E_p = 6,14 \text{ Мэв}$		$E_p = 6,53 \text{ Мэв}$		$E_p = 6,53 \text{ Мэв}$	
	$P, \%$	$\pm \Delta, P\%$	$P, \%$	$\pm \Delta, P\%$	$P, \%$	$\pm \Delta, P\%$	$P, \%$	$\pm \Delta, P\%$
75	-5,7	6,0	—	—	+23,6	5,2	-41,3	6,0
90	+1,0	5,4	+14,1	13	-9,1	4,8	+17,0	9,0
105	-21,2	10,2	-25,8	14	-22,8	13,0	-14,9	5,2
120	-17,4	9,0	+21,7	6,6	+4,5	8,4	+51,9	6,0
135	-4,6	7,8	-14,5	7,2	+4,1	6,2	-35,2	6,8

Таблица 2

Энергетическая зависимость поляризации протонов при неупругом рассеянии на изотопах Ni^{58} и Ni^{62}

$E_p, \text{ Мэв}$	$Ni^{58} Q = -1,45 \text{ Мэв}$		$Ni^{60} Q = -1,45 \text{ Мэв}$		$Ni^{62} Q = -1,17 \text{ Мэв}$	
	$\phi_{\text{лаб}} = 90^\circ$		$\phi_{\text{лаб}} = 135^\circ$		$\phi_{\text{лаб}} = 135^\circ$	
	$P, \%$	$P, \%$	$P, \%$	$P, \%$	$P, \%$	$P, \%$
6,53	-14,3	9,8	-21,8	7,8	-35,7	6,8
6,39	+12,2	8,6	-8,0	7,8	-15,5	5,2
6,25	-4,0	7,6	-20,5	7,4	-13,2	6,2
6,14	+12,3	10,0	-13,6	6,6	-25,3	7,4
5,98	-31,9	7,4	-17,9	7,2	-8,4	7,2

Из полученных нами в работе [4] данных об энергетической зависимости поляризации при упругом рассеянии протонов изотопами никеля и данных по поляризации при неупругом рассеянии можно сделать следующее предположение о механизме возникновения поляризации при неупругом рассеянии протонов. При столкновении протонов с изотопами никеля в соответствующих составных ядрах меди помимо возбуждения так называемых «фоновых состояний», происходит возбуждение и «аналоговых уровней» [5], при $E_p \sim 6 \text{ Мэв}$ в составных ядрах меди расстояния между «фоновыми уровнями» составляют доли $Kэв$, а между «аналоговыми» $\sim 100 \text{ Кэв}$. Ясно, что интервалу усреднения $\Delta E \sim 200 \text{ Кэв}$ будет соответствовать возбуждение в составных ядрах меди $\sim 10^3$ фоновых уровней и 1—2 аналоговых. При возбуждении такого большого числа фоновых уровней согласно статистической теории поляризация должна отсутствовать. Возбуждение же аналоговых состояний может привести к возникновению поляризации, зависящей от энергии налетающих частиц и расстояний между аналоговыми уровнями. Для проверки этого предположения необходимы новые эксперименты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Муниб Адель Халил, Романовский Е. А., Спасская Т. И., Галахматова Б. С. «Ядерная физика», 4, 781, 1966.
2. Griffin E. E., Alford W. P. Nucl. Phys., 36, 305, 1962.

3. Moss S. I., Haeblerli F. W. Nucl. Phys., **72**, 417, 1965.
 4. Муниб Адель Халил, Романовский Е. А., Тимушев Г. Ф., Ковтун Л. В. «Ядерная физика», **4**, 512, 1966.
 5. Боркин И. М., Гужовский Б. Я., Руднев В. С., Солодовников А. П., Трусилло С. В. «Изв. АН СССР», сер. физич., **30**, 271, 1966.

Поступила в редакцию
 27. 4 1966 г.

НИИЯФ

УДК 530.145

Д. Ф. КУРДГЕЛАИДЗЕ

К ПОСТРОЕНИЮ ТЕОРИИ ПОЛЯ В ПРОСТРАНСТВЕ ФРИДМАНА

§ 1. Поверхность второго порядка. Разработанный в [1] метод применим для построения теории поля в пространстве Фридмана. С этой целью вложим пространство Фридмана в 5-мерное плоское пространство. В случае пространства отрицательной кривизны имеем [2]

$$\begin{aligned} z_1 &= R \operatorname{sh} \chi \cos \theta, & z_2 &= R \operatorname{sh} \chi \sin \theta \cos \varphi, \\ z_3 &= R \operatorname{sh} \chi \sin \theta \sin \varphi, & z_4 &= R \operatorname{ch} \chi, \\ z_5 &= i \int (\dot{R}_2 - 1)^{1/2} dt, & \dot{R}_2 - 1 &= \frac{\kappa m}{4\pi R} + \frac{\lambda R^3}{3}, & \dot{R} &\equiv \frac{dR}{dt}, \end{aligned}$$

где k, μ — постоянные, R — трехмерная кривизна пространства Фридмана. При этом находим

$$\begin{aligned} ds^2 &= dz_\mu dz^\mu, \\ z_\mu z^\mu &= \theta^2, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\theta^2 = R^2 + \left(\int (\dot{R}_2 - 1)^{1/2} dt \right)^2,$$

где

$$z^\mu = g^{\mu\nu} z_\nu, \quad g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu}, \quad \mu = 1, 2, 3; \quad \delta_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu}, \quad \mu = 4, 5.$$

Как видим, пространство Фридмана занимает только части 5-мерного пространства, а именно поверхность (1). Последнюю можно разбить на

$$z_j z^j = R^2(t), \quad j = 1, 2, 3, 4, \quad (2)$$

$$z_5 = i \int (\dot{R}_2 - 1)^{1/2} dt, \quad (3)$$

т. е. на поверхность четырехмерной сферы (2) и линию (3). Теперь можно построить теорию поля как на поверхности (1), так и на поверхности (2). В последнем случае уравнение (2) можно учесть следующим образом: представляя (3) в виде

$$\left(\frac{\lambda}{3} \right) R^4 + \left(\frac{dz_5}{dt} \right)^2 R + \frac{\kappa m}{4\pi} = 0 \quad (4)$$

в (2), для $R=R(t)$ следует брать решения уравнения (4). Траектории свободного движения частицы на поверхности (1) будут даваться пересечениями (1) с двумерными плоскостями, проходящими в начале координат, т. е. кривыми второго порядка, в частности, кругом, эллипсом и гиперболой [3]. Однако в отличие от случая пространства постоянной кривизны параметры этих кривых будут зависеть от t (или $R(t)$). Проекция движения свободной частицы на координатной оси будут представлять собой периодические колебания в случае круга и эллипса и аperiodические колебания в слу-