

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



31-742

H-171

P15 - 10083

5254/2-76

В.С.Надеждин, Н.И.Петров, В.И.Сатаров

ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ
КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ 635 ± 15 МЭВ
ЯДРАМИ ^{12}C И ^6Li

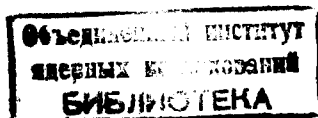
1976

P15 - 10083

В.С.Надеждин, Н.И.Петров, В.И.Сатаров

ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ
КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ 635 ± 15 МЭВ
ЯДРАМИ ^{12}C И ^6Li

Направлено в ЯФ



Исследование поляризационных эффектов в реакции $(p, 2p)$ на легких ядрах представляет большой интерес с точки зрения уточнения наших знаний о механизме прямых ядерных реакций и о структуре ядер¹⁻³. Однако указанные эффекты изучены очень мало. Имеются лишь отдельные работы по квазиупругому рассеянию поляризованных и неполяризованных протонов ядрами в не-симметричной геометрии опыта, совпадающей с геометрией упругого pp -рассеяния⁴⁻⁹.

С целью развития указанных исследований на синхротроне Объединенного института ядерных исследований были предприняты измерения лево-правой асимметрии квазиупругого рассеяния поляризованных протонов на легких ядрах в зависимости от величины импульса, передаваемого остаточному ядру. Когда были получены предварительные данные¹⁰ для ядра ${}^6\text{Li}$, появилась теоретическая работа^{3,*} в которой на основе вычислений сечений квазиупругого рассеяния поляризованных протонов с энергией 200 МэВ протонами p -оболочки ядра кислорода ${}^{16}\text{O}$, выполненных в импульсном приближении с искаженными волнами, было показано, что из-за совместного действия спин-орбитальной связи ядерных нуклонов и ядерного поглощения возникает ситуация, равнозначная появлению эффективной поляризации нуклонов мишени. Эта поляризация зависит от импульса, передаваемого остаточному ядру, и имеет противоположные знаки для нуклонов, находящихся в

* Недавно опубликована работа¹¹ на эту же тему.

$p_{3/2}$ - и $p_{1/2}$ -состояниях. Из расчетов следовало, что если метод импульсного приближения с искаженными волнами правильно описывает $(p, 2p)$ -реакцию, эффективная поляризация должна быть велика и поэтому может быть легко обнаружена на опыте.

Так как ядро ${}^6\text{Li}$ не является подходящей мишенью для обнаружения предсказанного эффекта, нами были произведены измерения $(p, 2p)$ -реакций на ядре ${}^{12}\text{C}$, структура которого достаточно хорошо описывается оболочечной моделью с jj -связью. Ядро ${}^{12}\text{C}$ как мишень в данном случае выгодно еще благодаря тому, что расстояние между уровнями остаточного ядра ${}^{11}\text{B}$, соответствующими выбиванию протонов из s - и p -оболочек, составляет 20 МэВ , что дает возможность произвести в нашем опыте частичное разделение вкладов в рассеяние от нуклонов этих оболочек.

Схема опыта представлена на *рис. 1*. Измерения производятся с помощью двух телескопов, включенных на совпадения. Каждый телескоп состоит из четырех сцинтилляционных счетчиков C_1, C_2, C_3, C_4 и C_5, C_6, C_7, C_8 . Три первых счетчика включены на совпадения, а четвертый - на антисовпадения с первыми тремя счетчиками. Интервал энергии протонов, регистрируемых каждым телескопом, задается набором медных поглотителей $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4$, помещаемых между вторым и третьим, а также третьим и четвертым счетчиками каждого телескопа. Углы рассеяния Θ_1 и Θ_2 и толщины поглотителей подбирались таким образом, чтобы импульс q , передаваемый остаточному ядру, был равен нулю или направлен по пучку или против пучка поляризованных протонов. Значения проекции q_z импульса остаточного ядра на направление пучка, для которых произведены измерения, указаны в *табл. I* и *II*. При определении углов Θ_1 и Θ_2 учитывалась энергия связи E_c ядерных нуклонов. Во всех случаях угол рассеяния в системе центра масс падающего и ядерного протонов составляет $\Theta_{\text{цм}} = 57^\circ$. Поляризованные протоны имеют энергию $635 \pm 15 \text{ МэВ}$; вектор их поляризации направлен вверх относительно плоскости рассеяния; величина поляризации равна $42,5\%$.

Как показали расчеты, для ядра ${}^{12}\text{C}$ при $q = 80 \text{ МэВ/с}$ в геометрии, соответствующей рассеянию на

Таблица I

Ядро	$\Theta_{\text{цм}}$	$q_z (\text{МэВ/с})$	e (%)	
			$E_c = 15 \text{ МэВ}$	$E_c = 35 \text{ МэВ}$
${}^{12}\text{C}$	57°	0	-	$16,8 \pm 1,2$
		80	$17,8 \pm 0,9$	$18,2 \pm 1,3$
		-80	$15,5 \pm 0,8$	$11,5 \pm 1,5$
		+160	-	$18,6 \pm 1,9$
		-160	-	$9,5 \pm 2,5$

Таблица II

Ядро	$\Theta_{\text{цм}}$	$q_z (\text{МэВ/с})$	e (%)	
			$E_c = 5 \text{ МэВ}$	$E_c = 21,5 \text{ МэВ}$
${}^6\text{Li}$	57°	0	-	$18,5 \pm 0,4$
		80	$20,9 \pm 1,5$	$22,8 \pm 1,7$
		-80	$13,7 \pm 1,3$	$11,7 \pm 2,0$

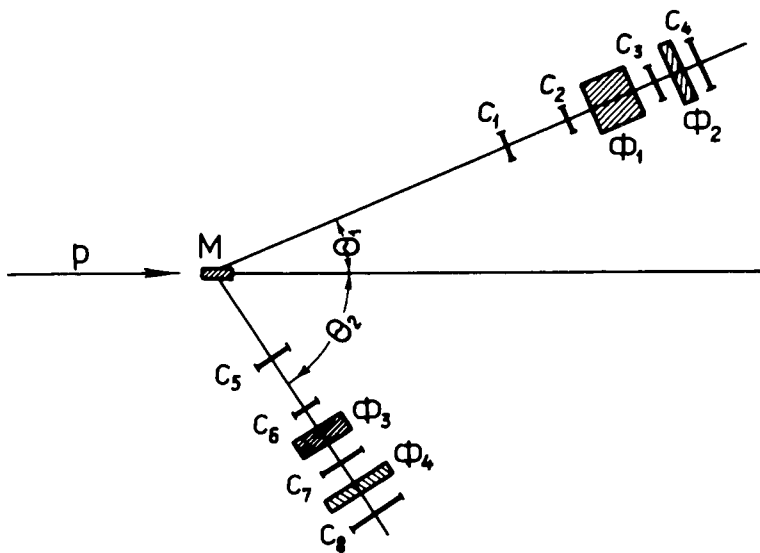


Рис. 1. Схема опыта.

нуклонах p -оболочки, вклад от рассеяния на нуклонах s -оболочки составляет примерно третью часть от полного выхода реакции. В случае геометрии, соответствующей рассеянию на нуклонах s -оболочки, вклад от рассеяния на нуклонах p -оболочки несколько меньше третьей части полного выхода. При $q = 0$ в обеих геометриях основной вклад в рассеяние дают нуклоны s -оболочки.

Разрешение установки по импульсу остаточного ядра составляет $\Delta q = \pm 25$ МэВ/с. Литиевая мишень содержит 90% изотопа ${}^6\text{Li}$, толщина ее равняется 2 г/см². Углеродная /графитовая/ мишень имеет толщину $6,8$ г/см².

Результаты измерений и их статистические ошибки приведены в табл. I и II. Из таблиц видно, что во всех случаях, возможно, за исключением данных для ядра углерода при $E_c = 15$ МэВ, наблюдается зависимость измеренной асимметрии от проекции импульса остаточного ядра на направление пучка протонов. Асимметрия больше, когда падающий и ядерный протоны двигаются

навстречу, и меньше, когда оба они движутся в одном направлении. В первом случае энергия относительного движения сталкивающихся протонов больше 635 МэВ, во втором - меньше.

На рис. 2 приведены имеющиеся в литературе данные по поляризации при упругом рассеянии неполяризованных протонов на угол $\Theta_{\text{ЦМ}} = 60^\circ$ в зависимости от энергии в лабораторной системе.

На рис. 2 показаны также наши данные для s -оболочки ядра ${}^{12}\text{C} / E_c = 35$ МэВ/, приведенные к полной поляризации падающих протонов. При сохранении временной четности поляризация при упругом рассеянии неполяризованных протонов равна лево-правой асимметрии упругого рассеяния полностью поляризованных протонов на неполяризованных протонах. Рис. 2 показывает, что характер зависимости измеренной асимметрии от энергии относительного движения падающего и ядерного протонов тот же, что и для свободного pp -рассеяния. Поскольку эффективная поляризация на нуклонах s -оболочки не возникает, естественно сделать заключение, что поляризация в квазиупругом рассеянии неполяризованных протонов на ядерных протонах, как и в случае свободного pp -рассеяния, зависит от энергии относительного движения сталкивающихся нуклонов и не очень сильно отличается от поляризации в свободном pp -рассеянии.

При сравнении полученных данных для p -оболочек обоих ядер видно, что в случае ядра ${}^{12}\text{C}$ разность измеренных асимметрий для $q_z = 80$ и $q_z = -80$ МэВ/с гораздо меньше, чем в случае ядра ${}^6\text{Li}$. В оболочечной теории структура ядра ${}^6\text{Li}$ в основном определяется LS -связью^{12,13}, протон на p -оболочке примерно с равными вероятностями находится в $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$ -состояниях. Эффективная поляризация, отнесенная к $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$ -состояниям протона, будет близка к нулевому значению. Эффективная поляризация будет равна нулю и в том случае, когда ядро ${}^6\text{Li}$ описывается кластерной моделью, в которой альфа-частичная и дейтронная ассоциации находятся в s -состоянии относительного движения. Поэтому, если асимметрия не зависит существенным образом от энергии связи нуклона, для ядра ${}^6\text{Li}$ не должно быть большого различия асимметрии при рассея-

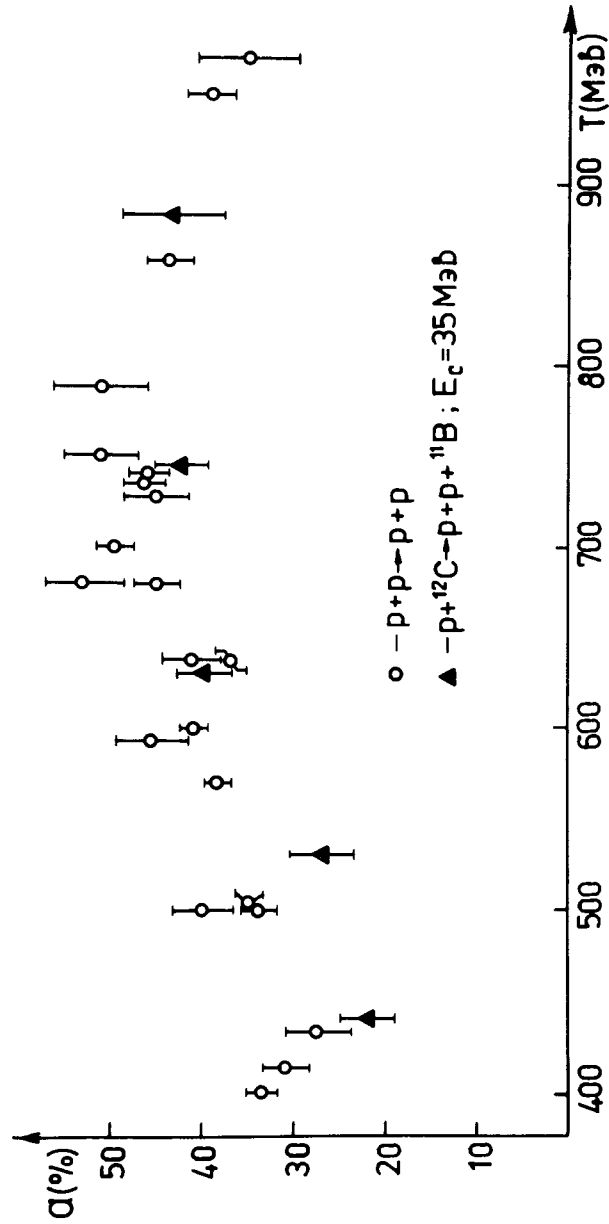


Рис. 2. Зависимость асимметрии от энергии протонов при $\Theta_{\text{ЦМФ}} = 57^\circ$ для полностью поляризованного пучка.

нии на протонах p - и s -оболочек. В случае ядра ^{12}C протоны на p -оболочке находятся преимущественно в $p_{3/2}$ -состоянии 14 , поэтому эффективная поляризация может иметь заметное значение. Ее появление должно приводить к уменьшению величины асимметрии для $q_z = +80 \text{ МэВ/с}$ и к увеличению асимметрии для $q_z = -80 \text{ МэВ/с}$ по сравнению с соответствующими значениями асимметрии для протонов s -оболочки, т.е. к наблюдаемому на опыте уменьшению разности асимметрий для положительного и отрицательного значений q_z . Если это действительно так, то для величины эффективной поляризации протонов p -оболочки ядра ^{12}C получаем значение $P_{\text{эфф}} = 15-20\%$. Оно меньше значений эффективной поляризации протонов $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$ -подоболочек ядра ^{16}O , вычисленных в упомянутых выше работах $^{13,11/}$. Это различие может вполне объясняться тем, что в работах $^{13,11/}$ эффективная поляризация вычислена для рассеяния полностью поляризованного пучка протонов и для геометрии, более выгодной с точки зрения возникновения большей эффективной поляризации, чем в нашем опыте.

Таким образом, обнаруженная зависимость асимметрии квазиупругого рассеяния поляризованных протонов может обуславливаться двумя причинами:

а/ существованием зависимости поляризации, возникающей при рассеянии неполяризованных протонов на ядерных протонах, от энергии относительного движения сталкивающихся частиц;

б/ возникновением эффективной поляризации протонов p -оболочки.

Если первую причину можно считать установленной, то для окончательного подтверждения возникновения эффективной поляризации нуклонов p -оболочки ядра ^{12}C необходимы дополнительные измерения.

В заключение следует отметить, что зависимость поляризации от энергии относительного движения налетающего и ядерного нуклонов исключает возможность представления сечения квазиупругого рассеяния поляризованных протонов ядрами в виде произведения функции импульсного распределения ядерных нуклонов на сечение упругого pp -рассеяния в системе центра масс.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro. *Phys.Lett.*, 25B, 497 (1967).
2. В.М.Колыбасов. ЯФ, 8, 898 /1968/.
3. Th.J.Maris. A Review Talk at the V Int.Conf.on High Energy Phys. and Nuclear Structure. Uppsala (1973).
G.Jacob, Th.J.Maris, C.Shneider, M.R.Teodoro. *Phys.Lett.*, 45B, 181 (1973).
4. R.Donaldson, H.Bradner. *Phys.Rev.*, 99, 892 (1955).
5. L.Marshall. *Phys.Rev.*, 99, 1033 (1955).
6. М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 31, 361 /1956/.
7. Ю.П.Кумекин. Препринт ОИЯИ, Р-46, Дубна, 1957.
8. P.Hillman, A.Johnson, G.Tibell, H.Tyren, H.S.Kohler. *Nucl.Phys.*, 12, 596 (1959).
9. B.M.Golovin, V.P.Dzheleпов, V.S.Nadejдин, V.I.Satarov. Proc. of the XII Int.Conf. on High Energy Phys., Dubna, p.11 (1964).
10. V.S.Nadejдин, N.I.Petrov, V.I.Satarov. Preprint JINR E1-7559, Dubna (1973).
11. G.Jacob, Th.A.Maris, C.Shneider, M.R.Teodoro. *Nucl.Phys.*, A257, 517 (1976).
12. А.С.Давыдов. Теория атомного ядра. Физматгиз,
13. Москва, 1958.
А.Н.Бояркина. Изв. АН СССР, 28, 337 /1964/.
14. S.M.Austin, G.L.Salmon, A.B.Clegg, K.J.Toleg, D.Newton. *Proc.Phys.Soc.*, 80, 383 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 сентября 1976 года.