

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ НЕУПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ $A(p, p')X$ НА ЯДРАХ ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 1 ГэВ

© 2020 г. О. В. Миклухо^{1)*}, А. Ю. Киселев^{1)**}, Г. М. Амальский¹⁾,
 В. А. Андреев¹⁾, С. Г. Барсов¹⁾, Г. Е. Гаврилов¹⁾, А. А. Жданов¹⁾,
 А. А. Изотов¹⁾, Д. С. Ильин¹⁾, Н. Г. Козленко¹⁾, П. В. Кравченко¹⁾,
 Д. А. Майсузенко¹⁾, В. И. Мурзин¹⁾, Д. В. Новинский¹⁾, А. В. Шведчиков¹⁾

Поступила в редакцию 04.09.2019 г.; после доработки 04.09.2019 г.; принята к публикации 04.09.2019 г.

Поляризация вторичных протонов и дифференциальные сечения неупругой реакции (p, p') на ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ при энергии протонного пучка 1 ГэВ измерены в широком диапазоне импульсов рассеянных протонов под углом $\Theta = 21^\circ$. Вторичные протоны детектировались с помощью магнитного спектрометра, оснащенного поляриметром на основе пропорциональных камер и углеродного анализатора. Как и ранее, при исследовании ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$, наблюдается структура в поляризации и сечениях, возможно связанная с квазиупругим рассеянием на нуклонных корреляциях в ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$. Наблюдено отличие импульсных распределений отношения сечений рассеяния на ядрах ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^{12}\text{C}$ и на ядрах ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^9\text{Be}$.

DOI: 10.31857/S004400272002021X

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является продолжением экспериментальной программы исследования кластеризации нуклонов в ядерной среде, которая проводится на синхротронном ПИЯФ с использованием протонного пучка с энергией 1 ГэВ [1–4]. Ранее были измерены поляризация вторичных протонов и дифференциальные сечения в реакции $A(p, p')X$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ под углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$ [2, 4]. Измерения выполнены в широкой области импульсов рассеянных протонов $K = 1370–1670$ МэВ/с, охватывающей как пик квазиупругого pN -рассеяния (импульс K_{pN} , соответствующий максимуму этого пика, примерно равен 1480 МэВ/с), так и область больших импульсов $K > 1530$ МэВ/с вплоть до импульса, соответствующего ближайшему возбужденному уровню исследуемого ядра. Область $K > 1530$ МэВ/с кинематически предпочтительна для квазиупругого рассеяния на ядерной нуклонной корреляции (NC) [5, 6], так как ее масса больше массы нуклона [1]. Была обнаружена структура в поляризации и дифференциальных сечениях реакции, возможно обусловленная квазиупругим рассеянием на различных многонуклонных

корреляциях в ядрах [2, 4]. Определены с точностью ± 5 МэВ/с импульсные интервалы этой структуры II, III и IV, соответствующие рассеянию соответственно на двухнуклонных, трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях: $K = 1535–1570$ МэВ/с (II), $K = 1570–1600$ МэВ/с (III), $K = 1600–1635$ МэВ/с (IV) для ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{56}\text{Fe}$ [2, 4] и $K = 1545–1575$ МэВ/с (II), $K = 1575–1610$ МэВ/с (III), $K = 1610–1645$ МэВ/с (IV) для ядра ${}^{40}\text{Ca}$ [1, 2]. Начало каждого интервала определялось по замедлению падения сечения рассеяния и (или) по заметному изменению поляризации вторичных протонов, что, возможно, связано с переходом к рассеянию на более тяжелой ядерной частице (корреляции).

В настоящей работе, в тех же кинематических условиях исследовалось более легкое, чем ранее, ядро ${}^9\text{Be}$. Важной характеристикой этого ядра

Таблица 1. Параметры мишеней

Мишень	Размеры, мм толщина × × ширина × × высота	Концентрация изотопа, %	Плотность, г/см ³
${}^9\text{Be}$	4 × 7 × 10	100	1.85
${}^{90}\text{Zr}^*$	2.7 × 5.6 × 9.7	51.46	6.49

* см. Введение.

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: miklukho_ov@pnpi.nrcki.ru

**E-mail: kisselev@mail.desy.de

Таблица 2. Поляризация (P) вторичных протонов в реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$ при 1 ГэВ под лабораторным углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$

$K, \text{МэВ}/c$	P	$K, \text{МэВ}/c$	P	$K, \text{МэВ}/c$	P
1418.0	0.228 ± 0.020	1507.8	0.264 ± 0.010	1594.3	0.276 ± 0.011
1427.6	0.267 ± 0.019	1519.8	0.252 ± 0.014	1606.0	0.279 ± 0.014
1437.3	0.260 ± 0.018	1530.1	0.232 ± 0.015	1617.1	0.337 ± 0.016
1447.2	0.265 ± 0.018	1539.7	0.256 ± 0.011	1621.3	0.367 ± 0.013
1456.1	0.267 ± 0.011	1550.1	0.243 ± 0.011	1628.3	0.379 ± 0.016
1466.0	0.261 ± 0.011	1559.9	0.212 ± 0.015	1632.3	0.396 ± 0.014
1475.3	0.253 ± 0.014	1570.6	0.226 ± 0.017	1643.1	0.403 ± 0.014
1485.3	0.240 ± 0.014	1573.6	0.275 ± 0.012	1654.6	0.366 ± 0.015
1497.5	0.268 ± 0.010	1583.4	0.271 ± 0.010	1665.2	0.379 ± 0.019

Таблица 3. Поляризация (P) вторичных протонов в реакции ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$ при 1 ГэВ под лабораторным углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$

$K, \text{МэВ}/c$	P	$K, \text{МэВ}/c$	P	$K, \text{МэВ}/c$	P
1419.8	0.211 ± 0.021	1509.8	0.272 ± 0.011	1595.8	0.289 ± 0.011
1429.5	0.212 ± 0.020	1521.6	0.289 ± 0.014	1607.7	0.285 ± 0.015
1439.2	0.203 ± 0.019	1532.0	0.253 ± 0.014	1621.2	0.325 ± 0.011
1449.0	0.206 ± 0.019	1541.7	0.271 ± 0.010	1632.3	0.320 ± 0.011
1458.0	0.247 ± 0.013	1552.2	0.284 ± 0.011	1644.9	0.323 ± 0.015
1467.8	0.236 ± 0.012	1561.9	0.289 ± 0.015	1656.0	0.301 ± 0.017
1477.1	0.271 ± 0.016	1572.5	0.265 ± 0.015	1667.3	0.293 ± 0.020
1487.2	0.257 ± 0.016	1575.5	0.311 ± 0.013		
1499.3	0.264 ± 0.011	1585.0	0.289 ± 0.010		

является то, что один нуклон (нейтрон) имеет существенно меньшую энергию связи (~ 2 МэВ), чем остальные [7]. Исследовалось также более тяжелое, чем ранее, ядро циркония (Zr) при натуральном изотопическом составе мишени (${}^{90}\text{Zr}$ — 51.46%, ${}^{91}\text{Zr}$ — 11.23%, ${}^{92}\text{Zr}$ — 17.11%, ${}^{94}\text{Zr}$ — 17.4%, ${}^{96}\text{Zr}$ — 2.8%) с наибольшим присутствием изотопа ${}^{90}\text{Zr}$. Измерены поляризация (P) и дифференциальные сечения рассеяния ($\sigma^{\text{incl}} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}$) в зависимости от импульса вторичного протона.

В этой статье мы приводим также новые данные по отношению сечений рассеяния $\sigma^{\text{incl}}(A)/\sigma^{\text{incl}}(A')$ для некоторых ядер A (A'), исследованных в наших экспериментах.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика эксперимента подробно описана в работе [2]. Протонный пучок синхротрона ПИЯФ фокусировался на мишени магнитного спектрометра. Для калибровки установки использовались большие мишени из полиэтилена (C_2H_4)

и углерода (C), а также тонкие полиэтиленовые пленки [2]. В основных измерениях использовались малые мишени из бериллия (${}^9\text{Be}$) и циркония (${}^{90}\text{Zr}$) (табл. 1). С помощью магнитного спектрометра, оснащенного поляриметром на основе пропорциональных камер и углеродного анализатора, измерялись импульсы вторичных протонов из реакции $A(p, p')X$ и их поляризация. Основные параметры магнитного спектрометра приведены в табл. 2 работы [2]. Импульсное разрешение спектрометра (FWHM) в опытах с мишенями из бериллия и циркония (табл. 1) составляло соответственно ~ 6.7 и ~ 8.6 МэВ/с. Параметры поляриметра приведены в работе [2] (табл. 3).

Калибровка анализирующей способности поляриметра при различных импульсных настройках спектрометра осуществлялась с использованием данных по упругому pp -рассеянию, полученных в данном эксперименте. Проводились измерения поляризации с мишенями из полиэтилена (C_2H_4) и углерода (C) [2] при соответствующих угловых положениях спектрометра. Неопределенности ка-

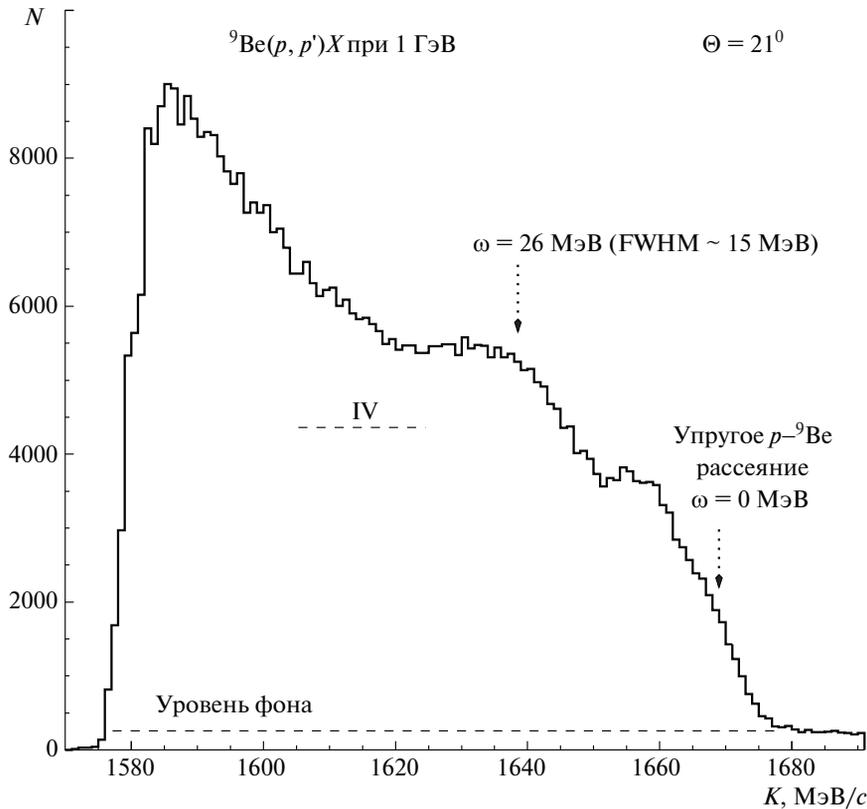


Рис. 1. Импульсное распределение событий в инклюзивной реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$ под углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$. ω — разница энергий протона пучка (E_0) и вторичного протона (E). Отрезок штриховой линии с меткой IV соответствует импульсному интервалу IV, определенному в тексте.

либровки включены в полную ошибку поляризационных измерений.

Относительное дифференциальное сечение $\sigma^{\text{incl}} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}$ инклюзивной реакции на ядрах ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ находилось, как в [4], из импульсных спектров, измеренных при различных импульсных настройках спектрометра. При этом суммировались события в импульсных интервалах с шириной 10 МэВ/с. Абсолютная нормировка сечения рассеяния в реакции с ядром ${}^9\text{Be}$ (${}^{90}\text{Zr}$) проводилась при импульсной настройке магнитного спектрометра, соответствующей кинематике упругого pp -рассеяния. В измерениях использовалась комбинированная мишень из бериллия (циркония) (табл. 1) и водородосодержащей тонкой полиэтиленовой пленки [2]. При нормировке сечения на данные упругого pp -рассеяния учитывался вклад от рассеяния на углероде в пленке. Относительные систематические ошибки $\delta\sigma^{\text{incl}}/\sigma^{\text{incl}}$ нормировки сечений реакций ${}^9\text{Be}(p, p')X$ и ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$ составили соответственно $\pm 5.1\%$ и $\pm 3\%$.

На рис. 1 приведен импульсный спектр вторичных протонов из реакции (p, p') с ядром ${}^9\text{Be}$. Наблюдается широкий пик в этом спектре при

переданной ядру энергии $\omega = 26$ МэВ. Подобный пик не проявляется в импульсном спектре в случае реакции с ядром ${}^{90}\text{Zr}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты измерений поляризации P (темные квадраты на рис. 2, 3) и сечений $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}$ (кружки на рис. 4, 5) в реакциях ${}^9\text{Be}(p, p')X$ и ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$ в зависимости от импульса рассеянного протона K . Малые статистические ошибки измерения сечений представлены внутри кружков. Экспериментальные данные приведены также в табл. 2–5. Светлый квадрат на рис. 2 и 3 соответствует поляризации в упругом рассеянии протонов на ядрах ${}^4\text{He}$ [8]. Штриховая кривая на рисунках отвечает расчету поляризации в реакции ${}^{12}\text{C}(p, p')X$ [2] в рамках импульсного приближения с искаженными волнами с учетом релятивистского искажения нуклонного спинора в ядерной среде ИПИВ* [9, 10]. Присутствие этой кривой на рис. 2 и 3 позволяет сравнить данные по поляризации для ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ с аналогичными данными для ядра ${}^{12}\text{C}$ [2] на рис. 1 в работе [4].

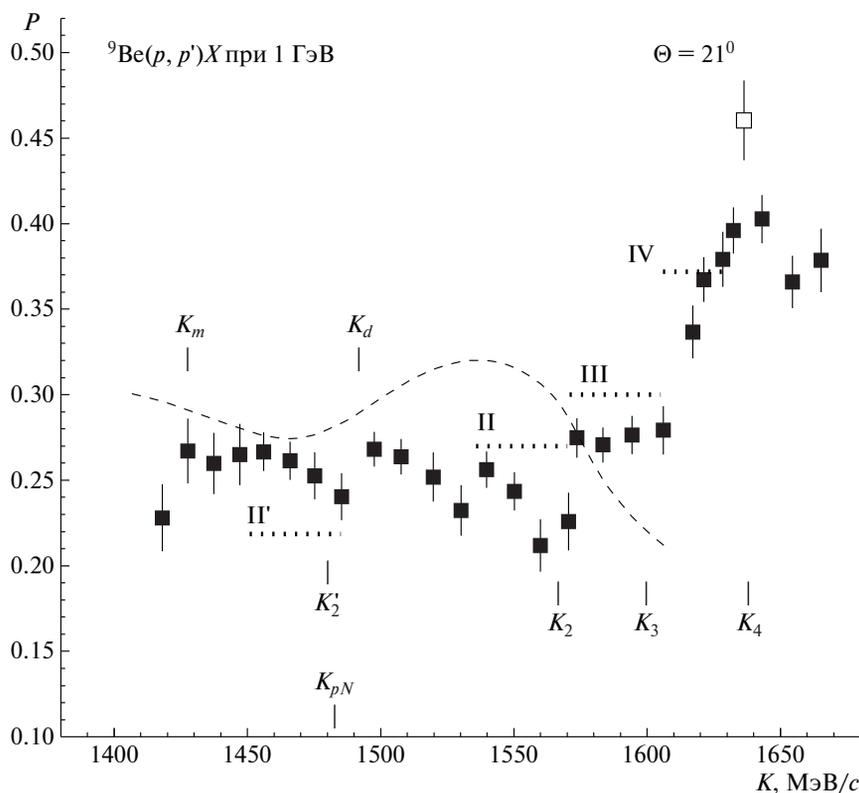


Рис. 2. Поляризация P протонов, рассеянных под углом $\Theta = 21^\circ$ (темные квадраты) в инклюзивной реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$, в зависимости от импульса вторичного протона K . Штриховая кривая — результат вычисления поляризации в реакции ${}^{12}\text{C}(p, p')X$ в рамках импульсного приближения с искаженными волнами с учетом модификации нуклонного спинора в ядерной среде ИПИВ* [2]. Квадрат отвечает поляризации в упругом рассеянии протонов на ядрах ${}^4\text{He}$ [8]. Импульс K_{pN} примерно отвечает максимуму квазиупругого pN -пика. Отрезки точечных линий соответствуют импульсным интервалам II, III, IV и II'. Эти интервалы, импульсы K_2, K_3, K_4 и K_2', K_m, K_d определены в тексте.

Импульсные интервалы II, III и IV (определенные во введении) для ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ отмечены на рис. 2 и 3 отрезками точечной линии. Начало каждого импульсного интервала находилось по замедлению падения сечения рассеяния (рис. 4 и 5) и (или) по заметному изменению поляризации вторичных протонов (рис. 2 и 3), что возможно связано с переходом к рассеянию на более тяжелой ядерной частице (корреляции) [1, 2, 4]. Начало интервалов, определяемое из сечения рассеяния, отмечено на рис. 4 и 5 стрелкой с метками (III), (IV) и (II), (III) соответственно. На этих рисунках стрелка с метками (II*) и (IV*) отвечает случаю, когда начало импульсного интервала определялось по величине поляризации (рис. 2 и 3). Стрелка без метки соответствует концу интервала IV. В случае рассеяния на ядре ${}^9\text{Be}$ конец интервала IV можно определить более точно из импульсного спектра на рис. 1. Отметим здесь, что область самых больших импульсов, которая сразу следует за областью IV, в основном определяется квазиупругим рассеянием на остаточных ядрах (X) из реакций $A(p, p'NC)X$ [2, 4]. Эти процессы рас-

сеяния ($A(p, p'X)NC$) на легком ядре, ${}^9\text{Be}$, когда массы корреляций и остаточных ядер не очень сильно отличаются, могут существенно уменьшить ширину отмеченного выше интервала IV со стороны больших значений импульса K (рис. 1). В результате мы определили с точностью ± 5 МэВ/с импульсные интервалы II, III и IV, которые могут быть обусловлены квазиупругим рассеянием на двухнуклонных, трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях [2, 4], для ядра ${}^9\text{Be}$ $K = 1535\text{--}1570$ МэВ/с (II), $K = 1570\text{--}1605$ МэВ/с (III), $K = 1605\text{--}1625$ МэВ/с (IV) и ядра ${}^{90}\text{Zr}$ $K = 1535\text{--}1575$ МэВ/с (II), $K = 1575\text{--}1610$ МэВ/с (III), $K = 1610\text{--}1630$ МэВ/с (IV).

На рис. 2 и 3 отмечены вычисленные импульсы вторичного протона K_2, K_3 (K_3^*) и K_4 , соответствующие максимумам квазиупругих пиков в реакциях квазиупругого рассеяния ${}^9\text{Be}(p, p'NC)X$ и ${}^{90}\text{Zr}(p, p'NC)X$ на неподвижной ядерной нуклонной корреляции (NC), состоящей из двух, трех и четырех нуклонов. В этих кинематических расчетах масса NC бралась равной массе легкого ядра с

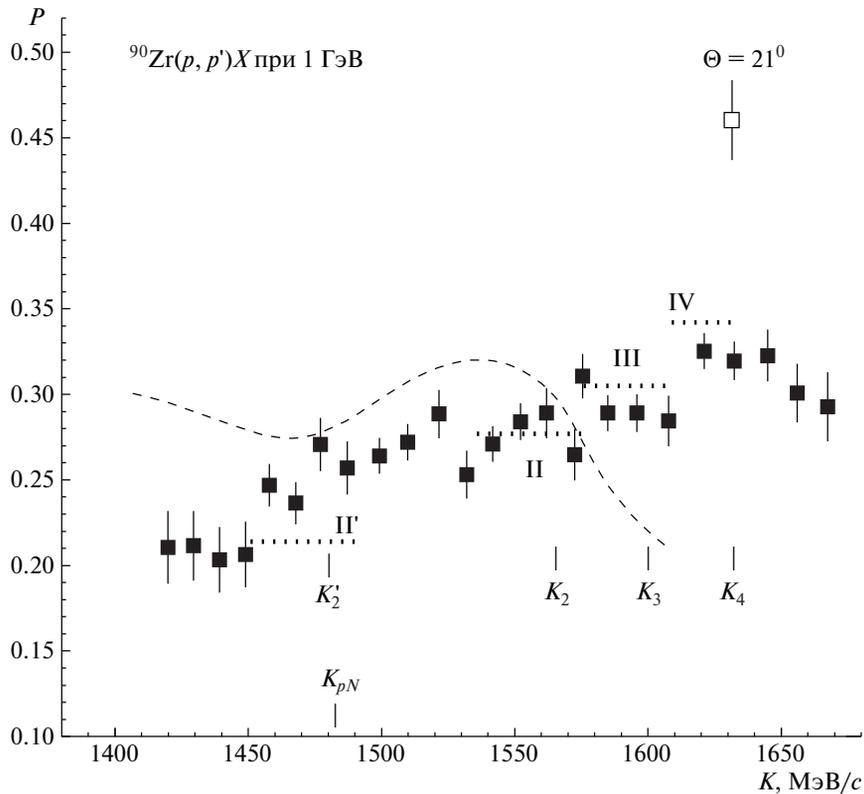


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для реакции $^{90}\text{Zr}(p, p')X$.

простой внутренней структурой ^2H , ^3He (^3H) и ^4He . Предполагалось также, что остаточное ядро (X) в реакции находится в основном состоянии. Как видно, на рис. 2 импульсы K_2 (1566 МэВ/с), $K_3 \approx K_3^*$ (1599 МэВ/с), за исключением импульса K_4 (1636 МэВ/с), и на рис. 3 импульсы K_2 (1565 МэВ/с), $K_3 \approx K_3^*$ (1599 МэВ/с), K_4 (1631 МэВ/с) находятся в пределах соответствующих импульсных интервалов II, III, IV, найденных из экспериментальных данных (импульс K_4 на рис. 2 находится вне интервала IV, что обусловлено отмеченным выше уменьшением ширины этого интервала). Это наблюдение сохраняется и в случае, когда масса NC меньше (из-за эффекта модификации в ядерной среде [10]), чем масса соответствующего свободного легкого ядра [2].

Мы предполагаем, что ширина каждого импульсного интервала (II, III, IV) определяется, главным образом, движением ядерной нуклонной корреляции в плоскости реакции (p, p') в направлении, перпендикулярном направлению протонного пучка. Эффективный горизонтальный угловой захват спектрометра при упругом рассеянии на многонуклонной корреляции может быть в несколько раз больше, когда корреляция движется, чем, когда она неподвижна [2]. Это дает нам возможность увидеть угловое распределение поляризации в рас-

сматриваемом импульсном интервале, которое может быть подобным распределению поляризации в упругом рассеянии на соответствующем легком ядре. Так, мы ожидали увидеть близкое к однородному распределение поляризации в рассеянии на четырехнуклонной корреляции (^4He) в пределах импульсного интервала IV [2, 4], подобное измеренному распределению поляризации в свободном упругом рассеянии протонов на ядрах ^4He [8], приведенному в работе [2] (рис. 7).

Средняя поляризация в импульсных интервалах II, III, IV при рассеянии на ядрах ^9Be и ^{90}Zr (рис. 2 и 3), также как при рассеянии на ядре ^{12}C (рис. 1 в [4]), растет от интервала II к интервалу IV. В пределах каждого интервала, за исключением интервала II для ядра ^9Be , поляризация практически не меняется. Поляризация в интервале II при рассеянии на ядре ^9Be уменьшается к концу интервала. Подобный эффект мы наблюдали в области (IV) рассеяния на четырехнуклонных корреляциях ядер ^{28}Si и ^{56}Fe [4]. В реакции с ядром ^9Be поляризация в импульсном интервале IV (P_{IV}) достигает заметно большего значения ($P_{IV}(^9\text{Be}) = 0.372 \pm 0.010$), чем в рассеянии на ядре углерода ($P_{IV}(^{12}\text{C}) = 0.348 \pm 0.010$) [4]. В то же время поляризация P_{IV} в рассеянии на ядре ^{90}Zr ($P_{IV}(^{90}\text{Zr}) =$

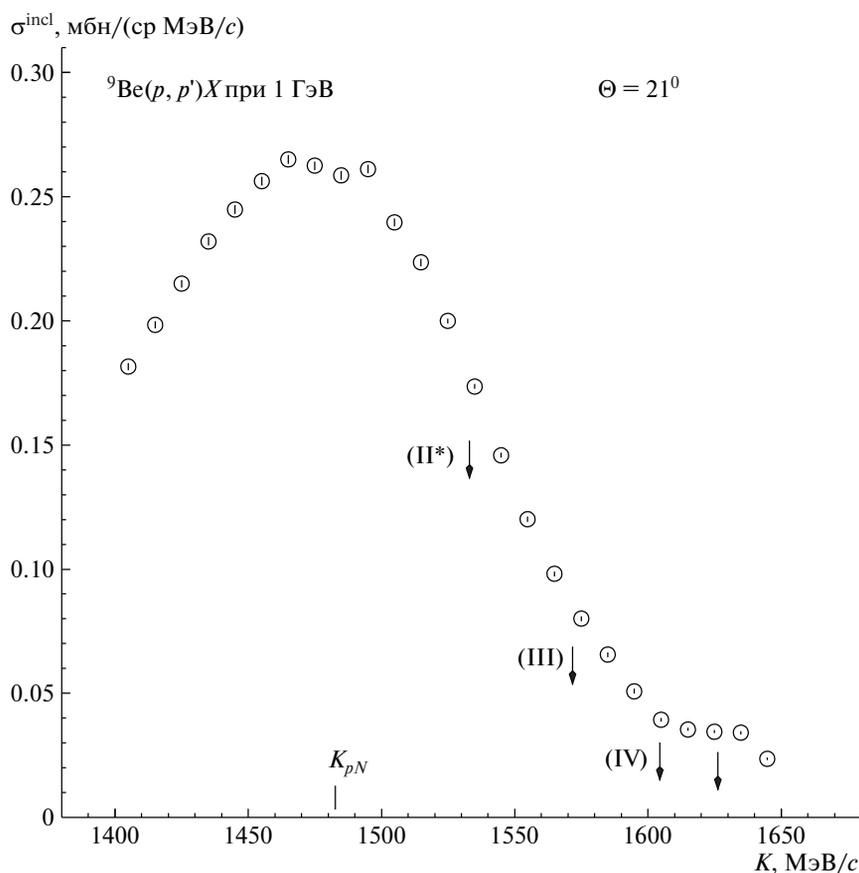


Рис. 4. Дифференциальное сечение $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}$ реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$ (кружки) в зависимости от импульса вторичного протона K . Импульс K_{pN} примерно отвечает максимуму квазиупругого pN -пика. Стрелка и стрелки с метками (II*), (III), (IV) определены в тексте.

$= 0.323 \pm 0.008$) заметно меньше, чем $P_{IV}({}^{12}\text{C})$. Наблюдаемая поляризация P_{IV} в реакции (p, p') со всеми исследованными ядрами существенно меньше, чем поляризация $P_{4\text{He}}$ в свободном упругом рассеянии протонов на ядрах ${}^4\text{He}$ (светлый квадрат на рис. 2 и 3) [8]. Это может быть связано с модификацией протон-нуклонного взаимодействия в ядре [2], приводящей к уменьшению поляризации с ростом нуклонной плотности ядерной среды [10]. Возможно, подобная модификация взаимодействия протона с четырехнуклонным кластером является причиной уменьшения поляризации P_{IV} в рассеянии на ядре ${}^{90}\text{Zr}$ по сравнению с рассеянием на ядре ${}^9\text{Be}$, которое имеет меньшую нуклонную плотность, чем ядро циркония.

В заключение этого параграфа отметим результаты измерения поляризации в области импульсов $1410 < K < 1530$ МэВ/с (рис. 2 и 3), охватывающей пик квазиупругого pN -рассеяния (рис. 4 и 5), максимум которого находится примерно при импульсе K_{pN} . В этой области существенную роль играют процессы многократного выбивания нуклонов из ядра [11]. Импульс вторичного протона

(K) в этих процессах меньше, чем в исследуемом одноступенчатом (p, p') -процессе выбивания одного нуклона. Двухступенчатый процесс выбивания нуклонов уменьшает поляризацию вторичного протона при K меньше, чем K_m (рис. 2), также как анализирующую способность (A_y) в подобном эксперименте (p, p') с ядром ${}^{12}\text{C}$ (LAMPF) при энергии 0.8 ГэВ [11]. В нашем эксперименте мы видим также падение поляризации при импульсах K , близких к импульсу K_d (рис. 2). Такое падение поляризации наблюдалось в рассеянии на всех исследованных нами ядрах [2, 4] и наиболее отчетливо в рассеянии на легком ядре углерода [2, 12]. В LAMPF не обнаружено подобного уменьшения A_y как в экспериментальных, так и в теоретических данных [11]. Причем теоретические расчеты были выполнены с учетом многоступенчатых процессов выбивания нуклонов из ядра углерода. В нашем (p, p') -эксперименте при энергии 1 ГэВ (большей, чем энергия протонного пучка в LAMPF) в области $K > 1530$ МэВ/с обнаружены эффекты, возможно обусловленные квазиупругим рассеянием на многонуклонных корреляциях [2, 4]. Мы предположи-

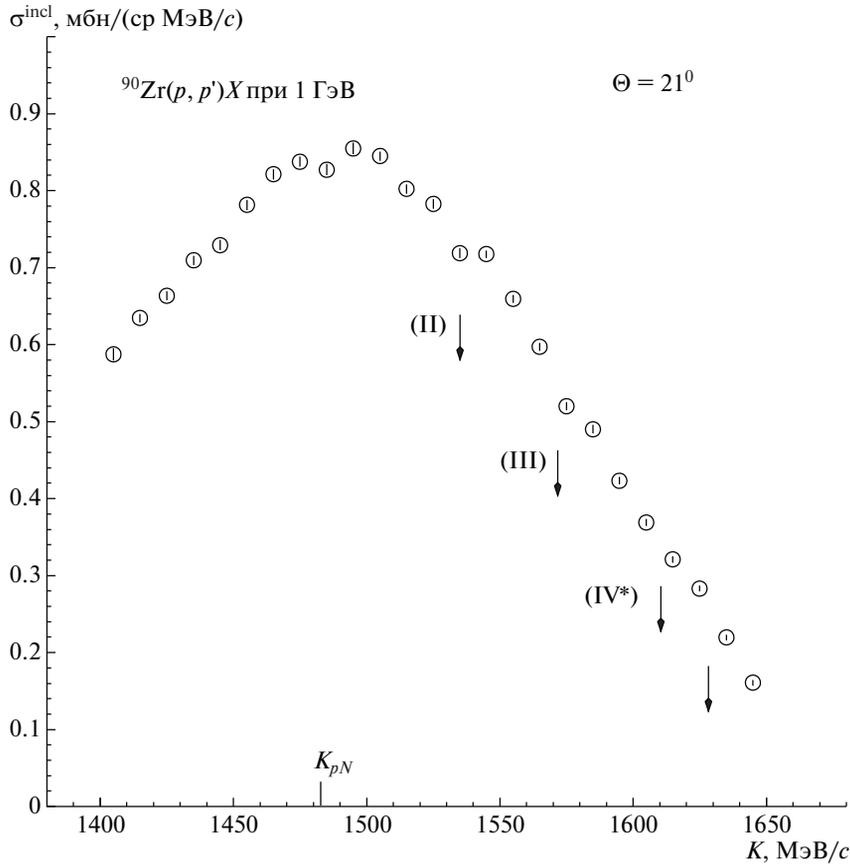


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для реакции $^{90}\text{Zr}(p, p')X$. Стрелка и стрелки с метками (II), (III), (IV*) определены в тексте.

ли, что отмеченное выше уменьшение поляризации в области $1410 < K < 1530$ МэВ/с может быть обусловлено неупругим рассеянием на двухнуклонной корреляции, приводящим к развалу ее на два нуклона [12]. Поляризация в этом процессе рассеяния, также как в квазиупругом рассеянии в интервале II (рис. 4 в работе [12]), может быть существенно меньше поляризации в квазиупругом рассеянии на некоррелируемых нуклонах ядра углерода (штриховая кривая на рис. 4 в [12]). В рамках модели короткодействующих корреляций [6] два нуклона, принадлежащих двухнуклонной корреляции (^2H), имеют противоположно направленные импульсы, примерно одинаковой величины, близкие к импульсу Ферми, ~ 250 МэВ/с, соответствующему кинетической энергии нуклона ~ 35 МэВ. Импульс K'_2 на рис. 2 найден в кинематической программе для реакции $^9\text{Be}(p, p'^2\text{H})^7\text{Li}$ при энергии возбуждения остаточного ядра (^7Li) ~ 70 МэВ, равной суммарной кинетической энергии нуклонов в покоящейся корреляции (^2H). Импульс K'_2 смещен по отношению к импульсу K_2 (принадлежащему интервалу II) в сторону меньших

значений K . Импульсный интервал II', отмеченный отрезком точечной линии и охватывающий импульс K'_2 , определяется движением корреляции. Импульс K'_2 и интервал II' для реакции (p, p') с ядром ^{90}Zr приведены на рис. 3.

4. ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ НА ЯДРАХ

На рис. 6 и 7 представлены отношения сечений рассеяния $\eta(A/A') = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}(A) / \frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}(A')$ на исследованных ядрах (кружки) в зависимости от импульса вторичного протона K . A и A' на рис. 6 соответствуют ядрам ^{90}Zr и ^{12}C (^{28}Si , ^{40}Ca , ^{56}Fe), а на рис. 7 соответствуют ядрам ^{90}Zr и ^9Be .

При вычислении отношений $\eta(A/A')$ использовались сечения рассеяния на ядрах, полученные с учетом только статистических ошибок в относительных измерениях. Для ядер ^9Be и ^{90}Zr использовались данные, приведенные в табл. 4 и 5. Данные для ядер ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca и ^{56}Fe

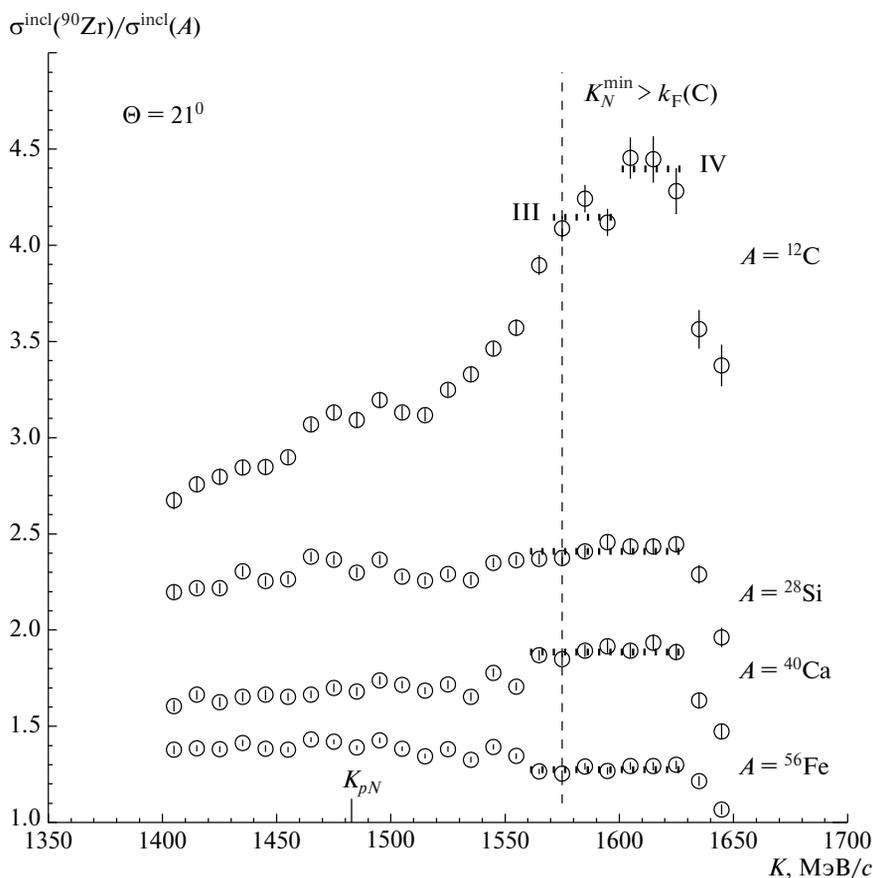


Рис. 6. Отношения сечений рассеяния (кружки) на ядрах ^{90}Zr и ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{56}Fe ($\eta(\text{Zr}/\text{C})$, $\eta(\text{Zr}/\text{Si})$, $\eta(\text{Zr}/\text{Ca})$, $\eta(\text{Zr}/\text{Fe})$) в зависимости от импульса вторичного протона K . Вертикальная штриховая линия при $K = 1575$ МэВ/с отделяет область больших импульсов K , где минимальный импульс нуклонов в ядре ^{12}C , K_N^{min} , определенный в тексте, больше, чем импульс Ферми k_F для ядра углерода (~ 220 МэВ/с). Отрезки точечной линии соответствуют импульсным интервалам III, IV и $1560 < K < 1630$ МэВ/с, определенным в тексте. Импульс K_{pN} примерно отвечает максимуму квазиупругого pN -пика.

взяты из работы [4]. Относительные систематические ошибки ($\delta\eta/\eta(A/A')$) определения отношений $\eta(A/A')$, обусловленные систематическими неопределенностями нормировки сечений рассеяния на ядрах ^9Be и ^{90}Zr (см. текст выше), на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca [2], на ядрах ^{28}Si и ^{56}Fe [4], составляли $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{C}) = \pm 3.4\%$, $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{Si}) = \pm 4.5\%$, $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{Ca}) = \pm 4.6\%$, $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{Fe}) = \pm 5.2\%$ (рис. 6), $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{Be}) = \pm 5.9\%$ (рис. 7).

На рис. 6 вертикальная штриховая линия при $K = 1575$ МэВ/с отделяет область больших импульсов рассеянных протонов K , где минимальный импульс нуклона K_N^{min} в ядре ^{12}C больше, чем импульс Ферми k_F для ядра углерода (~ 220 МэВ/с) [3, 4]. В этой области наблюдаются интервалы III и IV, в пределах которых величина отношения сечений $\eta(\text{Zr}/\text{C})$ практически не зависит от импульса рассеянного протона K . Причем величина $\eta(\text{Zr}/\text{C})$ в интервале IV несколько больше, чем

в интервале III. Заметим, что эти интервалы почти совпадают с импульсными интервалами III и IV, найденными при анализе экспериментальных данных по поляризации и сечениям в реакции с ядром углерода [2] и предположительно соответствующие упругому рассеянию в ядерной среде на трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях [2]. Подобная структура в отношении сечений $\eta(\text{Zr}/\text{C})$ впервые наблюдалась в отношениях сечений $\eta(\text{Fe}/\text{C})$, $\eta(\text{Ca}/\text{C})$ и $\eta(\text{Si}/\text{C})$ [3, 4]. Согласно [6], обнаружение ступенчатого изменения величины отношения сечений является сильным указанием на доминирование рассеяния на нуклонных корреляциях. Анализ (e, e') -эксперимента [6] показывает, что ступенчатый рост отношения сечений рассеяния $\eta(\text{Fe}/\text{C})$ связан с несколько меньшей средней нуклонной плотностью ядра углерода по сравнению с ядром железа [3]. Не наблюдается ступенчатый рост отношений сечений рассеяния $\eta(\text{Zr}/\text{Si})$, $\eta(\text{Zr}/\text{Ca})$ и $\eta(\text{Zr}/\text{Fe})$ (рис. 6) в области

Таблица 4. Сечение реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$ при 1 ГэВ под лабораторным углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$

$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$	$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$	$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$
1405.1	0.1816 ± 0.0014	1495.0	0.2612 ± 0.0017	1584.9	0.0655 ± 0.0010
1415.1	0.1983 ± 0.0015	1505.0	0.2397 ± 0.0016	1594.9	0.0508 ± 0.0010
1425.1	0.2149 ± 0.0016	1514.9	0.2235 ± 0.0016	1605.0	0.0393 ± 0.0007
1435.0	0.2320 ± 0.0016	1524.9	0.1999 ± 0.0010	1615.0	0.0355 ± 0.0007
1445.1	0.2449 ± 0.0018	1534.9	0.1736 ± 0.0010	1625.0	0.0346 ± 0.0006
1455.0	0.2562 ± 0.0018	1544.9	0.1459 ± 0.0010	1634.9	0.0341 ± 0.0006
1465.0	0.2650 ± 0.0018	1554.9	0.1202 ± 0.0010	1644.8	0.0236 ± 0.0006
1475.0	0.2625 ± 0.0017	1564.9	0.0981 ± 0.0010		
1484.9	0.2586 ± 0.0018	1574.9	0.0800 ± 0.0010		

Таблица 5. Сечение реакции ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$ при 1 ГэВ под лабораторным углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$

$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$	$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$	$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$
1405.0	0.5875 ± 0.0081	1495.0	0.8550 ± 0.0074	1584.9	0.4903 ± 0.0053
1415.0	0.6345 ± 0.0056	1505.0	0.8450 ± 0.0060	1594.9	0.4234 ± 0.0049
1425.0	0.6636 ± 0.0060	1515.0	0.8022 ± 0.0062	1604.9	0.3692 ± 0.0046
1435.0	0.7094 ± 0.0062	1525.0	0.7827 ± 0.0063	1614.9	0.3210 ± 0.0042
1445.1	0.7294 ± 0.0066	1535.0	0.7189 ± 0.0065	1624.9	0.2834 ± 0.0039
1455.1	0.7816 ± 0.0066	1544.9	0.7175 ± 0.0051	1634.9	0.2195 ± 0.0037
1465.0	0.8213 ± 0.0066	1555.0	0.6595 ± 0.0052	1644.9	0.1607 ± 0.0036
1475.0	0.8378 ± 0.0069	1565.0	0.5974 ± 0.0053		
1485.0	0.8274 ± 0.0074	1574.9	0.5200 ± 0.0054		

импульсов $K = 1560\text{--}1630 \text{ МэВ}/c$, охватывающей импульсные интервалы III и IV, проявившиеся в отношении $\eta(\text{Zr}/\text{C})$. В этой области мы видим только скейлинговое поведение отношений сечений рассеяния (величина отношения практически не зависит от импульса K), которое наблюдалось ранее в отношениях сечений $\eta(\text{Fe}/\text{Si})$, $\eta(\text{Fe}/\text{Ca})$ [3] и $\eta(\text{Ca}/\text{Si})$ [4]. Следуя сказанному выше, можно предположить, что уже в ядре ${}^{28}\text{Si}$ наступает насыщение ядерных сил и средняя нуклонная плотность в ядрах ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ почти одинакова.

В отличие от отношения сечений $\eta(\text{Zr}/\text{C})$ (рис. 6), в отношении сечений $\eta(\text{Zr}/\text{Be})$ на рис. 7 мы видим только узкий импульсный интервал IV, где величина $\eta(\text{Zr}/\text{Be})$ не зависит от импульса вторичного протона K . Этот интервал совпадает

с интервалом IV, найденным при анализе сечения рассеяния на ядре ${}^9\text{Be}$ (рис. 1). В импульсном интервале III (рис. 7) величина отношения $\eta(\text{Zr}/\text{Be})$ сильно зависит от импульса K . Правая вертикальная ось на рис. 7 соответствует вычисленному среднему значению минимального импульса (K_N^{min}) ядерного нуклона при заданном импульсе рассеянного протона K [3, 4]. Величина K_N^{min} зависит от энергии связи ядерных нуклонов. Сплошные кривые на рисунке с метками 2 и 1 — это результат вычисления импульса K_N^{min} при квазиупругом рассеянии соответственно на нейтроне ядра ${}^9\text{Be}$ с очень малой энергией связи и на остальных нуклонах ядра с большей энергией связи [7]. Горизонтальная штриховая линия отвечает равенству импульса K_N^{min} и импульса Ферми k_F для ядра

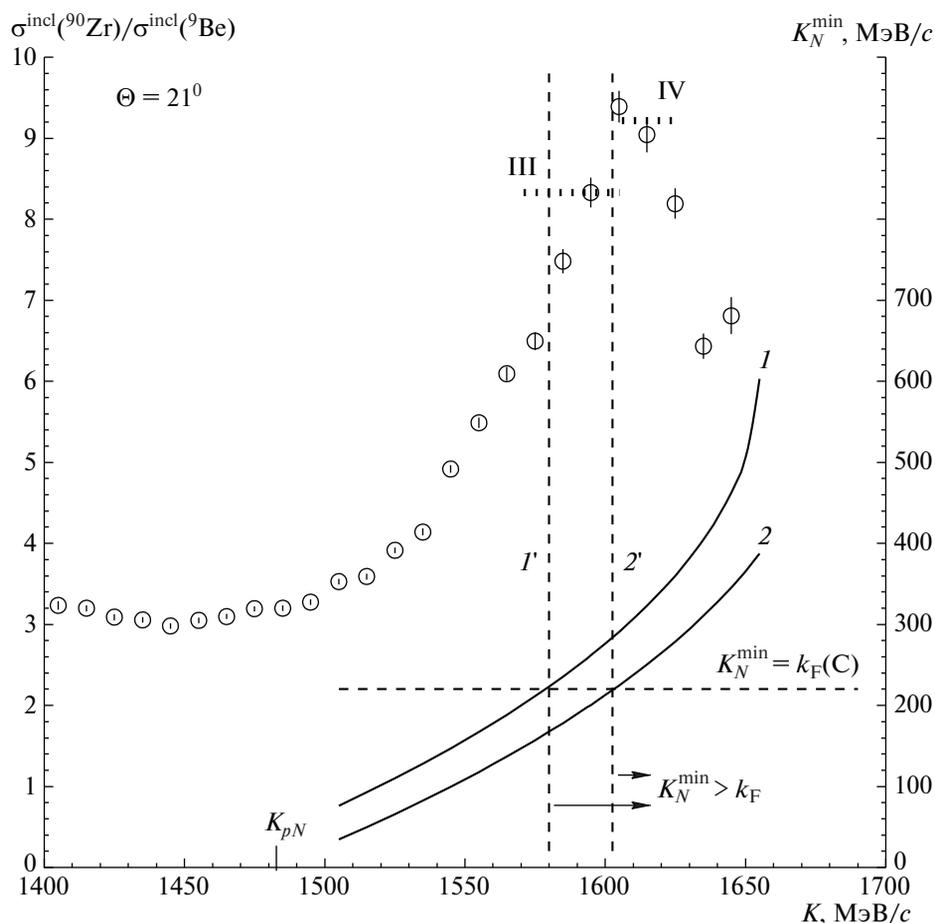


Рис. 7. Отношение сечений рассеяния (кружки) на ядрах ^{90}Zr и ^9Be ($\eta(\text{Zr/Be})$) в зависимости от импульса вторичного протона K . Сплошные кривые с метками 2 и 1 отвечают результатам расчета минимального импульса K_N^{min} , определенно-го в тексте, соответственно для квазиупругого рассеяния на слабосвязанном нейтроне ядра ^9Be [7] и на других нуклонах этого ядра. Горизонтальная штриховая линия отвечает случаю, когда вычисленные импульсы K_N^{min} равны импульсу Ферми $k_F(\text{C})$ для ядра углерода. Вертикальные штриховые линии с метками 1' и 2' соответственно при $K = 1580$ МэВ/с и $K \approx 1600$ МэВ/с отделяют области импульсов вторичных протонов, где $K_N^{\text{min}} > k_F$. Отрезки точечной линии с метками III, IV и импульс K_{pN} означают то же, что и на рис. 6.

^9Be в приближении, что последний равен импульсу Ферми для ядра углерода $k_F(\text{C})$ (~ 220 МэВ/с). Вертикальные штриховые линии с метками 2' и 1' указывают на области $K > \sim 1600$ МэВ/с и $K > > 1580$ МэВ/с, где импульс K_N^{min} при квазиупругом рассеянии соответственно на слабосвязанном нейтроне ядра ^9Be и на остальных нуклонах этого ядра превышает импульс Ферми. Анализ данных, приведенных на рис. 7, позволяет предположить, что причиной отмеченной выше неоднородности отношения сечений $\eta(\text{Zr/Be})$ в импульсном интервале III может быть существенный вклад от квазиупругого рассеяния на нейтроне ядра ^9Be с малой энергией связи.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поляризация вторичных протонов в неупругой (p, p')-реакции с ядрами ^9Be , ^{90}Zr и дифференциальные сечения этих реакций измерены при энергии протонного пучка 1 ГэВ под углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$. Данные получены в широком диапазоне импульсов рассеянных протонов K , охватывающем область квазиупругого pN -пика и область больших импульсов ($K > 1530$ МэВ/с), включающей широкий пик возбуждения ядра ^9Be .

Также как при исследовании ядер ^{12}C и ^{40}Ca [2], и ядер ^{28}Si и ^{56}Fe [4] в области $K > 1530$ МэВ/с наблюдается структура в поляризации рассеянных протонов и сечениях рассеяния на ядрах ^9Be и ^{90}Zr . Эта структура, возможно, связана с квазиупругим

рассеянием протонов на ядерных двухнуклонных, трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях.

Обнаружено отличие импульсных распределений отношения сечений рассеяния на ядрах ^{90}Zr и ^{12}C и на ядрах ^{90}Zr и ^9Be .

Авторы благодарны сотрудникам ускорителя ПИЯФ за стабильный протонный пучок с энергией 1 ГэВ. Авторам хотелось бы выразить также признательность А.А. Воробьеву и С.Л. Белостоцкому за их поддержку и плодотворные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. V. Miklukho, A. Yu. Kisselev, G. M. Amalsky, V. A. Andreev, G. E. Gavrilov, A. A. Izotov, N. G. Kozlenko, P. V. Kravchenko, M. P. Levchenko, D. V. Novinskiy, A. N. Prokofiev, A. V. Shvedchikov, S. I. Trush, and A. A. Zhdanov, Письма в ЖЭТФ **102**, 15 (2015) [JETP Lett. **102**, 11 (2015)].
2. О. В. Миклухо, А. Ю. Киселев, Г. М. Амальский, В. А. Андреев, Г. Е. Гаврилов, А. А. Жданов, А. А. Изотов, Н. Г. Козленко, П. В. Кравченко, М. П. Левченко, Д. В. Новинский, А. Н. Прокофьев, А. В. Шведчиков, С. И. Труш, ЯФ **80**, 175 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 299 (2017)].
3. O. V. Miklukho, A. Yu. Kisselev, G. M. Amalsky, V. A. Andreev, G. E. Gavrilov, D. S. Ilyin, A. A. Izotov, P. V. Kravchenko, D. A. Maysuzenko, V. I. Murzin, A. N. Prokofiev, A. V. Shvedchikov, S. I. Trush, and A. A. Zhdanov, Письма в ЖЭТФ **106**, 63 (2017) [JETP Letters **106**, 69 (2017)].
4. О. В. Миклухо, А. Ю. Киселев, Г. М. Амальский, В. А. Андреев, Г. Е. Гаврилов, А. А. Жданов, А. А. Изотов, Д. С. Ильин, П. В. Кравченко, Д. А. Майсузенко, В. И. Мурзин, А. Н. Прокофьев, А. В. Шведчиков, С. И. Труш, ЯФ **81**, 304 (2018) [Phys. At. Nucl. **80**, 320 (2018)].
5. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1295 (1957) [Sov. Phys. JETP **6**, 995 (1958)].
6. K. S. Egiyan, N. B. Dashyan, M. M. Sargsian, M. I. Strikman, L. B. Weinstein, G. Adams, P. Ambrozewicz, M. Anghinolfi, B. Asavapibhop, G. Asryan, H. Avakian, H. Baghdasaryan, N. Baillie, J. P. Ball, N. A. Baltzell, V. Batourine, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 082501 (2006).
7. С. Л. Белостоцкий, С. С. Волков, А. А. Воробьев, Ю. В. Доценко, Л. Г. Кудин, Н. П. Куропаткин, О. В. Миклухо, В. Н. Никулин, О. Е. Прокофьев, ЯФ **41**, 1425 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 903 (1985)].
8. О. В. Миклухо, Г. М. Амальский, В. А. Андреев, С. Л. Белостоцкий, Д. О. Веретенников, Ю. В. Елкин, А. А. Жданов, А. А. Изотов, А. Ю. Киселев, А. И. Ковалев, Л. М. Коченда, М. П. Левченко, Т. Норо, А. Н. Прокофьев, Д. А. Прокофьев, Х. Сакагучи и др., ЯФ **69**, 474 (2006) [Phys. At. Nucl. **69**, 452 (2006)].
9. V. A. Andreev, M. N. Andronenko, G. M. Amalsky, S. L. Belostoski, O. A. Domchenkov, O. Ya. Fedorov, K. Hatanaka, A. A. Izotov, A. A. Jgoun, J. Kamiya, A. Yu. Kisselev, M. A. Kopytin, O. V. Miklukho, Yu. G. Naryshkin, T. Noro, E. Obayashi, *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 024604 (2004).
10. C. J. Horowitz and M. J. Iqbal, Phys. Rev. C **33**, 2059 (1986).
11. R. D. Smith and S. J. Wallace, Phys. Rev. C **32**, 1654 (1985).
12. O. V. Miklukho, A. Yu. Kisselev, G. M. Amalsky, V. A. Andreev, G. E. Gavrilov, D. S. Ilyin, A. A. Izotov, N. G. Kozlenko, P. V. Kravchenko, M. P. Levchenko, D. V. Novinskiy, D. A. Maysuzenko, V. I. Murzin, A. N. Prokofiev, A. V. Shvedchikov, S. I. Trush, and A. A. Zhdanov, J. Phys.: Conf. Ser. **938**, 012013 (2017).

STUDY OF INELASTIC $A(p, p')$ X REACTION WITH ^9Be AND ^{90}Zr NUCLEI AT 1 GeV

O. V. Miklukho¹⁾, A. Yu. Kisselev¹⁾, G. M. Amalsky¹⁾, V. A. Andreev¹⁾, S. G. Barsov¹⁾, G. E. Gavrilov¹⁾, D. S. Ilyin¹⁾, A. A. Izotov¹⁾, N. G. Kozlenko¹⁾, P. V. Kravchenko¹⁾, D. A. Maysuzenko¹⁾, V. I. Murzin¹⁾, D. V. Novinskiy¹⁾, A. V. Shvedchikov¹⁾, A. A. Zhdanov¹⁾

¹⁾ National Research Centre "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia

The secondary proton polarization and differential cross sections of the (p, p') inelastic reaction on nuclei ^9Be and ^{90}Zr at the initial proton energy of 1 GeV were measured over a wide range of the scattered proton momenta at a laboratory angle of $\Theta = 21^\circ$. Scattered protons were detected by means of the magnetic spectrometer equipped with a polarimeter based on multiwire proportional chambers and carbon analyzer. A structure in the polarization and cross section data, related probably to the quasielastic scattering off nucleon correlations in the ^9Be and ^{90}Zr nuclei, was observed as earlier in the same data for the ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca , and ^{56}Fe nuclei. A difference in the momentum distributions of the scattering cross section ratios for the ^{90}Zr and ^{12}C nuclei and for the ^{90}Zr and ^9Be nuclei was observed.