

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КВАЗИУПРУГОГО ПИОН-ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ НАЗАД ПРИ 0.7 ГэВ/с ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ФЕРМИ-ДВИЖЕНИЯ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

*Б.М.Абрамов, Ю.А.Бородин, С.А.Булычев, И.А.Духовской, А.П.Крутенкова,
В.В.Куликов, М.А.Мацюк, И.А.Радкевич, Е.Н.Турдакина¹⁾, А.И.Ханов*

*Институт теоретической и экспериментальной физики
117259 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 марта 2000 г.

В рамках эксперимента по изучению квазиупругого пион-нуклонного рассеяния с большой передачей импульса на ядрах в плосковолновом приближении проанализированы распределения протонов по ферми-импульсу для легких ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$. Оказалось, что в отличие от (e, e') -экспериментов модель ферми-газа плохо описывает данные эксперимента, осцилляторная же модель дает хорошее описание формы спектра. Однако извлекаемые величины параметров этих распределений заметно меньше, чем в (e, e') -экспериментах. Это говорит о слабости плосковолнового подхода и указывает на необходимость использования для анализа данных более сложных теоретических подходов, возможно, учитывающих эффекты модификации пион-нуклонной амплитуды в ядерной среде.

PACS: 25.80 Нр

В последние годы заметно возрос интерес к проблеме модификации взаимодействия элементарных частиц в ядерной среде. Это связано в первую очередь с появлением нового теоретического подхода [1], в котором удается вычислить так называемое "collision broadening" – уширение барионных резонансов в ядерной среде, обусловленное столкновениями резонанса с нуклонами ядра. Справедливость этого подхода получила серьезное подтверждение при анализе новых данных по полному сечению взаимодействия меченых фотонов с ядрами. Для других взаимодействий пока таких проверок сделано не было. Довольно перспективным с точки зрения поиска эффектов модификации амплитуды взаимодействия в ядерной среде выглядит квазиупругое рассеяние назад пионов в резонансной области энергий на нуклонах в ядрах. Это связано с тем, что наличие барионных резонансов и их интерференции с нерезонансным фоном приводят к сильной зависимости дифференциального сечения рассеяния пионов на свободном нуклоне от кинематических переменных для больших углов рассеяния именно в этой резонансной области энергий. Поэтому мы выполнили эксперимент по систематическому изучению квазиупругого рассеяния пионов назад на нуклонах в ядрах. Результаты, полученные в рамках данного эксперимента, важны для проверки и других моделей взаимодействия пионов со связанными нуклонами, например, таких, которые привлекают ненуклонные компоненты в волновых функциях связанных нуклонов. В дальнейшем будет кратко описана установка и приведены первые результаты по анализу распределений по ферми-импульсу для легких ядер.

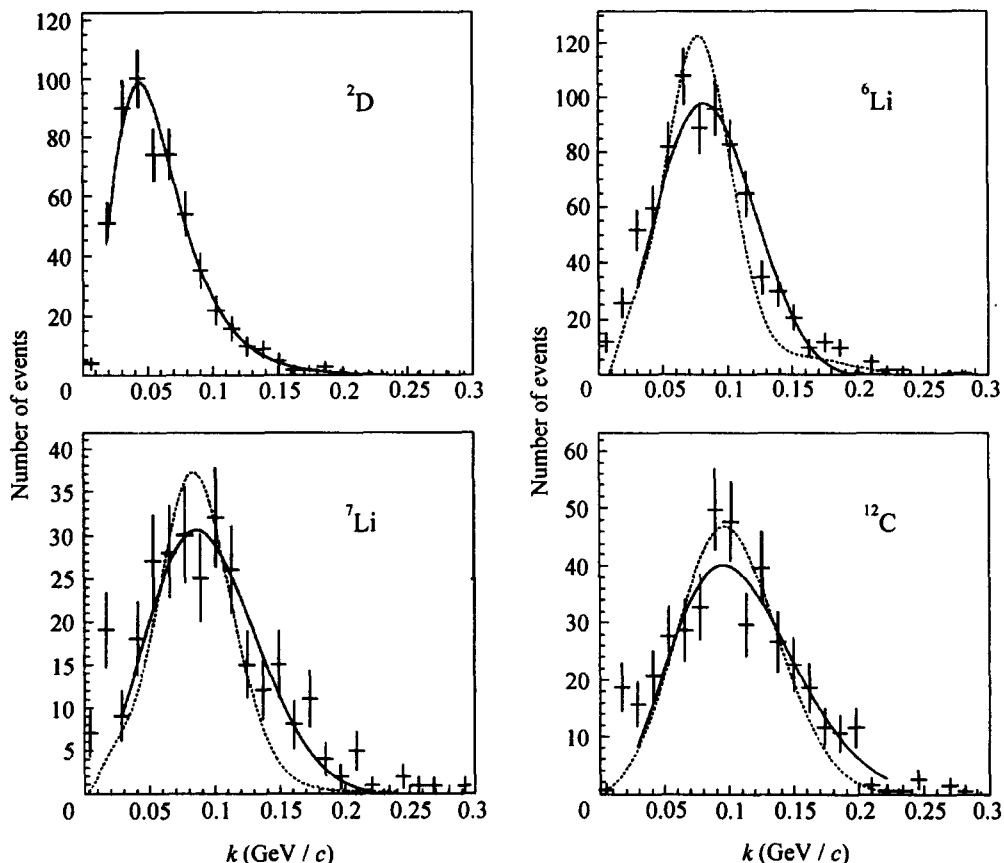
Эксперимент был выполнен на ускорителе ИТЭФ на трехметровом магнитном спектрометре с искровыми камерами. Ядерные мишени устанавливались в центре

¹⁾ e-mail: turdakina@vxitep.itep.ru

магнита с объемом магнитного поля $3 \times 1 \times 0.5$ м, и импульсы всех частиц, участвующих в реакции (пучкового и рассеянного назад пионов и выбитого вперед протона), измерялись с высокой точностью (около 10 МэВ/с) в искровых камерах. Протоны идентифицировались по времени пролета. Данные были набраны при трех импульсах налетающих отрицательных пионов 0.7, 0.9 и 1.25 ГэВ/с в диапазоне углов от 145 до 180° в СЦМ пион-нуклонного рассеяния на следующих мишенях: H_2O , D_2O , ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$. Несмотря на малое сечение рассеяния назад, использование широкоапертурного магнитного спектрометра и интенсивного пучка пионов от ускорителя ИТЭФ позволило набрать большой объем информации (около 0.5 млн. триггеров). Важной особенностью эксперимента было одновременное получение данных на свободных протонах, содержащихся в водяной мишени. Схема установки близка к приведенной в [2].

В результате были получены корреляционные спектры по углам и импульсам вылетающего вперед протона и рассеянного назад пиона. Дифференциальное сечение квазиупругого пион-протонного рассеяния является функцией пяти переменных (импульса и угла выбитого протона и импульса и двух углов рассеянного пиона), поэтому анализ этих данных естественно проводить в рамках моделей. Первым шагом является адекватный выбор используемых моделей и их параметров. Мы провели анализ данных в плосковолновом приближении, в котором все наблюдаемые выражаются через спектральные функции ядер и дифференциальные сечения упругого пион-протонного рассеяния на свободном нуклоне. Так как в нашем эксперименте известны вектор-импульсы налетающего пиона, вылетающего вперед протона и рассеянного назад пиона, то для каждого события можно вычислить энергию возбуждения остаточного ядра и вектор-импульс внутриядерного нуклона, на котором произошло рассеяние. В распределениях по энергии возбуждения остаточного ядра доминирует пик квазиупругого рассеяния с шириной 30–40 МэВ (для ${}^6\text{Li}$ – ${}^{12}\text{C}$) при экспериментальном разрешении $\sigma = 12$ МэВ. Это разрешение было извлечено из данных на водороде, содержащемся в водяной мишени.

Распределения по вероятности $W(k)$ наблюдения данной величины модуля ферми-импульса k : ($W(k)dk = \epsilon(k)|\phi(k)|^2 k^2 dk$, где $\phi(k)$ – волновая функция нуклона в импульсном представлении, $\epsilon(k)$ – эффективность установки) приведены на рисунке для ядер ${}^2\text{D}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$. Сплошной кривой на рисунке для ${}^2\text{D}$ приведено расчетное распределение для волновой функции Хюльтена. Для других ядер приведены расчетные кривые, дающие наилучшее описание наших данных в модели ферми-газа (пунктир) и в осцилляторной модели (сплошная линия). В осцилляторной модели распределение вероятности взято в виде $|\phi(k)|^2 = [1 + 4/3(k/k_0)^2] \exp(-k^2/k_0^2)$, где k_0 – параметр модели. Параметры моделей, дающие наилучшее описание наших данных представлены в таблице вместе с параметрами, полученными в (e, e')-экспериментах. Для дейтерия найденный параметр распределения Хюльтена β [3] хорошо согласуется с общепринятой величиной $\beta = 260$ МэВ/с. (Параметр распределения Хюльтена α был фиксирован: $\alpha = 46$ МэВ/с, так как в изучаемой области ферми-импульсов чувствительность к этому параметру мала.) Для других ядер, в отличие от (e, e')-экспериментов, видно, что модель ферми-газа хуже описывает наши данные, чем осцилляторная модель. Кроме этого, извлеченные параметры распределений для обоих моделей существенно меньше, чем в (e, e')-экспериментах. Причины такого расхождения могут лежать в большей периферичности квазиупругого пион-протонного рас-



Экспериментально наблюдаемые распределения по ферми-импульсу для ядер и их описание волновой функцией Хюльтена для ${}^2\text{D}$ (сплошная линия), для ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ в модели ферми-газа (пунктирные линии) и в осцилляторной модели (сплошные линии)

сеяния по сравнению с реакцией (e, e') . Можно надеяться, что более сложные расчеты в модели искаженных волн, учитывающие корреляцию ферми-импульса с локальной плотностью ядра и поглощение пионов и протонов в ядерной среде, дадут лучшее описание данных при стандартных параметрах моделей. Эти расчеты также необходимы для анализа энергетической зависимости квазиупругого пион-протонного рассеяния, содержащей информацию о модификации амплитуды пион-нуклонного взаимодействия в ядерной среде.

Параметры распределений по ферми-импульсу в МэВ/с

| Ядро | Данный эксперимент | Другие измерения | Волновая функция |
|-------------------|---|------------------------------|-------------------------|
| ${}^2\text{D}$ | $\beta = 264 \pm 44$ | 260 ± 5 [4] | Хюльтен |
| ${}^6\text{Li}$ | $k_F = 96 \pm 16.0$ $k_0 = 73 \pm 1.0$ | 169 ± 5 [5] | ферми-газ осциллятор |
| ${}^7\text{Li}$ | $k_F = 119 \pm 6.0$ $k_0 = 89 \pm 2.1$ | | ферми-газ осциллятор |
| ${}^{12}\text{C}$ | $k_F = 137 \pm 3.2$ $k_0 = 99 \pm 2.1$ | 221 ± 5 [5] 131 [6] | ферми-газ осциллятор |

Авторы выражают глубокую признательность Л.А.Кондратьюку за полезные дискуссии. Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #96-02-17617).

1. N.Bianchi, E.De Sanctis, V.Muccifora, et al., Nucl. Phys. **A579**, 453 (1994).
2. В.М.Абрамов et al., Nucl. Phys. **A542**, 579 (1992).
3. Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова и др., ЯФ **16**, 1096 (1972).
4. A.Fridman, Fortschritte der Physik **23**, 243 (1975).
5. T.W.Donnely and J.D.Walecka, Ann. Rev. Nucl. Science **25**, 329 (1975).
6. E.J.Moniz, Phys. Rev. **184**, 1154 (1969).