

В различных ядерных реакциях на электронных и протонных пучках наблюдались эффекты от рассеяния на ядерных частицах с массой существенно большей, чем масса нуклона. Эксперименты проводились как в кумулятивной, так и в квазиупругой кинематике рассеяния. В основном измерялись дифференциальные сечения рассеяния на ядрах и их отношения. Эти эффекты наблюдались также и в немногочисленных поляризационных экспериментах [см. ссылки в статье: Miklukho et al., JETP Letters 106, No. 2, 69 (2017)].

Предсказание и экспериментальное обнаружение кумулятивных процессов и последовавшее затем их широкое экспериментальное и теоретическое исследование породили множество моделей для объяснения этого интересного явления. Общее свойство всех моделей - участие в процессе жесткого массивного (тяжелее нуклона) внутри-ядерного образования, на котором и происходит рождение кумулятивной частицы. По способу формирования этого образования в системе покоя ядра **все модели** можно разделить на «горячие» и «холодные», т. е. на модели, в которых массивное образование создается влетающим в ядро адроном (за счет многократного перерассеяния, или «цветовой перезарядки», или образования файерболоа, или других механизмов), и на модели, где его существование является неотъемлемым свойством структуры ядра [Ефремов А. В. // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 1208]. Это флуктуации плотности ядерного вещества - «флуктоны Блохинцева», предложенные первоначально для объяснения интенсивного выбивания ядерных фрагментов и выхода высокоимпульсных протонов назад, выступающие ныне либо как многокварковые образования, либо как малонуклонные корреляции.

**Решающим экспериментом**, позволяющим различить эти два больших класса моделей, может служить глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах в области значений бьеркеновской переменной  $x_B > 1$  и заметная величина структурной функции ядра в этой области, поскольку бьеркеновская переменная имеет смысл минимальной массы мишени в единицах массы нуклона, а **лептон** практически не способен ни сжать ядерное вещество, ни перерассеяться и «видит» **лишь структуры**, существующие в ядре. Возможно **решающим ( $e, e'$ )-экспериментом** является эксперимент в JLAB при  $E_e \sim 4.6$  ГэВ,  $1 < x_B < 3$ ,  $Q^2 \geq 1.4$  ГэВ<sup>2</sup>/c<sup>2</sup> [K.S. Egiyan et al. (JLAB), “Measurement of Two- and Tree-Nucleon Short-Range Correlation Probabilities in Nuclei”, PRL **96**, 082501, 2006].

Понимание природы короткодействующих нуклонных корреляций (SRC's) в ядрах было одной из постоянных, хотя и довольно неуловимых целей ядерной физики на протяжении десятилетий. Расчеты ядерных волновых функций с использованием реалистических нуклон-нуклонных (NN) взаимодействий предполагают существенную вероятность того, что нуклон в тяжелом ядре будет иметь импульс выше импульса Ферми  $k_F$ .

Доминирующим механизмом генерации высоких импульсов является NN-взаимодействие на расстояниях, меньших среднего межнуклонного расстояния. Он включает в себя как тензорные силы, так и

короткодействующие силы отталкивания, которые разделяют две важные особенности, локальность и большую силу. SRC, создаваемая этими силами, приводит к универсальной форме ядерной волновой функции для всех ядер при  $k_N > k_F$  [см., например, S. C. Pieper, R. B. Wiringa, and V. R. Pandharipande, Phys. Rev. C46, 1741 (1992); C. Ciofi degli Atti and S. Simula, Phys. Rev. C53, 1689 (1996)]. Характерной особенностью этой динамики является то, что большой импульс нуклона в корреляции ( $k_N$ ) сбалансирован не остаточной частью ядра, а другими нуклонами в корреляции: в случае 2-х нуклонной SRC импульсы  $k_{N1}$  и  $k_{N2}$  примерно равны и противоположно направлены. Удаление нуклона с импульсом  $k_N$  связано с большой энергией возбуждения  $\sim k_N^2 / 2m_N$ , соответствующей кинетической энергии второго нуклона. Согласно модели Короткодействующих Нуклонных Корреляций (КНК) в области  $k_N > k_F$  быстрые ядерные нуклоны находятся в корреляции с друг другом, т.е. являются составляющими компактных частиц, движущимися в среднем поле ядра.

Относительно большой энергетический масштаб ( $\sim 100$  МэВ), связанный с взаимодействием нуклонов в корреляции, очень затрудняет разрешение корреляций в процессах промежуточной энергии. Это так, если налетающая на ядро частица разрушает SRC. Если в определенных кинематических условиях эксперимента доминирует упругое рассеяние на корреляции при  $x_B > 1$ , а вклад от неупругих процессов проецируется в другой кинематической области  $x_B < 1$ , то можно разрешить упругое рассеяние на корреляции.

**В ПИЯФ с 2011 года исследовалась реакция  $A(p, p')X$  неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ под углом  $21^\circ$  на ядрах  $^{40}\text{Ca}$  [1, 2, 3, 4, 5] и  $^{12}\text{C}$  [3, 4, 5],  $^{56}\text{Fe}$  [4, 5, 6] и  $^{28}\text{Si}$  [4, 5, 6],  $^{90}\text{Zr}$  [7] и  $^9\text{Be}$  [7].**

Измерялись поляризация вторичных протонов ( $P$ ) и абсолютное дифференциальное сечение рассеяния ( $\sigma^{\text{incl}} = d^2\sigma/d\Omega dK$ ) в  $(p, p')$ -реакции с ядрами. Ниже на рис. 1 представлены данные для случая рассеяния на ядрах углерода ( $^{12}\text{C}$ ).

Отрезками пунктирной линии на рис. 1 обозначены интервалы импульсов (II, III и IV) вторичных протонов ( $K$ ), в пределах которых поляризация почти одинакова. Причем средняя поляризация растет от интервала II к интервалу IV. Начало каждого интервала примерно совпадает с импульсом, отмеченным на рисунке стрелкой и соответствующим замедлению падения сечения рассеяния ( $\sigma^{\text{incl}}$ ). Три первые стрелки последовательно слева направо указывают на приблизительные положения квазиупругих пиков в рассеянии на частицах с массой существенно большей, чем масса нуклона. Причем третья стрелка соответствует рассеянию на частице с наибольшей массой. Ширина каждого интервала определяется движением соответствующей частицы в ядре. Импульсы  $K_2$ ,  $K_3$  и  $K_4$  на рис. 1 соответствуют результатам расчета положений квазиупругих пиков в рассеянии на покоящихся частицах

с простой ядерной структурой (нуклоны находятся в S-состоянии)  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  ( ${}^3\text{H}$ ) и  ${}^4\text{He}$ , соответственно. В расчетах использовались массы свободных

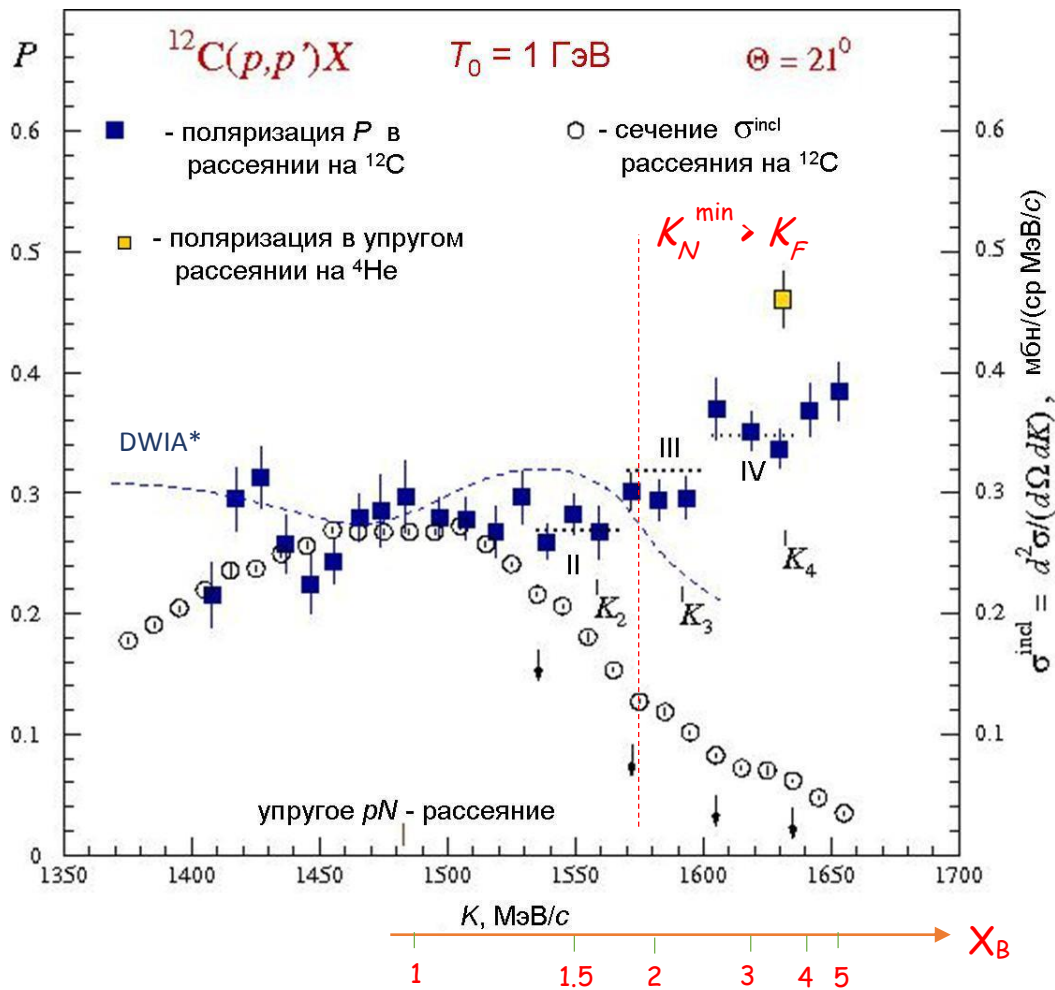


Рис. 1

ядер. Предполагалось также, что **остаточное ядро** в реакциях  ${}^{12}\text{C}(p, p', {}^2\text{H})$   ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}(p, p', {}^3\text{He})$   ${}^9\text{Be}$  [ ${}^{12}\text{C}(p, p', {}^3\text{H})$   ${}^9\text{B}$ ],  ${}^{12}\text{C}(p, p', {}^4\text{He})$   ${}^8\text{Be}$  находится в основном (невозбужденном) состоянии. Наблюдаемая разница между импульсом  $K_2$  ( $K_3$ ,  $K_4$ ) и примерным положением соответствующего квазиупругого пика, на который указывает первая (слева) стрелка (вторая, третья), возможно обусловлена модификацией свойств адронов в ядерной среде. Модификация приводит к уменьшению массы ядерной частицы. Кинематические расчеты показывают, что, если остаточное ядро в отмеченных выше реакций находится в основном состоянии, изменение массы составляет примерно 30% (предельное значение). Эта модификация, возможно, приводит и к уменьшению наблюдаемой поляризации (примерно на 25%) в рассеянии на четырехнуклонной  ${}^4\text{He}$ -подобной корреляции (интервал IV) по сравнению с поляризацией в упругом рассеянии на свободном ядре  ${}^4\text{He}$  (желтый квадрат на рис. 1). Отметим здесь, что область больших импульсов  $K$ , которая следует сразу после области IV, связана также и с упругим рассеянием на **остаточных ядрах** в указанных выше реакциях.

Штриховая кривая на рис. 1 отвечает расчету поляризации в рамках спино-зависимого Импульсного Приближения с Искаженными Волнами (DWIA) с учетом модификации ядерного нуклонного спинора в ядре (DWIA\*). Учитывается только рассеяние на некоррелируемых ядерных нуклонах. Наблюдаемый провал в поляризации при  $K \sim 1440$  МэВ/с обусловлен неупругим рассеянием на двухнуклонной корреляции, при котором идет распад корреляции на два нуклона [5].

## References

1. O.V. Miklukho et al., “Investigation of inelastic  $^{40}\text{Ca}(p,p')X$  reaction at 1 GeV”, arXiv:1103.6113v1 [nucl-ex] 31 Mar 2011;
2. O.V. Miklukho et al., “Observation of a Polarization Structure in the  $^{40}\text{Ca}(p, p')X$  Reaction at 1 GeV”, JETP Letters, 2015, Vol. **102**, No. 1, pp. 11–13;
3. O.V. Miklukho et al., “Structure Effects in Polarization and Cross Sections for  $A(p, p')X$  Inelastic Reactions on  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{12}\text{C}$  Nuclei at 1 GeV”, Physics of Atomic Nuclei, 2017, Vol. **80**, No. 2, pp. 299–306.
4. O.V. Miklukho et al., “Scaling of differential cross section ratios in inelastic  $(p, p')$  reaction with nuclei at 1 GeV”, JETP Letters, 2017, Vol. **106**, No. 2, pp. 69–72;
5. O.V. Miklukho et al., “Study of nucleon correlations in nuclei by  $(p, p')$  inelastic reaction at 1 GeV”, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series **938** (2017) 012013;
6. O.V. Miklukho et al., “Study of Inelastic  $A(p, p')X$  Reaction with Nuclei at 1 GeV”, Physics of Atomic Nuclei, 2018, Vol. **81**, No. 3, pp. 320–329;
7. O.V. Miklukho et al., “Study of Inelastic  $A(p, p')X$  Reaction with  $^9\text{Be}$  and  $^{90}\text{Zr}$  Nuclei at 1 GeV”, Physics of Atomic Nuclei, 2020, Vol. **83**, No. 3, pp. 431–441.

Информацию о результатах исследования нуклонных корреляций в ядрах в инклюзивных  $(p, p')$  – экспериментах, выполненных с помощью спектрометра МАП можно также найти в статьях:

8. Г.М. Амальский и др., “Структура поляризации в реакции  $p + ^{40}\text{Ca} \rightarrow p' + X$  при энергии 1 ГэВ”, НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ» ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, **Основные результаты научной деятельности 2015**, Гатчина, 2016, с. 67;

9. O.V. Miklukho et al., “STUDY OF NUCLEON CORRELATIONS IN NUCLEI BY THE  $(p, p')$  INELASTIC REACTION AT 1 GeV”, in PNPI report of the High Energy Physics Division "**Main Scientific Activities 2013-2018**", Gatchina, 2019, pp. 290-297.