

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИУСА НЕЙТРОННОГО ГАЛО В ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Г.Д.Алхазов, А.А.Лободенко

Санкт-Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова,
188350, Гатчина

Поступила в редакцию 5 февраля 1992 г.

Показано, что упругое рассеяние протонов промежуточной энергии в инверсной кинематике на ядрах с экстремальным избытком нейтронов предоставляет уникальную возможность определения среднеквадратичного радиуса нейтронного гало почти модельнезависимым способом.

Одним из наиболее значительных событий последних лет в физике атомно-ядра стало обнаружение ядер с нейтронным гало ¹. Это ядра с совершенно необычной формой. В отличие от всех известных ранее ядер с довольно небольшой толщиной поверхностного слоя ядерной материи, у них имеется нейтронное гало, размер которого в несколько раз превышает размер кора ядра. Как экспериментальному, так и теоретическому изучению таких нейтроноизбыточных ядер, расположенных у самой границы ядерной стабильности, посвящено большое число работ. Наибольший интерес вызывает ядро ¹¹Li. Хотя само существование нейтронного гало у ядра ¹¹Li и некоторых других экзотических ядер является уже твердо установленным фактом, тем не менее применявшиеся ранее методы изучения этих ядер не позволяют достаточно точно определить размер нейтронного гало.

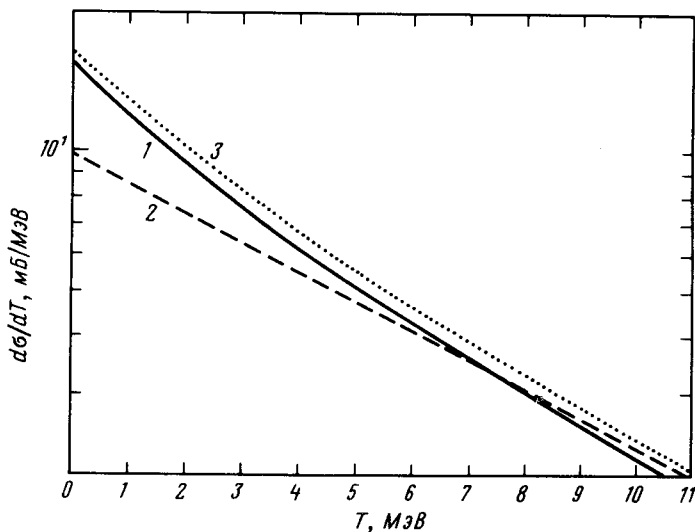
Наиболее надежная информация о распределениях ядерной материи, как известно, была получена методом упругого рассеяния протонов промежуточной энергии ². Использование протонов с энергией 800 ÷ 1000 МэВ как пробных частиц для исследования ядер оказалось успешным благодаря тому, что при этой энергии для описания рассеяния может быть применена теория дифракционного многократного рассеяния, позволяющая вполне однозначно связать измеренные сечения с искомыми ядерными плотностями. Этот метод может быть применен в инверсной кинематике и для исследования нестабильных ядер. Недавно мы предложили провести такие эксперименты на быстрых пучках легких экзотических ядер с применением детектора ядер отдачи ИКАР ^{3,4}, который представляет из себя ионизационную камеру, наполненную водородом.

Основная погрешность в нуклонных плотностях, находимых методом упругого рассеяния быстрых протонов, связана с неоднозначностью выбора ядерной модели - с конкретным видом параметризации распределения плотности. Однако в случае экзотических ядер с нейтронным гало, как показано в данной работе, среднеквадратичный радиус нейтронного гало, оказывается, можно определить практически модельнезависимым способом.

В соответствии с теорией Глаубера-Ситенко (см. ²), амплитуду упругого протон-ядерного рассеяния запишем в эйкональной форме

$$F(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \{1 - e^{i\chi(\vec{b})}\}, \quad (1)$$

где k - волновое число, \vec{b} - прицельный вектор, а $\chi(\vec{b})$ - эйкональная фаза протон-ядерного взаимодействия. Пренебрегая малым эффектом нуклонных корреляций, полную фазу $\chi(\vec{b})$ можно заменить суммой фаз $\chi_{\text{кор}}(\vec{b})$ и $\chi_{\text{гало}}(\vec{b})$, описывающих рассеяние на коре ядра и на нейтронном гало. Тогда, как следствие того, что размер гало значительно больше, чем размер кора, а



Дифференциальные сечения упругого $p^{11}\text{Li}$ рассеяния при энергии 1ГэВ/нукл в зависимости от энергии протонов отдачи. Расчеты выполнены в орбитально-кластерной модели ядра ^{11}Li с гауссовскими плотностями при $\langle r^2 \rangle_{\text{кор}}^{1/2} = 2,5 \text{ Фм}$ и $\langle r^2 \rangle_{\text{гало}}^{1/2} = 6,77 \text{ Фм}$. 1 - Расчет по формуле Глаубера-Ситенко с учетом всех членов многократного рассеяния (при $T < 1 \text{ МэВ}$, в сечения существенный вклад вносит кулоновское взаимодействие, которое здесь не учитывалось); 2 - вклад от рассеяния только на коре; 3 - сумма вкладов рассеяний на коре и на гало (амплитуда $F(\vec{q})$ рассчитана по формуле (2) без члена $\Delta F(\vec{q})$)

плотность нейтронов в гало весьма низка, амплитуду (1) можно представить в виде

$$F(\vec{q}) = F_{\text{кор}}(\vec{q}) + F_{\text{гало}}(\vec{q}) + \Delta F(\vec{q}). \quad (2)$$

Здесь $F_{\text{кор}}(\vec{q})$ - обычная амплитуда упругого многократного рассеяния протонов на нуклонах ядерного кора в виде (1) с $\chi(\vec{b}) = \chi_{\text{кор}}(\vec{b})$, $F_{\text{гало}}(\vec{q})$ - амплитуда рассеяния на нейтронах гало.

$$F_{\text{гало}}(\vec{q}) \approx -\frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} i\chi_{\text{гало}}(\vec{b}) \approx N f_{pn}(\vec{q}) S_{\text{гало}}(\vec{q}), \quad (3)$$

где N - число нейтронов в гало, $f_{pn}(\vec{q})$ - элементарная амплитуда протон-нейтронного рассеяния, а $S_{\text{гало}}(\vec{q})$ - формфактор нейтронного гало. Что касается члена $\Delta F(\vec{q})$, то эта часть амплитуды вносит относительно небольшой вклад в полную амплитуду, а ее q -зависимость почти такая же, как и у амплитуды $F_{\text{кор}}(\vec{q})$:

$$\Delta F(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} i\chi_{\text{гало}}(\vec{b}) \{1 - e^{i\chi_{\text{кор}}(\vec{b})}\} \approx i\chi_{\text{гало}}(0) F_{\text{кор}}(\vec{q}). \quad (4)$$

Рассеяние на нейтронах гало дает существенный вклад в полную амплитуду только при малых переданных импульсах. Поэтому формфактор $S_{\text{гало}}(\vec{q})$ можно разложить в ряд по q^2 и ограничиться первым членом разложения: $S_{\text{гало}}(\vec{q}) \approx 1 - \vec{q}^2 \langle \vec{r}^2 \rangle_{\text{гало}} / 6$, где $\langle \vec{r}^2 \rangle_{\text{гало}}^{1/2}$ - среднеквадратичный радиус нейтронного гало. Окончательно получаем

$$F(\vec{q}) \approx [1 + i\chi_{\text{гало}}(0)] F_{\text{кор}}(\vec{q}) + N f_{pn}(\vec{q}) \left[1 - \frac{\vec{q}^2 \langle \vec{r}^2 \rangle_{\text{гало}}}{6} \right]. \quad (5)$$

Напомним, что формула (5) получена для случая, когда размер гало значительно больше размера ядерного кора.

Видим, что рассеяние на нейтронах гало дает вклад в наклон дифференциального сечения при малых переданных импульсах (при малых углах рассеяния), зависящий при известном числе нейтронов в гало только от одного его параметра - среднеквадратичного радиуса, который и может быть определен по измеренному наклону сечения. Естественно, что в этот наклон при малых углах вносит также вклад рассеяние на коре ядра. Однако этот вклад легко учесть, так как размер кора ядра можно определить по поведению сечений при больших углах, где вклад от рассеяния на гало относительно мал.

Выводы проведенного здесь качественного рассмотрения были подтверждены точными расчетами амплитуды упругого $p^{11}\text{Li}$ -рассеяния при энергии 1 ГэВ непосредственно по формуле теории Глаубера-Ситенко (рис.). Было выполнено несколько расчетов со значительно различающимися по форме распределениями плотности гало при условии сохранения постоянства его среднеквадратичного радиуса. Различия между рассчитанными сечениями оказались малы (на рисунке соответствующие кривые не изображены, так как они почти сливаются). Среднеквадратичные радиусы нейтронного гало, найденные по рассчитанным наклонам дифференциальных сечений при малых углах, отличаются от того значения радиуса гало, которое было заложено в модели ядра ^{11}Li , всего лишь на несколько ($1 \div 4$)%. Таким образом показано, что определяемый в этом подходе среднеквадратичный радиус нейтронного гало действительно слабо зависит от используемой модели для распределения нейтронов гало.

-
1. I.Tanihata, Nucl. Phys. A 522, 275 (1991).
 2. G.D.Alkhozov, S.L.Belostotsky and A.A.Vorobyov, Phys Rep. 42, 89 (1978).
 3. Г.Д.Алхазов и др., Аннотации проектов эксперим. в области физ. элемент. частиц и атомного ядра. Материалы зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1991, с.28.
 4. G.D.Alkhozov et al. Abstracts of Intern. Conf. Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies, Cargese, 1991, p.2.