

ПРОЯВЛЕНИЕ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБОЛОЧЕК В ДЕЛЕНИИ САМАРИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

Ю.А. Честнов, Б.Ю. Соколовский, Г.Е. Солякин

Деление ядер самария под действием протонов с энергией 1 ГэВ исследовалось с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра. В диапазоне больших нуклонных потерь получено асимметричное массовое распределение осколков. Обсуждается механизм реакции.

С помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра ¹ было исследовано деление самария под действием протонов с энергией 1 ГэВ. Измерения производились при коллинеарном расположении плеч установки перпендикулярно оси протонного пучка. Мишень представляла собой 430 мкг/см² естественной смеси изотопов самария, нанесенной на никелевую подложку толщиной 120 мкг/см². За 44 часа экспозиции на пучке протонов было зарегистрировано 183 события деления самария, которые уверенно идентифицировались среди многочастичных расщеплений ядра-мишени с помощью величин полной кинетической энергии и суммы масс дополнительных осколков. Методика эксперимента изложена в работе ².

На рис. 1 представлено импульсное распределение зарегистрированных осколков деления и распределение разности импульсов тяжелого и легкого дополнительных осколков. Ширина этих распределений несколько больше, чем для тяжелых ядер-мишеней ¹, однако наиболее вероятными остаются события, характеризующиеся выполнением закона сохранения импульса для конечных масс дополнительных осколков. Это означает либо наличие статистического равновесия в момент деления самария, либо отсутствие заметной эмиссии из регистрируемых осколков.

На рис. 2 изображено распределение сумм масс зарегистрированных дополнительных осколков. Статистически слабо подтвержденный провал при величине потерь нуклонов $\Delta M = 20$ ат. ед. массы разграничивает два диапазона потерь с качественно различными характеристиками осколков.

На рис. 3 приведены двумерные распределения скоростей дополнительных осколков для этих двух диапазонов. События с $\Delta M < 20$ ат. ед. массы отвечают обычному делению, харак-

теризующемуся отсутствием оболочечных эффектов. Для этих событий средняя полная кинетическая энергия осколков равна 96 ± 3 МэВ, а их средняя скорость $(38,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$ с согласуется с систематикой средних скоростей осколков деления тяжелых ядер². Массовое и энергетические распределения осколков в этом диапазоне являются гауссовскими и характеризуются стандартными отклонениями $\sigma_M = 15,3 \pm 1,1$ ат. ед. массы, $\sigma_E = 12,8 \pm 1,0$ МэВ, $\sigma_{E_k} = 10,5 \pm 1,1$ МэВ.

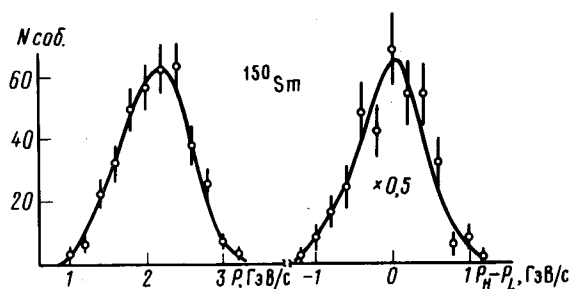


Рис. 1

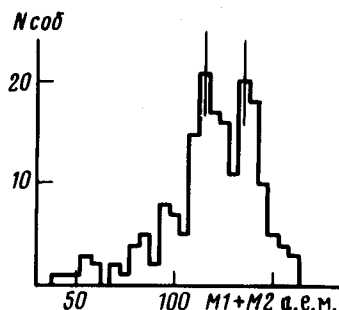


Рис. 2

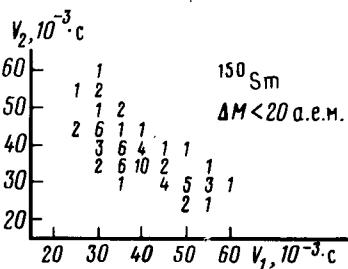


Рис. 1. Распределения импульсов зарегистрированных осколков и разности импульсов тяжелого и легкого дополнительных осколков

Рис. 2. Распределение сумм масс зарегистрированных дополнительных осколков

Рис. 3. Распределения скоростей дополнительных осколков в диапазонах малых и больших потерь нуклонов

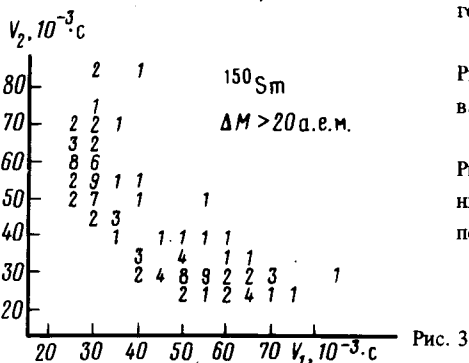


Рис. 3

События при $\Delta M > 20$ ат. ед. массы отличаются двугорбыми распределениями скоростей, масс и кинетических энергий осколков. Средняя скорость осколков составляет $(44 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ с. При этом их полная кинетическая энергия на 12 ± 3 МэВ ниже, чем для $\Delta M < 20$ ат. ед. массы. Ранее двугорбость соответствующих распределений осколков деления ядер средней массы была установлена в работах³⁻⁶. При этом в работах³⁻⁵ двугорбость массовых распределений осколков для ядер легче самария объяснялась воздействием оболочечной структуры, но в работе⁶ двугорбость распределения скоростей осколков деления серебра была интерпретирована, как указание на неустойчивость формы делящегося ядра по отношению к массовой асимметрии. Наличие хорошо локализованного пика в массовом распределении тяжелых осколков при $\Delta M > 20$ ат. ед. массы со средней массой 74 ± 2 ат. ед. массы согласуется с предсказаниями Струтинского⁷ о возникновении новых оболочек $Z, N = 36 \pm 38$ при деформации, примерно соответствующей деформации редкоземельных ядер. Это обстоятельство, а также отсутствие вышеуказанной неустойчивости при малых нуклонных потерях свидетельствует в пользу объяснения массовой асимметрии оболочечными эффектами.

Экспериментально установленные особенности деления ядер средней массы, характеризующегося большими нуклонными потерями, могут быть объяснены наличием неравновесного процесса коллективного взаимодействия налетающего протона с нуклонами ядра-мишени, приводящего к возникновению высоковозбужденного мультибарионного кластера². Поскольку энергия возбуждения этого кластера, как правило, превышает энергию связи составляющих его нуклонов, последующий его распад на отдельные нуклоны, α -частицы и легкие фрагменты имеет характер взрыва¹. Эта стадия реакции, по-видимому, одинакова для всех ядер с достаточно большой массой. Необходимость перехода части энергии возбуждения остаточного ядра в коллективные степени свободы для преодоления делительного барьера⁸ и значительное возрастание этого барьера объясняют существенное изменение характеристик процесса по мере уменьшения массы ядра-мишени.

В случае деления ядра после вылета высоковозбужденного кластера (или продуктов его распада) остаточное ядро воспринимает импульс отдачи, как целое, и в эксперименте регистрируются большие значения перпендикулярной компоненты импульса, переданного системе из двух зарегистрированных осколков. Деление же остаточного ядра в момент вылета кластера должно приводить к некоторому возрастанию скоростей осколков по сравнению с их значениями в бинарном делении и отсутствию заметных поперечных импульсов. Для тяжелых ядер наблюдаются оба явления, но по мере уменьшения массы ядра-мишени вероятность последующего деления быстро уменьшается.

Доминирующий вклад реакции "взрыва" при делении ядер средней массы под действием высокоэнергетичных частиц объясняет качественное изменение функции возбуждения, начиная с редкоземельных элементов^{5,6,9}. Низкая энергия возбуждения остаточного ядра в седловой точке барьера деления благоприятствует проявлению оболочечных эффектов и малой эмиссии из осколков.

Литература

1. Горшков Б.Л., Ильин А.И., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е., Честнов Ю.А. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 60.
2. Честнов Ю.А., Горшков Б.Л., Ильин А.И., Кравцов А.В., Никитин А.М., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е. Препринт ЛИЯФ № 941, Л., 1984.
3. Andersson G., Areskoug M., Gustafsson H.Å., Hyltén G., Schröder B., Hagebø E. Phys. and Chem. Fiss. Proc. Int. Symp. Jülich, 1979, 2, 329, Vienna, 1980.
4. Gustafsson H.Å., Hyltén G., Schröder B., Hagebø E. Phys. Rev., 1981, C24, 769.
5. Becchetti F.D., Jänecke J., Lister P., Kwiatowski K., Karwowski H., Zhou S. Phys. Rev., 1983, C28, 276.
6. Андроненко Л.Н., Вайшнине Л.А., Котов А.А., Нестеров М.М., Нойберт В., Петров В.Ф., Тарасов Н.А. Препринт ЛИЯФ № 882, Л., 1983.
7. Strutinsky V.M. Nucl. Phys., 1968, A122, 1.
8. Карамян С.А., Кузнецов И.В. Препринт ОИЯИ Р7-10009, М., 1976.
9. Андроненко Л.Н., Вайшнине Л.А., Горшков Б.Л., Ковшевский Г.Г., Котов А.А., Семенчук Г.Г., Солякин Г.Е. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 619.