

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР  $^{238}\text{U}$  ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГЭВ НА ТРИ СРАВНИМЫХ ПО МАССЕ ОСКОЛКА

А.А.Жданов, В.И.Захаров<sup>1)</sup>, А.В.Кравцов, Г.Е.Солякин,  
Н.П.Филатов<sup>1)</sup>

ЛИЯФ им.Б.П.Константинова АН СССР  
188350, Гатчина

<sup>1)</sup>Радиевый институт им.В.Г.Хлопина  
197022, Ленинград

Поступила в редакцию 9 июля 1991 г.

Сопоставляя вероятности и кинематику расщеплений ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 1 ГэВ на три массивных детектируемых осколка и на два осколка с большими нуклонными потерями, можно заключить, что оба процесса представляют собой деление тяжелого ядра на три сравнимых по массе осколка.

Двухтельный характер реакции деления тяжелых ядер был установлен еще в пионерских работах <sup>1</sup>. С тех пор при изучении деления ядер на три сравнимых по массе осколка обычно стремятся зарегистрировать обязательно все три осколка, предполагая одинаковыми их свойства в момент образования <sup>2</sup>. Однако эксперименты по расщеплению тяжелых ядер релятивистскими протонами дают основания считать, что между образующимися массивными осколками возможны существенные различия. Экспериментально было установлено <sup>3</sup>, что делимость ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 1 ГэВ, т.е. отношение поперечного сечения образования двух массивных осколков к полному неупругому поперечному сечению  $\sigma_f/\sigma_{in}$ , составляет величину  $0,865 \pm 0,036$ . Наряду с двумя массивными осколками при этом наблюдаются также частицы сопровождения, которые по отношению к осколкам представляют собой нуклонные потери. Иногда эти потери бывают настолько велики, что их суммарная масса оказывается достаточной для того, чтобы сформировать еще один массивный осколок <sup>4</sup>. В таком случае процесс глубокого расщепления ядер  $^{238}\text{U}$  с образованием двух массивных осколков и большого количества частиц сопровождения может рассматриваться как реакция деления на три сравнимых по массе осколка, один из которых является ядерно-нестабильным. Недавняя оценка <sup>5</sup> среднего времени жизни этих осколков дала величину  $(1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-21}$  с. Естественно, что при облучении тяжелых ядер релятивистскими протонами также возможна ядерная реакция деления на три детектируемых осколка, массы которых сравнимы между собой. Сопоставление экспериментальных данных, полученных при расщеплении ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 1 ГэВ и относящихся к вероятности двух процессов и к кинематике разлета массивных осколков, представляет содержание настоящей статьи.

Эксперименты были проведены на пучках протонов гатчинского синхротрона с использованием двухплечевого времяпролетного спектрометра и фотоэмульсионных бесподложечных слоев толщиной 200 мкм, насыщенных ядрами  $^{238}\text{U}$ . Для улучшения условий детектирования трехлучевых событий, относящихся к сравнимым по массам осколкам, порог чувствительности слоев фотоэмульсии был повышен до значений ионизационных потерь, соответствующих заряженным фрагментам с  $Z = 10$ . Это позволило облучать слои потоком протонов с плотностью  $6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и при хорошей прозрачности наблюдать до 100 событий двойного деления в поле зрения диаметром 180 мкм.

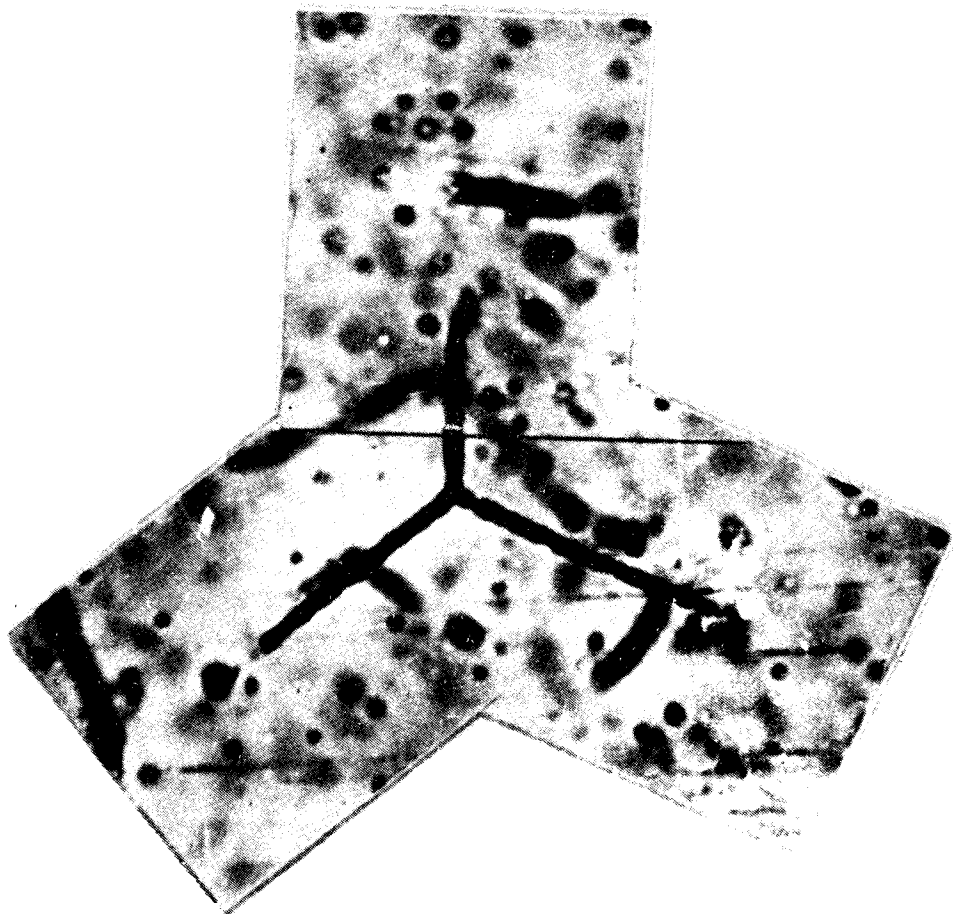


Рис. 1. Трехлучевое событие расщепления ядра  $^{238}\text{U}$  протоном с энергией 1 ГэВ на три детектируемых осколка сравнимых масс

При поиске событий тройного деления учитывался эффект рассеяния осколков двойного деления на ядрах Ag и Вг. В результате в эксперименте было зарегистрировано  $3,43 \cdot 10^5$  двухлучевых событий и 133 события с тремя треками, принадлежащими сравнимым по массе осколкам. Одно из зарегистрированных событий изображено на рис.1. После введения поправок на неэффективность просмотра при поиске трехлучевых событий было найдено отношение вероятностей деления ядер  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 1 ГэВ на три и два массивных детектируемых осколка  $\frac{W_3}{W_2} = (4,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ . Для получения аналогичного отношения для событий тройного деления с одним ядерно-нестабильным осколком использовались экспериментальные данные об импульсных спектрах парных осколков при коллинеарном и неколлинеарном их разлете. Измерения проводились на двухплечевом времяпролетном спектрометре с углом  $180^\circ$  между двумя плечами для коллинеарной геометрии и  $170^\circ$  - для неколлинеарной геометрии. Ось неподвижного плеча в каждом случае была ортогональна направлению первичного пучка. Определение минимального значения массы образующихся ядерно-нестабильных осколков было проведено в коллинеарной геометрии путем сравнения экспериментально измеренных и расчетных средних значений проекций скоростей недостающей массы на ось

разлета двух детектируемых осколков. Величина недостающей массы для каждого события находилась как разность

$$\Delta M = A_0 - (M_1 + M_2) \quad (1)$$

между массой ядра-мишени  $A_0$  и суммой масс  $M_1 + M_2$  двух детектируемых осколков. Расчет средних значений проекций скоростей недостающей массы производился в предположении изотропного разлета всех частиц сопровождения, составляющих недостающую массу, по формуле

$$\langle V \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi} \left[ (\sigma_{\text{пр}})^2 + \frac{1}{3} (\Delta M + 1) q^2 \right]^{1/2}}. \quad (2)$$

В этой формуле  $\sigma_{\text{пр}}$  характеризует импульсное разрешение прибо-

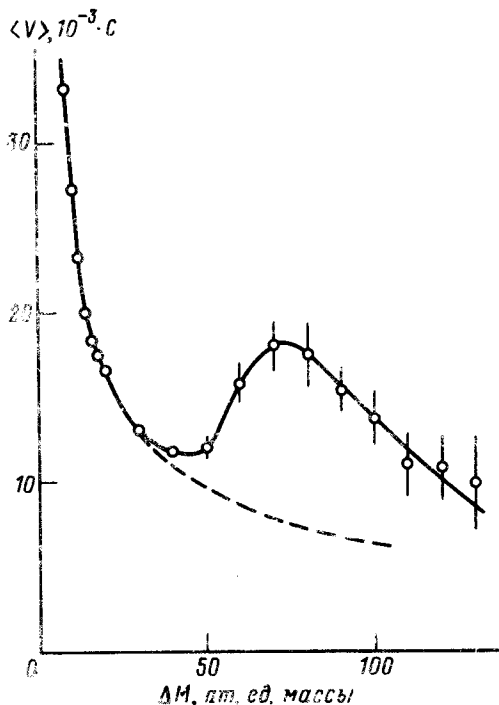


Рис. 2. Зависимость средних значений проекций скоростей недостающей массы на ось разлета двух массивных осколков от величины  $\Delta M = A_0 - (M_1 + M_2)$ , измеряемой в атомных единицах массы. Единицы измерения скорости - тысячные доли скорости света  $c$

ра, а величина  $q$  представляет среднеквадратичное значение импульса, приходящееся на один нуклон недостающей массы. Эти параметры были определены ранее <sup>6</sup> для нескольких значений величин недостающей массы и оказались равными  $\sigma_{\text{пр}} = 190 \pm 10$  МэВ/с,  $q = 126 \pm 3$  МэВ/с. Сравнение результатов эксперимента (точки и сплошная кривая) с расчетом (пунктирная кривая) показано на рис.2. Для нуклонных потерь до  $\Delta M = 45$  ат.ед.массы наблюдается хорошее согласие данных эксперимента и расчета, что является свидетельством двухтельной кинематики разлета массивных осколков и независимого изотропного испускания частиц сопровождения. Начиная с величины  $\Delta M = 45 \pm 5$  ат.ед.массы, обнаруживается значительное превышение экспериментально измеренных средних значений проекций скоростей над расчетными, что соответствует переходу от двухтельной к трехтельной кинематике. Пороговое значение  $\Delta M = 45 \pm 5$  ат.ед.массы было принято в качестве минимальной массы ядерно-нестабильного осколка, которая надежно определяется в экспериментах с двухплечевым времяпролетным спектрометром. Этим однако

не исключается возможность образования ядерно-нестабильных осколков с меньшими массами. Общее количество ядерно-нестабильных осколков с массами  $\Delta M \geq 45$  ат.ед.массы находилось путем сравнения экспериментальных данных для коллинеарной и неколлинеарной геометрии разлета двух детектируемых осколков. Обработка экспериментальных данных проводилась тем же способом, что и при оценке времени жизни ядернонестабильных осколков <sup>6</sup>. Нормирующее количество событий двойного деления было определено с учетом распределений проекций импульсов системы двух детектируемых осколков на направление первичного пучка, которые характеризовали эффективность регистрации парных осколков с различными углами между ними двухплечевым времяпролетным спектрометром <sup>6</sup>. В конечном итоге была получена величина  $\frac{W_{1*}}{W_2} = (9 \pm 2) \cdot 10^{-3}$ , характеризующая относительную вероятность процесса тройного деления ядер <sup>238</sup>U протонами с энергией 1 ГэВ, в котором один из осколков сравнимых масс оказывается ядерно-нестабильным. Обращает на себя внимание почти двадцатикратное превышение найденной величины над вероятностью процесса деления на три детектируемых осколка.

Кинематика разлета осколков в обоих процессах имеет много общего. Большинство зарегистрированных событий являются компланарными, измеренная некопланарность отдельных событий не превышала погрешности измерений. Распределение углов между каждым двумя из трех треков в фотоэмульсионных событиях имело среднее значение, совпадающее с наиболее вероятным  $\langle \varphi \rangle = 119 \pm 1^\circ$ , и ширину на полувысоте  $FWHM_\varphi = 49,7 \pm 1,7^\circ$ . Измеренное среднее значение угла хорошо согласуется с величиной  $120^\circ$ , характерной для разлета одинаковых осколков под действием кулоновских сил. Разбалансированность импульсов парных детектируемых осколков, измеренная с помощью двухплечевого спектрометра в коллинеарной и неколлинеарной геометрии, также находится в согласии с кинематикой разлета под действием кулоновских сил для трех массивных осколков, один из которых оказывается ядерно-нестабильным <sup>5</sup>. Полученные результаты позволяют предположить, что массивный ядерно-стабильный детектируемый третий осколок в расщеплении ядер <sup>238</sup>U протонами с энергией 1 ГэВ образуется из ядерно-нестабильных осколков процесса деления этого ядра на три сравнимых по массе осколка.

- 
1. Turner L.A. Rev. Mod. Phys., 1940, 12, 1.
  2. Shall P., Heeg P., Mutterer M., Theobald J.P. Phys. Lett. B, 1987, 191, 339.
  3. Vaishnene L.A., Andronenko L.M., Kovshevny G.G. et al. Zeitschrift für Physik A, 1981, 302, 143.
  4. Горшков Б.Л., Ильин А.И., Соколовский Б.Ю. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 60.
  5. Кравцов А.В., Солякин Г.Е. Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 385.
  6. Честнов Ю.А., Кравцов А.В., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е. ЯФ, 1987, 45, 19.