

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МАССИВНЫХ ЯДЕРНО-НЕСТАБИЛЬНЫХ ОСКОЛКОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР ^{238}U ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

А.В.Кравцов, Г.Е.Солякин

*Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова АН СССР
188350, Гатчина*

Поступила в редакцию 27 февраля 1991 г.

Проведены измерения импульсных спектров парных осколков расщепления ядер ^{238}U при коллинеарном и неколлинеарном их разлете для событий с большими нуклонными потерями. Изменение импульсных распределений при переходе от коллинеарной геометрии к неколлинеарной используется для оценки времени жизни массивных ядерно-нестабильных осколков.

При изучении процесса ядерного деления протонами с энергией 1 ГэВ с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра в мишенях из тяжелых ядер были обнаружены события, в свое время отнесенные к реакции взрыва ядра ¹. Эти события характеризовались большими нуклонными потерями и наличием двух массивных осколков с кинематикой разлета, резко отличающейся от двухтельной. Последующие исследования расщеплений тяжелых ядер релятивистскими протонами, проведенные с использованием различных экспериментальных методов ²⁻⁴, привели к выводу об образовании массивных ядерно-нестабильных осколков. При этом ядерная реакция с нарушением двухтельной кинематики предстает как процесс деления на три сравнимых по массе осколка, в котором на стадии разлета под действием кулоновского отталкивания ядерно-нестабильный осколок распадается на отдельные нуклоны и легчайшие ядра, оправдывая термин взрыв ядра ¹. Существенным следствием предложенного механизма реакции является зависимость разбалансированности импульсов двух детектируемых ядерно-стабильных осколков от времени существования движущегося ядерно-нестабильного осколка. Ожидалось, что эффект должен проявиться при измерении импульсных спектров парных осколков, имеющих различные углы разлета.

Эксперименты с парными осколками, возникающими в расщеплениях ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ, были выполнены с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра при коллинеарном (180°) и неколлинеарном (170°) расположении плеч прибора. Ось неподвижного плеча в каждом случае

была ортогональна направлению первичного пучка. Принципиальная схема эксперимента изображена на рис. 1, а методические подробности опубликованы

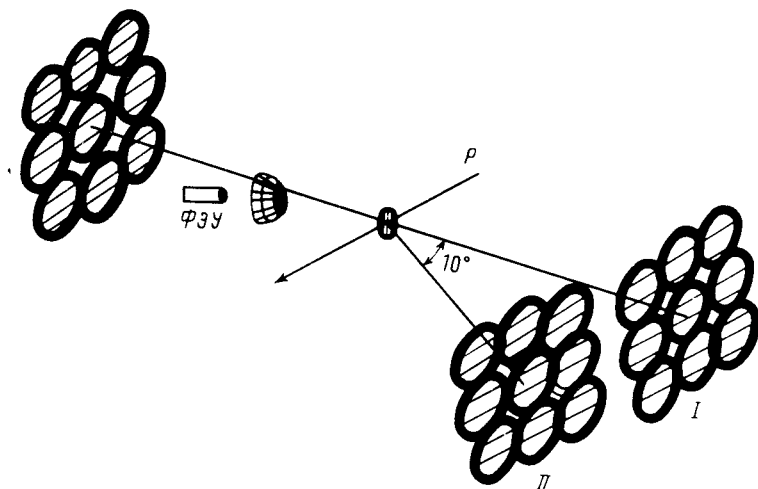


Рис. 1. Схема расположения мозаик полупроводниковых детекторов в двухплечевом времяпролетном спектрометре. Показаны элементы независимого устройства стартового сигнала: I - коллинеарная геометрия, II - неколлинеарная геометрия

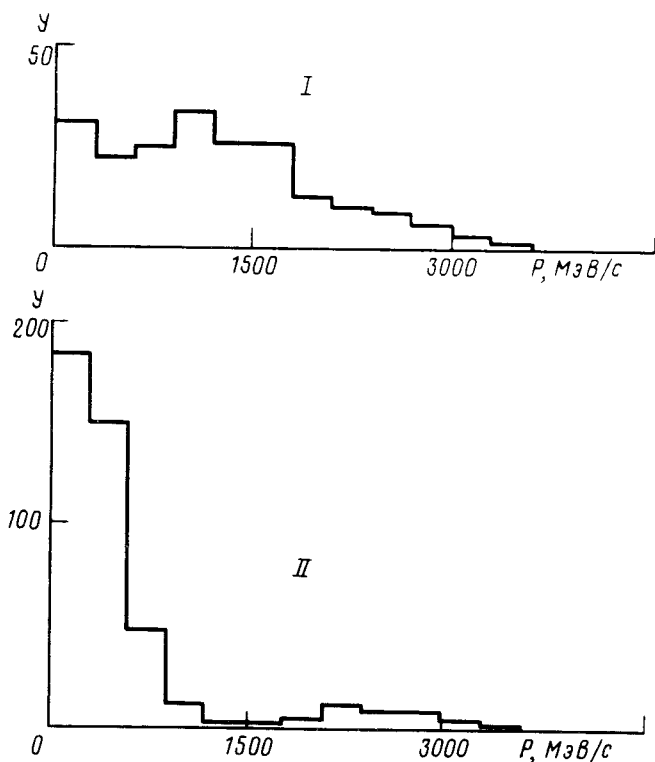


Рис. 2. Спектры проекций переданных импульсов в экспериментах с коллинеарной и неколлинеарной геометрией для событий с величиной нуклонных потерь $\Delta M \geq 75$ ат.ед.массы

ранее ¹⁻⁴. В эксперименте с коллинеарной геометрией было зарегистрировано $2,2 \cdot 10^4$ событий расщепления, в эксперименте с неколлинеарной геометрией - $8,8 \cdot 10^4$ событий. Для сопоставления данных с результатами эксперимента

по тройному делению ⁴ были отобраны события, имеющие нуклонные потери $\Delta M = A_0 - (M_1 + M_2) \geq 75$ ат.ед. массы. Таких событий в эксперименте с коллинеарной геометрией оказалось 204, в эксперименте с неколлинеарной геометрией - 444. Они были использованы для построения распределений по величине проекций $P = P_1 - P_2$ суммарного переданного двум осколкам импульса на ось, перпендикулярную направлению первичного пучка (рис. 2). Оба спектра были обработаны одинаковым образом в предположении, что они представляют собой сумму двух распределений: первого - нормального с

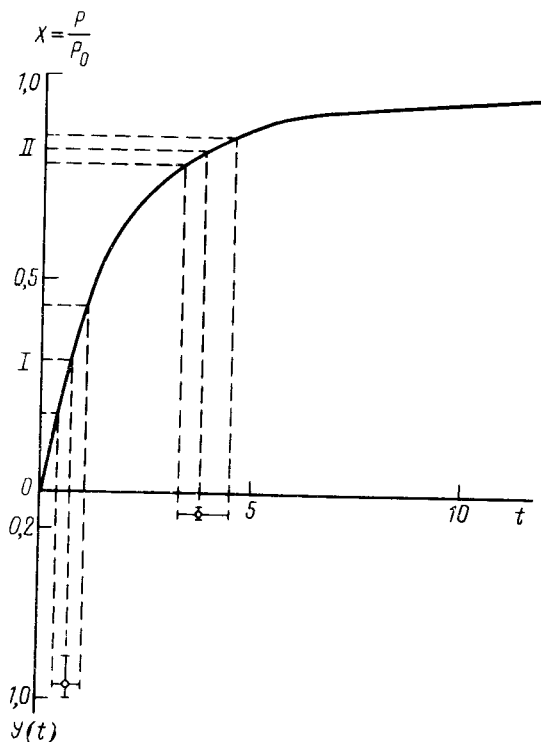


Рис. 3. Графическое пояснение к процедуре обработки экспериментальных данных. Сплошная кривая - расчет по формуле (1). Пунктирными прямыми показан переход от импульсных интервалов к временной для коллинеарной и неколлинеарной геометрии эксперимента

нулевым средним и $\sigma_p = 449$ МэВ/с и второго распределения, дополняющего нормальное. Величина $\sigma_p = 449$ МэВ/с наилучшим образом соответствует импульсному распределению, измеренному при неколлинеарной геометрии. В результате обработки оказалось, что относительная вероятность дополняющего распределения изменяется от $Y_I = 93,6^{+6,4}_{-13,2}$ % до $Y_{II} = 10,6 \pm 1,6\%$ при переходе от коллинеарной геометрии к неколлинеарной. Среднее значение проекции переданного импульса при этом возрастает от $P_I = 980 \pm 390$ МэВ/с до $P_{II} = 2530 \pm 100$ МэВ/с. Таким образом, эксперименты в коллинеарной и неколлинеарной геометрии связывают уменьшение событий в дополняющем распределении с ростом среднего значения переданного импульса. Уменьшение доли событий является естественным следствием процесса радиоактивного распада, тогда как увеличение среднего значения переданного импульса происходит в результате более длительного движения ядерно-нестабильного осколка на стадии кулоновского отталкивания. В каждом из двух экспериментальных распределений оказались зарегистрированными события распада

ядерно-нестабильных осколков в интервалах между конечным $t_{\text{кон}}$ и начальным $t_{\text{нач}}$ моментами времени ускорения. Для их оценки использовалось аналитическое выражение

$$t = \tau \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{1+x}{1-x} + \frac{x}{1-x^2} \right\}, \quad (1)$$

полученное для движения двух тел под действием кулоновского отталкивания. В этой формуле $x = P/P_0$, где P - импульс, изменяющийся со временем, а P_0 - максимально возможный импульс, приобретаемый осколком в результате ускорения. Временной параметр τ имеет вид

$$\tau = 2e^2 Z_1 Z_2 \mu^2 P_0^{-3}. \quad (2)$$

В этом выражении $Z_1 Z_2$ - произведение зарядов разлетающихся осколков и μ - их приведенная масса относительно слабо влияют на величину τ . Определяющим является импульс P_0 , в качестве которого было взято экспериментально измеренное значение среднего импульса ядерно-стабильного массивного осколка $P_0 = 3000 \pm 20$ МэВ/с³. В итоге для процесса расщепления ядра ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ временной параметр τ оказался равным $2 \cdot 10^{-21}$ с. Нормированные экспериментальные данные для коллинеарной и неколлинеарной геометрии приводят к системе двух уравнений, содержащих постоянную λ , которая определяет временную зависимость распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (3)$$

В результате решения системы уравнений получается $\lambda = (5,7 \pm 0,5) \cdot 10^{20} \text{с}^{-1}$, что соответствует среднему значению времени жизни массивных ядерно-нестабильных осколков $\lambda^{-1} = (1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-21} \text{с}$. Процедура вычислений поясняется на рис. 3.

Литература

1. Горшков Б.И., Ильин А.И., Соколовский Б.Ю. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 60.
2. Честнов Ю.А., Горшков Б.Л., Ильин А.И. и др. Препринт ЛИЯФ-941, 1984, 36 с.
3. Честнов Ю.А., Кравцов А.В., Соколовский Б.Ю., Солякин Г.Е. ЯФ, 1987, 45, 19.
4. Беляев Б.Н., Домкин В.Д., Жданов А.А. и др. Препринт ЛИЯФ-1575, 1990, 19 с.