

УДК 539.172

ИСПУСКАНИЕ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 153 МэВ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ПИОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1700 МэВ

Г. Е. Беловицкий, О. М. Штейнград

Исследовался механизм эмиссии легких заряженных частиц (ЛЗЧ) с $Z = 1, 2$ из осколков деления ядер урана протонами с энергией 153 МэВ и пионами с энергией 1700 МэВ. Впервые обнаружено, что при делении пионами ЛЗЧ испускаются сразу после деления из неускоренных осколков, тогда как при делении протонами с энергией 153 МэВ ЛЗЧ испускаются из ускоренных тяжелых осколков. Число ЛЗЧ, испускаемых из осколков деления пионами, составляет 0,7 на акт деления, что в 30 раз больше, чем из осколков деления протонами с энергией 153 МэВ.

Изучение свойств тяжелых ядер при высоких энергиях возбуждения было начато по инициативе и при участии И. М. Франка. С этой целью были выполнены опыты по делению ядер урана медленными пионами, быстрыми нейтронами и γ -квантами с энергией до 250 МэВ. В результате были получены новые экспериментальные данные о процессе деления при высоких энергиях возбуждения [1]. В последние годы эти исследования были продолжены с целью получения новой информации о механизмах взаимодействия адронов большой энергии с тяжелыми ядрами и свойствах осколков деления (ядер, далеких от области β -стабильности) [2 – 4].

Деление ядер частицами большой энергии сопровождается испусканием заряженных частиц ($Z = 1$ или 2). Эти частицы вылетают до деления – на каскадно-испарительной стадии процесса взаимодействия, при делении и после деления. Исследование эмиссии

этих частиц может дать новую информацию о механизме деления и свойствах возбужденных осколков.

В опытах по делению ядер урана медленными отрицательными пионами и протонами с энергией 153 МэВ впервые была обнаружена эмиссия заряженных частиц малой энергии ($E_p < 15 \text{ МэВ}$), в основном, из тяжелых осколков. Вероятность эмиссии возрастает с увеличением асимметрии деления [2 – 4].

Целесообразно выяснить механизм и энергетическую зависимость эмиссии заряженных частиц из осколков, образующихся при делении ядер урана частицами больших энергий – отрицательными пионами с энергией 1700 МэВ .

Основное внимание уделено изучению угловых распределений заряженных частиц ($Z = 1$ или 2) относительно направлений движения тяжелых осколков и первичного пучка пионов и энергетических распределений этих частиц [5]. Эти экспериментальные данные сопоставлены с аналогичными данными, полученными ранее при изучении эмиссии легких заряженных частиц (ЛЗЧ), испускаемых из осколков деления ядер урана протонами с энергией 153 МэВ [3, 4].

Постановка эксперимента. В работе использовались бесподложечные толстослойные (толщиной до 300 мкм) фотоэмульсии низкой чувствительности, регистрирующие протоны с энергией $E_p < 15 \text{ МэВ}$. Фотоэмульсии, изготовленные в НИИ-ХИМФОТОПРОЕКТ, были загружены ураном и облучены отрицательными пионами с энергией $\sim 1700 \text{ МэВ}$ в Институте теоретической и экспериментальной физики. Поток пионов, падающих перпендикулярно плоскости фотоэмульсии, составлял $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Методики обработки фотоэмульсий и их просмотра под микроскопом описаны ранее в работах [3, 4, 6].

Было проанализировано 2280 делений ядер ^{238}U на два осколка. Среди них выявлено 1265 делений, сопровождаемых эмиссией от одной до 10 ЛЗЧ. Общее число зарегистрированных ЛЗЧ – 2210. Для следов, образующих с плоскостью фотоэмульсии угол, меньший 45° , измерялись пробеги легких (R_l) и тяжелых (R_h) осколков, ЛЗЧ и углы между ними, а также углы с первичным пучком пионов. Кроме того, измерялась ионизация, вызываемая ЛЗЧ (плотность зерен на следе частицы).

Для определения массы и энергии ЛЗЧ использовались следы частиц, останавливающихся в фотоэмульсии и образующих с плоскостью фотоэмульсии угол, не превышающий 45° . Измерение пробега и ионизации на следе частицы позволяло с помощью калибровочных кривых определить массу частицы, а из пробега – энергию [6].

Если ЛЗЧ не останавливалась в фотослое, то измерение ионизации позволяло только

различить частицы с $Z = 1$ и $Z = 2$. Следы таких частиц использовались только при построении различных угловых распределений.

Результаты всех измерений вносились в ЭВМ, где с помощью несложного расчета определялись истинные пробеги и энергия ЛЗЧ, пробеги осколков и все пространственные углы. Эти данные, хранящиеся в массивах прямого доступа, анализировались с помощью программ, позволяющих построить всевозможные угловые и энергетические распределения с учетом различных дополнительных факторов.

В работе приведены результаты измерений угловых и энергетических распределений ЛЗЧ. Среди зарегистрированных ЛЗЧ присутствуют, в основном, частицы, испущенные до деления и из осколков. Частицами, вылетевшими в процессе деления, можно пренебречь, так как они составляют $\sim 1\%$ от общего числа частиц. Это же относится к небольшому числу наблюдавшихся медленных пионов и каонов. Используемые фотоэмульсии низкой чувствительности эффективно регистрировали протоны с энергией до 10 МэВ . Поэтому подавляющее число зарегистрированных ЛЗЧ соответствует испарению из осколков или из остаточных ядер.

Примерно 50% делений пионами не сопровождается эмиссией ЛЗЧ. В остальных событиях множественность ЛЗЧ, сопровождающих деление ядер урана пионами, изменялась от $m = 1$ до $m = 10$. В опытах по делению ядер урана протонами с энергией 153 МэВ , где использовались фотоэмульсии такой же чувствительности, множественность ЛЗЧ $m = 1$. Методика просмотра и обработки экспериментальных данных были одинаковы в опытах по делению ядер протонами и пионами.

Энергетическое распределение протонов. На рис. 1 (сплошная гистограмма) приведено энергетическое распределение протонов, сопровождающих деление ядер урана пионами с энергией 1700 МэВ . Стрелками указаны высоты кулоновских барьеров для эмиссии протонов из ядра урана ($V_C \sim 13 \text{ МэВ}$) и из осколков ($V_C \sim 7 \text{ МэВ}$). Согласно экспериментальным данным для протонов, испущенных до деления из покоящегося ядра урана, максимум в энергетическом распределении лежит при энергии $13 - 15 \text{ МэВ}$, а для покоящихся ядер, имеющих заряд ≈ 45 , соответствующих осколкам деления, максимум в спектре протонов лежит при энергии протонов $6 - 7 \text{ МэВ}$ [2-4, 7]. В наших опытах эффективно регистрировались протоны с энергией $< 10 \text{ МэВ}$, поэтому энергетическое распределение (рис. 1) в области энергий $> 10 \text{ МэВ}$ сильно деформировано.

Поэтому энергетическое распределение протонов (из деления пионами), приведенное на рис. 1 (сплошная гистограмма), естественно разделить на два: для протонов с энергией менее 10 МэВ , испущенных из осколков, и протонов с энергией более 10 МэВ ,

испущенных из остаточного компаунд-ядра. Протоны, испущенные из осколков, составляют до 70% от общего числа протонов. Эта величина практически одинакова как для делений, сопровождаемых вылетом малого числа частиц ($m \leq 3$), так и большого числа частиц. Примерно такой же результат получен для других ЛЗЧ с $Z = 1, 2$. Следует еще отметить, что энергетическое распределение протонов, испущенных в направлении движения тяжелых или легких осколков, оказалось одинаковым. Это указывает на то, что большинство из них испускаются из неускоренных осколков. На этом же рисунке пунктиром приведено энергетическое распределение протонов, испущенных из ускоренных осколков деления ядер урана протонами с энергией 153 МэВ [4]. Видно, что пик в этом распределении смещен в область больших энергий примерно на 2 МэВ.

Угловые распределения легких заряженных частиц. На рис. 2 представлено угловое распределение протонов с энергией менее 10 МэВ, испущенных из осколков деления пионами, относительно направления движения тяжелых осколков. По оси абсцисс отложен $\cos(V_h, V)$, где V_h и V – скорости тяжелых осколков и ЛЗЧ, по оси ординат число ЛЗЧ. Наблюдается изотропное угловое распределение ЛЗЧ, а отношение числа протонов, испущенных под углами меньше и больше 90° к направлению движения тяжелых осколков, составляет $(1, 0 \pm 0, 1)$.

На рис. 3 (сплошные гистограммы) приведены угловые распределения для всех ЛЗЧ (V) из деления пионами, относительно направления движения тяжелых осколков (V_h) для различных значений асимметрии деления $M_h/M_l \sim R_l/R_h$, где M_h и M_l – массы тяжелого и легкого осколков: для симметричных делений, $M_h/M_l < 1, 3$ (а), для асимметричных делений, $M_h/M_l > 1, 3$ (б), и для всех значений M_h/M_l (в). Как и на рис. 2, практически во всех случаях наблюдается изотропное угловое распределение ЛЗЧ. ЛЗЧ, вылетающие из осколков, составляют $> 60\%$ от всех ЛЗЧ. Для сравнения на тех же рисунках пунктиром приведены угловые распределения для всех ЛЗЧ, сопровождающих деление ядер урана протонами с энергией 153 МэВ [3, 4]. Здесь наблюдается сильное преобладание вылета ЛЗЧ по направлению движения тяжелых осколков, хотя процент ЛЗЧ, вылетающих из осколков, в 2 раза меньше, чем из осколков деления пионами. Такое угловое распределение обусловлено тем, что ЛЗЧ вылетают из ускоренных деформированных тяжелых осколков [3, 4]. Поэтому для объяснения изотропного углового распределения ЛЗЧ, вылетающих из осколков деления ядер урана пионами, следует допустить, что они испускаются сразу после деления из неускоренных и, по-видимому, недеформированных осколков.

Этот вывод представляется чрезвычайно важным, поскольку во всех ранее выпол-

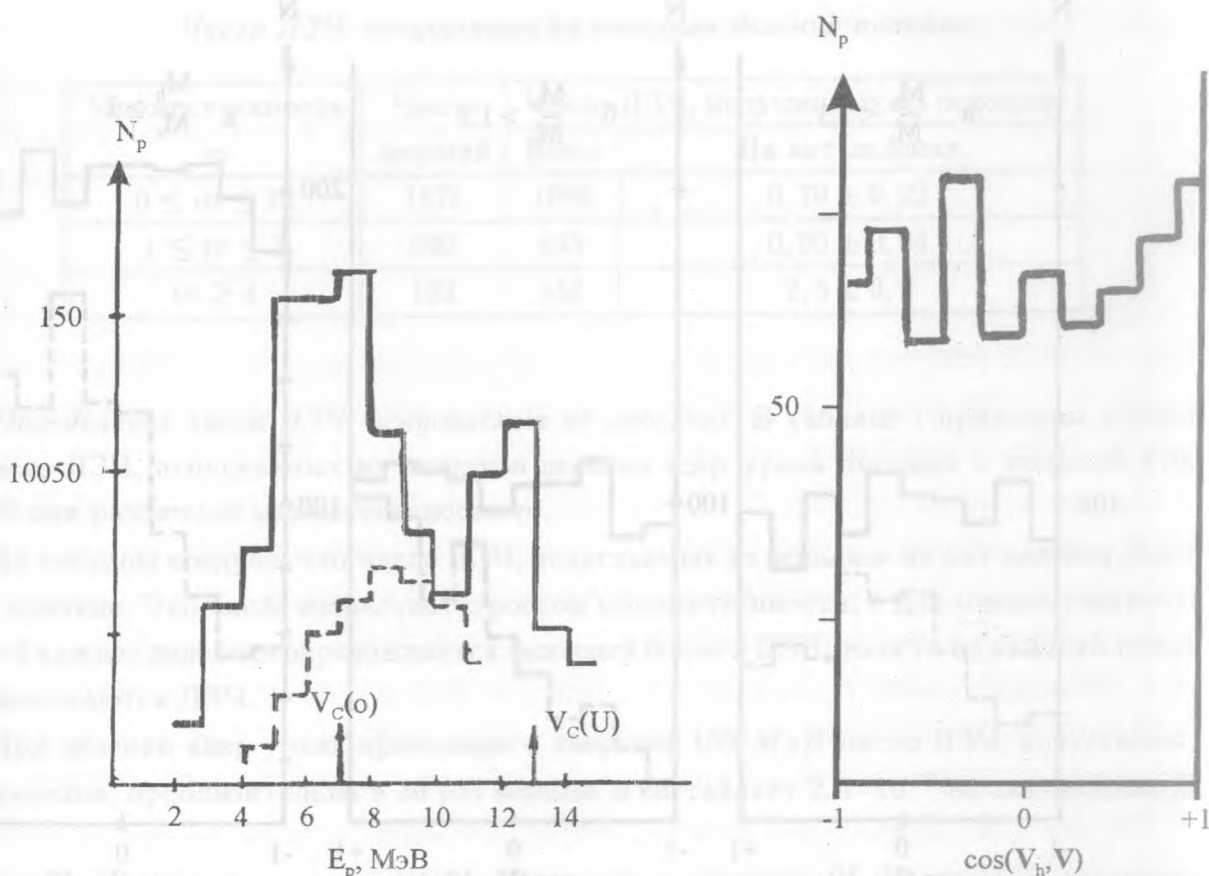


Рис. 1. Энергетическое распределение протонов (сплошная гистограмма для деления пионами, пунктирная – для деления протонами с энергией 153 МэВ).

Рис. 2. Угловое распределение протонов (V) с энергией менее 10 МэВ относительно направления движения тяжелых осколков (V_h) при делении пионами.

ненных опытах наблюдалась эмиссия ЛЗЧ и нейтронов из ускоренных осколков [3, 4, 8, 9, 11].

Рассмотрим угловое распределение ЛЗЧ относительно направления первичного пучка протонов и пионов. Для пионов оно оказалось таким, что большинство частиц испускается изотропно относительно направления первичного пучка пионов. Отношение числа ЛЗЧ, испущенных под углами меньше и больше 90° относительно направления движения пионов, составляет $1,1 \pm 0,1$. Поэтому наблюдаемые ЛЗЧ, в основном, испускаются в процессе испарения из осколков и остаточного ядра. При делении ядер урана

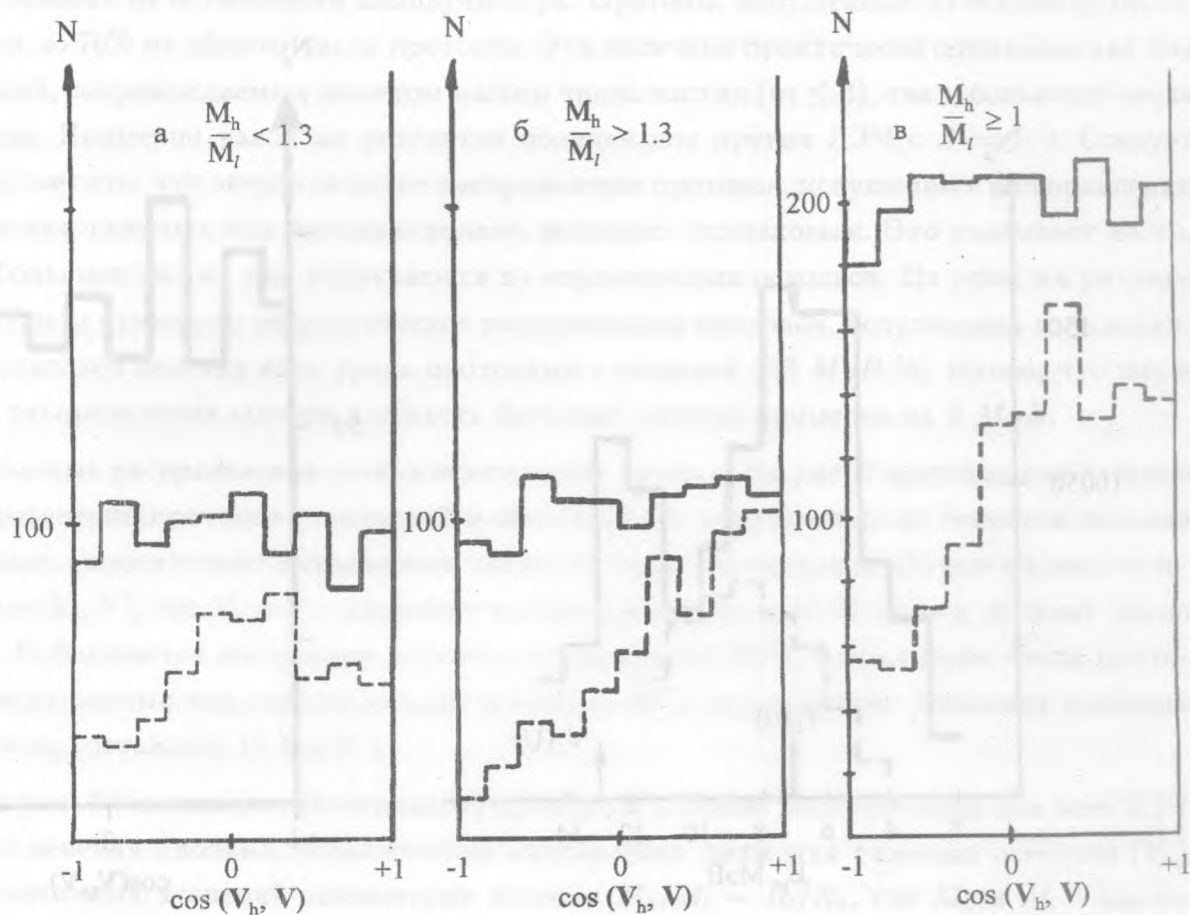


Рис. 3. Угловое распределение ЛЗЧ (V) относительно направления движения тяжелых осколков (V_h) для различных значений асимметрии деления M_h/M_l : для $M_h/M_l < 1,3$ (а), для $M_h/M_l > 1,3$ (б) и для всех M_h/M_l (в). Сплошные гистограммы для деления ядер урана пионами с энергией 1700 МэВ, пунктирные – для деления протонами с энергией 153 МэВ.

протонами с энергией 153 МэВ отношение числа ЛЗЧ, испущенных вперед и назад относительно пучка протонов, составляет $2,0 \pm 0,2$. В этом случае большинство ЛЗЧ испускается до деления в результате прямых и полупрямых реакций, при которых ЛЗЧ вылетают в направлении пучка протонов.

Т а б л и ц а 1
 Число ЛЗЧ, испущенных из осколков деления пионами

Множественность m	Число делений	Число ЛЗЧ, испущенных из осколков	
		Всего	На акт деления
$0 \leq m \leq 10$	1575	1093	$0,70 \pm 0,03$
$1 \leq m \leq 3$	690	635	$0,90 \pm 0,04$
$m \geq 4$	182	458	$2,5 \pm 0,2$

Определение числа ЛЗЧ, испускаемых из осколков. В таблице 1 приведены данные о числе ЛЗЧ, испускаемых из осколков деления ядер урана пионами с энергией 1700 МэВ при различной множественности m .

Из таблицы следует, что число ЛЗЧ, испускаемых из осколков на акт деления, близко к единице. Это число возрастает с ростом множественности, и для множественности $m \geq 4$ каждое деление сопровождается эмиссией более 2 ЛЗЧ, то есть из каждого осколка испускаются ЛЗЧ.

При делении ядер урана протонами с энергией 153 МэВ число ЛЗЧ, испускаемых из осколков, приблизительно в 30 раз меньше и составляет $2,4 \cdot 10^{-2}$ на акт деления [3, 4].

Обсуждение результатов. Настоящая работа посвящена сравнению механизмов эмиссии ЛЗЧ из осколков деления ядер урана протонами с энергией 153 МэВ и пионами с энергией 1700 МэВ. Кратко рассмотрим процесс взаимодействия адронов с ядрами урана.

Как известно, это взаимодействие начинается с каскадного процесса, далее следует предравновесная эмиссия частиц, которая завершается образованием термализованного ядра. Затем следует процесс испарения частиц, с которым уже может конкурировать процесс деления ядра. Далее из образующихся осколков испускаются нейтроны и ЛЗЧ. Нейтроны испускаются из ускоренных осколков при делении частицами как малых, так и больших энергий [8 – 10]. Эмиссия ЛЗЧ из ускоренных осколков наблюдалась ранее только при делении частицами с энергией до 150 МэВ [2 – 4, 10]. В настоящей работе впервые обнаружено, что при делении частицами больших энергий ($E_n = 1700$ МэВ) ЛЗЧ, в противоположность нейтронам, испускаются из неускоренных осколков, сразу после деления ядра.

Согласно [9], при взаимодействии ядер урана с медленными антипротонами ядро

урана до деления теряет > 20 нуклонов, и делится ядро с $A < 220$ и $Z < 90$. Средняя энергия возбуждения делящегося ядра ≈ 90 МэВ.

При делении ядер урана пионами с энергией 1700 МэВ число нуклонов, испущенных до деления, будет больше. Энергия возбуждения остаточных и делящихся ядер, а также осколков будет больше, чем при делении ядер медленными антипротонами, где энергия, вносимая в ядро, не превышает 800 МэВ.

Поскольку до деления из ядра испускается большое число нейтронов, то осколки образуются с большим избытком протонов. Это обстоятельство в совокупности с большой энергией возбуждения осколков может приводить к тому, что ЛЗЧ будут испускаться сразу после деления ядра из неускоренных осколков за время $< 10^{-20}$ с. Затем следует эмиссия нейтронов, но уже из ускоренных осколков.

Такой механизм эмиссии ЛЗЧ из осколков деления пионами объясняет изотропное угловое распределение ЛЗЧ, полученное в настоящей работе и приведенное на рис. 2 и 3 (сплошные гистограммы). Если бы ЛЗЧ испускались только из ускоренных тяжелых осколков, то их угловое распределение было бы подобным полученному при делении ядер урана протонами с энергией 153 МэВ (см. рис. 3 – пунктирная гистограмма). Если бы ЛЗЧ испускались в равной мере из ускоренных тяжелых и легких осколков, то их угловое распределение имело бы вид параболы с максимумами при $\cos(V_h V) = \pm 1$.

Так как ЛЗЧ испускаются из всего объема осколков, то фокусировка их кулоновскими полями осколков в направлении, перпендикулярном оси разлета осколков, отсутствует. Она осуществляется только для ЛЗЧ, испускаемых из шейки делящегося ядра, а число таких частиц невелико.

Имеется еще дополнительный аргумент в пользу того, что при делении пионами ЛЗЧ испускаются из неускоренных осколков. Оказалось, что максимум в энергетическом распределении протонов (рис. 1) сдвинут влево на 2–3 МэВ по отношению к пику в спектре протонов, испущенных из ускоренных осколков деления ядер урана протонами с энергией 153 МэВ [4].

Итак, при спонтанном делении и делении тепловыми нейтронами ЛЗЧ преимущественно испускаются из ускоренных легких осколков в количестве $\approx 10^{-5}$ на акт деления [10]. При делении медленными π^- -мезонами и протонами с энергией 153 МэВ ЛЗЧ испускаются, в основном, из ускоренных тяжелых деформированных осколков в количестве $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ на акт деления [2–4]. Наконец, при делении пионами с энергией 1700 МэВ ЛЗЧ, в основном, испускаются сразу после разрыва ядра на два осколка из неускоренных осколков числом 0,7 на акт деления.

Таким образом, характерные свойства осколков деления (энергия возбуждения, состав (число N и Z), деформация и т.д.) сильно изменяются с ростом энергии возбуждения остаточных и делящихся ядер.

Механизм эмиссии ЛЗЧ из осколков деления ядер урана пионами существенно отличается от механизма эмиссии нейтронов. При делении ядер частицами большой энергии [9, 11] число нейтронов, испускаемых из ускоренных осколков, остается постоянным при изменении энергии возбуждения остаточных ядер в широком интервале от 200 – 600 МэВ.

В противоположность нейтронам, число ЛЗЧ, испускаемых из неускоренных осколков деления ядер урана пионами (см. табл. 1), растет в несколько раз (~ 3 раза) с ростом множественности m , т.е. с ростом энергии возбуждения остаточных ядер, и ЛЗЧ испускаются из неускоренных осколков сразу после деления ядра.

Постоянство числа нейтронов, испускаемых из осколков, несколько удивительно. Возможно, это обусловлено тем, что эмиссии нейтронов предшествует эмиссия ЛЗЧ, после которой испускаются нейтроны уже из ускоренных осколков, обладающих примерно одинаковой остаточной энергией возбуждения. Этот экспериментальный факт нуждается в теоретическом объяснении, поскольку он характеризует внутренние свойства возбужденных осколков (ядер, далеких от области β -стабильности).

В наших опытах по делению ядер урана пионами было также обнаружено, что число ЛЗЧ, испускаемых до деления ядер урана, возрастает с ростом множественности – ростом энергии возбуждения остаточного ядра, во столько же раз, что и число ЛЗЧ, испускаемых из осколков.

Аналогичная зависимость между числом частиц, испущенных до деления и числом ЛЗЧ, испущенных из осколков, наблюдалась в опытах по делению тяжелых ядер ионами с энергией (100 – 200 МэВ). При этом было установлено, что с ростом числа ЛЗЧ, испущенных из осколков, растет энергия возбуждения делящегося ядра [12], и как показывают наши оценки и данные работы [9], может достигать 100 МэВ и более.

В заключение отметим, что поскольку при делении ядер частицами большой энергии ЛЗЧ испускаются из неускоренных осколков, нельзя исключить, что некоторое число нейтронов также может испускаться из неускоренных осколков, тогда как обычно принимается, что нейтроны вылетают только из ускоренных осколков [8, 9, 11]. В таком случае они будут отнесены к числу нейтронов, испущенных до деления. Это может изменить как временную характеристику процесса деления, определяемую по числу нейтронов, испущенных до деления, так и число нейтронов, испущенных из осколков, а

следовательно, и энергию возбуждения делящегося ядра.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Беловицкий Г. Е., Романова Т. А., Сухов Л. В., Франк И. М. ЖЭТФ, **29**, 537 (1955).
- [2] Беловицкий Г. Е., Баранов В. Н., Петижан К. ЯФ, **55**, 2139 (1992).
- [3] Беловицкий Г. Е., Баранов В. Н., Штейнград О. М. ЯФ, **57**, 2140 (1994).
- [4] Беловицкий Г. Е. и др. ЯФ, **58**, 2131 (1995).
- [5] Беловицкий Г. Е., Штейнград О. М. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7-8, 46 (1996).
- [6] Беловицкий Г. Е. и др. ЯФ, **43**, 1057 (1986).
- [7] Markiel W. et al. Nucl. Phys., **A 485**, 445 (1988).
- [8] Cheifetz E. et al. Phys. Rev., **C2**, 250 (1970).
- [9] Schmid W. et al. Phys. Rev., **C 55**, 2965 (1997).
- [10] Nowicki L. et al. Nucl. Phys., **A 375**, 187 (1982).
- [11] Mordhorst E. et al. Phys. Rev., **C 43**, 716 (1991).
- [12] Ikezoe H. et al. Phys. Rev., **C 46**, 1922 (1992).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 29 июня 1998 г.