

УДК 539.172.58

МГНОВЕННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР УРАНА МЕДЛЕННЫМИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МЮОНАМИ

Г. Е. Беловицкий, К. Россель¹

Дан обзор экспериментальных исследований эмиссии мюонов конверсии, испускаемых при мгновенном делении ядер урана мюонами. Приведены энергетические и угловые распределения и вероятности эмиссии мюонов конверсии, вероятность увлечения мюонов легкими осколками, а также мультипольность гамма-излучения осколков ($E_\gamma > 3 \text{ МэВ}$).

Деление трансурановых ядер медленными отрицательными мюонами возможно за счет двух механизмов: 1) прямой (безрадиационной) передачи ядру энергии мезоатомных переходов $2p \rightarrow 1s$, $3p \rightarrow 1s$, $3d \rightarrow 1s$ и 2) ядерного поглощения мюона с $1s$ -орбиты в результате слабого взаимодействия мюона с протоном ядра [1, 2]. Эти два механизма деления принято называть мгновенным (характеристическое время $\sim 10^{-12} \text{ с}$) и запаздывающим (характеристическое время $\sim 10^{-7} \text{ с}$) делениями. В обзоре приведены результаты экспериментальных исследований мгновенного деления.

При мгновенном делении мюон не погибает, а после деления увлекается одним из осколков и в дальнейшем может быть сброшен с возбужденного осколка в непрерывный спектр за счет процесса внутренней конверсии, испытать $\mu \rightarrow e$ распад, или поглощаться осколком, в результате чего из осколка будут испускаться частицы (n, p, α) и гамма-кванты.

Изучение мгновенного деления, при котором мюон в течение всего процесса деления находится внутри или в непосредственной близости от делящегося ядра, открывает возможность получения информации о динамике процесса деления и свойствах осколков.

¹Институт излучений и ядерной физики Боннского университета, Германия.

Первая попытка наблюдения мгновенного деления, сопровождаемого эмиссией мюона конверсии, была предпринята в 1960 г. [3]. На фотоэмульсиях, загруженных ядрами урана и облученных на пучке мюонов в ОИЯИ (Дубна), было наблюдеено 780 делений. Среди них не отмечено ни одного случая эмиссии мюона конверсии, тогда как согласно [2] ожидалось 8 таких случаев. Этот эксперимент стимулировал теоретические исследования, в результате которых было установлено, что присутствие мюона на K -оболочке мезоатома урана увеличивает высоту барьера деления на $0,5 \text{ МэВ}$, что на порядок уменьшает вероятность мгновенного деления [4]. Следующая попытка наблюдения мгновенного деления была осуществлена в 1978 г. Она увенчалась успехом. На фотоэмульсиях, облученных пучком мюонов в Дубне, было найдено 10^4 делений ядер урана и среди них два деления, сопровождаемых эмиссией мюона конверсии [5].

В дальнейшем опыты выполнялись на пучке мюонов института Пауля Шерера (Швейцария). Это позволило получить ряд новых и уникальных данных о мгновенном делении ядер урана.

Методика эксперимента. В качестве мишени и детектора заряженных частиц ($z = 1, 2$) использовались ядерные фотоэмульсии толщиной $150 - 250 \text{ мкм}$ разной чувствительности, которые регистрировали мюоны с энергией до 6 МэВ (тип К) и мюоны любой энергии (тип Р).

Кроме фотоэмульсий, нанесенных на стеклянную подложку, впервые использовались безподложечные фотоэмульсии. Последние потребовали отработки специальной методики сушки. Она состояла в том, что фотослой после купания в водном растворе соли урана погружался в ацетоновую ванну на $5-10 \text{ минут}$. Методика введения солей урана в фотослой, облучения на пучке мюонов и просмотра фотопластинок под микроскопом описана в [6].

Было проанализировано $3 \cdot 10^5$ делений ядер урана. В делениях, сопровождаемых эмиссией заряженных частиц ($z = 1, 2$), останавливающихся в фотослое, при увеличении $2000\times$ измерялись пробеги легких (R_l) и тяжелых (R_h) осколков ($R_l > R_h$) и частиц, а также углы между ними и ионизация (число зерен или просветов на всей длине следа частицы).

Частицы с $z = 1$ могли быть мюонами и изотипами водорода (p, d, t), испущенными до деления, в процессе деления и после деления (из осколков), или протонами отдачи. Природа частицы определялась по двум параметрам, ионизации и пробегу, с помощью калибровочных кривых, для получения которых использовались следы мюонов и протонов с большим пробегом, найденные в тех же фотоэмульсиях. Для исключения

протонов отдачи использовалась кинематика упругих соударений. На фотоэмульсиях типа Р мюоны идентифицировались по $\mu \rightarrow e$ распадам.

Мгновенное деление ядер урана

Энергетическое распределение и вероятность эмиссии мюонов конверсии. Было идентифицировано 296 случаев испускания мюонов конверсии. Энергия мюонов определялась с точностью до 2–10%. На рис. 1 показаны два случая мгновенного деления ядра урана, сопровождаемого эмиссией мюона конверсии. На одном из них вторичный мюон испытывает $\mu \rightarrow e$ распад, на втором он вызывает расщепление ядра фотоэмульсии, сопровождаемое эмиссией двух заряженных частиц. Наибольшая наблюдавшаяся энергия мюонов конверсии равна 2,3 МэВ, что много меньше максимально возможной энергии (4–5 МэВ).

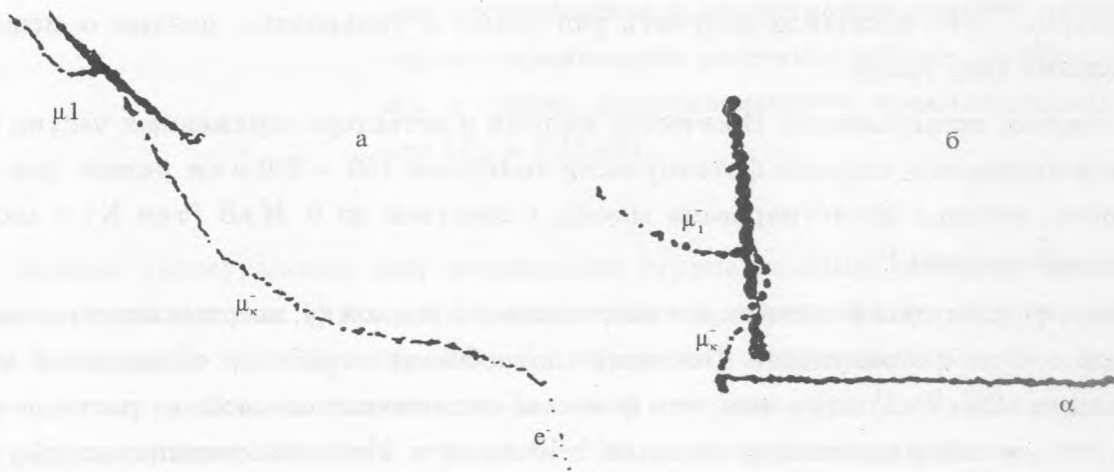


Рис. 1. Два случая мгновенного деления ядер урана, сопровождаемого эмиссией мюона конверсии. а) Мюон конверсии μ_k испытывает $\mu \rightarrow e$ распад (эмульсия типа Р). б) Мюон конверсии захватывается ядром фотоэмульсии (эмульсия типа К), в результате чего образуется "звезда" с двумя следами.

На рис. 2 приведено энергетическое распределение мюонов конверсии. По оси абсцисс отложена энергия мюонов, по оси ординат – число мюонов на интервал энергии 0,25 МэВ. На том же рисунке приведен теоретический спектр (в виде прямой линии), описываемый экспонентой $N(E) \sim \exp(-\alpha E_\mu)$, где $\alpha = 1,4 \text{ МэВ}^{-1}$. Расчет спектра мюонов конверсии выполнен в [7, 8] с использованием гамма-спектра осколков деления $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ и коэффициентов мюонной конверсии (КМК) [8].

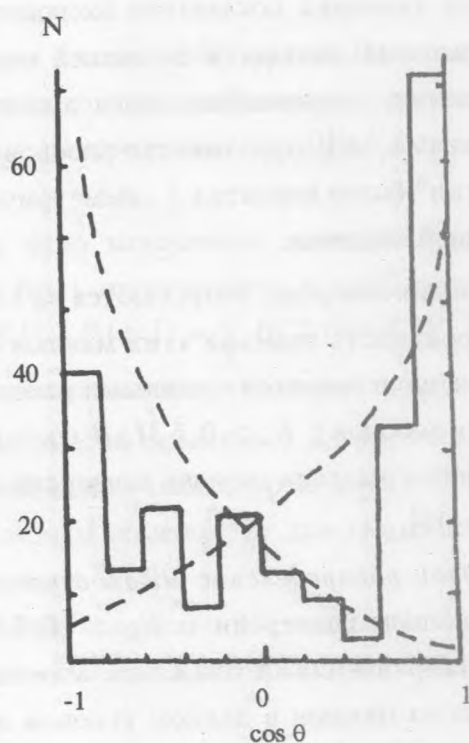
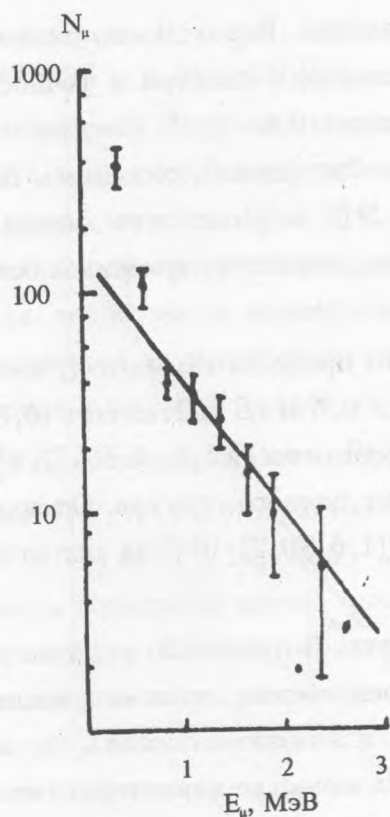


Рис. 2. Энергетическое распределение мюонов конверсии. Прямая линия описывает теоретический спектр.

Рис. 3. Угловое распределение мюонов конверсии с энергией $E_\mu > 0,5 \text{ МэВ}$. θ – угол между направлениями движения мюона и тяжелого осколка. Пунктирные кривые описывают теоретические распределения для мюонов конверсии, испущенных из тяжелых и легких осколков.

Для $E_\mu > 0,75 \text{ МэВ}$ наблюдается хорошее согласие расчета с экспериментом. В области меньших энергий интенсивность экспериментального спектра оказалась выше теоретической. Весьма вероятно, что эмиссия мягких мюонов ($E_\mu < 0,75 \text{ МэВ}$) связана с процессом "встряски" и происходит в момент разрыва ядра и коллапса осколков. Если это предположение справедливо, тогда открывается возможность изучения этой стадии процесса деления, и энергетический спектр мюонов можно разбить на две компоненты: а) мюоны "встряски", б) мюоны конверсии.

Мюоны "встряски" испускаются в процессе деления. Вероятность их эмиссии зависит от значения показателя экспоненты теоретического спектра и точности экспериментальных данных и по нашей оценке составляет $0,5 \cdot 10^{-2}$. Следует отметить, что деления, сопровождающиеся эмиссией мюонов "встряски", оказались более симметричными, чем при эмиссии мюонов конверсии. Это означает, что эмиссия мюонов "встряски" более вероятна в симметричных делениях, характеризующихся большей деформацией осколков.

Мюоны конверсии испускаются за счет обычного процесса гамма-излучения осколков. Вероятность эмиссии этих мюонов с энергией $> 0,5 \text{ МэВ}$ составляет $(0,8 \pm 0,1) \times 10^{-2}$, что согласуется с данными работы [9]. Из теоретических расчетов [7, 8] следует, что доля мюонов с $E_\mu > 0,5 \text{ МэВ}$ составляет 50% от полного спектра. Отсюда полная вероятность эмиссии мюонов конверсии составляет $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$ на акт мгновенного деления [10].

Угловое распределение мюонов конверсии. На рис. 3 приведено угловое распределение мюонов конверсии с $E_\mu > 0,5 \text{ МэВ}$. По оси абсцисс отложен косинус угла между направлениями движения мюона конверсии и тяжелого осколка, по оси ординат – число мюонов в данном угловом интервале. В качестве характеристики углового распределения в дальнейшем используется отношение числа мюонов, испущенных под углами, меньшими и большими 90° к направлению движения тяжелого осколка $N(< 90^\circ)/N(> 90^\circ)$, которое составляет $1,36 \pm 0,20$.

Из теоретических расчетов углового распределения [8] следует, что для мюонов конверсии оно не зависит от Z осколка и энергии перехода, а только от спина осколка и мультипольности перехода. В с.д.м. движущегося осколка вероятности испускания мюона под углами θ и $\pi - \theta$ к направлению движения осколка одинаковы для любой мультипольности перехода. В л.с.к. за счет скорости осколка преобладает эмиссия мюонов по направлению движения осколка.

Для сравнения теории с экспериментом были рассчитаны два интегральных угловых распределения (в л.с.к.) для мюонов с энергией $> 0,5 \text{ МэВ}$ в предположении, что: а) все мюоны испущены из легких осколков, б) все мюоны испущены из тяжелых осколков (на рис. 3 – пунктирные кривые). Суммируя эти распределения с различными весами, можно получить угловое распределение, согласующееся с экспериментальным, и с отношением $N(< 90^\circ)/N(> 90^\circ) = 1,36$.

Оказалось, что вклад легких осколков в конверсию составляет $P_\mu^l = 30 - 35\%$, а тяжелых осколков $P_\mu^h = 65 - 70\%$, т.е. $P_\mu^h/P_\mu^l \sim 2$. С учетом полной вероятности эмиссии

мюонов конверсии $P_\mu = 1,6 \cdot 10^{-2}$ абсолютные значения этих величин составляют $P_\mu^h = 1,05 \cdot 10^{-2}$ и $P_\mu^l = 0,55 \cdot 10^{-2}$ [10].

Мультипольность гамма-излучения осколков деления ядер урана. Для того, чтобы определить мультипольность гамма-излучения осколков, необходимо сравнить экспериментальные значения P_μ^h и P_μ^l с теоретическими вероятностями $P_\mu^{hl}(EJ)$ для гамма-излучения разной мультипольности.

Полная вероятность конверсии мюона на одно мгновенное деление $P_\mu(EJ)$ для гамма-излучения мультипольности EJ может быть представлена в виде суммы вкладов тяжелых и легких осколков: $P(EJ) = P_h(EJ) + P_l(EJ) = \sum_h B(Z_i)W(Z_i)P(Z_i, EJ) + \sum_l B(Z_i)W(Z_i)P(Z_i, EJ)$. Здесь $B(Z_i)$ – вероятность выхода осколков с данным Z_i , полученная в [11], $W(Z_i)$ – вероятность увлечения мюона осколком с Z_i , рассчитанная по формуле $W(Z_i) = \{1 + \exp[b(46 - Z_i)]\}^{-1}$ со свободным параметром b [12], $P(Z_i, EJ)$ – вероятность конверсии мюона с осколком с атомным номером Z_i для гамма-излучения мультипольности EJ . Эти вероятности рассчитаны в [8].

Полная вероятность увлечения мюонов легкими осколками W_l измерялась в работах [9, 10, 13 – 15]. Большинство полученных значений лежит в интервале $W_l = 0,05 - 0,07$. Измерение этой величины рассмотрено ниже.

Результаты расчетов величин $P_h(EJ)$, $P_l(EJ)$ и их суммы $P(EJ)$ приведены в таблице 1 для трех значений W_l и двух мультипольностей гамма-излучения $E1$ и $E2$.

Т а б л и ц а 1

Результаты расчетов $P_h(EJ)$, $P_l(EJ)$ и $P(EJ)$. Все величины даны в %

Полная вероятность конверсии	$W_l = 0,05$	$W_l = 0,06$	$W_l = 0,07$	Экспериментальные данные
	$E1$ $E2$	$E1$ $E2$	$E1$ $E2$	
$P_h(EJ)$	0,42 6,1	0,42 6,0	0,41 5,9	1,05
$P_l(EJ)$	0,55 2,0	0,70 2,5	0,87 3,1	0,55
$P_h + P_l$	0,97 8,1	1,12 8,5	1,28 9,0	1,6

Из таблицы видно, что для $E1$ -переходов расчетное отношение $P_h(EJ)/P_l(EJ) < 1$ заметно меньше, а для $E2$ -переходов – заметно больше экспериментального для всех W_l . Поэтому надо принять, что мультипольность гамма-излучения осколков состоит не меньше чем из двух компонентов, $E1$ и $E2$. Если взять вероятности конверсии для $E1$ - и $E2$ -переходов с соответствующими весами, то можно получить их сумму $P_h + P_l$ и отношение P_h/P_l , согласующиеся с экспериментом.

В настоящее время наиболее надежное значение вероятности увлечения мюонов легкими осколками составляет $W_l = 0,05$. В этом случае гамма-излучение, испускаемое тяжелыми осколками ($E_\gamma > 5 \text{ МэВ}$), содержит $(0,9E_1 + 0,1E_2)$ -переходы, а легкими осколками ($E_\gamma > 3 \text{ МэВ}$) – только E_1 -переходы.

Для тяжелых осколков интенсивность E_2 -переходов мала, но поскольку КМК $E_2/E_1 = 10$, то конверсия с тяжелых осколков более чем на 50% связана с E_2 -переходами. Следует отметить, что при $W_l > 0,06$ теория уже не описывает наблюдаемого углового распределения мюонов конверсии. Это является еще одним указанием на то, что $W_l \leq 0,06$.

Вероятность увлечения мюонов легкими осколками

Процесс увлечения мюонов осколками исследовался более чем в 10 теоретических работах. В них выяснялось, может ли быть получена информация о динамике процесса деления. В ряде теоретических работ было показано, что измерение W_l – вероятности увлечения мюонов легкими осколками дает такую информацию. Однако в отдельных теоретических работах был получен противоположный результат [17]. Наконец, в последних опубликованных теоретических работах [18] показано достаточно обоснованно, что вероятность увлечения мюона легким осколком W_l дает уникальную возможность изучения диссипации ядерной энергии между седловой точкой и точкой разрыва.

Экспериментальное измерение W_l выполнено в работах [9, 10, 13 – 15]. В двух из них получена лишь оценка верхней границы $W_l < 0,1$ [9, 14]. В других работах, выполненных различными методами, получены более точные значения этой величины. В [15] W_l определялась по числу распадов $\mu \rightarrow e$ для мюонов, увлеченных легкими и тяжелыми осколками. В наших работах [10, 13] W_l определялась посредством регистраций заряженных частиц (p, α), испущенных при поглощении мюонов легкими и тяжелыми осколками.

Эмиссия заряженных частиц при поглощении мюонов осколками. При мгновенном делении мюон не погибает, а увлекается одним из осколков и в 90% случаев поглощается осколком за счет механизма электро-слабого взаимодействия с одним из протонов ядра, или за счет механизма обменных мезонных токов [19 – 21].

Энергия возбуждения осколка, поглотившего мюон (лежит в пределах $(0 - 80 \text{ МэВ})$), достаточна для эмиссии заряженных частиц. Время торможения осколка в фотоэмульсии $\sim 10^{-12} \text{ с}$, а время жизни мюона на осколке $\sim 10^{-7} \text{ с}$. Поэтому мюон поглощается в остановившемся осколке. На рис. 4 приведены две микрофотографии случаев эмиссии протона и альфа-частицы из остановившихся тяжелых осколков.



Рис. 4. Две микрофотографии мгновенного деления, сопровождаемого эмиссией из тяжелого осколка протона (слева) и альфа-частицы (справа).

Энергия возбуждения ядра урана при мгновенном делении менее 10 МэВ , поэтому наиболее вероятно асимметричное деление, при котором пробег тяжелого осколка (R_h) всегда меньше пробега легкого осколка (R_l). Измеряя пробеги осколков, можно определить, каким из осколков был захвачен мюон.

Вероятность увлечения мюона легким осколком W_l может быть определена сравнением числа заряженных частиц, испущенных из легких (N_l) и тяжелых (N_h) осколков.

Числа заряженных частиц, испущенных при поглощении мюонов легкими N_l или тяжелыми N_h осколками, может быть рассчитано с помощью следующих соотношений h :

$$N_l = b_l W_l \bar{P}_l N_f,$$

$$N_h = b_h W_h \bar{P}_h N_f. \quad (1)$$

Здесь b_l и b_h – множители, близкие к единице, учитывающие потери мюонов в результате конверсии и $\mu \rightarrow e$ распадов; W_l и W_h – вероятности увлечения мюонов соответственно легкими и тяжелыми осколками; \bar{P}_l и \bar{P}_h – средние значения вероятности эмиссии заряженных частиц при поглощении мюонов осколками; N_f – число мгновенных делений. Из (1) с учетом $W_l + W_h = 1$ следует, что

$$W_l = N_l / (N_l + K N_h), \quad (2)$$

где $K = b_l \bar{P}_l / b_h \bar{P}_h$; $b_{l,h}$ были определены из экспериментальных данных [9, 10]. Оказалось, что отношение $b_l / b_h \sim 1$, поэтому $K = \bar{P}_l / \bar{P}_h$.

Для определения \bar{P}_l и \bar{P}_h были собраны и проанализированы все известные экспериментальные данные о вероятности эмиссии заряженных частиц ($Z = 1, 2$) при поглощении мюонов стабильными ядрами с Z от 13 до 83 [22]. В результате было получено аналитическое выражение для вероятности эмиссии заряженных частиц:

$$P_{l,h} = C \exp[-28,6(N - Z)/A], \quad (3)$$

где C – константа, а A, N и Z – соответственно число нуклонов, нейтронов и протонов в ядре [22]. Формула (3) оказалась пригодной для всех изотопов стабильных ядер (содержащих различное число нейтронов). Поэтому можно допустить, что она пригодна и для радиоактивных ядер, подобных осколками деления.

Средние значения \bar{P}_l и \bar{P}_h для легких и тяжелых осколков мгновенного деления были рассчитаны в [22] по формуле

$$\bar{P}_{l,h} = \sum B(Z_c)Y(Z_i)P_i / \sum B(Z_i)Y(Z_i), \quad (4)$$

где $B(Z_i)$ – выход осколков мгновенного деления с данным Z_i [11], $Y(Z_i)$ – вероятность увлечения мюона осколком с Z_i , вычислена на основе [12]. P_i – вероятность эмиссии частиц с $Z = 1, 2$ из осколков с данным (N_i, Z_i) , рассчитана по формуле (3) [22].

Расчетные значения \bar{P}_l и \bar{P}_h оказались равными соответственно $2,16 \cdot 10^{-3}$ и $1,7 \cdot 10^{-3}$, а их отношение $K = \bar{P}_l / \bar{P}_h = 1,27$.

Вероятность увлечения мюона легким осколком. Подставляя в (2) экспериментальные значения $N_h = 128$, $N_l = 13$ и $K = 1,27$, получим $W_l = 0,07 \pm 0,02$. Это значение согласуется с ранее опубликованным нами предварительным результатом [10], а также с результатом, полученным в работе [15] для ядра ^{237}Np , который был пересчитан для ядра ^{238}U и оказался равным $W_l = 0,055 \pm 0,008$.

Некоторые теоретические расчеты W_l [12, 17] находятся в хорошем согласии с экспериментальным значением W_l , тогда как другие расчеты [23, 24] выходят за пределы ошибок эксперимента.

О возможности исследования свойств осколков посредством наблюдения эмиссии заряженных частиц при поглощении мюонов осколками

При мгновенном делении мюон не погибает, а увлекается одним из осколков и более чем в 90% случаев поглощается осколком. За время жизни мюона до его поглощения ($\sim 10^{-7}$ с) не происходит ни одного бета-распада осколка. Поэтому мюон поглощается осколком, содержащим в среднем семь избыточных нейтронов по сравнению со стабильным ядром с тем же Z . Это открывает возможность изучения ядерных реакций на ядрах, далеких от области бета-стабильности. Исследование таких ядер представляет интерес как для эксперимента, так и для теории.

Измерение вероятности эмиссии частиц из осколков и из стабильных ядер с тем же Z и сравнение их с расчетом позволяют выяснить влияние большого избытка нейтронов в осколках на механизм поглощения мюонов и испускания частиц из осколков.

Приведем результаты экспериментов по определению \bar{P}_h и \bar{P}_l для осколков деления ядер урана мюонами. Предварительные результаты опубликованы в [22]. Для определения вероятности эмиссии изотопов водорода (p, d, t) при поглощении мюонов осколками воспользуемся формулой (1) и значениями $N_h = 112$, $N_l = 11$, $b_h = 0,94$, $\dot{b}_l = 0,92$, $W_l = 0,07$, $W_h = 1 - W_l = 0,93$, $N_f = 3,4 \cdot 10^4$. В результате получим $\bar{P}_h = (3,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$, $\bar{P}_l \sim 5 \cdot 10^{-3}$.

Для выяснения влияния большого избытка нейтронов в осколках на вероятность эмиссии заряженных частиц надо сравнить экспериментальные значения с теоретическими. Расчетные значения равны: $\bar{P}_h = 1,7 \cdot 10^{-3}$, $\bar{P}_l = 2,16 \cdot 10^{-3}$ [22]. Видно, что они меньше экспериментальных примерно в два раза. Расчетные значения \bar{P}_h и \bar{P}_l были получены, полагая $W_l = 0,07$. Если W_l меньше этой величины, то \bar{P}_h возрастет, а \bar{P}_l уменьшится; при этом расхождение между экспериментальным и расчетным значениями для \bar{P}_h уменьшится, а для \bar{P}_l увеличится.

Поэтому для окончательного решения этого вопроса необходимо повысить точность расчета и эксперимента.

Согласно (3), P_h экспоненциально зависит от $(N - Z)/A$. Этот параметр для тяжелых осколков и урана почти одинаков и равен соответственно 0,238 и 0,235. Из-за большого избытка нейтронов в осколках следует ожидать, что вероятность эмиссии заряженных частиц при поглощении мюонов ядрами урана P_U будет больше, чем для тяжелых осколков. Обе величины были определены нами в одинаковых экспериментальных условиях [6]. Значение $\bar{P}_U = (3,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ оказалось меньше \bar{P}_h .

Теперь сравним энергетические распределения протонов из реакции (μ, p) для тя-

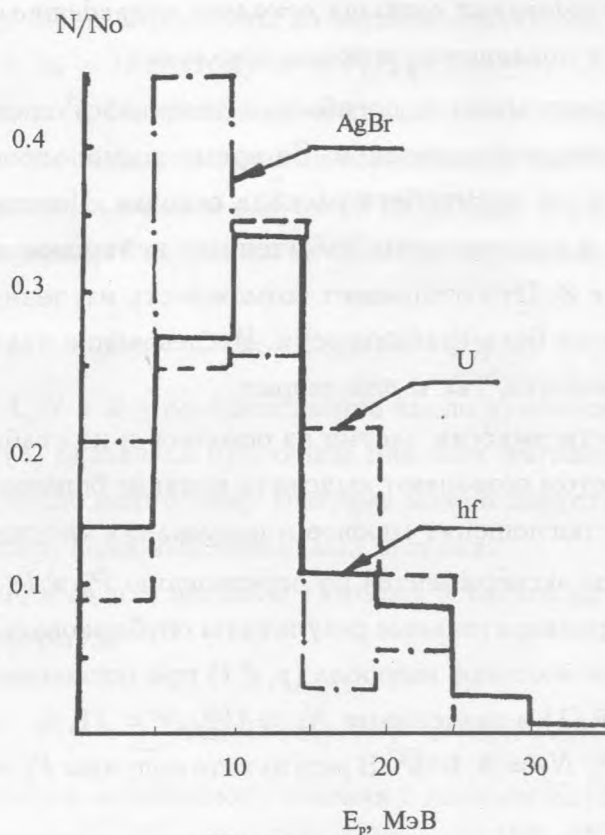


Рис. 5. Энергетическое распределение протонов из реакции (μ, p) для тяжелых осколков (hf), ядер урана (U) и ядер $AgBr$.

желых осколков и урана. Эти распределения приведены на рис. 5. Максимумы в обоих спектрах совпадают, хотя высота кулоновского барьера V_c для осколков в 1,5 раза меньше, чем для урана. Поэтому следовало ожидать, что максимум в спектре протонов из осколков будет лежать в области меньших энергий, там же, где максимум приведенного на том же рис. 5 энергетического распределения протонов, испущенных при поглощении мюонов ядрами $AgBr$, для которых V_c близко к V_c осколков.

Значения \bar{P}_h и энергетическое распределение протонов для осколков нельзя объяснить в обычных рамках, т.к. Q реакции (μ, p) и энергия возбуждения составных ядер, образующихся при поглощении мюонов ураном и осколками, различаются очень мало. Для понимания этих особенностей необходимо проведение теоретических расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Wheeler J. A. Rev. Mod. Phys., **21**, 133 (1949).
- [2] Zaretsky D. F. Proceedings of the 2nd United Nations Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, Sep. 1-13, **15**, (1958).
- [3] Беловицкий Г. Е., Качукеев Н. Г., Тихомиров Ф. А. ЖЭТФ, **11**, 296 (1960).
- [4] Zaretsky D. F., Novikov V. M. Nucl. Phys., **28**, 177 (1961).
- [5] Беловицкий Г. Е., Батусов А. И., Сухов Л. В. Письма в ЖЭТФ, **27**, 662 (1978).
- [6] Беловицкий Г. Е., Баранов В. Н., Валишина Д. А. и др. ЯФ, **43**, 1057 (1986).
- [7] Барит И. Я., Беловицкий Г. Е., Зарецкий Д. Ф. Препринт Р.0058 ИЯИ АН СССР, 1977.
- [8] Карпешин Ф. Ф., Кашиев М. С., Кашиева В. А. ЯФ, **32**, 55 (1980); **40**, 643 (1984).
- [9] Ganzorig Dz., Hansen P. G., Johansson T. et al. Phys. Lett., **B77**, 257 (1978); Nucl. Phys., **A350**, 278 (1979).
- [10] Беловицкий Г. Е., Баранов В. Н., Петижан К. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 12 (1987).
- [11] David P., Hartfiel J., Janszen H., Mayer-Kuckuk T. et al. Z. Phys., **A328**, 37 (1987).
- [12] Ma Z. Y., Wu X. Z., Zhang G. S. et al. Nucl. Phys., **A348**, 446 (1980); Phys. Lett., **B106**, 159 (1981).
- [13] Беловицкий Г. Е., Петижан К. Письма в ЖЭТФ, **38**, 212 (1983).
- [14] Schrodner W. U., Wilcke W. W., Johnson M. W. et al. Phys. Rev. Lett., **43**, 672 (1979).
- [15] Risse F., Bertl W., David P., Rosel Ch., et al. Z. Phys., **A339**, 427 (1991).
- [16] Maruhn J. A., Oberacker V. E., Maruhn-Rezwani V. Phys. Rev. Lett., **44**, 1576 (1980).
- [17] Bracci L., Fiorentini G., Quarati P. Phys. Lett., **B132**, 39 (1983).
- [18] Oberacker V. E., Umar A. S., Strayer M. R., Bottcher C. Phys. Lett., **293**, 270 (1992).
- [19] Singer P. Phys. Rev., **124**, 1602 (1961); Lifshitz M., Singer P. Nucl.

- Phys., **A476**, 684 (1988).
- [20] Martoff C. J., Cummings W. J., Rosanic D., et al. Phys. Rev., **C43**, 1106 (1991).
- [21] Paganetti H., David P., Hanscheid H., Rosel Ch., et al. Z. Phys., **A343**, 113 (1992).
- [22] Беловицкий Г. Е. ЯФ, **46**, 1142 (1987); Беловицкий Г. Е., Баранов В. Н., Петижан К., Росель К. Труды Международной конференции "Деление ядер - 50 лет", Ленинград, окт. 1, 313 (1989).
- [23] Карнаухов В. А. ЯФ, **28**, 621 (1978).
- [24] Карпешин Ф. Ф., Кашиев М. С., Кашиева В. А. ЯФ, **36**, 195 (1982).

ГНЦ РФ "ИЯИ РАН"

Поступила в редакцию 13 июля 1996 г.