

1 Анализ массового распределения

Исследуется фоторасщепление ^{238}U тормозными гамма - квантами в области энергий ГДР. Проводится анализ массовых рапределений фотоделения в рамках мультимодальной модели деления. Во всей области исследуемых энергий возбуждения делящегося ядра в массовых распределения выделены три моды деления: ST1, ST2 - ассиметричные моды деления, SL - симметричная мода деления. Получены зависимости вкладов мод деления в массовое распределение фотоделения в зависимости от средней энергии возбуждения делящегося ядра. Показано, что растет вклад симметричной (SL) моды деления. Вклад ассиметричной моды (ST1), связанной с нейтронной оболочкой $N = 82$, убывает. Вклад в массовое распределение от ассиметричной моды ST2, связанной с деформированной нейтронной оболочкой $N = 86 - 88$, в исследуемой области энергий существенно не меняется.

При такой энергии возможны как реакция фотоделения, так и реакции с вылетом нескольких нуклонов. Деление довольно медленный процесс, при переходе от основного состояния до точки разделения на отдельные осколки возникает потенциальный барьер, связанный с деформацией ядра. При вынужденном делении ядро находится в возбужденном состоянии, причем энергии возбуждения может быть достаточно для вылета нейтронов в быстрой стадии реакции. Нейтроны также могут испаряться из деформированного ядра и из разделившихся осколков. Различные способы деления называются шансами деления. На 2 показаны сечения первого шанса и мультишансового деления, рассчитанного с помощью программы Talys. Суммарное сечение фотоделения будет суммой сечений различных шансов деления:

$$(\gamma, F) = (\gamma, fiss) + (\gamma, n\ fiss) + (\gamma, 2n\ fiss) \quad (1)$$

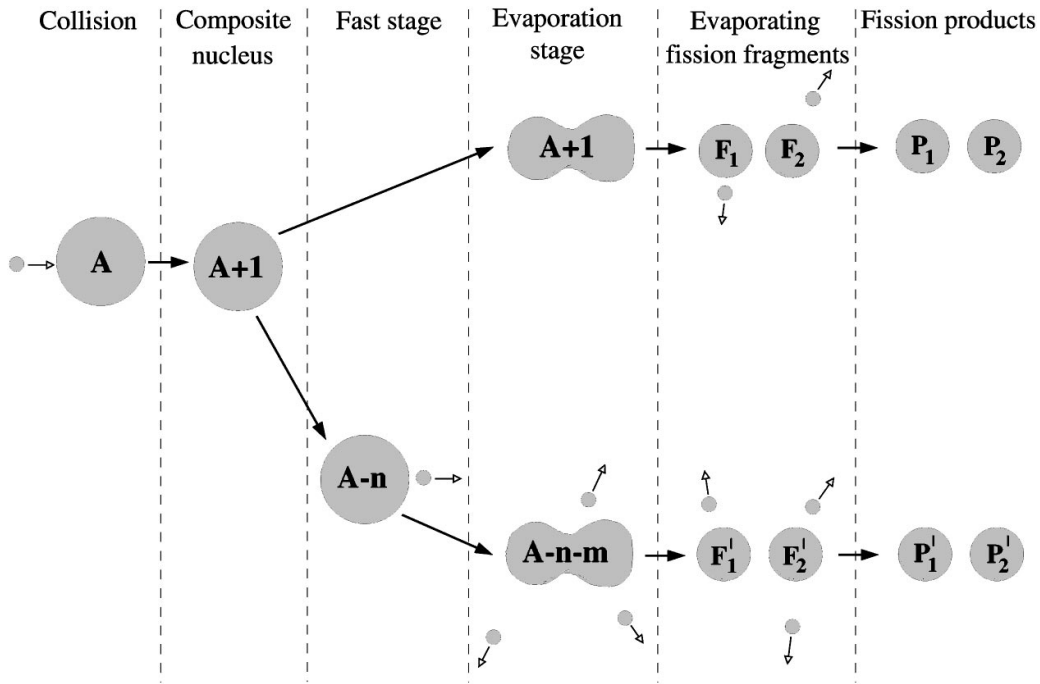


Рис. 1: Схематическое представление разницы между делением первого шанса и мультишансовым делением.

Методом гамма - спектроскопии невозможно разделить фотоделение первого шанса и мультишансового деления. Разделение каналов реакций на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений [Cadwell] также невозможно, т. к. после вылета нейтрона снижается энергия возбуждения ядра, и уменьшается число испаряющихся нейтронов.

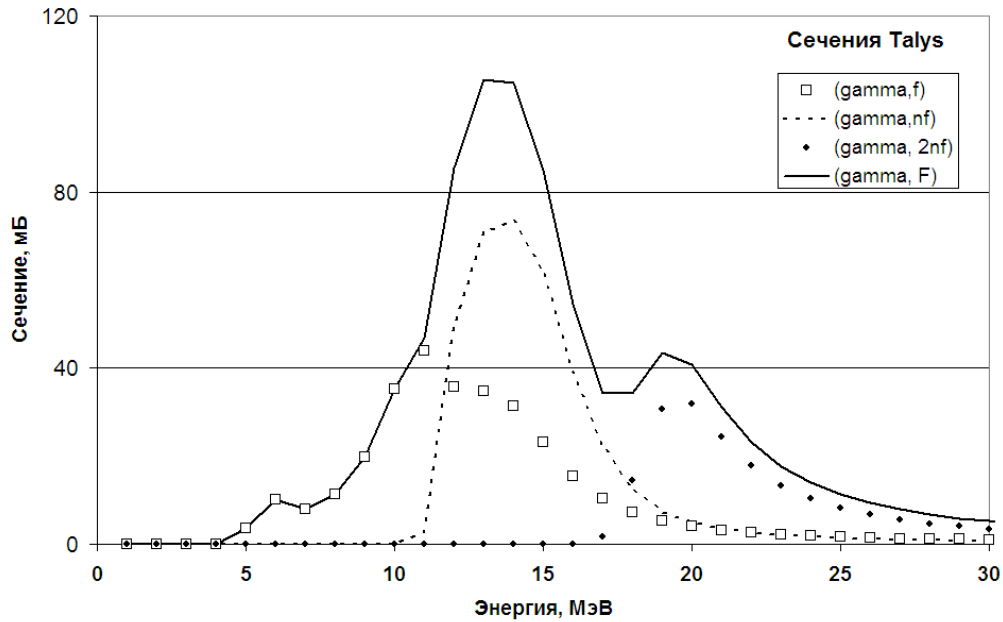


Рис. 2: Сечения первого шанса и мультишансового деления, рассчитанного с помощью программы Talys.

По этой причине сложно сравнивать систематики для массовых и зарядовых распределений деления ядер под действием разных частиц. Механизм поглощения частицы и возбуждения ядра различаются для взаимодействия ядра с гамма - квантами и нейтронами. Измеренные результаты будут суперпозицией вкладов различных делящихся систем в разными энергиями возбуждений. Причем определить вклады различных шансов деления из экспериментальных данных невозможно.

1.1 Моды деления

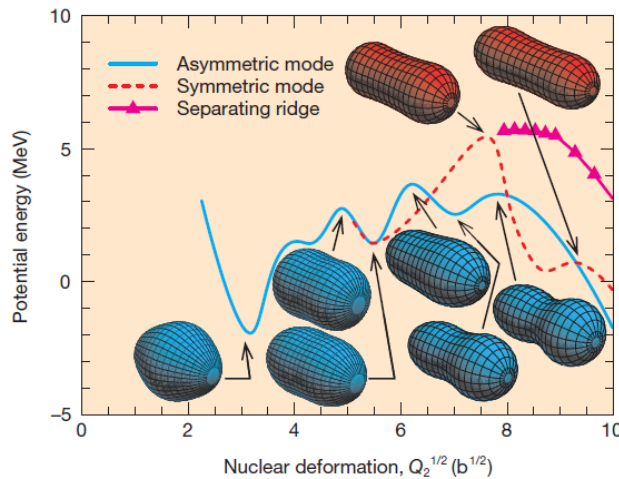


Рис. 3: Рассчитанная поверхность потенциальной энергии при делении ^{234}U .

Анализ массового распределения основывается на модели мультимодального деления.

В работах Меллера рассчитывается потенциальная энергия деформированных ядер в пятимерном пространстве деформации. На 3 показана зависимость потенциальной энергии от параметра деформации и формы ядра, соответствующие этим параметрам деформации. Выделено два пути разделения: один асимметричный путь и один симметрический путь. У симметрического пути более высокая седловая точка и более удлиненные формы

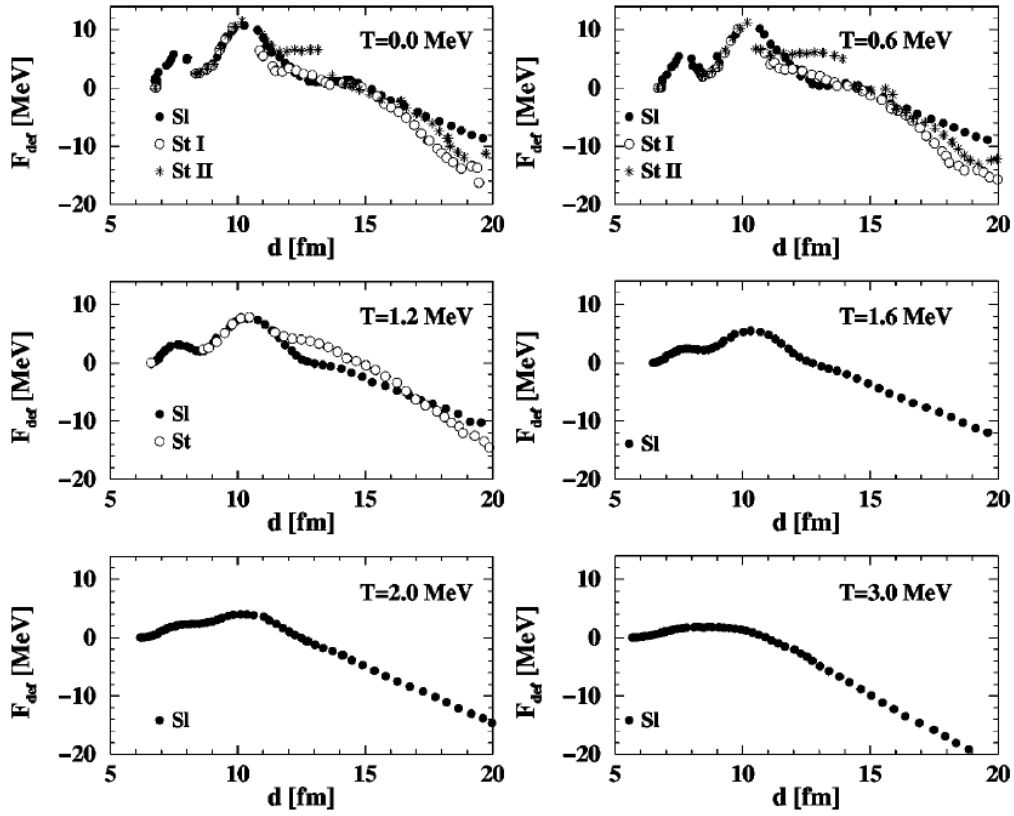


Рис. 4: Барьеры деления ^{238}U .

в долине вне седловой точки указывают, что полные кинетические энергии фрагментов в симметрической моде ниже чем в асимметричной моде.

Мультимодальная модель деления основывается на двух главных допущениях. В многомерном пространстве деформации ядро на пути от первой седловой точки до разделения может проходить по нескольким путям - минимумам поверхности потенциальной энергии. Если ядро принимает форму двух фрагментов, разделенных шейкой, то начинает действовать модель случайного разрыва шейки. Предположение о модах деления основывается на работах Туркевича[1951], который интерпретировал массовое распределение тория как суперпозицию двух мод деления и Пашкевича [1971], который обнаружил две моды деления в свинце. Для большинства ядер - актинидов существуют три доминирующих моды деления: симметричная супердлинная мода - SL и асимметричные STI и STII моды. Эти асимметричные моды, связаны с нейтронными оболочками во фрагментах $N = 82$ для STI и $N=88$ для STII. На Рис. 4 показаны барьеры деления для ядра ^{238}U в зависимости от расстояния между центрами фрагментов для разных ядерных температур. При низких температурах присутствуют все три моды деления. Они имеют одинаковую первую седловую точку (внутренний барьер) и разделяются во втором минимуме (первый минимум - основное состояние). Внешний барьер является самым низким и самым узким для STI, делая STI самой вероятной модой.

У внешних барьеров мод SL и STII сопоставимая высота, но ширина SL больше. Следовательно вероятность прохождения через барьер STII больше чем через барьер SL для подбарьерных энергий возбуждения. С увеличением температуры уменьшаются оболочечные эффекты. Во-первых, исчезает различие между двумя асимметричными стандартными модами, а при еще более высоких энергиях возбуждения стандартная мода и двухгорбая структура барьера исчезает. При температуре 2.0 МэВ только остается только жидкокапельный барьер, приводящий к симметрическому расщеплению.

(Температура ядра приблизительно задается формулой $T \approx \sqrt{\frac{E_x}{a}}$, где E_x - энергия

возбуждения, $a = A/8$ - параметр плотности уровней.)

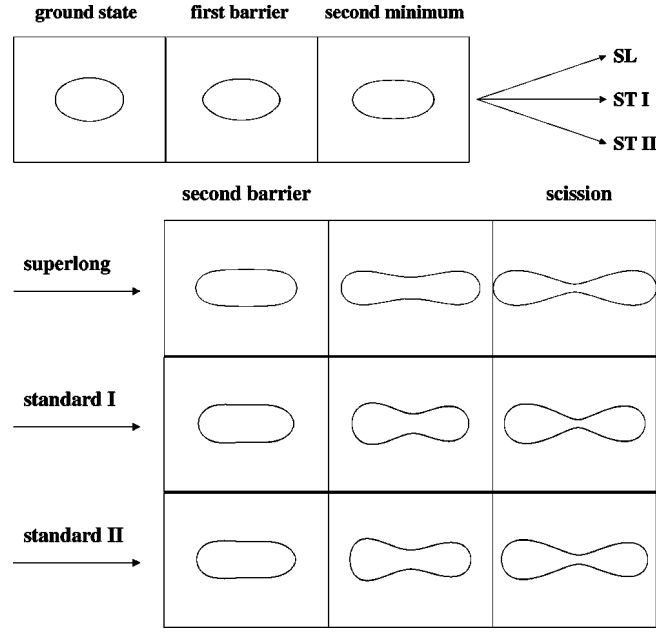


Рис. 5: Развитие формы ядра ^{238}U начинающийся в основном состоянии. Во втором минимуме путь деления разделяется на три канала.

На Рис. 5 показано развитие ядерной формы от основного состояния до разделения для ^{238}U . Характерная шея у ядра перед разделением появляется сразу после внешнего барьера.

1.2 Анализ массового распределения

Массовые распределения для анализа взяты из экспериментальных данных, полученных в НИИЯФ МГУ [Вестник] и работ [2,3,4].

Суммарный выход изотопа с данным массовым числом A есть сумма симметричных и несимметричных мод деления. Каждая мода деления соответствует прохождению через барьер деления определенной формы. Для каждой моды деления выходы описывается в виде гауссианы.

Суммарный выход осколков с данным массовым числом A определяется соотношением:

$$Y(A) = Y_{SL}(A) + Y_{ST1}(A) + Y_{ST2}(A) \quad (2)$$

$$Y(A) = K_{ST1} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} - D_{ST1})^2}{2\sigma_{ST1}^2} \right] + K_{ST1} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} + D_{ST1})^2}{2\sigma_{ST1}^2} \right] + \\ + K_{ST2} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} - D_{ST2})^2}{2\sigma_{ST2}^2} \right] + K_{ST2} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} + D_{ST2})^2}{2\sigma_{ST2}^2} \right] + \\ + K_{SL} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL})^2}{2\sigma_{SL}^2} \right] \quad (3)$$

На Рис. 6 показана аппроксимация массового распределения при фотоделении ^{238}U тормозными гамма - квантами в верхней границей спектра $\tau = 48,3$ МэВ.

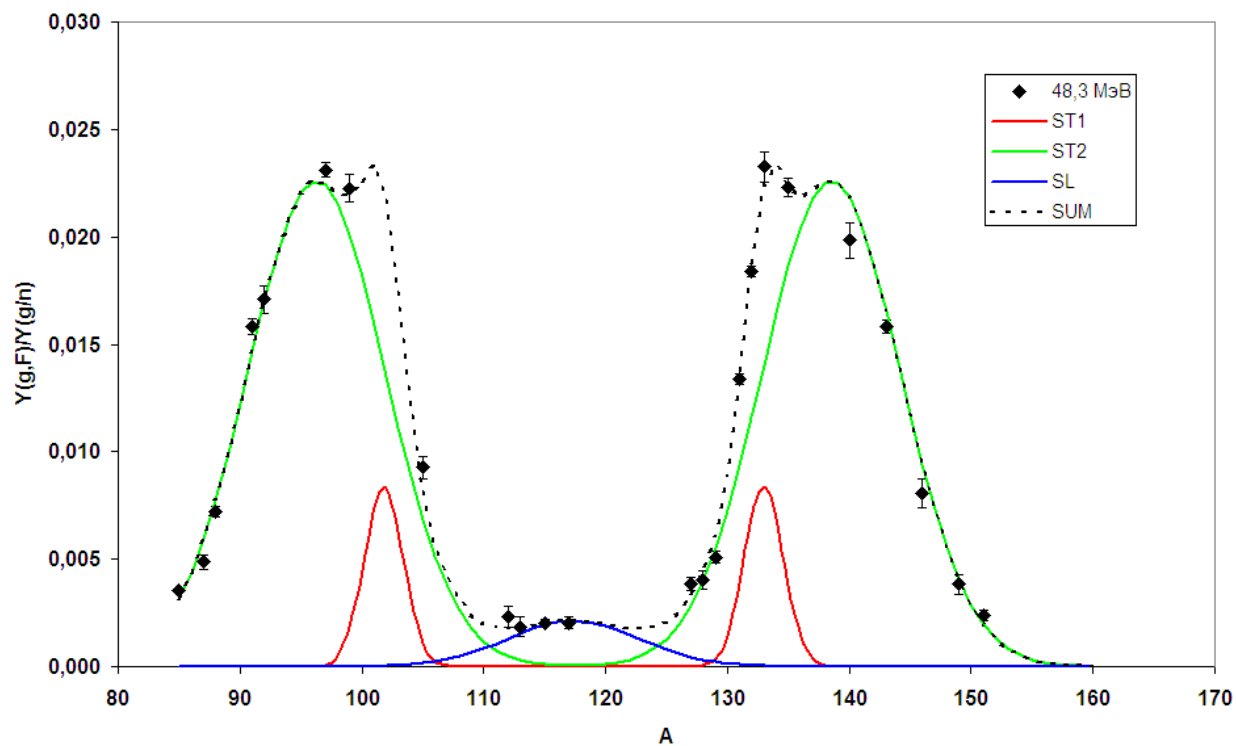


Рис. 6: Вклады различных мод деления в массовое распределения. 48,3 МэВ

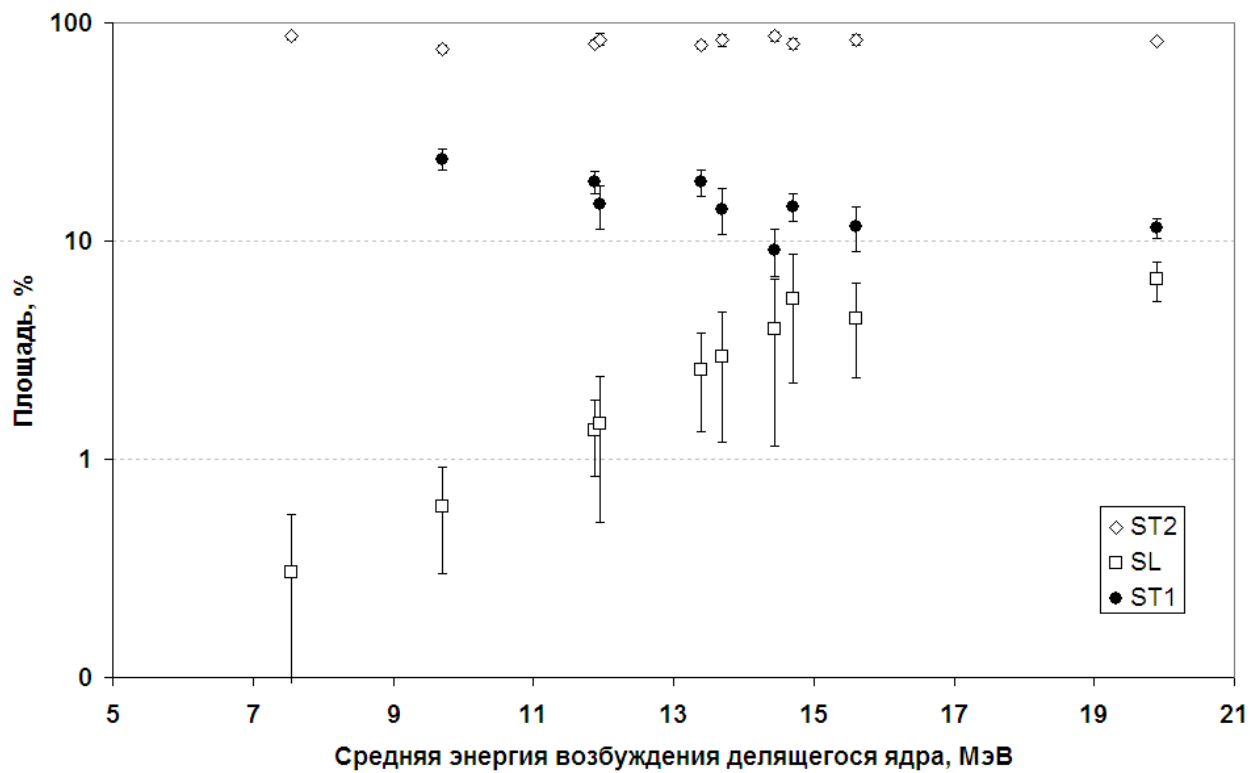


Рис. 7: Вклады различных мод деления в массовое распределения в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра.