

<https://doi.org/10.52676/1729-7885-2026-3-196-203>
УДК 539.14

**СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК АНАЛИЗА МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ НА ПРИМЕРЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ
СОСТАВНОГО ЯДРА ^{241}Am , ПОЛУЧЕННОГО В РЕАКЦИИ $^{240}\text{Pu}(p,f)$
ПРИ ЭНЕРГИИ НАЛЕТАЮЩИХ ПРОТОНОВ 10 МэВ**

Д.К.Алимов¹, А.Н. Пан^{1,2*}, К.В.Ковальчук¹, Н.Буртебаев^{1,2}, Д.М.Джансеитов¹, Р.К.Кошербаева¹

¹Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

²Казахский Национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

* E-mail для контактов: a.pan@inp.kz

Массово-энергетические распределения осколков деления образуются под действием большого количества макро- и микроскопических квантовых эффектов, связанных с эффектами заряженной жидкой капли, и с образованием различных ядерных оболочек в зарождающихся осколках. Дополнительное влияние на конечное распределение оказывают энергия возбуждения составного ядра и вносимый угловой момент. Все это составляет вызов для анализа полученных данных на предмет присутствия/отсутствия различных оболочечных эффектов. Особенно это касается деформированных ядерных оболочек, которые по сравнению со сферическими оболочками обладают заметно меньшей энергетической выгодой образования и, как следствие, меньшим массовым вкладом. Поэтому выбор методики анализа оказывает значительное влияние на полученный результат. Для демонстрации этого мы анализируем массово-энергетические распределения осколков деления составного ядра ^{241}Am , полученного в реакции $^{240}\text{Pu}(p,f)$ при энергии налетающих протонов 10 МэВ, двумя методами. Первый метод – это более ранняя разработка, основанная на модели Брозы и учитывающая моды деления SL, S1, S2, S3 и использующая большое количество подбираемых параметров. Второй метод является модификацией первого, разработанной специально для выявления влияния деформированных ядерных оболочек с малыми вкладами. К его преимуществам относится сильное сокращение количества подбираемых параметров, что позволяет повысить его чувствительность. Применение второго метода позволяет выявить выходы отдельных оболочек Z50, N82 и отделить от них деформированные ядерные оболочки Z52, N84, несмотря на их близость по массовым выходам.

Ключевые слова: массово-энергетические распределения; ^{241}Am ; протоны; ^{240}Pu ; моды деления; модальный анализ.

ВВЕДЕНИЕ

Деление представляет собой один из наиболее сложных для исследования квантовых процессов. Во время этого процесса ядро подвергается воздействию большого количества квантовых и классических эффектов за короткий промежуток времени. В зависимости от энергии возбуждения составного ядра преобладать могут как оболочечные эффекты, так и эффекты заряженной жидкой капли. Для региона актинидных ядер Туркевичем и Нидаем [1] было замечено, что при низких энергиях возбуждения у разных ядер появляются очень схожие тяжелые осколки деления. Это породило гипотезу о независимых модах деления. Позднее, с развитием моделей ядерной структуры, Брозой [2] была представлена модель случайного разрыва нейтронной шейки, основываясь на которой в статье [3] выделялись три основные моды деления: SL (super-long или S – symmetric) – мода деления, образующаяся под действием эффектов заряженной жидкой капли и под действием которой образуются симметричные осколки деления; S1 – мода деления, которая образуется под действием оболочек Z50 и N82 в тяжелом осколке; S2 – мода деления, которая образу-

ется под действием деформированной оболочки N88 в тяжелом осколке.

Позднее в экспериментальных работах было обнаружено проявление еще одной моды S3 [3], которую стали ассоциировать с ядерной оболочкой N50, образующейся в легком осколке. Это же исследование заложило основу метода разложения массово-энергетических распределений на вклады независимых мод деления, который получил развитие в [4]. Однако развитие направления расчета ядерных оболочек [5, 6, 7] показывает, что оболочки зависят от ядерной деформации. Но предложенный в [4] метод разложения требует подбора большого количества параметров, что уменьшает его чувствительность к вкладам от деформированных ядерных оболочек, которые, ввиду уменьшенной энергетической выгоды своего образования, имеют относительно малые выходы по сравнению с выходами сферических оболочек. Дополнительно позиция пика выхода асимметричных осколков, получаемая при использовании этого метода не соответствует позиции деформированной оболочки N88 из гипотезы о неизменности плотности заряда (unchanged charge density – UCD). Учитывая

все вышеперечисленное, была произведена модификация этого метода, направленная на уменьшение количества подбираемых параметров [8]. Для сравнения получаемых результатов анализа мы выбрали ранее опубликованные результаты экспериментальных измерений массово-энергетических распределений осколков деления составного ядра ^{241}Am , полученного в реакции $^{240}\text{Pu}(p,f)$ при энергии налетающих протонов 10 МэВ [3]. Эти данные обладают хорошей статистикой (более 10^6). Энергия налетающих протонов ниже кулоновского барьера данной реакции и дает энергию возбуждения составного ядра около 14,4 МэВ. Столь низкая энергия позволяет сохранить преобладание асимметричного деления под действием оболочечных эффектов, что дает наилучший шанс обнаружения деформированных ядерных оболочек. Эффекты испускания нейтронов при столь низкой энер-

гии возбуждения и особенности методики обработки экспериментальных данных, использованных в нашей статье, были детально обсуждены в [4]. Эффекты испускания нейтронов были признаны незначительными для данной реакции и энергии возбуждения. Применение модифицированного метода позволило выделить влияние оболочек Z50, Z52, N84, N88, N50.

Методы анализа

1.1. Метод анализа без задания жесткой формы массового выхода

Основным преимуществом более ранней методики анализа, представленной в [3, 4], является то, что она не накладывает ограничений на форму массового выхода отдельной моды деления. Эта методика основывалась на представлении двумерного массово-энергетического распределения $Y_{exp}(M, E_k)$ в следующем виде:

$$Y_{exp}(M, E_k) = Y_{exp}(M) * Y_{exp,M}(E_k) = \sum_i Y_i(M) * Y_{i,M}(E_k), \quad (2.1)$$

где: $Y_{exp}(M)$ – экспериментально измеренный (суммарный) относительный выход осколков с массой M ; $Y_{exp,M}(E_k)$ – нормализованное распределение кинетических энергий осколков с массой M ; индекс i обозначает моду деления; $Y_i(M)$ – выход масс i -й моды деления для массы M ; $Y_{i,M}(E_k)$ – распределение полных кинетических энергий осколков i -ой моды деления для массы M .

Суммирование вкладов отдельных мод деления производится по следующим уравнениям:

$$Y_{exp}(M) = \sum_i Y_i(M), \quad (2.2)$$

$$\bar{E}_{k,exp}(M) = \sum_i \frac{Y_i(M)}{Y_{exp}(M)} * \bar{E}_{k,i}(M), \quad (2.3)$$

$$\sigma_{E,exp}^2(M) = \sum_i \left\{ \frac{Y_i(M)}{Y_{exp}(M)} * \sigma_{E,i}^2(M) + \sum_j \frac{Y_i(M) * Y_j(M)}{Y_{exp}^2(M)} * [\bar{E}_{k,i}(M) - \bar{E}_{k,j}(M)]^2 \right\}, \quad (2.4)$$

где: $\bar{E}_{k,exp}(M)$ – суммарное (экспериментально измеренное) распределение среднего значения полной кинетической энергии осколков деления; $\bar{E}_{k,i}(M)$ – распределение среднего полной кинетической энергии осколков деления i -ой моды деления для массы M ; $\sigma_{E,exp}^2(M)$ – распределение суммарной дисперсии среднего полной кинетической энергии осколков деления; $\sigma_{E,i}^2(M)$ – распределение дисперсии среднего полной кинетической энергии осколков i -ой моды деления.

Для каждой моды деления среднее значение полной кинетической энергии и ее дисперсия определяются следующими формулами:

$$\bar{E}_{k,S}(M) = \bar{E}_{k,S}(A_{CN}/2) * (1 - \mu^2) * (1 + \lambda_S \mu^2), \quad (2.5)$$

$$\bar{E}_{k,S}^2(M) / \sigma_{E,S}^2(M) = const, \quad (2.6)$$

$$\mu = 1 - 2 * M / A_{CN}, \quad (2.7)$$

где: A_{CN} – масса составного ядра; λ_S – коэффициент отклонения распределения $\bar{E}_{k,S}$ от параболической формы.

Важно отметить, что в этом методе не применяется задание жесткой формы для $Y_i(M)$. Вместо этого распределение Шарли используется как форма энергетического распределения для каждой моды деления при каждой массе M :

$$\gamma_{1,S}(M) = \langle (E_k - \bar{E}_{k,S}(M))^3 \rangle / \sigma_{E,S}^3(M), \quad (2.8)$$

$$\gamma_{2,S}(M) = \langle (E_k - \bar{E}_{k,S}(M))^4 \rangle / \sigma_{E,S}^4(M) - 3, \quad (2.9)$$

$$Y_M(E_k) = \frac{f(u)}{\sigma_E(M)} \left[1 - \frac{\gamma_1}{6} (3u - u^3) + \frac{\gamma_2}{24} (u^4 - 6u^2 + 3) \right], \quad (2.10)$$

$$u = \frac{E_k - E_k(M)}{\sigma_E(M)}, f(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right), \quad (2.11)$$

где: γ_1 – коэффициент асимметрии; γ_2 – коэффициент избытка (если оба этих коэффициента равны нулю, то распределение Шарли преобразуется в Гауссово распределение).

Для оценки точности разложения используется критерий χ^2 :

$$\chi^2(M) = \sum_{E_k} \left\{ \frac{1}{\delta^2(M, E_k)} \left[\sum_i Y_i(M) * Y_{i,M}(E_k) - Y_{exp}(M, E_k) \right]^2 \right\}, \quad (2.12)$$

где $\delta^2(M, E_k)$ – погрешность экспериментальных измерений.

Этот критерий минимизируется, если следующее условие выполняется для всех мод деления:

$$\frac{\partial \chi^2(M)}{\partial Y_i(M)} = 2 * \sum_{E_k} \left\{ \frac{Y_{i,M}(E_k)}{\delta^2(M, E_k)} \left[\sum_j Y_j(M) * Y_{j,M}(E_k) - Y_{exp}(M, E_k) \right] \right\} = 0. \quad (2.13)$$

В результате в этом методе для каждой точки распределения по массе идет разложение энергетического распределения на сумму нескольких распределений Шарли, по одному для каждой моды деления. Это позволяет очень хорошо описывать полученные экспериментальные данные, но уменьшает чувствительность метода из-за большого количества подбираемых параметров. Количество подбираемых параметров в этом методе зависит от ширины по массе исследуемого экспериментального распределения.

2.2. Метод анализа с повышенной чувствительностью

Основной идеей для повышения чувствительности метода разложения было сокращение количества подбираемых параметров. Для этого в новом методе, описанном в [8], был произведен переход от распределения Шарли для энергетических распределений осколков деления к распределению Гаусса для массовых распределений осколков деления. Большинство остальных формул осталось без изменения как в методе [3,4]:

$$Y_i(m) = A_{im} * e^{-\frac{(m-m_i)^2}{2*\sigma_{im}^2}},$$

$$\langle TKE \rangle_i(m) = A_{iTKE} * \left(1 - \left(1 - 2 * \frac{m}{A_{cn}} \right)^2 \right) * \left(1 + b_i * \left(1 - 2 * \frac{m}{A_{cn}} \right)^2 \right), \quad (2.15)$$

$$\sigma_{\langle TKE \rangle_i}^2(m) = \rho_i * \langle TKE \rangle_i^2(m), \quad (2.16)$$

где: m – массовое число; $Y_i(m)$ – массовый вклад моды деления; A_{im} – амплитуда в пике вклада моды деления; m_i – положение пика массового вклада моды деления; σ_{im}^2 – ширина пика массового вклада моды деления; $\langle TKE \rangle_i(m)$ – распределение среднего полной кинетической энергии моды деления; A_{iTKE} – амплитуда в пике выхода среднего полной кинетической энергии моды деления; A_{cn} – масса составного ядра; b_i – коэффициент отклонения распределения от параболического распределения (если этот коэффициент равен нулю, то получается чистое параболическое распределение); $\sigma_{\langle TKE \rangle_i}^2(m)$ – распределение дисперсии среднего полной кинетической энергии моды деления; ρ_i – коэффициент пропорциональности распределения дисперсии среднего полной кинетической энергии моды деления и распределения среднего полной кинетической энергии моды деления.

Распределения отдельных мод складываются по следующим формулам:

$$Y_{tot}(m) = \sum_i Y_i(m), \quad (2.17)$$

$$\langle TKE \rangle_{tot}(m) = \sum_i \langle TKE \rangle_i(m) * \frac{Y_i(m)}{Y_{tot}(m)}, \quad (2.18)$$

$$\sigma_{\langle TKE \rangle_{tot}}^2(m) = \sum_i \frac{Y_i(m)}{Y_{tot}(m)} * \sigma_{\langle TKE \rangle_i}^2(m) + \sum_{i,j} \frac{Y_i(m) * Y_j(m)}{Y_{tot}^2(m)} * (\langle TKE \rangle_i(m) - \langle TKE \rangle_j(m))^2, i < j, \quad (2.19)$$

**СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК АНАЛИЗА МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
НА ПРИМЕРЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ СОСТАВНОГО ЯДРА ^{241}Am ,
ПОЛУЧЕННОГО В РЕАКЦИИ $^{240}\text{Pu}(p,f)$ ПРИ ЭНЕРГИИ НАЛетаЮЩИХ ПРОТОНОВ 10 МэВ**

где: $Y_{tot}(m)$ – массовое распределение суммы разложенных мод деления; $\langle TKE \rangle_{tot}$ – суммарное распределение среднего полной кинетической энергии мод деления; i, j – индексы мод деления; $\sigma_{\langle TKE \rangle_{tot}}^2(m)$ – суммарное распределение дисперсии среднего полной кинетической энергии мод деления.

В качестве критерия достоверности полученного разложения была выбрана минимизация χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_m \frac{(Y_{exp}(m) - Y_{tot}(m))^2}{Y_{err}(m)^2} + \sum_m \frac{(\langle TKE \rangle_{exp}(m) - \langle TKE \rangle_{tot}(m))^2}{\langle TKE \rangle_{err}(m)^2} + \sum_m \frac{(\sigma_{\langle TKE \rangle_{exp}}^2(m) - \sigma_{\langle TKE \rangle_{tot}}^2(m))^2}{\sigma_{\langle TKE \rangle_{err}}^2(m)^2}, \quad (2.20)$$

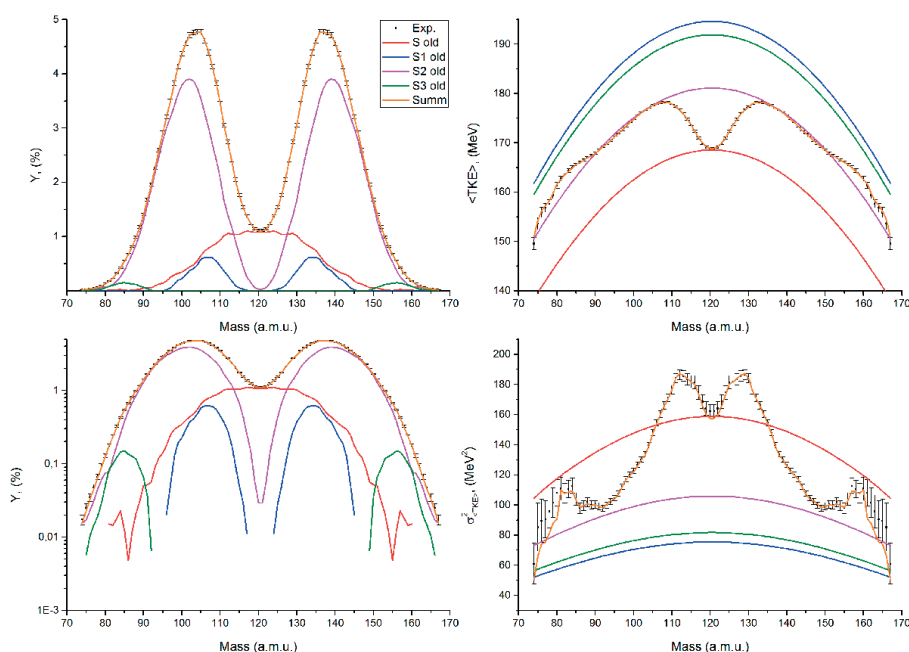
где: $Y_{err}(m)$ – статистическая ошибка измерения экспериментальных массовых распределений осколков деления; $\langle TKE \rangle_{err}(m)$ – статистическая ошибка экспериментально измеренного распределения среднего полной кинетической энергии осколков деления; $\sigma_{\langle TKE \rangle_{err}}^2$ – статистическая ошибка экспериментально измеренного распределения дисперсий среднего полной кинетической энергии осколков деления.

Этот метод позволил значительно снизить количество подбираемых параметров. В нем нет зависимости этого количества от ширины массовых распределений – только зависимость от количества мод деления включаемых в анализ. При недостаточном количестве мод в анализе будет либо невозможно описать экспериментальные данные, либо полученные результаты не будут иметь физического смысла.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1 показаны результаты применения старого метода анализа. В массовом распределении вклад симметричной моды S по форме близок к пла-

то от центра массового до массы ~ 130 а.е.м. Асимметричные моды S1 и S2 также имеют дополнительные «плечи» в выходе масс со стороны более асимметричных осколков.



Exp – экспериментальные данные со статистическими погрешностями; Summ – сумма полученных из разложения вкладов отдельных мод деления; S – вклад симметричной моды деления; S1 – вклад асимметричной моды деления; S2 – вклад асимметричной моды деления; S3 – вклад асимметричной моды деления.

Рисунок 1. Разложение массово-энергетических распределений осколков деления составного ядра ^{241}Am , полученного в реакции $^{240}\text{Pu}(p,f)$ при энергии налетающих протонов 10 МэВ методом, описанным в [3,4], на вклады отдельных мод деления. В левом верхнем углу показано массовое распределение осколков в линейном масштабе, в левом нижнем углу оно представлено в логарифмическом масштабе. В правом верхнем углу показано распределение среднего полной кинетической энергии, в правом нижнем углу распределение его дисперсии. Черными точками показаны экспериментальные данные со статистическими погрешностями, оранжевой линией – сумма полученных из разложения вкладов отдельных мод деления, красной линией – вклад симметричной моды деления S, синей линией – вклад асимметричной моды деления S1, малиновой линией – вклад асимметричной моды деления S2, зеленой линией – вклад асимметричной моды деления S3, темно-красной линией – вклад от ядерной оболочки Z50.

**СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК АНАЛИЗА МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
НА ПРИМЕРЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ СОСТАВНОГО ЯДРА ^{241}Am ,
ПОЛУЧЕННОГО В РЕАКЦИИ $^{240}\text{Pu}(p,f)$ ПРИ ЭНЕРГИИ НАЛетаЮЩИХ ПРОТОНОВ 10 МэВ**

Результаты применения нового метода показаны на рисунке 2. Мы приписываем ядерные оболочки пикам в массовом распределении, используя гипотезу о неизменной плотности заряда (UCD). То есть, к какому значению ядерной оболочки ближе позиция пика в массовом распределении, той оболочке оно и будет приписано. Для достижения соответствия результатов анализа с экспериментальными данными к стандартной модели Брозы [2,3] с 4 модами деления необходимо ввести изменения. Мода деления S1 представлена как сумма двух гауссовых распределений: деформированной оболочки Z52 (позиция пика из анализа 133 а.е.м., по UCD 131.92 а.е.м.) и сферической оболочки N82 (позиция пика из анализа 136 а.е.м., по UCD 135,36 а.е.м.). Ядерная оболочка Z50 (позиция пика из анализа 127.5 а.е.м., по UCD 126,84 а.е.м.) выведена отдельно. Мода деления S2 представлена как сумма двух гауссовых распределений: деформированной оболочки N84 (позиция пика из анализа 137.6 а.е.м., по UCD 138.66 а.е.м.) и деформированной оболочки N88 (позиция пика из анализа 145 а.е.м, по UCD 145.26 а.е.м.). Видно, что для почти всего диапазона данных этот метод дает хорошее соответствие экспериментальным данным с приемлемо малыми отклонениями на некоторых участках. Включение в анализ деформированной оболочки Z52

и выделение сферической оболочки Z50 в отдельную моду деления было продиктовано дисперсией среднего полной кинетической энергии осколков и большим удалением (по массе) пика Z50 от N82. Дополнительно, без этого разделения описать дисперсию этим методом было бы невозможно, так как ее пик приходится на ~ 129 а.е.м. Мы обосновываем включение деформированной оболочки Z52 и сферической оболочки N82 в одну моду деления близостью по массам пиков образуемых ими осколков. Также теоретические расчеты [6, 7] показывают, что размывание сферических оболочек не является одномоментным. Имеются регионы деформации, при которых деформированные ядерные оболочки могут сосуществовать со сферическими. Деформированная оболочка N84 включена в анализ, так как позиция пика асимметричных осколков приходится на 138. Из гипотезы о неизменной плотности заряда деформированная оболочка N84 должна приходиться на 138,6 а.е.м. для исследуемого составного ядра. Деформированная оболочка N88 по этой гипотезе должна приходиться на 145,3 а.е.м., что слишком далеко от позиции пика асимметричных осколков. При попытке полностью исключить N88 из анализа, невозможно одновременно описать центральную и краевую части массовых распределений.

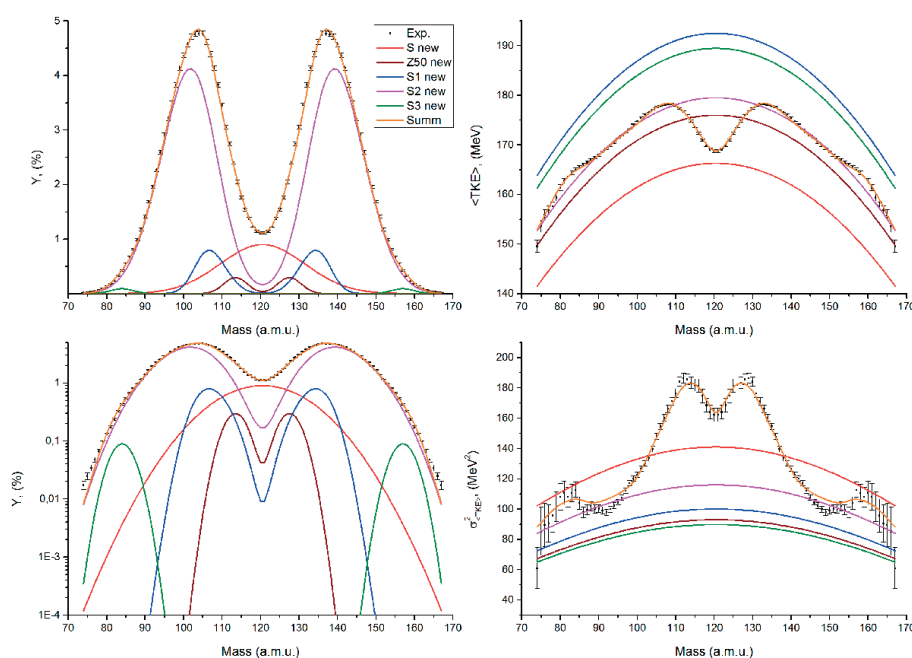


Рисунок 2. Разложение массово-энергетических распределений осколков деления составного ядра ^{241}Am полученного в реакции $^{240}\text{Pu}(p,f)$ при энергии налетающих протонов 10 МэВ методом, описанным в [8] на вклады отдельных мод деления. В левом верхнем углу показано массовое распределение осколков в линейном масштабе, в левом нижнем углу оно представлено в логарифмическом масштабе. В правом верхнем углу показано распределение среднего полной кинетической энергии, в правом нижнем углу распределение его дисперсии. Черными точками показаны экспериментальные данные со статистическими погрешностями, оранжевой линией – сумма полученных из разложения вкладов отдельных мод деления, красной линией – вклад симметричной моды деления S, синей линией – вклад асимметричной моды деления S1, малиновой линией – вклад асимметричной моды деления S3, темно-красной линией – вклад от ядерной оболочки Z50.

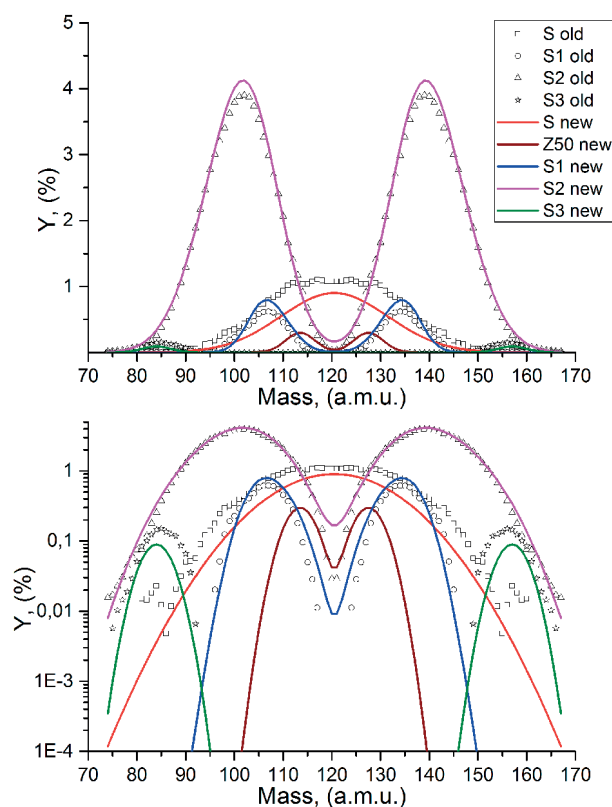
**СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК АНАЛИЗА МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
НА ПРИМЕРЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ СОСТАВНОГО ЯДРА ^{241}Am ,
ПОЛУЧЕННОГО В РЕАКЦИИ $^{240}\text{Pu}(p,f)$ ПРИ ЭНЕРГИИ НАЛетаЮЩИХ ПРОТОНОВ 10 МэВ**

В обоих методах использовались разные критерии χ^2 . Если использовать формулу 2.20, мы получим следующие цифры: для первого метода суммарное квадратичное отклонение разложений от экспериментальных данных составило 54,24, для второго метода это отклонение составляет 792. При этом в первом методе количество подбираемых параметров составляет 149, а во втором методе – 36. Резкое ограничение количества подбираемых параметров во втором методе не позволяет добиться схожих цифр квадратичного отклонения, но освобождает количество подбираемых параметров от зависимости от ширины по массе анализируемых данных.

На рисунке 3 показаны сравнения массовых распределений мод деления, полученных в результате анализа обоими методами. Можно заметить, что для моды S2 обе методики дают очень похожие данные на всем протяжении массовых распределений, немного отличаясь лишь в амплитуде пика и в центральном регионе массовых распределений. На краях массового распределения отличие в амплитуде вклада моды S3 объясняется большей долей вклада моды S2 за счет пика деформированной ядерной оболочки N88 в результате нового метода анализа. Вклад моды деления S1 также имеет относительно малые различия между методами анализа. В центральном регионе заметны наибольшие отличия между результатами анализа этими двумя методами. Вклад симметричной моды деления S, полученный старым методом, имеет выраженные «плечи», после которых идет заметный спад вклада этой моды. В новом анализе эти «плечи» переходят к сферической оболочке Z50. Ее сумма с вкладом моды деления S очень близко повторяет по форме вклад моды деления S из анализа старым методом, различаясь в основном только амплитудой вклада. В энергетических распределениях оба метода дают очень близкие друг к другу результаты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Массово-энергетические распределения осколков деления составного ядра ^{241}Am , полученного в реакции $^{240}\text{Pu}(p,f)$ при энергии налетающих протонов 10 МэВ, были разложены на вклады отдельных мод деления двумя методами. Оба метода дали близкие друг к другу результаты в энергетических распределениях. В массовых распределениях применение нового метода анализа, чувствительного к малым вкладам деформированных оболочек, благодаря меньшему количеству подбираемых параметров разложения, позволило разделить вклады отдельных ядерных оболочек Z50, Z52, N84, N88, N50. В отличие от результатов более старого метода, для получения удовлетворительно-



методом [4] – символы; методом [8] – линии в линейном и логарифмическом масштабах.

Рисунок 3. Сравнение массовых выходов мод деления в линейном (верхний график) и логарифмическом (нижний график) масштабах.

го схождения анализа и экспериментальных данных сферическая ядерная оболочка Z50 была выделена отдельно от моды деления S1. Сама мода деления S1 была представлена деформированной оболочкой Z52 и сферической оболочкой N82 за счет их крайне близких, пересекающихся позиций в массовом распределении. По результатам анализа мода деления S2 была представлена в основном деформированной оболочкой N84 (так как позиция пика выхода асимметричных осколков находится рядом с расчетной позицией по гипотезе UCD) и, в значительно меньшей степени, деформированной оболочкой N88.

Данное исследование финансировалось Министерством энергетики Республики Казахстан. Программа BR23891530 «Развитие комплексных научных исследований в области ядерной и радиационной физики на базе казахстанских ускорительных комплексов».

ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES:

1. A. Turkevich and J.B. Niday, Radiochemical Studies on the Fission of Th232 with Pile Neutrons, Phys. Rev. volume 84, num. 1, 1951. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.84.52>
2. U. Brosa, S. Grossmann and A. Muller, Nuclear Scission, Physics Reports 197, No. 4, 1990, p. 167-262. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(90\)90114-H](https://doi.org/10.1016/0370-1573(90)90114-H)
3. S.I. Mulgin, V.N. Okolovich, S.V. Zhdanova, Observation of new channel in the proton-induced low-energy fission of nuclei from ^{233}Pa to ^{245}Bk , Phys. Lett. B 462, 1999, p. 29-33. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(99\)00859-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00859-X)
4. S.I. Mulgin, S.V. Zhdanov, N.A. Kondratiev, K.V. Kovalchuk, A. Ya. Rusanov, The modal structure of fragment mass and energy yields from the 10.3-30.0 MeV proton induced fission of ^{232}Th and ^{235}U , Nucl. Phys. A 824, 2009, p.1-23. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2009.03.013>
5. B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and R.R. Chasman, Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects, Phys. Rev. C, vol. 14, No. 1, 1976. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.14.1832>
6. S. Cwiok and W. Nazarewicz, Ground-state shapes and spectroscopic properties of Z~58, N~88 nuclei, Nucl. Phys. A 469, 1989, p. 367-384 [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(89\)90180-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(89)90180-2)
7. G. Scamps and C. Simenel, Impact of pear-shaped fission fragments on mass-asymmetric fission in actinides, Nature, vol. 564, 2018, p. 382-385 <https://doi.org/10.1038/s41586-025-08882-7>
8. A.N. Pan, N. Burtbayev, K.V. Kovalchuk, T.N. Kvochkina, Shell effects in the reaction $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ at incident alpha particles energy of 29 MeV, Вестник НЯЦ РК, 2023, выпуск 2 <https://doi.org/10.52676/1729-7885-2023-2-4-8>

**10 МэВ ЭНЕРГИЯСЫНДАҒЫ ПРОТОНДАРДЫҢ $^{240}\text{Pu}(p,f)$ РЕАКЦИЯСЫНДА АЛЫНҒАН ^{241}Am
ҚҰРАМА ЯДРОСЫНЫҢ БӨЛІНУ ФРАГМЕНТТЕРІНІҢ МАССАЛЫҚ-ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ
ТАРАЛУЫН ТАЛДАУ ӘДІСТЕМЕЛЕРІН САЛЫСТЫРУ**

Д. К. Алимов¹, А. Н. Пан^{1,2*}, К. В. Ковальчук¹, Н. Буртебаев^{1,2}, Д. М. Джансентов¹, Р. К. Кошербаева¹

¹ Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

² Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

* Байланыс үшін e-mail: a.pan@inp.kz

Бөліну фрагменттерінің масса-энергетикалық таралулары макро- және микроскопиялық кванттық эффектілердің үлкен жиынтығының әсерінен қалыптасады. Бұл эффектілер зарядталған сұйық тамшы эффектілерімен қатар, жаңадан түзілетін бөліну фрагменттерінде әртүрлі ядролық қабықшалардың қалыптасуымен де байланысты. Сонымен қатар, соңғы таралуға құрама ядроның қозу энергиясы мен оған енгізілетін бұрыштық момент те әсер етеді. Мұның барлығы алынған деректерді әртүрлі қабықшалық эффектілердің бар-жоғын анықтау тұрғысынан талдауды күрделі міндетке айналдырады. Бұл мәселе әсіресе деформацияланған ядролық қабықшаларға қатысты маңызды. Олар сфералық қабықшалармен салыстырғанда түзілу кезінде айтарлықтай төмен энергетикалық тиімділікке ие және соның нәтижесінде массаға қосатын үлесі де аз болады. Сондықтан талдау әдістемесін таңдау алынатын нәтижеге айтарлықтай әсер етеді. Осыны көрсету мақсатында біз 10 МэВ энергиядағы ұшып келетін протондардың $^{240}\text{Pu}(p,f)$ реакциясы нәтижесінде түзілген ^{241}Am құрама ядросының бөліну фрагменттерінің масса-энергетикалық таралуларын екі әдіспен талдаймыз. Бірінші әдіс – Брозаның моделіне негізделген және бөлінудің SL, S1, S2, S3 модаларын ескеретін, сондай-ақ көптеген параметрлерді іріктеуді қажет ететін бұрын әзірленген әдіс. Екінші әдіс – бірінші әдістің модификациясы болып табылады және аз үлесі бар деформацияланған ядролық қабықшалардың әсерін анықтау үшін арнайы әзірленген. Оның негізгі артықшылықтарының бірі – іріктелетін параметрлер санының айтарлықтай қысқартылуы, бұл әдістің сезімталдығын арттыруға мүмкіндік береді. Екінші әдісті қолдану жеке қабықшалардың Z=50, N=82 шығымдарын анықтауға және олардан шығымдары бойынша бір-біріне жақын орналасқан деформацияланған ядролық қабықшаларды Z=52, N=84 ажыратуға мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: массалық-энергетикалық таралулар, ^{241}Am , протондар, ^{240}Pu , бөліну модалары, модалық талдау.

COMPARISON OF METHODS FOR ANALYZING THE MASS-ENERGY DISTRIBUTIONS OF
FISSION FRAGMENTS USING THE EXAMPLE OF THE DISTRIBUTIONS OF FRAGMENTS OF
THE COMPOUND NUCLEUS ^{241}Am OBTAINED IN THE REACTION $^{240}\text{Pu}(\text{p},\text{f})$ AT AN INCIDENT
PROTON ENERGY OF 10 MeV

D. K. Alimov¹, A. N. Pan^{1,2*}, K. V. Kovalchuk¹, N. Burtebayev^{1,2}, D. M. Dzhanseitov¹, R.K.Kosherbaeva¹

¹ *Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan*

² *Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

* E-mail for contacts: a.pan@inp.kz

The mass-energy distributions of fission fragments are formed by a large number of macroscopic and microscopic quantum effects associated with both charged liquid droplet effects and the formation of various nuclear shells in nascent fragments. Additionally, the final distribution is influenced by the excitation energy of the compound nucleus and the introduced angular momentum. All of this poses a challenge in analyzing experimental data for the presence/absence of various shell effects. This is particularly true for deformed nuclear shells, which, compared to spherical shells, have a significantly lower energy advantage for formation and, consequently, a smaller mass contribution. Therefore, the choice of analysis technique significantly influences the obtained result. To demonstrate this, we analyze the mass-energy distributions of fission fragments of the compound nucleus ^{241}Am produced in the $^{240}\text{Pu}(\text{p},\text{f})$ reaction at an incident proton energy of 10 MeV using two methods. The first method is an earlier development based on the Broza model and takes into account the SL, S1, S2, and S3 fission modes, using a large number of fit parameters. The second method is a modification of the first, developed specifically to identify the influence of deformed nuclear shells with small contributions. Its advantages include a significant reduction in the number of fit parameters, which increases its sensitivity. The second method makes it possible to identify the yields of individual Z50 and N82 shells and separate them from the deformed Z52 and N84 nuclear shells, despite their similar mass yields.

Keywords: mass-energy distributions; ^{241}Am ; protons; ^{240}Pu ; fission modes; modal analysis.