

1 Обзор литературы

Обзор статей по фотоделению.

1.1 Термины и определения. Compilation and evaluation of fission yield nuclear data. IAEA-TECDOC-1168 (2000)

Деление - сложный процесс, в результате которого могут быть получены не менее 500 различных нуклидов. Продукты деления формируются по разному: непосредственно при делении или при бета распадах родительских ядер. Продукты деления могут иметь разные кинетические энергии. Нуклиды после деления находятся в разных возбужденных состояниях, что влияет на число нейтронов, испущенных первичным фрагментом. Кроме этого деление может сопровождаться вылетом легкой третьей частицы - процесс тройного деления, а в совсем редких случаях вылетом более тяжелых кластеров.

Independent fission yield (Независимый выход) (%) - число ядер определенного нуклида, произведенного непосредственно в результате деления (не через радиоактивный распад родительских ядер) в 100 реакциях расщепления.

Cumulative fission yield (Накопленный выход) (%) - общее число ядер определенного произведенного нуклида (непосредственно и после распада родительских ядер) в 100 реакциях расщепления.

Chain yield (Mass yield) - общий выход для ядер изобар, получаемых в результате деления. Выход ядер с конкретным массовым числом. Эти ядра связаны между собой цепочкой распадов. Существует несколько определений.

- Это сумма накопленных выходов или просто накопленный выход долгоживущих ядер, находящихся в конце цепи распадов изобар с данным массовым числом.

- Сумма независимых выходов ядер с данным массовым числом.

Из - за вылета запаздывающих нейтронов, выход меняется. И сумма независимых выходов в цепи не будет равна накопленному выходу. (Вот только величина эта маленькая. 1 %, с нашими ошибками этого можно не бояться).

В документе предлагаются однозначные определения.

The total chain yield (Полный выход цепи). Это сумма накопленных выходов или просто накопленный выход долгоживущих ядер, находящихся в конце цепи распадов изобар с данным массовым числом. Этот термин применяется при определении выходов нуклидов после вылета быстрых нейтронов, то есть через время примерно 10^{-14} с после деления. Применяется в опытах на массспектрометрах, при измерении долгоживущих или стабильных ядер из конца цепи распадов изобар.

The mass yields (Выход по массовому числу) - сумма всех независимых выходов ядер изобар из данной массовой цепочки. (Тут говорится что сумма независимых выходов число фиктивное.) Некоторые из самых современных методов измерения выходов деления обеспечивают наборы действительно независимых выходов, после суммирования которых получаются выходы по массового числу, а не полный выходы. В принципе эти величины могут быть исправлены для получения правильных полных выходов. На практике факторы для корректировки важны только для нескольких массовых цепей ($A = 84, 85, 136$).

А ПОЧЕМУ?

Некоторые физические методы позволяют измерять выходы до вылета быстрых нейтронов. Эти распределения выходов определяются как выходы фрагментов (**fragment-yields**).

Fractional independent/cumulative yields (Фракционный независимый/накопленный

выход) - независимый или накопленный выход разделенный на полный выход цепи или выход по массовому числу.

Partial yields (*Частичный выход*) - выход нуклидов для определенного условия измерения, (например выход нуклида с определенной кинетической энергией).

Отдельная проблема касается изомерных отношений (isomeric formation ratios). Во многих ядрах существуют долгоживущие уровни (изомерные). С этих уровней переход может происходить как гамма переход на основное состояние ядра, как и бета распад на дочернее ядро. **Isomeric formation ratio** (*изомерное отношение*) - это отношение независимого выхода образования изомерного состояния к независимому выходу образования основного состояния ядра. Образование изомерного состояния также описывается как **Fraction of high spin isomer** - это отношение независимого выхода образования изомерного состояния к полному независимому выходу образования нуклида.

Метод измерения, основанный на гамма спектрометрии, позволяет получить широкий диапазон массовых выходов. В этом методе измеряется спектры гамма квантов от распада продуктов деления. Преимуществом метода является то, что для измерений требуется небольшое количество облучаемого вещества. Для получения широкого диапазона выходов требуется небольшое время. Однако точность метода ограничена - 10%. Области массового распределения с низким выходом недоступны без предварительного химического разделения. К недостаткам метода стоит отнести сложный анализ данных. Нельзя измерить независимые выходы продуктов деления с коротким периодом полураспада.

1.2 Аппроксимация массового и зарядового распределения. Systematics of Fission-Product Yields. Arthur C. Wahl. LA-13928 (2002)

В этой части речь пойдет о способах аппроксимации экспериментальных данных по массовым и зарядовым распределениям. Аппроксимация позволяет получить выходы ядер, не измеренных экспериментально. В рассматриваемой статье автор также провел систематику большого числа данных по делению (под действием нейтронов и протонов) и получил параметризацию распределений в зависимости от делящегося ядра и энергии возбуждения. Используя эти параметры можно предсказать вид массового и зарядового распределения. Полезно будет сравнить параметры, полученные при аппроксимации наших данных, с параметрами полученными автором.

1.2.1 Модели описания массового распределения.

Массовые распределения могут быть описаны суммой нескольких функций Гаусса. Значительный успех был достигнут при помощи пяти Гауссовских кривых, при некоторых обстоятельствах могут быть использованы меньшее их количество. A_p - модель использует много функций Гаусса, по одной на каждый продукт деления. Речь идет о составлении эмпирических уравнений, описывающих распределения по имеющемуся набору данных. Параметры гауссиан подбираются методом наименьших квадратов. Уравнения позволяют сделать оценку выходов деления любого нуклида с зарядом $Z = 90 - 98$, массовым числом $A = 230 - 252$, и энергии возбуждения исследуемого ядра (энергия связи плюс кинетическая энергия) $PE = 0 - 200$ МэВ.

Дальше на картинках будет видно, что увеличение числа гауссовых кривых для подгонки массового распределения улучшает представление данных для ядер с $Z_F \geq 94$. Для $Z_F \leq 92$ и реакции деления при высокой энергии достаточно трех (в отдельных случаях пяти) гауссовых кривых.

Уравнение для подгонки общего выхода $Y(A)$ по методу наименьших квадратов для

каждого массового числа A :

$$Y(A) = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{Y_i e^D}{\sigma_i \sqrt{2\pi}}$$

$$D = -(A - \bar{A} + \Delta_i)^2 / 2\sigma_i^2$$

$\bar{A} = (PA - NT)/2$ - Среднее значение массового числа (точка симметрии распределения).

NT - общее число нуклонов, испущенных до и после облучения.

PA - сумма массовых чисел снаряда и мишени.

Для деления при низкой энергии $NT = \nu_F$, где ν_F - среднее количество испущенных нейтронов. Для деления при высокой энергии NT является параметром при фитировании.

На следующих рисунках показаны примеры фитирования экспериментальных данных по делению ^{238}U для различной энергии возбуждения ядра.

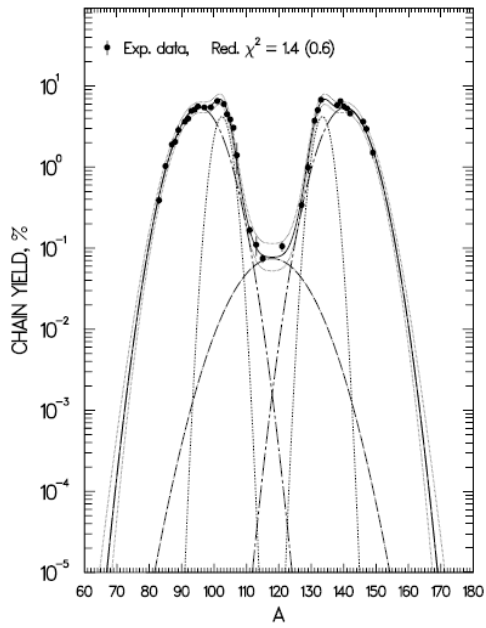


Fig. 4a - $^{238}\text{U} + 5.5 \text{ MeV n}$, L.S. Par.

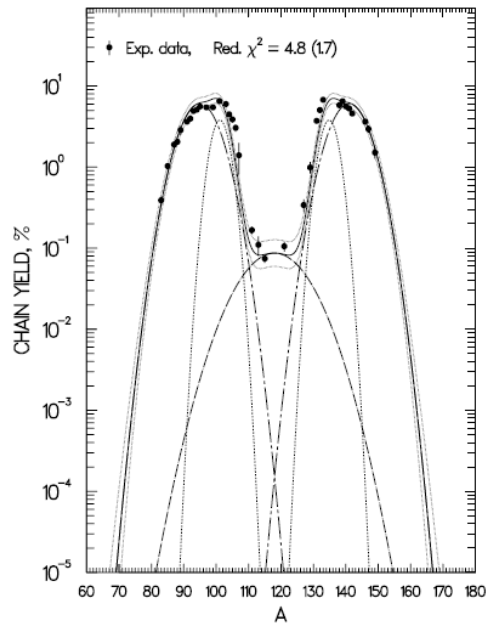


Fig. 4b - $^{238}\text{U} + 5.5 \text{ MeV n}$, Sys. Par.

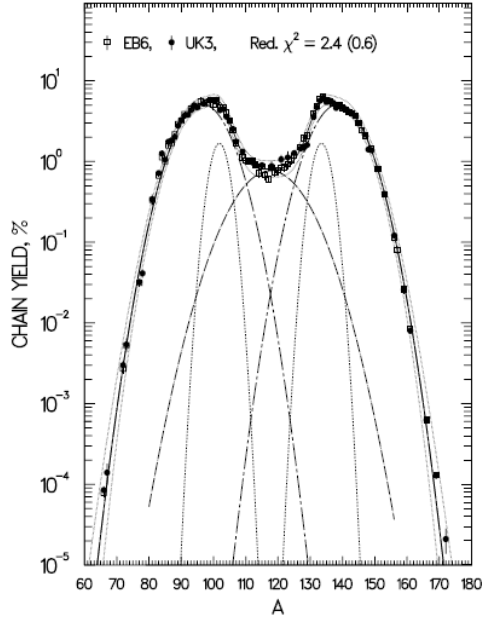


Fig. 5a –U238H, L.S. Par., 5% min. error

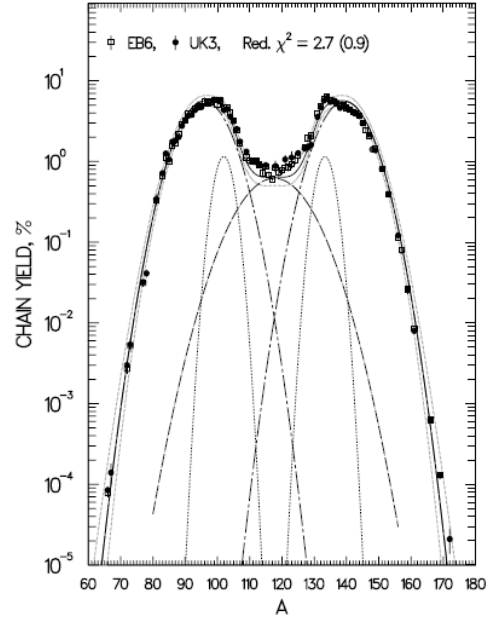


Fig. 5b –U238H, Sys. Par., 5% min. error

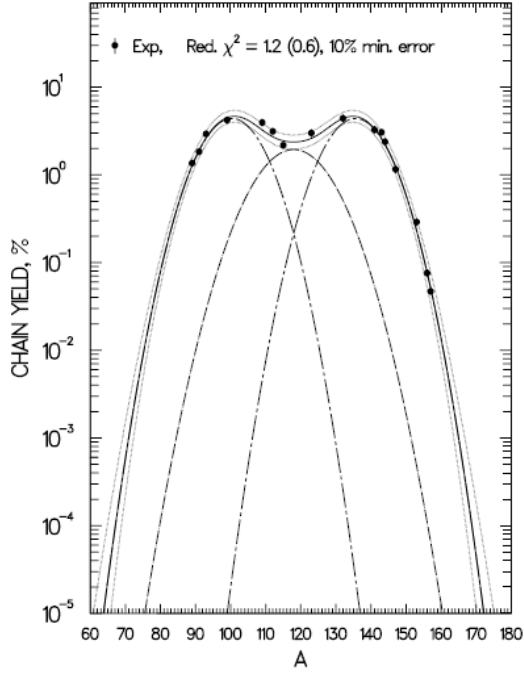


Fig. 6a –U238 + 32 MeV p, L.S. Par.

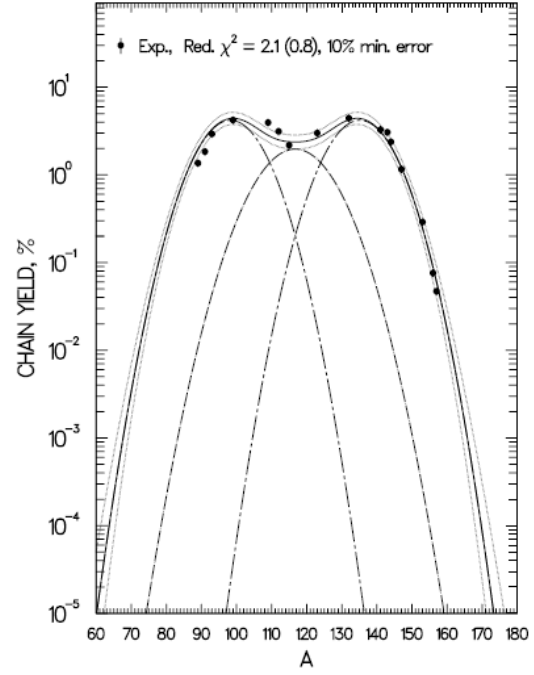


Fig. 6b –U238 + 32 MeV p, Sys.Par.

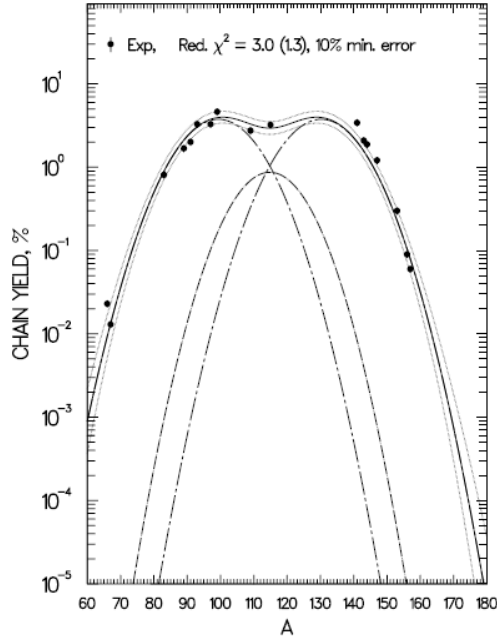


Fig. 7a – U238 + 100 MeV p, L.S. Par.

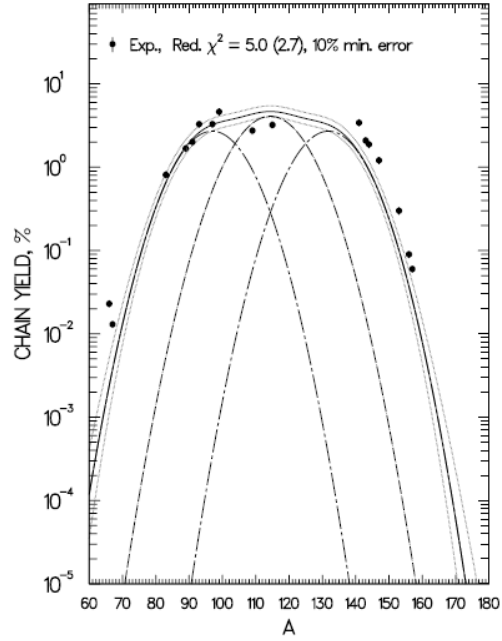


Fig. 7b – U238 + 100 MeV p, Sys. Par.

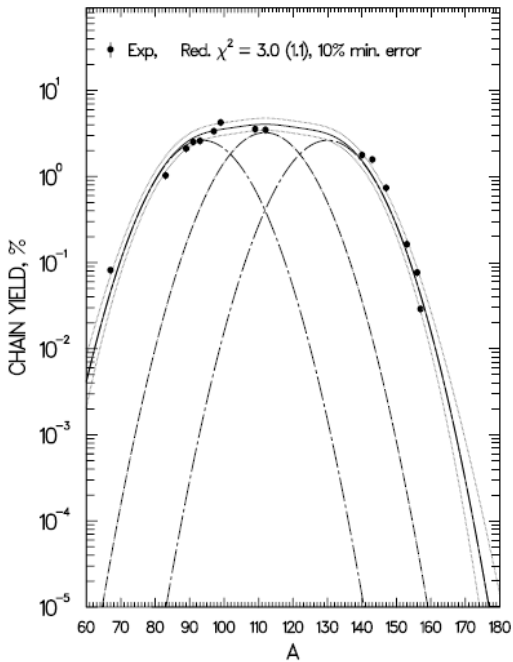


Fig. 8a – U238 + 300 MeV p, L.S. Par.

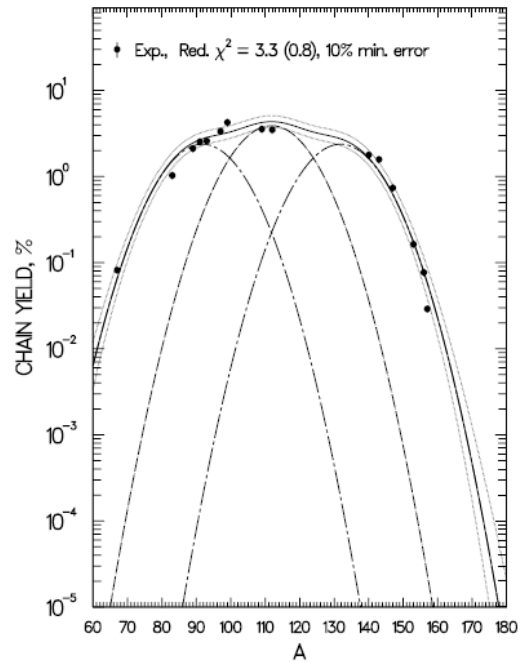


Fig. 8b – U238 + 300 MeV p, Sys. Par.

LS Par (картинки слева) - показывают пример подбора параметров методом наименьших квадратов. Автор получил полуэмпирическую формулу для оценки параметров гауссовских кривых (справа на рисунках), в зависимости от состава и энергии возбуждения ядра. Автором статьи были проведен анализ ошибок. Показано, что эта модель не очень хорошо описывает микроструктуру и другие детали массовых распределений.

1.2.2 Модели описания зарядового распределения.

Эмпирическая модель описания зарядового распределения описывает выходы продуктов деления, сразу после испуская быстрых нейтронов и до бета распадов нуклидов (независимые выходы). Измерена лишь малая часть независимых выходов деления, поэтому есть необходимость в этой модели.[A. C. Wahl. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 39:1,

1988]

Модель Z_P рассматривает дисперсию фракционных независимых выходов (FI) первичных продуктов расщепления с определенным зарядом Z для каждого массового числа A . Распределение Гаусса в модели было модифицировано для нечетного и четного числа протонов и нейтронов. Параметры для модели были определены методом наименьших квадратов для фракционных независимых (FI) и накопленных (FC) экспериментально измеренных выходов. В работе параметры оценены для 25 реакций деления с энергиями возбуждения от 0 MeV (спонтанное деление) до 170 MeV (деление под действием протонов).

Уравнения для модели Z_P [WA88], включает функцию ошибок $\text{erf}(x)$.

$A'_L + A'_H = A_F$ - сумма легкого и тяжелого осколка, дает исходное делящееся ядро, где $A' = A + \nu_P(A)$.

Как определяется $\nu_P(A)$ - среднее число испущенных нейтронов для обоих осколков рассмотрено ниже. Параметры σ_Z , Δ_Z , F_Z , F_N и их отклонения относительно A' определены методом наименьших квадратов.

$$FI(A, Z) = [0.5][F(A)][N(A)][\text{erf}(V) - \text{erf}(W)]$$

$$V = \frac{Z(A) - Z_p(A) + 0.5}{\sigma_Z(A')\sqrt{2}}$$

$$W = \frac{Z(A) - Z_p(A) - 0.5}{\sigma_Z(A')\sqrt{2}}$$

$$Z_P(A_H) = A_H'[Z_F/A_F] + \Delta Z[A_H']$$

$$Z_P(A_L) = A_L'[Z_F/A_F] - \Delta Z[A_{Hc}'], \quad A_{Hc}' = A_F - A_L'$$

	Z	N
$F(A) = [F_Z(A')][F_N(A')]$	Четное	Четное
$F(A) = [F_Z(A')]/[F_N(A')]$	Четное	Нечетное
$F(A) = [F_N(A')]/[F_Z(A')]$	Нечетное	Четное
$F(A) = 1/[F_Z(A')][F_N(A')]$	Нечетное	Нечетное

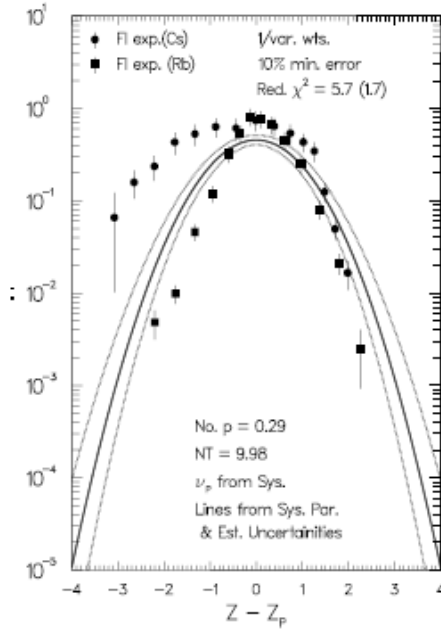


Fig. 30a – Exp. MS & Sys. Curves for $^{232}\text{Th} + 97\text{-MeV p}$

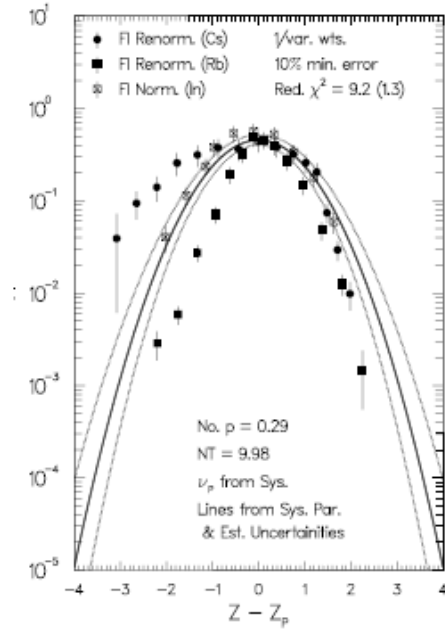


Fig. 30b – Renorm. MS & Sys. Curves for $^{232}\text{Th} + 97\text{-MeV p}$

1.3 Моделирование массового и зарядового распределения с помощью программы TALYS. TALYS user manual (2009)

Описание осколков деления и их выходов задается процедурой из статьи [1]. Статистическая модель Hauser-Feshbach дает сечение деления в зависимости от энергии возбуждения для различных делящихся систем.

Массовое распределение задается сечениями образования ядер с массовым числом A_{FF} :

$$\sigma(A_{FF}) = \sum_{Z_{FS}, A_{FS}, E_x} \sigma_f(Z_{FS}, A_{FS}, E_x) Y(A_{FF}; Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$$

$\sigma_f(Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$ - сечение деления ядра (A_{FS}, Z_{FS}) с энергией возбуждения E_x

$Y(A_{FF}; Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$ - относительный общий выход ядер изобар с массой A_{FF} .

Обозначения: (FF) - характеристики осколков, (FS) - характеристики делящейся системы.

Сечение образования осколка (Z_{FF}, A_{FF}) :

$$\sigma_{prod}(Z_{FF}, A_{FF}) = \sum_{Z_{FS}, A_{FS}, E_x} \sigma_f(Z_{FS}, A_{FS}, E_x) Y(A_{FF}; Z_{FS}, A_{FS}, E_x) Y(Z_{FF}; A_{FF}, Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$$

$Y(Z_{FF}; A_{FF}, Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$ - относительный независимый выход осколка деления с зарядом Z_{FF} и массой A_{FF} .

1.3.1 Расчет массового распределения.

Массовое распределение фрагментов деления определяется по измененной мультимодальной модели (MM-RNRM, multi-modal random neck-rupture model). Эта модель позволяет рассчитывать свойства осколков деления при нулевой температуре [2]. Описание деления в TALYS требует массовых распределений и для более высоких температур, расчет идет по усовершенствованной модели [1]. По этой модели определяется барьер деления,

зависящий от температуры ядра, и параметры формы ядра перед разрывом. Эти данные являются входными для TALYS при расчете массового распределения осколков.

Каждый общий выход цепочки рассчитывается как сумма по трем модам деления (FM). Каждая мода описывается с помощью своего типа барьера деления - superlong (SL), standard I (ST1), standard II (ST2).

$$Y(A_{FF}; Z_{FS}, A_{FS}, E_x) = \sum_{FM=SL, ST1, ST2} W_{FM}(Z_{FS}, A_{FS}, E_x) Y_{FM}(A_{FF}; Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$$

$W_{FM}(Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$ - весовой множитель для каждой моды деления, а $Y_{FM}(A_{FF}; Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$ - соответствующий выбранной моде общий выход (рассчитывается из модели [1]). В зависимости от температуры деления меняются и весовые множители для мод деления и параметры формы ядра перед разрывом. При увеличении температуры (энергии возбуждения) ядра уменьшается вклад мод, отвечающих за асимметричное деление.

Расчет массового распределения начинается с определения относительных вкладов различных способов (мод) деления. Вклады оцениваются с помощью проницаемости Хилла-Уиллера (Hill-Wheeler) через барьер (inverted parabolic barriers), используя параметры барьера, зависящие от температуры, и плотность уровней основного состояния [1]:

$$T_{f,FM}(Z_{FS}, A_{FS}, E_x) = \int_{\infty}^0 d\epsilon \rho_{gs}(Z_{FS}, A_{FS}, \epsilon) \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{2\pi \cdot (B_{f,FM}(Z_{FS}, A_{FS}, T(\epsilon)) + \epsilon - E_x)}{\hbar \omega_{f,FM}(Z_{FS}, A_{FS}, T(\epsilon))} \right]}$$

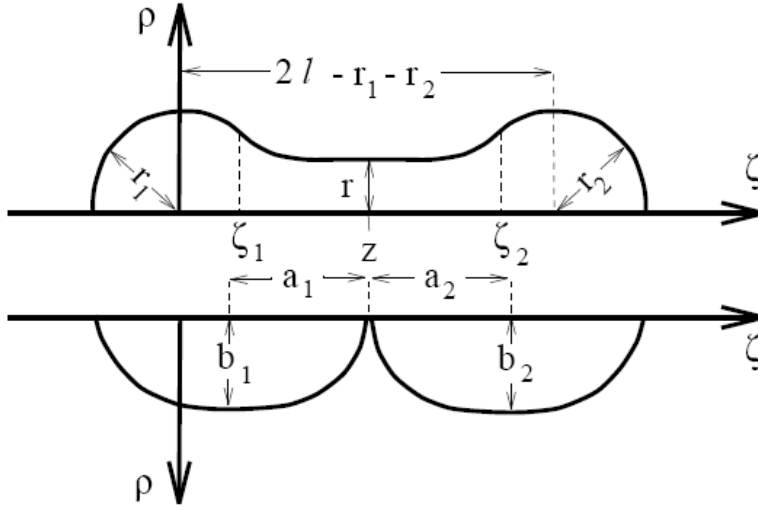
Все ядра актиноиды при делении проходят через двухгорбый барьер. Эффективный коэффициент прохождения (проникновения) выражается через коэффициенты прохождения через первый и второй барьер T_f^A и T_f^B . Первый (внутренний) барьер намного ниже чем внешний (это справедливо для мультимодальной модели, надо проверить), поэтому в относительный вклад для трех мод деления входит коэффициент проникновения только через второй барьер:

$$W_{SL}(Z_{FS}, A_{FS}, E_x) = \frac{T_{f,SL}^B}{T_{f,SL}^B + T_{f,ST1}^B + T_{f,ST2}^B}$$

Аналогично вычисляются относительные вклады в выход для остальных способов деления $W_{ST1}(Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$ и $W_{ST2}(Z_{FS}, A_{FS}, E_x)$.

Для ядер доактиноидов невозможно вычислить соотношение между симметричными и асимметричными модами деления. При вычислении по различным каналам деления получается форма и ширина барьера, которые нельзя аппроксимировать параболами (подход Хилла-Уиллера оперирует с параболическими барьерами). Однако SL барьеры намного ниже ST, поэтому при расчетах с ядрами доактиноидами из расчетов исключают асимметричные каналы деления.

Модель RNRМ используется, чтобы рассчитать массовое распределение для разных способов деления [описание модели в 2]. В этой модели процесс деления рассматривается как серия неустойчивостей. После прохождения через барьер, начинает формироваться шейка (neck) (см. след. рисунок). Когда шейка становится плоской (flat neck) она может разорваться, точка разрыва может передвигаться вдоль шейки. Движение впадины называется неустойчивостью (shift instability). В момент, когда Рэлеевская неустойчивость начинает углублять впадину, положение асимметрии фиксируется и происходит разрыв. Модель RNRМ позволяет описать оба механизма с помощью измеримых величин.



Для образования неустойчивости (shift instability) требуется совершенно плоская шейка. Параметризация для плоской шейки (flat-neck parametrisation):

$$\rho(\zeta) = \begin{cases} (r_1^2 - \zeta^2)^{1/2} & -r_1 \leq \zeta \leq \zeta_1 \\ r^2 + a^2 c \left(\cosh \left(\frac{\zeta - z + l - r_1}{a} \right) - 1 \right) & \zeta_1 \leq \zeta \leq \zeta_2 \\ (r_2^2 - (al - r_1 - r_2 - \zeta)^2)^{1/2} & \zeta_2 \leq \zeta \leq 2l - r_1. \end{cases}$$

Радиус ядер дает ρ как функция параметра ζ , где l - половина длины, r - радиус шейки, z - положение впадины, c - кривизна шейки, a - растяжение шейки, r_1 и r_2 - радиус сферических головок, ζ_1 и ζ_2 - точки перехода. Из-за требований непрерывности и дифференцируемости формы, сохранения объема и малой кривизны c для плоской шейки, независимыми параметрами остаются только l , r и z . Радиус шейки связан с общей длиной $2l$ критерием Релея: $2l = 11r$. Величина z связана с массой тяжелого осколка деления A_h :

$$A_h = \frac{3A}{4r_{cn}^3} \int_{-l}^z \rho^2(\zeta) d\zeta$$

, где r_{cn} - радиус составного ядра. Фактические значения массы тяжелого осколка и половины длины берутся из поиска по модам деления, они называются параметрами формы перед разделением (prescission shape parameters). Они записаны в базу данных и являются входными для вычислений по модели RNRМ.

Для расчета массового распределения еще необходимо знать поверхностное натяжение, которое вычисляется по модели жидкой капли [3]:

$$\gamma_0 = 0.9517 \left(1 - 1.7828 \left(\frac{N - Z}{2} \right)^2 \right) \text{MeV fm}^2$$

Колебания (флуктуации), усиленные за счет неустойчивости (shift instability), немного изменяют форму и позволяют произойти разрыву ядра не в точке наиболее вероятного разрыва z . Чтобы определить массовое распределение осколков, необходимо произвести расчет разрыва шейки в произвольной точке z_r . Эта вероятность задается величиной изменения потенциальной энергии при переходе от z_r к z : $E(z_r) - E(z)$. Потенциальная энергия заменяется на энергию разделения ядра в точках z_r и z : $E_{cut}(z_r) - E_{cut}(z)$, где $E_{cut}(z_r) = 2\pi\gamma_0\rho^2(z_r)$. Теперь вероятность разрыва пропорциональна фактору Больцмана:

$$y(A_F F) \propto \exp \left(\frac{-2\pi\gamma_0(\rho^2(z_r) - \rho^2(z))}{T} \right)$$

Масса фрагмента вычисляется по формуле:

$$A_{FF}(z_r) = \frac{3A}{4r_{cn}^3} \int_{-l}^{z_r} \rho^2(\zeta) d\zeta$$

В итоге теоретический выход определяется соотношением, в котором выход по массовому числу $Y(A_{FF})$ определяется суммой нормированных выходов двух осколков.

$$Y_{FM}(A_{FF}; Z_{FS}, A_{FS}, E_x) = y(A_{FF}) + y(A - A_{FF}).$$

На следующем рисунке представлен результат расчета массового распределения с помощью программы TALYS.

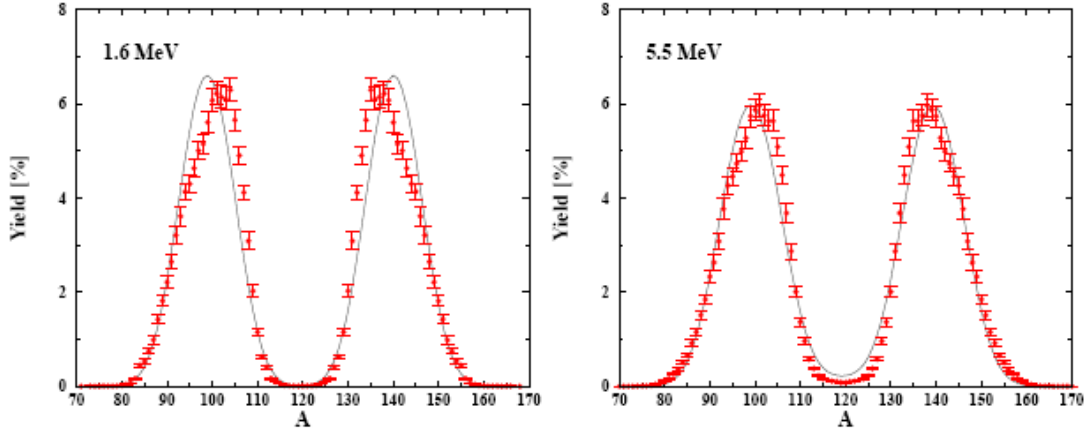


Figure 7.16: Fission fragment mass yield curves as function of the mass number A, produced by 1.6 MeV and 5.5 MeV neutrons on ^{238}U . The upper curve shows the results as they are produced by TALYS and the other two plots contain the comparison with experimental data in terms of normalized yields [256].

1.3.2 Множественность послеразрывных нейтронов.

1.3.3 Расчет зарядового распределения.

- [1] M.C. Duijvestijn, A.J. Koning, and F.-J. Hambsch, Phys. Rev. C 64, 014607 (2001).
- [2] U. Brosa, S. Gro.mann and M.uller, Phys. Rep. 197, 167 (1990).
- [3] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. 81, 1 (1966).

1.4 Мультимодальное приближение для фотоделения ^{238}U в области промежуточных энергий. Я.Ф. 2008, т.71, №1, с.28 - 36

Облучения проводились на электронном синхротроне при энергиях 50 и 3500 МэВ. Выходы изотопов определялись по гамма активационной методике. Независимый или накопленный выход ядер осколков, при условии, что нет распадов родительских изотопов определяются по формуле.

$$\sigma = \frac{\Delta N \lambda}{N_\gamma N_n k \epsilon \eta (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3})}$$

,где σ - выход исследуемого изотопа, отнесенный к эквивалентному кванту;

ΔN -

N_γ -

N_n -

t_1 -

t_2 -

t_3 -

k -

ϵ -

η -

Если известны выходы родительских β^+ и β^- радиоактивных изотопов, то независимый выход будет определяться по формуле:

$$\sigma_B = \frac{\lambda_B}{(1 - e^{-\lambda_B t_1})e^{-\lambda_B t_2}(1 - e^{-\lambda_B t_3})} \left[\frac{\Delta N}{N_\gamma N_n k \epsilon \eta} - \sigma_A f_{AB} \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{(1 - e^{-\lambda_A t_1})e^{-\lambda_A t_2}(1 - e^{-\lambda_A t_3})}{\lambda_A^2} - \frac{(1 - e^{-\lambda_B t_1})e^{-\lambda_B t_2}(1 - e^{-\lambda_B t_3})}{\lambda_B^2} \right) \right]$$

A - родительское, B - дочернее ядро. f_{AB} - определяет долю ядер A распадающихся в B.

Выходы изобар определены с помощью функции Гаусса.

$$\sigma(A, Z) = \frac{\sigma(A)}{(C\pi)^{1/2}} \exp \left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{C} \right]$$

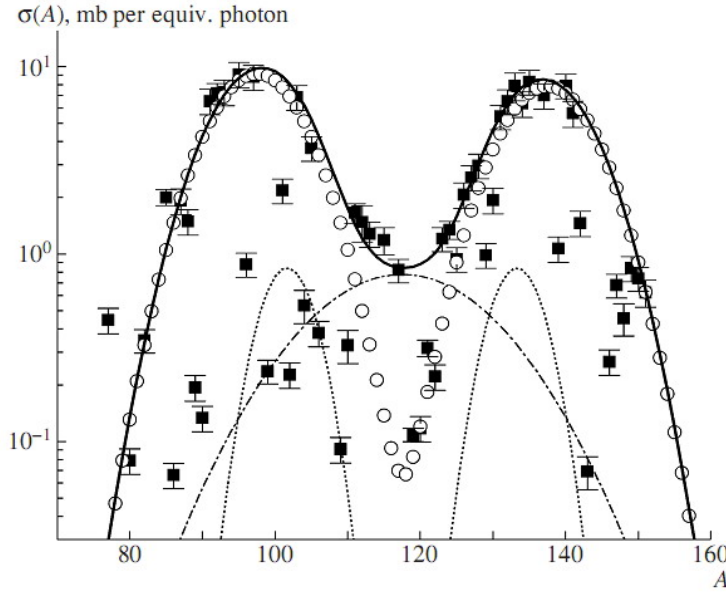
$\sigma(A, Z)$ - измеренный независимый выход осколков с зарядом Z и массой A

$\sigma(A)$ - полный выход при данном массовом числе A

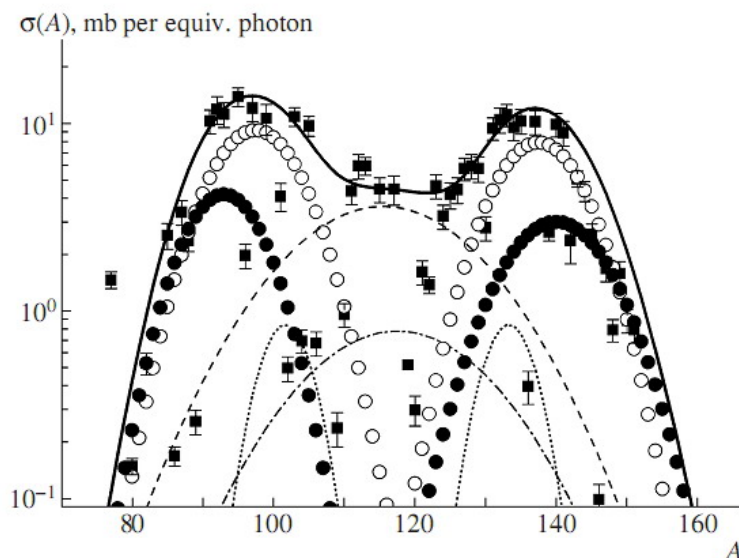
C - ширина зарядового распределения

Z_p - наиболее вероятный заряд при данном массовом числе.

По рассчитанным значениям выхода $\sigma(A)$ построены массовые распределения при фотоделиении для энергии электронов от ускорителя 50 и 3500 МэВ.



Массовое распределение при энергии ускорителя 50 МэВ. Полный модельный выход - сплошная кривая.



Массовое распределение при энергии ускорителя 3500 МэВ. Полный модельный выход - сплошная кривая.

Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами на основе концепции о мультимодальном делении [1,2]. В этом приближении кривая массового распределения описывается как суперпозиция нескольких компонент, учитывающих симметричные и асимметричные каналы распада делящегося ядра при прохождении точки разрыва. При этом выходы, относящиеся к различным модам деления представляются в форме гауссианов, параметры которых определяют основные ядерные характеристики массового распределения осколков [3].

Подгонка параметров модели под экспериментальные данные, позволила определить относительные вклады каждой моды деления в полный массовый выход.

Из сравнения двух массовых распределений видно, что при увеличении энергии возбуждения при делении ядра растет относительный вклад асимметричного канала. Отношение „пик/плато“ (отношение асимметричного и симметричного деления) для 50 МэВ - 11.4, для 3500 МэВ - 2.16.

Результатом работы можно считать полученные значения делимости урана при исследуемых энергиях. Делимость определяется как отношение выходов деления и полного поглощения фотонов на ядре. Проведено сравнение с экспериментами на пучках моноэнергетических фотонов.

Ассиметричное деление, обусловленное влиянием оболочечной структуры ядра, преобладает в области низких энергий возбуждения делящихся ядер. При увеличении энергии возбуждения возрастает вклад симметричного канала деления.

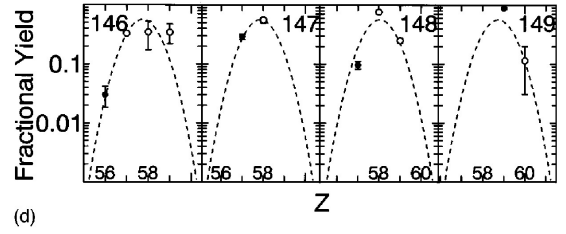
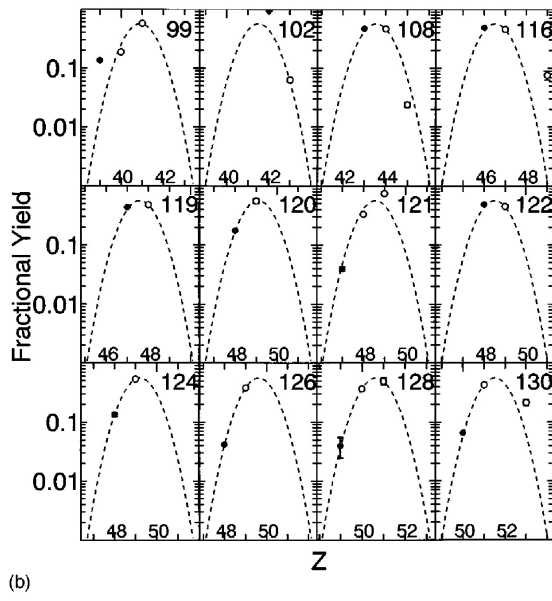
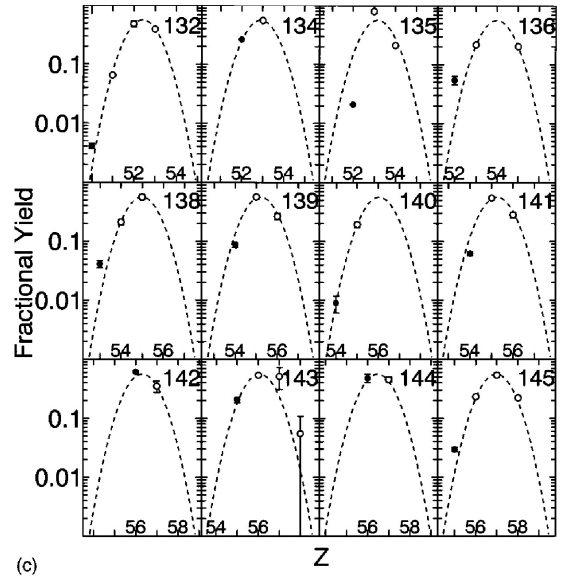
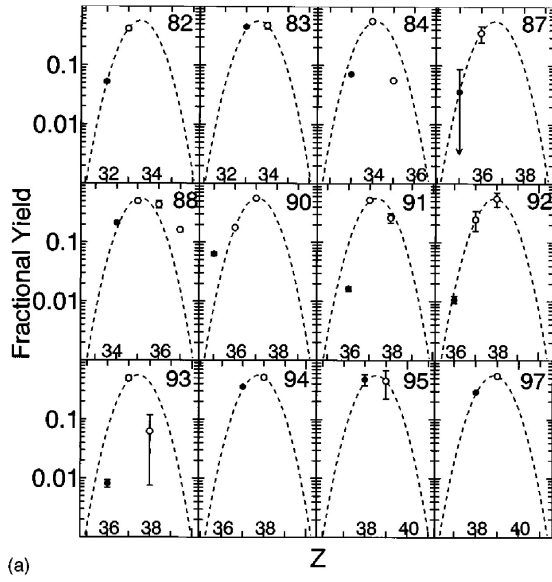
[1] Phys. Rev. C 14. 1832 (1976)

[2] Naturforsch. Teil A 414, 1341 (1986)

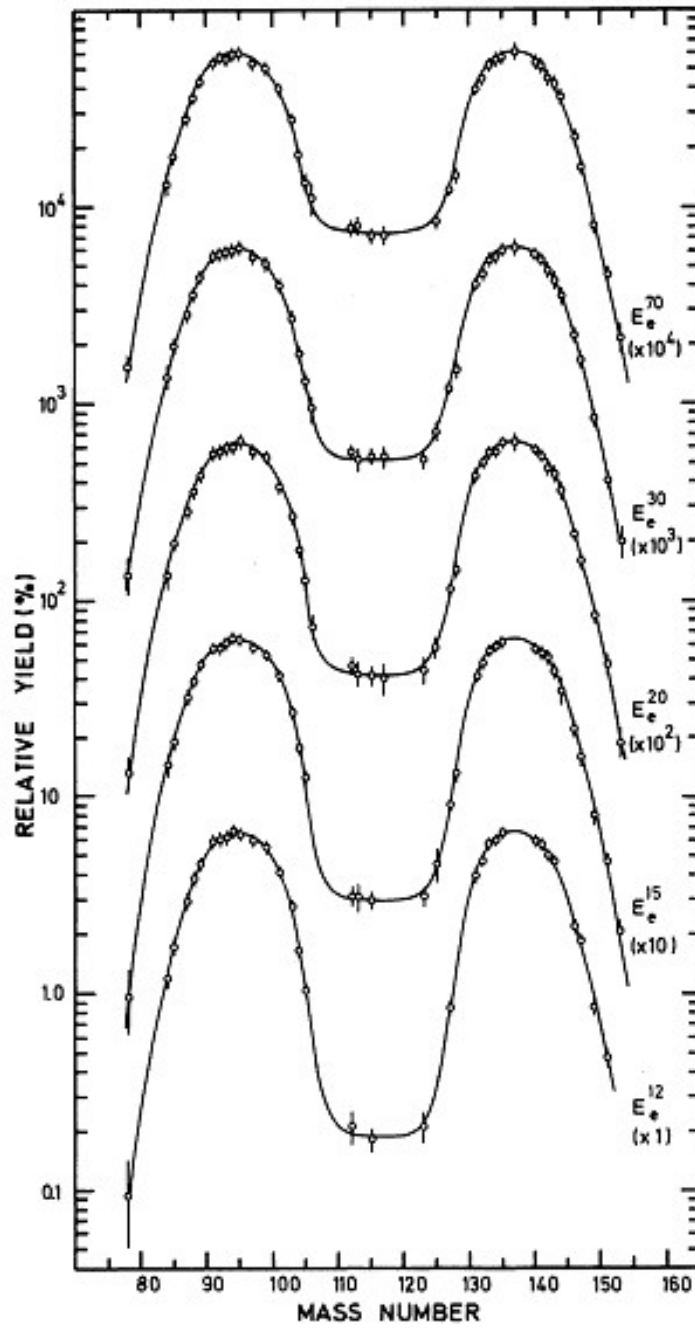
[3] AIP Conf. Proc. 610, 673 (2002)

1.5 Most probable charge of fission products in 24 MeV proton induced fission of ^{238}U . Phys. Rev. C 57, N1. (1997)

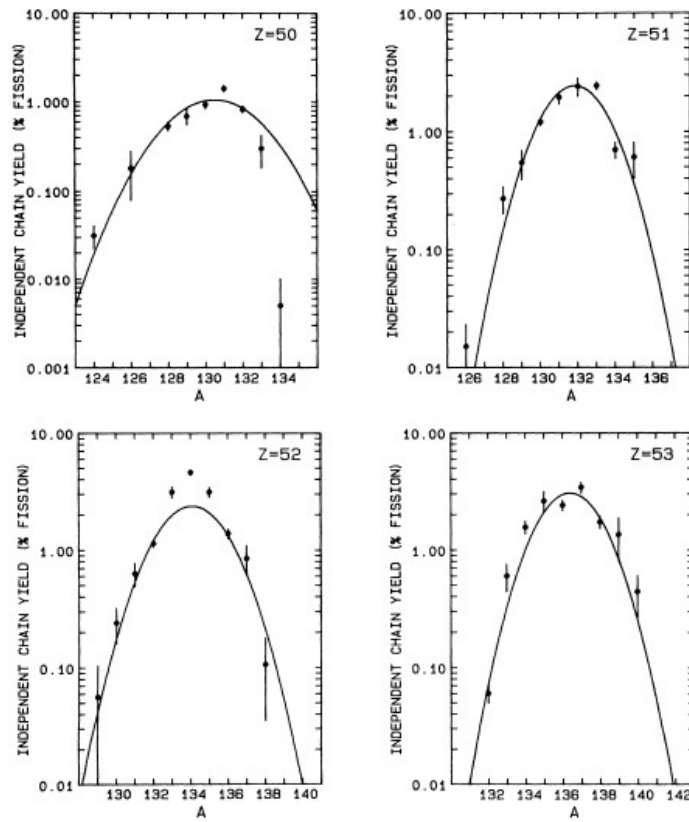
Получены зарядовые распределения при делении урана протонами с энергией 24 МэВ. Рассматриваются различные модели описания наиболее вероятного заряда при делении.



1.6 Product yields for the photofission of ^{238}U with 12, 15, 20, 30, 70 MeV bremsstrahlung. Phys. Rev. C 19, N2. (1979)

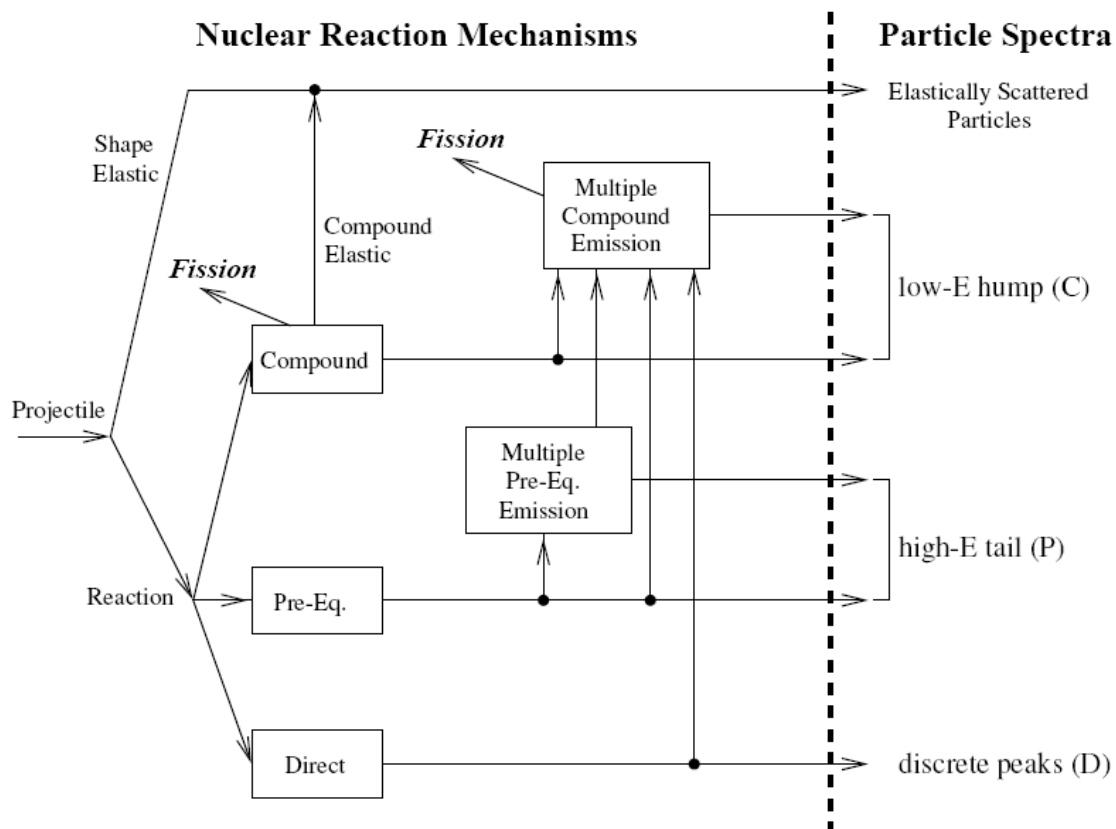


1.7 Isotopic distribution and elemental yields for the photofission of $^{238,235}\text{U}$ with 12 - 30 MeV bremsstrahlung. Phys. Rev. C 29, N5. (1984)



2 TALYS. Практика использования. Результаты.

2.1 Введение и основные понятия.



2.2 Плотность уровней.

В статистических моделях для того, чтобы предсказать поперечные сечения, используется плотность ядерных уровней, если не известна информация о дискретных уровнях. В TALYS используется несколько моделей для плотности уровней, от феноменологических аналитических выражений до сведенных в таблицу плотностей уровней, полученных из микроскопических моделей. [219]

2.3 Деление в TALYS.

2.4 Basic input.

2.5 Input for fission.

fission

Флаг для включения и выключения деления. По умолчанию деление включено для массовых чисел $A > 209$. Для меньших масс ядер необходимо устанавливать флаг.

fission y

fission n

Деление не доступно для ядер с $A < 56$.

fismodel

Модели для барьеров деления. Активно, только при включенном **fission**.

fismodel 1 экспериментальный барьер деления

fismodel 2 теоретический барьер деления, Mamdough table

fismodel 3 теоретический барьер деления, Sierk model

fismodel 4 теоретический барьер деления, модель жидкой капли (rotating liquid drop)

fismodel 5 WKB аппроксимация для модели деления (fission path model)

По умолчанию **fismodel 1**.

fismodelalt

Запасные модели для барьеров деления. Возможные значения 3 и 4.

fismodelalt 3 теоретический барьер деления, Sierk model

fismodelalt 4 теоретический барьер деления, модель жидкой капли (rotating liquid drop)

По умолчанию **fismodelalt 4**.

axtype

Тип осевой симметрии барьера.

1: axial symmetry

2: left-right asymmetry

3: triaxial and left-right asymmetry

4: triaxial no left-right asymmetry

5: no symmetry

В файле input вводится **axtype**, Z, A, значение axtype, номер барьера. Если номер барьера не введен или равен нулю, используется первый барьер.

axtype 90 232 3

axtype 94 239 1 2

По умолчанию: **axtype 2** для второго барьера и $N > 144$, **axtype 3** для первого барьера и $N > 144$, **axtype 1** для остальных.

fisbar

Барьер деления в МэВ. В файле input вводится **fisbar**, Z, A, значение fisbar, номер барьера. Это ключевое слово обнуляет величину, которая берется из ядерных баз данных. Если номер барьера не введен или равен нулю, используется первый барьер.

fisbar 90 232 5.6

fisbar 94 239 6.1 2

Область изменения: $0. \leq fisbar \leq 100.$

По умолчанию **fisbar** берется из каталога talys/structure/fission/, или определяется из систематики соответственно выбранной **fismodel**.

fishw

Ширина барьера деления в МэВ. В файле input вводится **fishw**, Z, A, значение fishw, номер барьера. Это ключевое слово обнуляет величину, которая берется из ядерных баз данных. Если номер барьера не введен или равен нулю, используется первый барьер.

fishw 90 232 0.8
fishw 94 239 1.1 2

Область изменения: $0.01 \leq fishw \leq 10.$.

По умолчанию **fishw** берется из каталога talys/structure/fission/, или определяется из систематики соответственно выбранной **fismodel**.

Rtransmom

Нормировочная постоянная для момента инерции переходного состояния. (уравнение 4.305). В файле input вводится **Rtransmom**, Z, A, значение Rtransmom, номер барьера. Если номер барьера не введен или равен нулю, используется первый барьер.

Rtransmom 90 232 1.15
Rtransmom 94 239 1.1 2

Область изменения: $0.1 \leq Rtransmom \leq 10.$.

По умолчанию **Rtransmom** 0.6 для первого барьера, **Rtransmom** 1.0 для остальных барьеров.

hbstate

Флаг для использования head band states в делении.

hbstate y
hbstate n

По умолчанию **hbstate y**.

hbtransfile

Файл с переходными (head band) состояниями. Формат файлов такой же как и в базе ядерных данных talys/structure/fission/barrier/. Пользователь может скопировать файл с данными из этой базы данных, например z092 в рабочую директорию и изменять его. Один файл используется для одного изотопа. В файле input вводится **hbtransfile**, Z, A, имя файла.

hbtransfile 92 238 u238.hb

По умолчанию нет в файле input, head band transition states берются из talys/structure/fission/states базы данных.

class2

Флаг для включения, выключения состояний class II/III в делении. Активно при включении **fission y**.

class2 y
class2 n

По умолчанию **class2 y**

Rclass2mom

Нормировочная постоянная для момента инерции для состояний class II/III. В файле input вводится ***Rclass2mom***, Z, A, значение Rclass2mom, номер барьера. Если номер барьера не введен или равен нулю, используется первый барьер.

Rclass2mom 90 232 1.15

Rclass2mom 94 239 1.1 2

Область изменения: $0.1 \leq Rclass2mom \leq 10$.

По умолчанию ***Rclass2mom 1***.

.....

Еще много параметров

.....

massdis

Флаг для расчета массового распределения осколков деления по модели Brosa.

massdis y

massdis n

По умолчанию ***massdis n***.

ffevaporation

Флаг для включения феноменологической коррекции испарительных нейтронов для фрагментов деления по модели Brosa.

ffevaporation y

ffevaporation n

По умолчанию ***ffevaporation n***.

2.6 Output

3 Деление. Теория

3.1 Барьер деления. Плотность уровней

На основе обзора:

[1] S.Bjornholm, J.E.Lynn. The double humped fission barrier, Rev. Mod. Pys., Vol.52, No4, 1980

В обзоре рассмотрены исследования низкоэнергетичного деления. Низкоэнергетичное - значит энергия делящейся системы сопоставима с энергией потенциального барьера, через который проходит ядро по пути деления.

Понятие барьера деления базируется на классической теории заряженной жидкой капли. [ссылка на бор уиллер и мейтнер, фриш]. Согласно этой модели энергия основного состояния описывается полуэмпирической формулой:

$$E = E_{vol} + E_{surf} + E_{coul} + E_{pair} = -c_1 A + c_2 A^{2/3} + c_3 (Z^2/A^{1/3}) \pm \delta$$

[2] М. А. Hooshyar. Nuclear Fission and Cluster Radioactivity. An Energy-Density Functional Approach. (2005)