

ΔK в основном отражает статистическую погрешность и в данном случае невелика. Гораздо большую величину имеет ошибка δK , отражающая точность, с которой набор экспериментальных точек $\ln V_1(t)/V_2(t)$ аппроксимируется прямой линией с помощью метода наименьших квадратов (см. рисунок). Эта ошибка включает все возможные систематические и случайные погрешности. Принимая во внимание, что статистические погрешности невелики, а систематические в методе относительных измерений значительно уменьшены, разумно считать эту ошибку верхним пределом точности, с которым реальная форма измеряемых спектров следует максвелловскому распределению в рассматриваемом интервале энергии нейтронов. С этой точки зрения из трех измеряемых спектров лучше описывается максвелловским распределением спектр ^{239}Pu , хуже спектр ^{235}U и еще хуже спектр ^{233}U , если считать спектр ^{252}Cf чисто максвелловским. Для спектров изотопов урана наблюдается небольшое преобладание нейтронов с энергией $E > 7,5$ МэВ. Этот эффект легко может быть вызван, например, ухудшением временного разрешения аппаратуры. В данном случае это маловероятно, так как измерения спектров разных нуклидов чередовались и, кроме того, для отношения $^{252}\text{Cf}/^{233}\text{U}$ был проведен контрольный эксперимент с лучшим временным разрешением, который показал ту же тенденцию.

Влиянием временного разрешения ($\Delta t = 4$ нс) на средние значения, согласно оценкам работы [4], можно пренебречь. Значения ΔT вычислялись на основе ошибки эталона и статистической

погрешности ΔK без учета δK . Средние энергии спектров можно найти из соотношения $\bar{E} = 3T/2$. При диапазоне энергии 0,6–8 МэВ получены следующие значения \bar{E} для ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu : соответственно $1,996 \pm 0,040$; $1,926 \pm 0,030$ и $2,050 \pm 0,040$ МэВ.

Данные настоящей работы хорошо согласуются с результатами работы [5] ($1,950 \pm 0,030$ и $2,055 \pm 0,030$ МэВ для ^{235}U и ^{239}Pu), которые получены методом времени пролета, и с данными работы [6] ($1,950 \pm 0,03$ и $2,070 \pm 0,030$ МэВ для ^{235}U и ^{239}Pu), определенными однокристалльным спектрометром на основе стильбена. Подтверждено также значение средней энергии $\bar{E} = 1,982 \pm 0,006$ МэВ спектра нейтронов деления ^{233}U медленными нейтронами, найденное в работе [7] методом времени пролета относительно спектра нейтронов ^{235}U с $\bar{E} = 1,935$ МэВ.

Поступила в Редакцию 5/IV 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koster A. In: Proc. IAEA Symp. «Prompt Fission Neutron Spectra», Vienna, 25–27 August 1971, p. 19.
2. Smith A. «Nucl. Sci. and Engng», 1971, v. 44, N 3, p. 439.
3. Green L., Mitchell J., Steen N. «Nucl. Sci. and Engng», 1973, v. 50, N 3, p. 257.
4. Корнилов Н. В. Препринт ФЭИ-276. Обнинск, 1971.
5. Абрамсон Д. и др. В сб.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 3. Обнинск, изд. ОНТИ ФЭИ, 1974, с. 46.
6. Александрова З. А. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 2, с. 108.
7. Green L., Mitchell J., Steen N. «Nucl. Sci. and Engng», 1973, v. 55, N 3, p. 406.

УДК 539.173.84

О спектре нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf в области малых энергий

Дьяченко П. П., Свєргина Е. А., Куцаева Л. С., Пиксайкин В. М., Семенова Н. Н., Тараско М. З., Лайтан А. *

Детальное изучение спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf представляет значительный интерес как для физики ядра, так и для ряда практических задач, связанных с использованием калифорния в качестве стандартного источника нейтронов. Несмотря на значительное число опубликованных работ, точ-

ность имеющихся в настоящее время данных для большинства из этих задач еще недостаточна. Наименее изучена область малых энергий нейтронов. Согласно данным работ [1–4] в диапазоне $0 < E_n < 1$ МэВ наблюдается некоторое превышение числа нейтронов по сравнению с оценкой, основанной на экстраполяции данных из области более высоких энергий по закону $\sqrt{E} \exp(-E/T)$. Природа этого превышения пока не ясна. Все работы [1–4] выпол-

* Центральный институт физических исследований. Будапешт (ВНР).

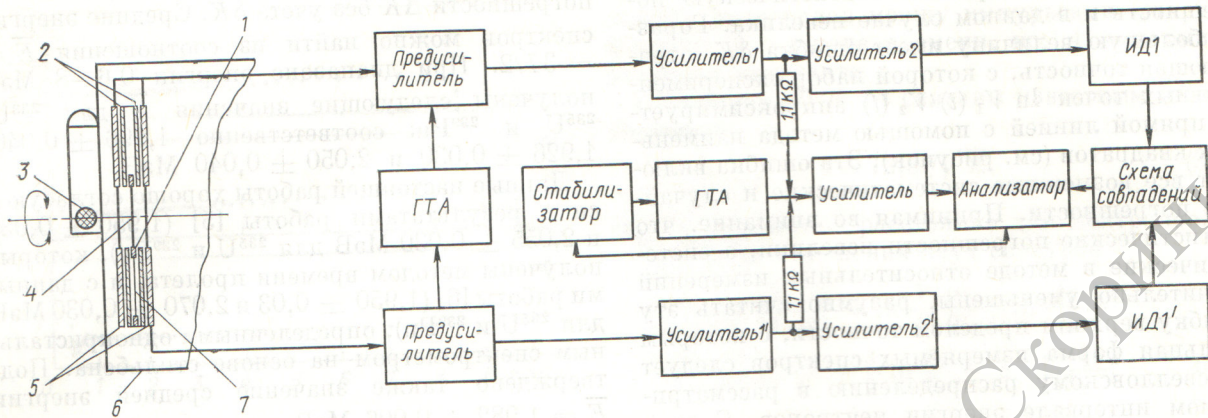


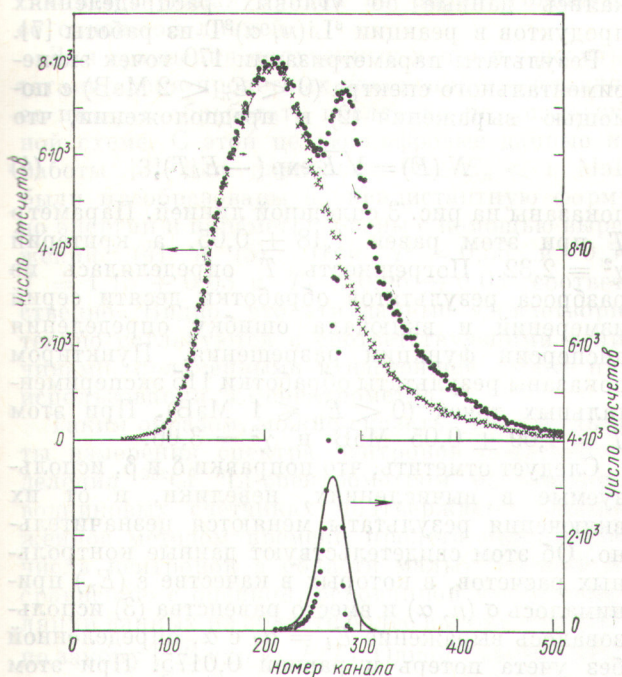
Рис. 1. Структурная схема эксперимента:

1 — рамка; 2 — кассета; 3 — источник ^{252}Cf ; 4 — мишень с ^6LiF ; 5 — полупроводниковые детекторы; 6 — вакуумная камера; 7 — чистая подложка из окиси алюминия

нены одним методом — методом времени пролета (м. в. п.). Поэтому не исключена возможность, что наблюдаемый эффект — следствие присущих этому методу систематических ошибок, связанных, например, с неточностью знания эффективности детектора ϵ (E_n) или, как отмечалось в работе [5], с недостаточно корректным учетом фона рассеянных нейтронов. В связи с этим представляется целесообразным провести соответствующие измерения с помощью ^6Li -спектрометра на полупроводниковых счетчиках. Наряду с очевидным недостатком — худшим энергетическим разрешением, ^6Li -спектрометр обладает рядом важных преимуществ по сравнению с м. в. п. Так, в этом случае возможна регистрация нейтронов в значительно большем телесном угле (близком к 2π), что существенно уменьшает неопределенность данных, связанную с фоном рассеянных нейтронов. Прямые тонкого слоя ^6LiF позволяют использовать в качестве эффективности спектрометра сечение реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{T}$ и не требует значительных поправок на самоэкранировку и многократное рассеяние нейтронов, необходимых для сцинтилляционных детекторов. Кроме того, полупроводниковые детекторы, используемые в ^6Li -спектрометре, нечувствительны к γ -квантам.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Продукты реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{T}$ регистрировались двумя кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами диаметром 1 см и толщиной 0,1 мм. Мишень ^6Li представляла собой слой ^6LiF толщиной 25 мкг/см² и диаметром 1 см, напыленный на подложку из окиси алюминия толщиной 30 мкг/см². Для измерения фона реакций, идущих на материале детекторов и под-

ложке, применялось специальное устройство, в котором мишень с литием могла заменяться чистой подложкой из окиси алюминия. При его создании особое внимание уделялось идентичности условий при измерении фона и эффекта, а также минимизации количества рассеивающего материала. Подложки с литием и без лития были наклеены на прямоугольную рамку из тонкой латуни, которая могла под действием собственной массы перемещаться в тонкостенной кассете, расположенной посередине между детекторами, установленными на расстоянии 1,2 мм друг от друга. Мишень менялась при повороте вакуумной камеры на 180° вокруг продольной оси. Камера изготовлена из дюралюминия с толщиной стенки 0,5 мм. Источник нейтронов интенсивностью $3,5 \times 10^7$ нейтр./с представлял собой образец железа диаметром $\sim 2,5$ мм, насыщенный солями калифорния и заключенный в контейнер из нержавеющей стали. Толщина стенки 0,3 мм. Контейнер крепился к наружной стороне дна камеры так, что центр источника находился на ее оси. Расстояние между источником и мишенью 6 мм. Импульсы с детекторов после выравнивания коэффициентов усиления складывались, усиливались и поступали на анализатор. Работой анализатора управляла схема совпадений, выделяющая акты регистрации продуктов реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{T}$ обоими детекторами. Канал регистрации суммарных импульсов (усилитель и анализатор) охвачен автоматической цифровой стабилизацией. Фон и эффект измерялись поочередно в циклическом режиме. Длительность каждого цикла 20 мин. Один раз в сутки с помощью генератора точной амплиту-



Р и с. 2. Результаты измерений.

Вверху: ● — эффект плюс фон, × — фон; внизу: ● — пик тепловых нейтронов; — — реальная функция разрешения

ды (ГТА) контролировалось и при необходимости корректировалось усиление в каналах каждого детектора. Кроме того, для энергетической калибровки и определения функции разрешения один раз в сутки в течение одного часа проводилось измерение на тепловых нейтронах, которые получались замедлением быстрых нейтронов полиэтиленовым блоком толщиной 12 см. Эксперимент длился 3,5 месяца.

Результаты измерений показаны на рис. 2. Обращает на себя внимание хорошее согласие данных, соответствующих измерению фона и эффекта плюс фон в области ниже теплового пика. Это обстоятельство свидетельствует о корректности использованной процедуры измерения фона. Ширина на половине высоты пика тепловых нейтронов составляет 200 кэВ. Такое энергетическое разрешение объясняется значительным разбросом потерь энергии продуктами реакции в мертвом слое (слой ^6LiF , подложка и входные окошки детекторов), так как для минимизации поправок, обусловленных зависимостью углового распределения продуктов реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{T}$ от E_n , детекторы располагались на минимальном расстоянии друг от друга. Очевидно, что в измерениях на быстрых

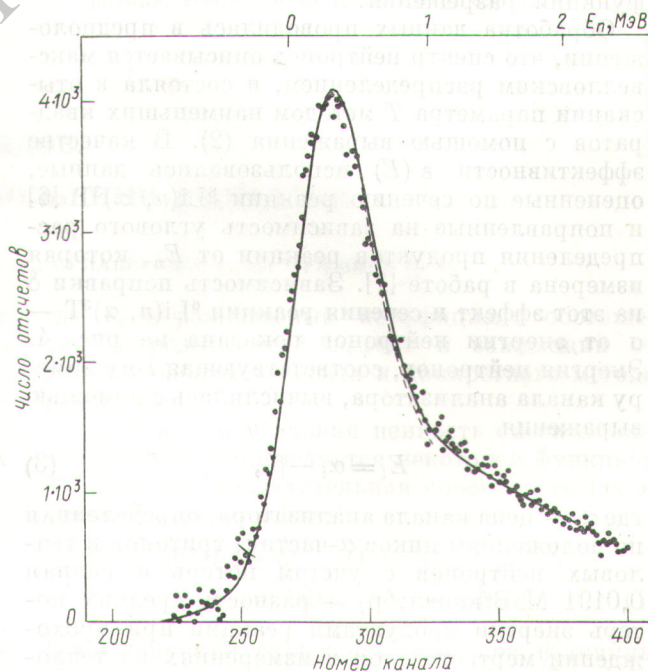
нейтронах функция разрешения, полученная на тепловых нейтронах, будет уширяться за счет наложения импульсов эффекта и фона. Дополнительные измерения, проведенные с ГТА и источником α -частиц (^{234}U), дали совпадающие результаты и показали, что функция уширения имеет гауссовый характер с дисперсией σ^2 , равной 140 ± 30 канал 2 . Поэтому в качестве реальной функции разрешения принимался пик тепловых нейтронов N_i^T , уширенный по закону

$$R_k = \sum_{i=k-\Delta}^{i=k+\Delta} N_i^T (1/\sigma) \exp [(i-k)^2/2\sigma^2], \quad (1)$$

где $\sigma^2 = 140$ канал 2 ; i, k — номера каналов анализатора. Результаты вычисления фона из данных, соответствующих измерению эффекта плюс фон, показаны на рис. 3. Полученное распределение есть спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf — $N(E)$, измеренный с функцией разрешения R_k , который можно представить в виде

$$N_i = C \sum_{k=-\Delta}^{k=\Delta} \left| \frac{d\beta_i}{dE} \right| \varepsilon(E_{i-k}) N(E_{i-k}) R_k, \quad (2)$$

где C — константа; β — величина, характеризующая зависимость потерь энергии продукта-



Р и с. 3. Результаты обработки данных:

● — измеренный спектр нейтронов, — — — — — результаты параметризации 170 и 115 точек спектра

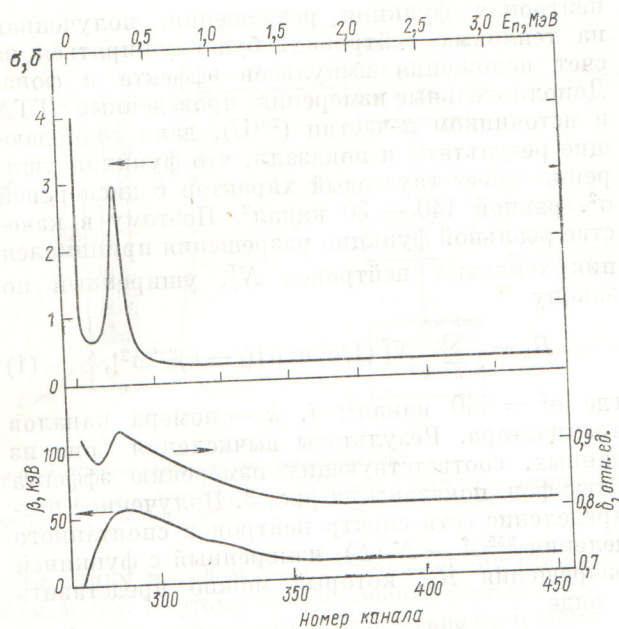


Рис. 4. Зависимость σ , δ и β от энергии нейтронов и номера канала анализатора

ми реакции при прохождении мертвого слоя от энергии нейтронов; Δ — область определения функции разрешения.

Обработка данных проводилась в предположении, что спектр нейтронов описывается максвелловским распределением, и состояла в отыскании параметра T методом наименьших квадратов с помощью выражения (2). В качестве эффективности $\varepsilon(E)$ использовались данные, оцененные по сечению реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$ [6] и поправленные на зависимость углового распределения продуктов реакции от E_n , которая измерена в работе [7]. Зависимость поправки δ на этот эффект и сечения реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$ от энергии нейтронов показана на рис. 4. Энергия нейтронов, соответствующая i -му номеру канала анализатора, вычислялась с помощью выражения

$$E_i = \alpha_i - \beta_i, \quad (3)$$

где α — цена канала анализатора, определенная по положению пиков α -частиц, тритонов и тепловых нейтронов с учетом потерь и равная 0,0191 МэВ/канал; β_i — разность средних потерь энергии продуктами реакции при прохождении мертвого слоя в измерениях на тепловых нейтронах и нейтронах с энергией E_i . Функция $\beta(E_n)$ показана на рис. 4. При ее определении, как и в случае с $\delta(E_n)$, привле-

кались данные об угловых распределениях продуктов в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$ из работы [7].

Результаты параметризации 170 точек экспериментального спектра ($0 < E_n < 2$ МэВ) с помощью выражения (2) в предположении, что

$$N(E) = \sqrt{E} \exp(-E/T), \quad (4)$$

показаны на рис. 3 сплошной линией. Параметр T при этом равен $1,18 \pm 0,05$, а критерий $\chi^2 = 2,32$. Погрешность T определялась из разброса результатов обработки десяти серий измерений и включала ошибку определения дисперсии функции разрешения. Пунктиром показаны результаты обработки 115 экспериментальных точек ($0 < E_n \leq 1$ МэВ). При этом $T = 1,09 \pm 0,05$ МэВ и $\chi^2 = 3,06$.

Следует отметить, что поправки δ и β , используемые в вычислениях, невелики, и от их включения результаты меняются незначительно. Об этом свидетельствуют данные контрольных расчетов, в которых в качестве $\varepsilon(E_n)$ принималось $\sigma(n, \alpha)$ и вместо равенства (3) использовалось выражение $E_i = \alpha_i$ с α , определенной без учета потерь и равной 0,0175. При этом $T = 1,13 \pm 0,05$ МэВ и $\chi^2 = 2,51$.

В работах [8—11], посвященных изучению спектров и угловых распределений мгновенных нейтронов деления в области энергий $E_n \gtrsim 1$ МэВ, обсуждался вопрос о наличии компонента нейтронов с изотропным угловым распределением в лабораторной системе координат (л. с. к.). Так, в работе [11] показано, что спектр нейтронов изотропного компонента спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$ имеет характер максвелловского распределения с $T = 1,01$ МэВ и их доля составляет около 20% полного числа нейтронов на акт деления. Этот эффект должен приводить к смягчению интегрального спектра нейтронов и может служить причиной наблюдаемого уменьшения параметра T с уменьшением E_n . Для проверки этой гипотезы в настоящей работе была проведена параметризация измеренных данных с помощью выражения (2) в предположении, что

$$N(E) = C_1 \sqrt{E} \exp(-E/T_1) + C_2 \sqrt{E} \exp(-E/T_2). \quad (5)$$

Причем веса C_1 и C_2 , в соответствии с работой [11], принимались равными 0,5, и в качестве T_2 использовалось определенное в области энергии $E_n \gtrsim 1$ МэВ значение T , равное 1,43 МэВ. При $\chi^2 = 2,28$ $T = 0,98 \pm 0,05$ МэВ, что в пределах ошибок согласуется с величиной этого параметра для изотропного компонента из работы [11].

Соответствующая кривая на рис. 3 совпадает со сплошной линией.

Для сравнения полученных данных с результатами время-пролетных измерений представляет интерес обработать последние по аналогичной схеме. С этой целью цифровые данные из работы [3] для диапазона $0 < E_n < 1$ МэВ были преобразованы в эквидистантную форму по энергии и параметризованы с помощью выражений (4) и (5). При $\chi^2 = 0,56$ и $0,54$ $T = 1,15 \pm 0,03$ и $T_1 = 0,96 \pm 0,03$ соответственно. Видно, что эти данные удовлетворительно согласуются с соответствующими величинами, полученными в настоящей работе при использовании ${}^6\text{Li}$ -спектрометра.

Таким образом, можно сказать, что результаты измерения спектра нейтронов спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$ ${}^6\text{Li}$ -спектрометром на полупроводниковых счетчиках подтверждают обнаруженное методом времени пролета превышение числа нейтронов в области малых энергий по сравнению с оценкой, основанной на экстраполяции данных из области более высоких энергий по закону $\sqrt{E} \exp(-E/T)$. Одной из возможных причин наблюдаемого явления может служить наличие изотропного компонента нейтронов в л. с. к.

Авторы считают своим долгом выразить признательность Б. Д. Кузьминову и В. С. Стави-

скому за обсуждение полученных результатов, А. И. Гончару за помощь в постановке эксперимента, а также А. В. Лукашкину, И. А. Горюхову и Л. В. Егоровой за участие в работе.

Поступила в Редакцию 24/II 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meadows J. «Phys. Rev.», 1967, v. 457, p. 4076.
2. Замятин Ю. С. и др. In: Proc. IAEA Symp. «Nucl. Data for Reactors — 1970». Helsinki, 15—19 June 1970, p. 183.
3. Eeki L. e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Prompt Fission Neutron Spectra». Vienna, 25—27 Aug. 1974, p. 81.
4. Блинов М. В. и др. В сб.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 4. Обнинск, изд. ОНТИ ФЭИ, 1974, с. 138.
5. Иванов О. И., Сафонов В. А. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 5, с. 307.
6. Сергина Е. А., Дьяченко П. П. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 19. М.: Атомиздат, 1975, с. 10.
7. Overley J., Sealock R., Ehlers D. «Nucl. Phys.», 1974, v. A221, p. 573.
8. Kapoor S., Ramanna R., Ramo Rao R. «Phys. Rev.», 1963, v. 131, p. 283.
9. Scarsvag K., Bergheim K. «Nucl. Phys.», 1963, v. 45, p. 72.
10. Bowman H. e.a. «Phys. Rev.», 1962, v. 126, p. 2120.
11. Пискайкин В. М., Дьяченко П. П., Куцаева Л. С. Программа III Всесоюз. конф. по нейтронной физике. Киев, 9—13 июня 1975, с. 35.

УДК 621. 039. 3

К теории разделительных каскадов, состоящих из элементов с несколькими выходами

ДЖАНДЖАВА Б. Ш., КАМИНСКИЙ В. А., ЛАГУНЦОВ Н. И., СУЛАБЕРИДЗЕ Г. А., ЧУЖИНОВ В. А.

В настоящей работе проводится дальнейшее развитие теории разделительных каскадов, состоящих из элементов с многими выходами [1], в частности исследуется разделительная способность элементов с тремя выходами и предлагается общая методика расчета оптимальных схем соединения подобных элементов.

Схема элемента изображена на рис. 1. Процесс обогащения описывается соотношениями:

$$\delta^+ = \varepsilon_0 c (1 - c) \frac{E+B}{D} \ln \frac{L}{E+B}; \quad (1)$$

$$\delta^0 = \varepsilon_0 c (1 - c) \left(\frac{B}{E} \ln \frac{L}{B} - \frac{E+B}{E} \ln \frac{L}{E+B} \right); \quad (2)$$

$$\delta^- = \varepsilon_0 c (1 - c) \ln \frac{L}{B}; \quad (3)$$

где ε_0 — равновесный коэффициент обогащения, определяющий эффект и зависящий от режима работы элемента и конкретного метода разделения.

Примем, что удельная ценность смеси с концентрацией c определяется некоторой функцией $\Phi(c)$. Тогда разделительная способность находится из соотношения

$$\delta U = \alpha \theta L \Phi(c + \delta^+) + (1 - \alpha) \theta L \Phi(c + \delta^0) + (1 - \theta) L \Phi(c - \delta^-) - L \Phi(c). \quad (4)$$

Поскольку при разделении изотопов величины δ^+ , δ^0 и δ^- малы, функции $\Phi(c + \delta^+)$; $\Phi(c + \delta^0)$ и $\Phi(c - \delta^-)$ могут быть разложены в ряд в окрестности c . Сохраняя члены второго порядка,