

К-18

3/1-442

5245/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



P7 - 10061

В.В.Каманин, С.А.Карамян

РАСЧЕТ АБСОЛЮТНЫХ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ШИРИН
РАСПАДА СИЛЬНОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР
В МОДЕЛИ С ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ.

(Часть 1)

1976

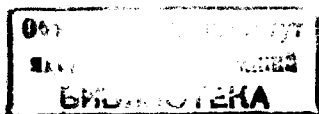
P7 - 10061

В.В.Каманин, С.А.Карамян

РАСЧЕТ АБСОЛЮТНЫХ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ШИРИН
РАСПАДА СИЛЬНОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР
В МОДЕЛИ С ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ.

(Часть 1)

Направлено в ЯФ



1. Введение

Большой объем экспериментальных данных по ядерным реакциям при низких и средних энергиях удовлетворительно описывается на основании концепции, впервые предложенной Н.Бором, согласно которой на первой стадии реакции образуется возбужденное составное ядро. Распад составного ядра не связан с входным каналом, а определяется термодинамическими характеристиками, такими, как энтропия, энергия возбуждения, температура, момент количества движения и т.д. Для ядерных реакций с тяжелыми ионами установлено, что процесс образования составного ядра имеет наибольшее сечение по сравнению с другими реакциями при энергиях частиц вплоть до 10 МэВ/нуклон. Не вызывает сомнения качественное соответствие многих феноменологических закономерностей реакций с тяжелыми ионами представлению об образовании составного ядра. В то же время при количественном описании таких характеристик, как функции возбуждения деления или испарения нейтронов, угловые и энергетические распределения продуктов реакций, в теории используются дополнительные модельные представления и численные параметры. В этой части теория в настоящее время еще неоднозначна, т.е. в различных работах используются различные модели и различные наборы параметров. Выбрать, какие из них соответствуют действительности, затруднительно, поскольку различные параметры могут давать удовлетворительное описание экспериментальных данных. Статистическая теория распада составного ядра базиру-

ется на знании функции плотности уровней в зависимости от энергии возбуждения, из которой получают энтропию и температуру ядра. Наиболее часто используется функция плотности уровней модели невзаимодействующих частиц (модели ферми-газа) $\rho(E) = \text{const } e^{2\sqrt{aE}}$, иногда — другая функция $\rho(E) = \text{const } e^{E/T}$, соответствующая при постоянном T модели с постоянной температурой. (Формулы записаны здесь в наиболее простом виде, без учета спаривания нуклонов и оболочечных эффектов).

Экспериментальные данные^{1,2} по абсолютным ширинам распада составного ядра при энергиях возбуждения (60–100) МэВ, полученные с помощью эффекта теней, на несколько порядков величины отличаются от предсказаний модели ферми-газа с принятыми численными значениями параметров плотности уровней. В модели с постоянной температурой нетрудно получить времена жизни составного ядра (10^{-17} – 10^{-18}) с, которые соответствуют эксперименту. Работа выполнена с целью рассмотрения возможности описания в модели с постоянной температурой не только абсолютных ширин распада составного ядра, но и экспериментальных данных по отношениям Γ_f / Γ_n . Рассматриваются также физические основания модели и ее соотношение с моделью ферми-газа.

II. О термодинамической аналогии модели с постоянной температурой

Модель ферми-газа имеет хорошо определенную термодинамическую аналогию, зафиксированную в названии модели. Вопрос о термодинамической аналогии модели с постоянной температурой не обсуждался в литературе. В связи с неясностью физической аналогии модели возникает сомнение в правомерности ее применения. Вопрос может быть легко решен, если включить в рассмотрение понятие теплоемкости ядра $c_v = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_v$. Хорошо известно, что для любого состояния вещества теплоемкость является резко растущей функцией вблизи абсолютного нуля температуры в связи с размораживанием степеней сво-

боды с увеличением энергии возбуждения. В модели ферми-газа с $=2aT=2\sqrt{aE}$, т.е. теплоемкость пропорциональна \sqrt{E} и температура $\sim\sqrt{E}$. Нетрудно понять, что постоянной температуре соответствует теплоемкость, пропорциональная первой степени энергии возбуждения, т.е. состоянию вещества, для которого число степеней свободы при их равнозначности увеличивается пропорционально энергии возбуждения. Это рассуждение еще не решает вопрос о том, какой физический объект наиболее близко соответствует модели с постоянной температурой.

Простые вычисления показывают, что твердое тело с функцией теплоемкости по Эйнштейну в приближении малых температур:

$$c_v \sim E \ln^2 \left(\frac{\text{const}}{E} \right) \quad (1)$$

имеет весьма близкую зависимость плотности уровней от энергии возбуждения к модели с постоянной температурой:

$$\rho(E) \sim e^{aE(1 + \ln \frac{\text{const}}{E})} \quad (2)$$

Если взять модель Дебая для теплоемкости твердого тела в приближении малых температур (которая лучше описывает экспериментальные теплоемкости твердых тел) $c_v \sim E^{3/4}$, то для плотности уровней получим формулу, промежуточную между моделью ферми-газа и моделью с постоянной температурой:

$$\rho(E) \sim e^{aE^{3/4}} \quad (3)$$

Возможно, аналогия между моделью с постоянной температурой и моделью Эйнштейна для теплоемкости твердого тела не очень плодотворна (это требует специального рассмотрения), тем не менее наличие такого сходства свидетельствует о том, что модель с постоянной температурой не является математической фикцией, лишенной физического смысла. Вообще, применение статистики Эйнштейна для системы ферми-частиц явля-

ется необычным подходом. Отметим, однако, что статистика возбуждений системы частиц может существенно отличаться от статистики частиц, составляющих систему.

III. О соотношении параметров моделей ферми-газа и постоянной температуры

В модели ферми-газа основным параметром является параметр плотности уровней - a , ядерная температура вычисляется из соотношения $E = a T_F^2$ или близкого соотношения $E = a T_F^2 - T_F$. В модели с постоянной температурой численным параметром является температура - T . Поскольку это разные модели, то может не быть прямого соответствия параметров температуры в этих двух моделях, т.е. при обработке одних и тех же экспериментальных данных параметры температуры модели ферми-газа и модели с постоянной температурой могут, вообще говоря, различаться.

Для того, чтобы понять, каким образом можно сравнивать параметры температуры в этих двух моделях, рассмотрим вопрос об энергетическом спектре испарительных нейтронов, измерение которого является наиболее прямым способом определения ядерной температуры. Выведем энергетический спектр нейтронов общепринятым способом (см., напр. /3/)

$$I(\epsilon) d\epsilon = \text{const } \epsilon \rho(E - V_n - \epsilon) d\epsilon, \quad (4)$$

где ϵ - энергия нейтрона, V_n - энергия связи нейтрона, E - энергия возбуждения до испарения нейтрона. Подставив в формулу $\rho(E - V_n - \epsilon) = \text{const } e^{2\sqrt{a(E - V_n - \epsilon)}}$ и

использовав соотношение $E - V_n - \epsilon = a T_F^2$ для замены параметра a на параметр T_F , получим:

$$I(\epsilon) d\epsilon = \text{const } \epsilon e^{-\frac{2\epsilon}{T_F}} d\epsilon. \quad (5)$$

Подобный вывод для модели с постоянной температурой дает:

$$I(\epsilon) d\epsilon = \text{const } \epsilon e^{-\epsilon/T} d\epsilon. \quad (6)$$

Отсюда ясно, что температуру модели ферми-газа T_F необходимо уменьшить в два раза прежде, чем сравнивать ее с параметром T модели с постоянной температурой. Аналогичный результат следует из прямого рассмотрения функции плотности уровней $\rho(E)$, поскольку

$$\ln \rho = \frac{2E}{T_F} + \text{const} \quad \text{для ферми-газа и} \quad \ln \rho = \frac{E}{T} + \text{const}$$

для постоянной температуры.

Этот результат весьма важен, поскольку последующий анализ экспериментальных данных в модели с постоянной температурой приводит к значению $T = (0,8-0,9)$ МэВ, в то время как расчет по модели ферми-газа для энергий возбуждения (60-100) МэВ дает значения $T_F = (1,5-2)$ МэВ. Это кажущееся противоречие снимается рассмотрением, выполненным в данном параграфе.

IV. Расчет отношений Γ_f / Γ_n в зависимости от энергии возбуждения

Наиболее систематические экспериментальные данные об отношениях Γ_f / Γ_n для составных ядер с $Z = (63-82)$ в реакциях с тяжелыми ионами были получены в работах /4,5/. Анализ данных проводился в модели ферми-газа для извлечения экспериментальных значений барьеров деления V_f . Было показано, что для удовлетворительного воспроизведения быстро растущих функций $\Gamma_f / \Gamma_n(E^x)$ требуется ввести два параметра плотности уровней a_n - для сферического составного ядра и a_f - для составного ядра в седловой точке; кроме того, необходимым условием является наличие энергетической зависимости отношения $a_n / a_f(E^x)$.

В модели с постоянной температурой отношения Γ_f / Γ_n также воспроизводятся при введении двух параметров: T_n - для сферического составного ядра и T_f - для ядра в седловой точке. Как будет показано ниже,

для точного согласования расчета с экспериментом необходимо вводить энергетическую зависимость отношения Γ_f/Γ_n .

а) Основные формулы

Формулы для ширины распада составного ядра Γ_n и Γ_f были выведены с помощью стандартного рецепта статистической теории^{/6/} при использовании функции плотности уровней $\rho(E) = \text{const } e^{E^x/T}$

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3} T_n^2}{\pi k_0 \exp[(E^x - E_R)/T_c]} \left\{ \exp\left[\frac{E^x - B_n - E_R}{T_n}\right] - \frac{E^x - B_n - E_R}{T_n} - 1 \right\} \quad (7)$$

$$\Gamma_f = \frac{T_f}{2\pi \exp[(E^x - E_R)/T_c]} \left\{ \exp\left[\frac{E^x - B_f - E_R}{T_f}\right] - 1 \right\}, \quad (8)$$

где A - массовое число ядра, $k_0 = 12,25$ МэВ, E - полная энергия возбуждения ядра, E_R - энергия вращения для равновесной деформации, E_R^f - энергия вращения на вершине барьера, B_n - энергия связи нейтрона, B_f - барьер деления, T_c - температура составного ядра, T_n - температура составного ядра после испарения нейтрона, T_f - температура составного ядра на вершине барьера. Энергия вращения E вычислялась для момента инерции жесткого сфероида, причем средний квадрат углового момента $\langle l^2 \rangle$ вычислялся по модели черного ядра с учетом ограничений по критическому угловому моменту. $l_{кр}$ рассчитывается по формуле из работы^{/7/}:

$$l_{кр} = 0,155 \tau_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \sqrt{\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} (E_B - Q)}, \quad (9)$$

где A_1, A_2 - массовые числа ядер, мишени и бомбардирующей частицы E_B - барьер взаимодействия в с.п.и., Q - полное энергосодержание реакции слияния. τ_0 в расчетах углового момента и момента инерции принималось равным 1,22 Фм. Вращательная энергия сильно деформи-

рованного ядра на вершине барьера деления рассчитывалась по формуле из работы^{/8/}:

$$E_R^f = E_R (1 - 1,167 F - 5,026 F^2 + 6,874 F^3 + \dots), \quad (10)$$

где $F = (1 - Z^2/A) / ((Z^2/A)_{крит})$

при $(Z^2/A)_{крит} = 45$ в согласии с данными^{/9/}. Различие

в энергии вращения для равновесной формы и для деформированного ядра в седловой точке оказывало заметное влияние на величины Γ_f/Γ_n и давало возможность рассмотреть экспериментальные данные о зависимости Γ_f/Γ_n от углового момента.

Как показали первые же расчеты, экспериментальные Γ_f/Γ_n не могут быть воспроизведены в простейшем предположении о равенстве и постоянстве всех параметров температур формул (7,8) $T_c = T_n = T_f = \text{const}$. Однако для достижения хорошего согласия теории и эксперимента достаточно предположить $T_f \neq T_c = T_n = \text{const}$ и ввести слабую энергетическую зависимость T_f , хотя бы в линейном приближении с одним дополнительным параметром

$$T_f = T_f(E^x = E_0) + k(E^x - E_0). \quad (11)$$

Таким образом, расчеты содержали кроме обычных энергетических параметров ядра (таких, как B_n, B_f) три параметра: $T_n = T_c, T_f(E = E_0), k$. Это не больше, чем в модели ферми-газа, где для обработки Γ_f/Γ_n вводятся^{/10,11/} a_n, a_f и более сложная, чем линейная, энергетическая зависимость $a_f/a_n(E^x)$. Энергии связи нейтронов B_n и полные энергии связи были взяты из таблицы масс^{/12/}, величины барьеров деления B_f брались из расчетов^{/13/}, а также использовались величины B_f , полученные при обработке экспериментальных Γ_f/Γ_n в модели ферми-газа^{/4,5/}. В автоматической программе расчета на ЭВМ величина B_f могла быть варьируемым вблизи расчетных значений параметром.

б) Численные результаты

Была разработана программа для автоматической подгонки на ЭВМ СДС-6400 параметров формул (7,8). Программа основывалась на стандартной программе **COMFIL** [14], использующей регуляризованные итерационные процессы типа Гаусса-Ньютона. Экспериментальные значения $\Gamma_f/\Gamma_n^{4,5}$ при нескольких значениях энергии возбуждения в интервале (50-100) МэВ с шагом 5-10 МэВ вводились в ЭВМ, программа выбирала наилучший (в смысле наименьших квадратов) набор параметров T_f, k, V_f .

На рис.1 на примере реакций $^{133}\text{Cs} + ^{16}\text{O}$, $^{165}\text{Ho} + ^{16}\text{O}$, $^{182}\text{W} + ^{12}\text{C}$ показано, что экспериментальная функция $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ может быть хорошо воспроизведена при различных значениях T_n , если выбрать соответствующим образом T_f и k ; показано также, что для $T_f = \text{const} \neq T_n$ расчетные значения сильно отличаются от эксперимента. Параметр $T_n = T_c$ в большинстве дальнейших расчетов Γ_f/Γ_n считался фиксированным при значениях вблизи (0,8-0,9) МэВ, что неплохо воспроизводило абсолютные значения Γ_n и Γ_f (см. [6]).

Рис.2 показывает функции $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ для одного и того же составного ядра, получаемого в реакциях с различными ионами $^{159}\text{Tb} + ^{22}\text{Ne}$, $^{165}\text{Ho} + ^{16}\text{O}$, $^{169}\text{Tm} + ^{12}\text{C}$, оптимизация параметров была сделана для реакции $^{165}\text{Ho} + ^{16}\text{O}$ при $T_n = 0,9$. Расчет для двух других комбинаций мишень-частица проводился при тех же самых параметрах. Хорошее согласие расчетных точек с экспериментальными кривыми для всех трех реакций говорит, что влияние углового момента на величины Γ_f/Γ_n хорошо учитывается в теории.

На рис.3 дана серия кривых Γ_f/Γ_n для составных ядер с различными Z в сравнении с расчетными величинами. Показано, что во всех случаях достигается хорошее согласие расчета и эксперимента. Параметры расчета T_f, k, V_f естественно меняются в зависимости от Z ; в табл.1 они приведены для трех вариантов расчета при значениях $T_n = 0,8; 0,9; 1,0$ МэВ. Была выполнена систематизация параметров. На рис.4 приведены значения

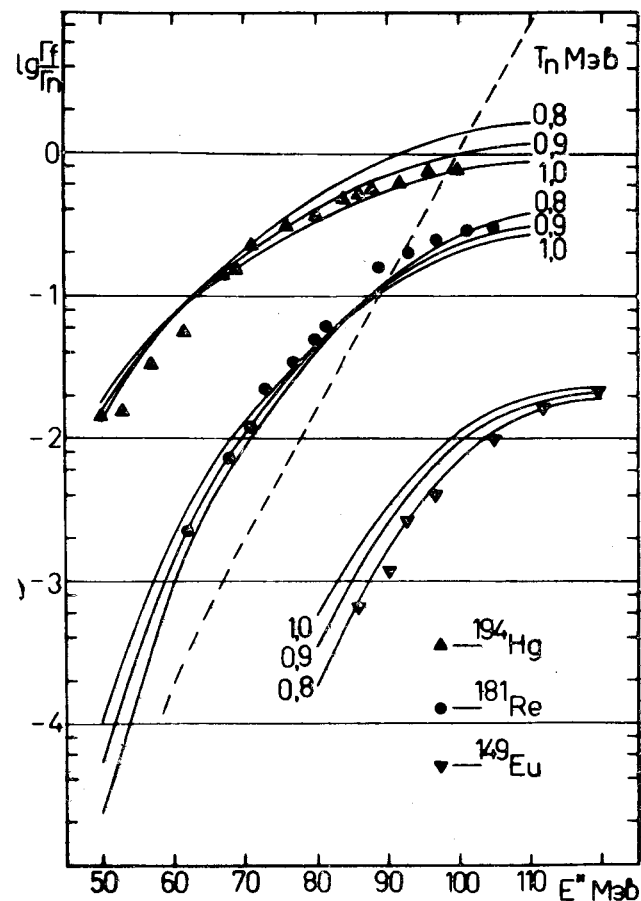


Рис.1. Сплошными линиями показаны функции $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ для ядер ^{149}Eu , ^{181}Re и ^{194}Hg , рассчитанные при различных значениях $T_n = 0,8, 0,9, 1,0$ МэВ. Расчет производился при фиксированных значениях величин T_f/T_n (при $E = 100$ МэВ) и отношений k/T_n : $T_f/T_n = 0,768; 0,847, 0,819$ и $k/T_n = 0,0020; 0,00116; 0,00075$ для ядер ^{149}Eu , ^{181}Re и ^{194}Hg , соответственно. Точками обозначены экспериментальные значения из работ [4,5].

Пунктирная кривая - расчет для ^{181}Re при $T_n = 0,9$ МэВ, $K = 0$. Значение $T_f = 0,756$ МэВ выбрано с целью привязки к расчету $sk/T_n = 0,00116$ при энергии возбуждения 90 МэВ.

барьеров деления V_f^0 в зависимости от Z^2/A . Величина V_f^0 есть жидкокапельная составляющая барьера $V_f^0 = V_f + \Delta(Z, N) - \delta$, где поправки на спаривание нуклонов и оболочечные эффекты взяты из [15]. Точки

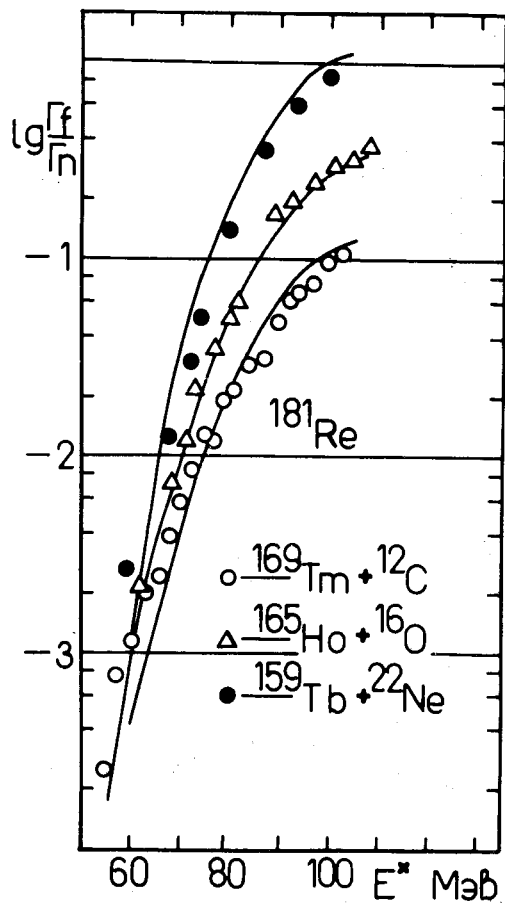


Рис.2. Точный расчет $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ для реакций $^{169}\text{Tm} + ^{12}\text{C}$, $^{165}\text{Ho} + ^{16}\text{O}$, $^{159}\text{Tb} + ^{22}\text{Ne}$, приводящих к образованию одного и того же составного ядра ^{181}Re с различным угловым моментом. Параметры для всех реакций выбирались равными $T_n=0,9$, $T_f(100)=0,738$ МэВ, $k=0,00163$, $V_f=26,5$ МэВ.

получены при подгонке кривых Γ_f/Γ_n при $T_n=0,9$ МэВ, сплошная линия – результат теоретического рассмотрения барьеров деления в работе ¹³. Видно,

что значения барьеров деления, полученные в наших расчетах, не сильно отклоняются от теоретических значений. Имеется вполне естественный разброс. Можно обнаружить также небольшое систематическое отклонение, которое будет обсуждаться в ¹⁶.

Рассмотрение параметров T_f/T_n ($E^x=100$ МэВ) и k/T_n , получаемых в расчетах, показало, что они могут дать регулярную зависимость от разности $V_f - V_n$.

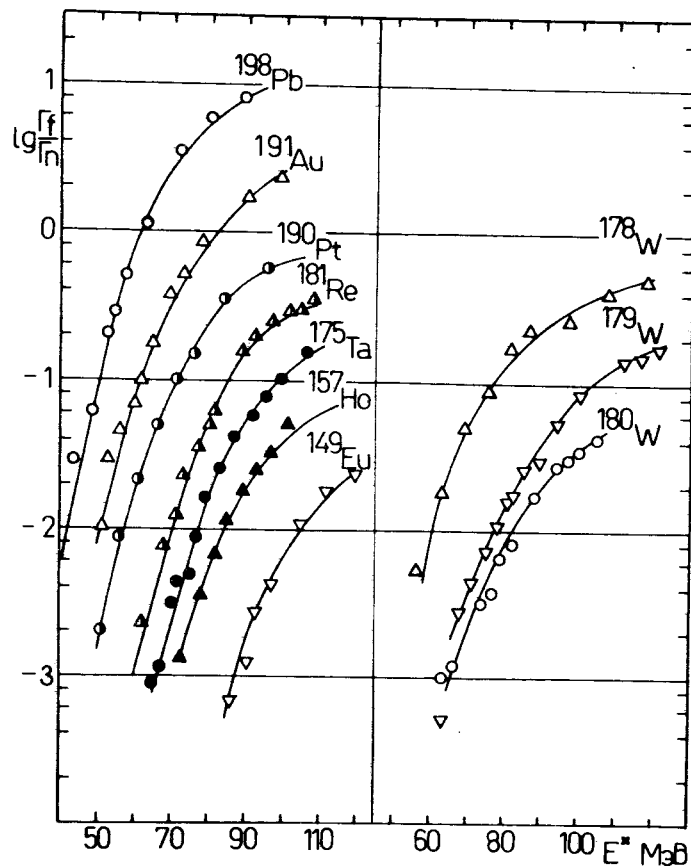


Рис.3. Сравнение экспериментальных данных по $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ для ядер от ^{149}Eu до ^{198}Pb из работ ^{1,5/} с расчетом в случае нахождения оптимальных параметров V_f^0 , $T_f(100)$ и k , представленных в таблице 1, для $T_n=0,9$ МэВ.

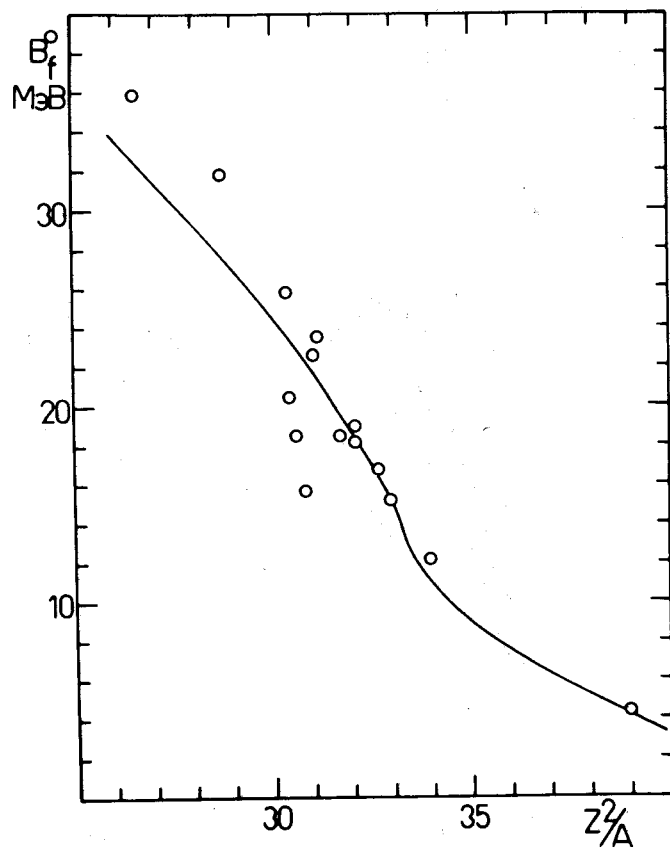


Рис.4. Сравнение теоретической зависимости /13/ жидкокапельной составляющей барьеров деления $-B_f^0$ от параметра Z^2/A и значений B_f^0 , полученных при подгонке параметров для описания функций $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ при $T_n=0,9$ МэВ.

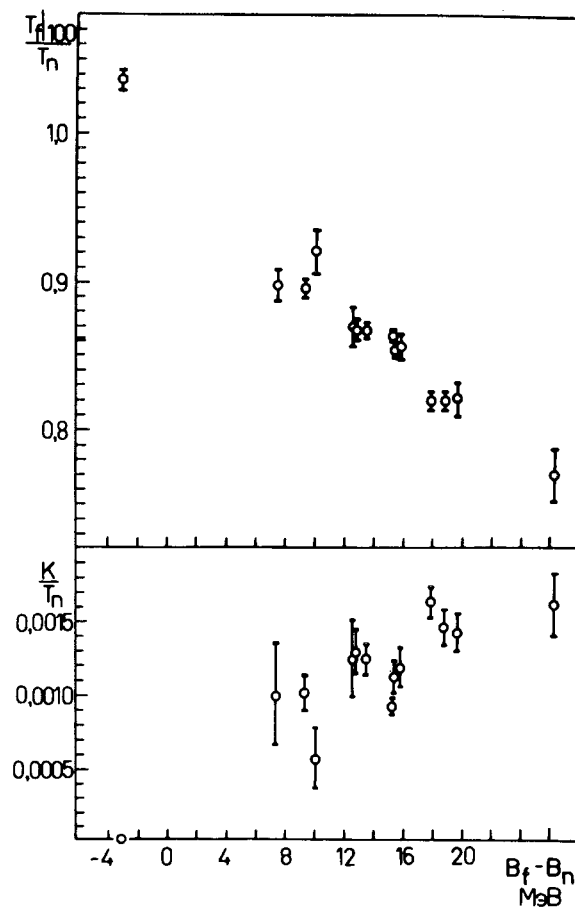


Рис.5. Систематика значений отношений T_f/T_n при $E=100$ МэВ и k/T_n в зависимости от разности $B_f - B_n$.

На рис.5 представлена такая зависимость, действительно расчетные значения имеют небольшой разброс относительно кривых, которые могут быть проведены по точкам. Возможно, регулярная зависимость T_f/T_n и k/T_n от разности $(B_f - B_n)$ имеет

Таблица 1а

Значения параметров V_f , T_f (100 МэВ) и k , при которых достигается согласие теоретических и экспериментальных зависимостей $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ для $T_n=0,8$ МэВ

Составное ядро	Частица	V_f МэВ	T_f МэВ 100 МэВ	k	V_n МэВ
I49Eu	I60	33,3±I,6	0,63I±0,0I7	(0, I32±0,0I7)I0 ⁻²	8,643
I57Ho	I60	27,8±0,8	0,669±0,008	(0, I15±0,0I0)I0 ⁻²	9,30I
I75Ta	I60	26,3±0,6	0,668±0,006	(0, I18±0,098)I0 ⁻²	8,697
I78W	I9F	18, I±I,4	0,744±0,0I5	(0,426±0,020)I0 ⁻³	8,600
I79W	I4N	2I, I±0,4	0,700±0,004	(0,728±0,044)I0 ⁻³	6,776
I80W	IIВ	23,0±0,7	0,695±0,007	(0,954±0, I05)I0 ⁻³	8,248
I8IRe	I60	25,3±0,4	0,668±0,004	(0, I33±0,007)I0 ⁻²	8,5I4
I86Os	I60	25, I±0,4	0,668±0,004	(0, I33±0,007)I0 ⁻²	8, I02
I85Iг	I60	20,7±0,7	0,704±0,007	(0, I02±0,0I4)I0 ⁻²	8,696
I87Iг	I2C	20,9±0,4	0,703±0,004	(0,995±0,085)I0 ⁻³	8,366
I90Pt	I60	20,3±I,3	0,705±0,0I3	(0,999±0,242)I0 ⁻³	8,333
I9IDu	I60	18, I±0,9	0,7I7±0,008	(0,760±0, I62)I0 ⁻³	8,630
I94Hg	I2C	17,5±0,5	0,725±0,005	(0,804±0,097)I0 ⁻³	8,792
I98Pb	I60	15,7±I,4	0,730±0,0I2	(0,7I0±0,328)I0 ⁻³	9,009
256Fm	I80	3,7±0,4	0,833±0,006	0,000	6,776

некоторый физический смысл. С увеличением $(V_f - V_n)$ уменьшается отношение $T_f/T_n(E_0)$ и увеличивается коэффициент k . Отметим здесь, что в опробованных вариантах расчета с параметром T_n , заметно большим или меньшим (0,8-0,9) МэВ, разброс параметров T_f/T_n и k на зависимости, подобной рис.5, значительно возрастает; разброс оказывается также большим, если фиксировать в расчете барьеры деления, полученные Сиккеландом в работах ^{4,5} по измерению Γ_f/Γ_n .

Регулярный характер изменения параметров V_f , T_f/T_n и k/T_n от ядра к ядру позволяет рассмотреть возможность введения гладких функциональных зависимостей для этих параметров с целью описания имеющихся экспериментальных данных по величинам Γ_f/Γ_n

Таблица 1б. То же, что в таблице 1а, для $T_n=0,9$ МэВ.

Составное ядро	Частица	V_f МэВ	T_f МэВ 100 МэВ	k	V_n МэВ
I49Eu	I60	35,0±I,6	0,692±0,0I8	(0, I6I±0,02I)I0 ⁻²	8,643
I57Ho	I60	29, I±0,8	0,739±0,009	(0, I4I±0,0I3)I0 ⁻²	9,30I
I75Ta	I60	27,6±0,6	0,738±0,006	(0, I45±0,0I2)I0 ⁻²	8,697
I78W	I9F	18,8±I,2	0,829±0,0I4	(0,555±0,229)I0 ⁻³	8,600
I79W	I4N	22,2±0,4	0,776±0,004	(0,90I±0,057)I0 ⁻³	6,776
I80W	IIВ	24, I±0,7	0,770±0,008	(0, I18±0,0I4)I0 ⁻²	8,248
I8IRe	I60	26,5±0,4	0,738±0,004	(0, I63±0,009)I0 ⁻²	8,5I4
I86Os	I60	26,3±0,4	0,738±0,004	(0, I63±0,009)I0 ⁻²	8, I02
I85Iг	I60	21,6±0,7	0,78I±0,007	(0, I28±0,0I6)I0 ⁻²	8,696
I87Iг	I2C	2I,9±0,4	0,780±0,004	(0, I22±0,0I1)I0 ⁻²	8,366
I90Pt	I60	2I, I±I,2	0,783±0,0I2	(0, I23±0,027)I0 ⁻²	8,333
I9IDu	I60	18,9±0,8	0,795±0,008	(0,968±0, I8I)I0 ⁻³	8,630
I94Hg	I2C	18,2±0,5	0,807±0,005	(0, I00±0,0I2)I0 ⁻²	8,792
I98Pb	I60	16,6±I,2	0,808±0,0I0	(0,993±0,350)I0 ⁻³	9,009
256Fm	I80	3,7±0,3	0,933±0,005	0,000	6,776

Таблица 1в. То же, что в таблице 1а, для $T_n=1,0$ МэВ.

Составное ядро	Частица	V_f МэВ	T_f МэВ 100 МэВ	k	V_n МэВ
I49Eu	I60	36,7±I,6	0,752±0,02I	(0, I92±0,025)I0 ⁻²	8,643
I57Ho	I60	30,4±0,8	0,806±0,0I0	(0, I70±0,0I6)I0 ⁻²	9,30I
I75Ta	I60	28,8±0,6	0,805±0,007	(0, I74±0,0I5)I0 ⁻²	8,697
I78W	I9F	19,6±I,2	0,909±0,0I4	(0,73I±0,244)I0 ⁻³	8,600
I79W	I4N	23,3±0,4	0,950±0,005	(0, I09±0,007)I0 ⁻²	6,776
I80W	IIВ	25,2±0,8	0,843±0,009	(0, I4I±0,0I6)I0 ⁻²	8,248
I8IRe	I60	27,6±0,4	0,806±0,005	(0, I95±0,0I0)I0 ⁻²	8,5I4
I86Os	I60	27,4±0,4	0,805±0,005	(0, I95±0,0I0)I0 ⁻²	8, I02
I85Iг	I60	22,5±0,6	0,855±0,007	(0, I55±0,0I8)I0 ⁻²	8,696
I87Iг	I2C	22,8±0,5	0,855±0,005	(0, I48±0,0I3)I0 ⁻²	8,366
I90Pф	I60	22,0±I, I	0,858±0,0I2	(0, I49±0,029)I0 ⁻²	8,333
I9IDu	I60	19,7±0,7	0,87I±0,008	(0, I20±0,0I9)I0 ⁻²	8,630
I94Hg	I2C	18,9±0,6	0,886±0,006	(0, I2I±0,0I5)I0 ⁻²	8,792
I98Pb	I60	17,4±I, I	0,884±0,0I0	(0, I3I±0,036)I0 ⁻²	9,009
256Fm	I80	3,2±0,3	1, I03±0,006	0,000	6,776

и расчета Γ_f/Γ_n для неизученных ядер. Во второй части работы /16/ приведены также результаты расчета абсолютных значений ширины Γ_n и Γ_f и сравнение их с экспериментальными ширинами, полученными из измерения времен жизни составных ядер с помощью эффекта теней.

Литература

1. С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Ю.Ц.Оганесян. Материалы международной конференции по физике тяжелых ионов. ОИЯИ Д7-5769, Дубна, 1971, стр.391.
2. В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, С.П.Третьякова. ЯФ 16,447,1972. Препринт ОИЯИ Р7-6302, Дубна,1972.
3. Дж.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, М., ИЛ, 1954.
4. T. Sikkeland. Phys. Rev., 135B, 669 (1964).
5. T. Sikkeland, J. E. Clarkson, N. H. Steiger-Shafir, V. E. Viola. Phys. Rev., 3C, 329 (1971).
6. Дж. Юйзенга, Р.Ванденбош. В сб. "Ядерные реакции", 2, М., Атомиздат, 1964, стр.51.
7. Б.Бэчев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Ю.Ц.Оганесян. ЯФ,23,520,1976; Препринт ОИЯИ Р7-8676, Дубна,1975.
8. Г.А.Пик-Пичак. ЖЭТФ 34,341,1958.
9. С.А.Карамян, И.В.Кузнецов, Ю.А.Музычка, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник. ЯФ,6, 494 (1967).
10. М.Г.Иткис, К.Г.Куватов, В.Н.Околович, Г.Я.Руськина, Г.Н.Смиринкин, А.С.Тишин. ЯФ,16,258,1972.
11. А.В.Игнатюк, М.Г.Иткис, В.Н.Околович, Г.Н.Смиринкин, А.С.Тишин. ЯФ 21, 1185, 1975.
12. W. D. Myers, W. J. Swiatecki. Preprint UCRL-11980 (1965).
13. В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, Р7-7165, Дубна,1973.
14. Л.Александров. Препринт ОИЯИ, Р5-7259, Дубна,1973.
15. A. G. W. Cameron. Can. Journ. Phys., 35, 1021 (1957).
16. В.В.Каманин, С.А.Карамян. Препринт ОИЯИ Р7-10062, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел

25 августа 1976 года