

К-18.

5246/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

3/1-772



P7 - 10062

В.В.Каманин, С.А.Карамян

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

(Часть 2)

1976

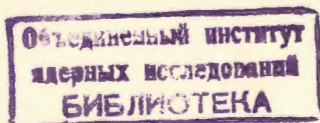
P7 - 10062

В.В.Каманин, С.А.Карамян

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

(Часть 2)

Направлено в ЯФ



Каманин В.В., Карамян С.А.

P7 - 10062

Расчет абсолютных и относительных ширин распада сильно-возбужденных ядер в модели с постоянной температурой. Часть 2.

Показано, что в модели с постоянной температурой (функция плотности уровней ядра $\rho(E) \sim e^{E/T}$) можно с хорошей точностью описать совместно экспериментальные данные по отношениям Γ_f/Γ_n и по временам жизни составных ядер в диапазоне энергий возбуждения (50-100) МэВ. Рассмотрены физические основания модели и ее соотношение с моделью ферми-газа.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Kamanin V.V., Karamyun S.A.

P7 - 10062

The calculation of the Absolute and Relative Decay Widths of the Highly Excited Nuclei in the Constant Temperature Model (Part 2).

The possibility of description with high accuracy of the experimental data on ratios Γ_f/Γ_n and simultaneously on lifetimes of the compound nuclei in the excitation energy region (50-100) MeV is shown. The physical foundation of the model and its relation to the Fermi-gas model are considered.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

1. Введение

Несколько лет назад были получены^{/1,2/} экспериментальные результаты измерения с помощью эффекта теней времен жизни (и, следовательно, абсолютных эффективных ширин) составных ядер с $79 \leq Z \leq 89$ в диапазоне энергий возбуждения (60-100) МэВ. Полученные значения $\tau = (10^{-17} - 10^{-18})$ с на несколько порядков величины отличаются от результатов статистических расчетов в модели ферми-газа с принятыми численными значениями параметров^{/3/}. В модели с постоянной температурой нетрудно получить значения времен жизни составных ядер, согласующиеся с экспериментом. Работа выполнена с целью рассмотрения возможности описания в модели с постоянной температурой совместно экспериментальных данных по абсолютным ширинам составных ядер^{/1,2/} и по отношениям делительной и нейтронной ширин Γ_f/Γ_n ^{/3,4/} ранее воспроизводившимся в модели ферми-газа. В первой части настоящей работы^{/5/} сформулирована цель расчетов, рассмотрены физические основания модели с постоянной температурой (функция плотности уровней $\rho(E) = \text{const } e^{E/T}$) и ее соотношение с моделью ферми-газа (функция плотности уровней $\rho(E) = \text{const } e^{2\sqrt{aE}}$). Вычисление ширин распада составного ядра производилось по формулам модели с постоянной температурой (см. подробнее^{/5/}):

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

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

где T_c , T_n , T_f — параметры температуры исходного ядра, ядра после испарения нейтрона и ядра на вершине барьера деления, соответственно, E_R и E_R^f — энергии вращения ядра при равновесной деформации и на вершине барьера, B_n и B_f — энергия связи нейтрона (из таблиц^{/6/}) и барьер деления ядра, $k_0 = 12,25$ МэВ. Величина E_R вычислялась с учетом ограничений по критическому угловому моменту^{/7/}, E_R^f — по формуле из работы^{/8/}. Было показано, что экспериментальные функции $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ воспроизводятся в предположении постоянства и равенства $T_n = T_c$ и слабой линейной энергетической зависимости $T_f^n = T_f^c(E = E_0) + k(E - E_0)$.

Была разработана автоматическая программа подгонки на ЭВМ СДС-6400 следующих параметров: $T_f/T_n(E_0)$, k/T_n , B_f , для фиксированных значений T_n^f в диапазоне (0,8–1,0) МэВ. После точной обработки экспериментальных функций $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ для ряда ядер в диапазоне $Z = 63–82$ выяснилось, что оптимальные значения параметров $T_f/T_n(E_0)$, k/T_n показывают регулярную зависимость от разности $B_f - B_n$, а параметр B_f^0 (капельная составляющая барьера $B_f^0 = B_f - \delta + \Delta$) — от Z^2/A , близкую к результатам^{/9/}. Оболочечные поправки $\Delta(Z, N)$ к барьерам деления были взяты из таблиц^{/10/}. В заключении первой части исследования^{/5/} нами была сформулирована задача нахождения сглаженных функциональных зависимостей параметров $T_f/T_n(E_0)$, k/T_n , B_f^0 с целью описания имеющихся экспериментальных данных по Γ_f/Γ_n , расчета Γ_f/Γ_n для неизученных ядер, а также проверки возможности совместного описания эксперимен-

тальных значений времен жизни составных ядер и отношений Γ_f/Γ_n для тех же ядер. Эти вопросы излагаются в настоящем сообщении.

II. Функциональные зависимости параметров модели с постоянной температурой

Основой построения функциональных закономерностей изменения параметров модели с постоянной температурой являлись параметры наилучшего согласия, найденные путем индивидуального подбора параметров $T_f/T_n(E_0)$, k/T_n , B_f для каждой отдельной функции $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$. Был применен метод последовательных приближений. Сначала по найденным для B_f^0 точкам проводилась кривая наименьшего отклонения для зависимости B_f^0 от Z^2/A . Затем с величинами B_f^0 , взятыми по этой гладкой кривой, повторялась процедура подгонки экспериментальных $\Gamma_f/\Gamma_n(E^x)$ при вариации $T_f/T_n(E_0)$ и k/T_n . Найденные значения $T_f/T_n(E_0)$ и k/T_n откладывались на графиках в зависимости от разности $B_f - B_n$, по этим точкам оказалось возможным провести гладкие кривые наименьшего отклонения, причем разброс точек относительно кривых стал значительно меньшим, чем на стадии первой итерации. Функциональные зависимости $T_f/T_n(100)$, k/T_n показаны на рис.1 (точки конкретно для каждой реакции здесь уже не приводятся). Затем процедура подгонки B_f^0 была повторена (окончательная зависимость B_f^0 от Z^2/A показана на рис.2). Результаты вычисления Γ_f/Γ_n для всех ядер с параметрами B_f^0 , T_f/T_n и k/T_n , взятыми по сглаженным кривым (рис.1,2) приведены на рис.3–7. Согласно эксперимента и расчета, естественно, стало худшим, чем при индивидуальном подборе параметров для каждой реакции^{/5/}. Однако видно, что с изменением Z ядра нет систематического расхождения расчета и эксперимента, хотя для некоторых реакций имеет место сдвиг всей кривой расчетных Γ_f/Γ_n от экспериментальных значений в большую или меньшую сторону не больше, чем на фактор (1,2–1,4). Таким образом, имеется возможность вычисления величин Γ_f/Γ_n для любого

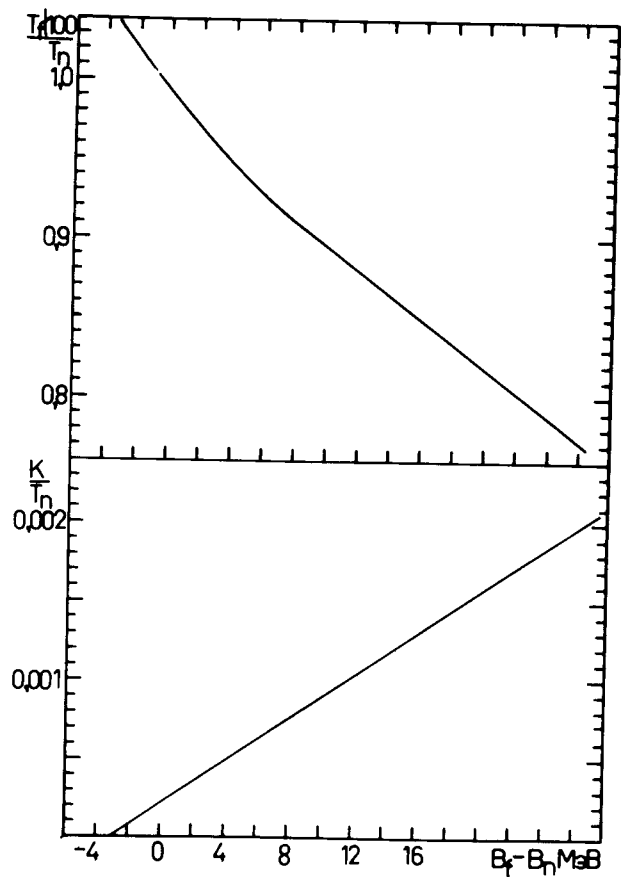


Рис.1. Сглаженные зависимости величин Γ_f/Γ_n (при 100 МэВ энергии возбуждения) и k/Γ_n от разности $V_f - V_n$.

составного ядра в диапазоне Z от 60 до 85 при средней точности $\pm(10-20)\%$. Далее были выполнены расчеты абсолютных значений Γ_f и Γ_n и сравнение их с экспериментальными данными ^{1,2/}.

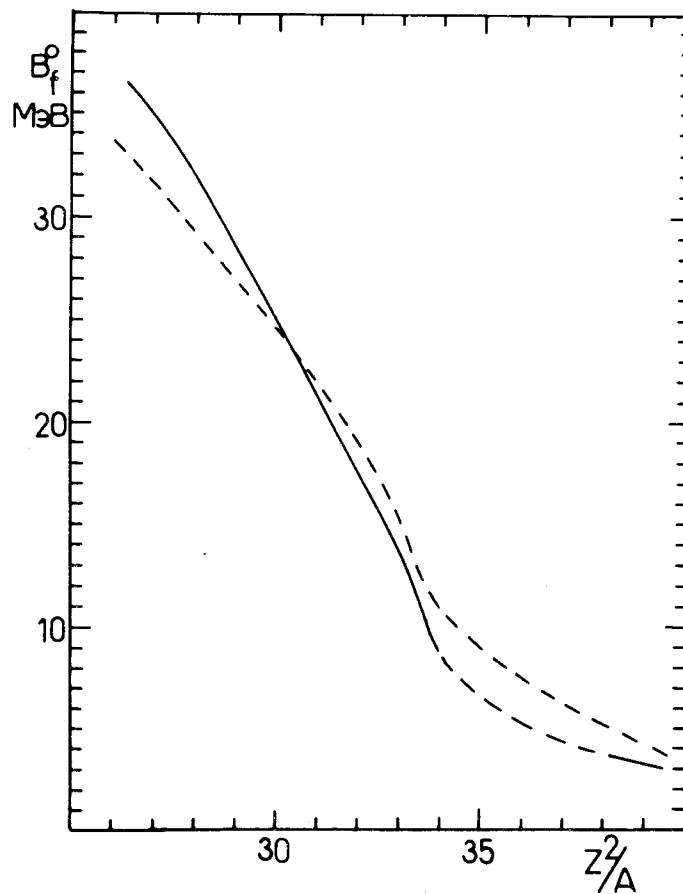


Рис.2. Сплошная линия - сглаженная кривая зависимости жидкокапельной составляющей барьера деления от Z^2/A , полученная нами в расчетах Γ_f/Γ_n . Пунктир-теоретическая кривая из работы ^{13/}.

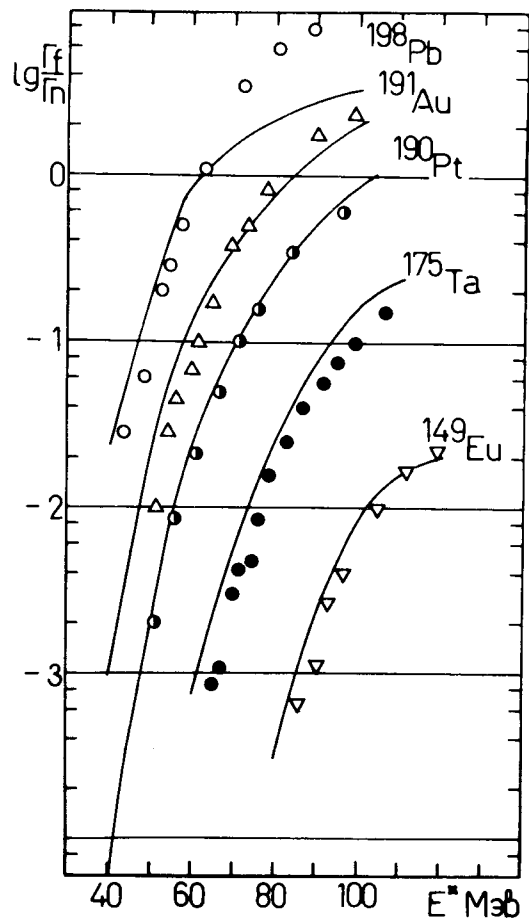


Рис.3. Сравнение экспериментальных функций $\Gamma_f/\Gamma_n(E^*)$ из работ/4,5/ и расчета при значениях параметров, взятых по сглаженным зависимостям для величин V_f^0 от Z^2/A и T_f/T_n (100 МэВ) и k/T_n от $V_f - V_n$.

III. Расчет абсолютных значений Γ_f и Γ_n и времен жизни составных ядер τ_f и τ_n

Обработка экспериментальных данных по временам жизни составных ядер, измеренным с помощью эффекта теней, проводилась следующим образом: параметры $T_f/T_n, k/T_n, V_f^0$ были взяты по сглаженным кривым, при этом вычислялись отношения Γ_f/Γ_n , которые сравнивались с экспериментом (при наличии данных по рассматриваемой реакции) и абсолютные ширины Γ_f и Γ_n ,

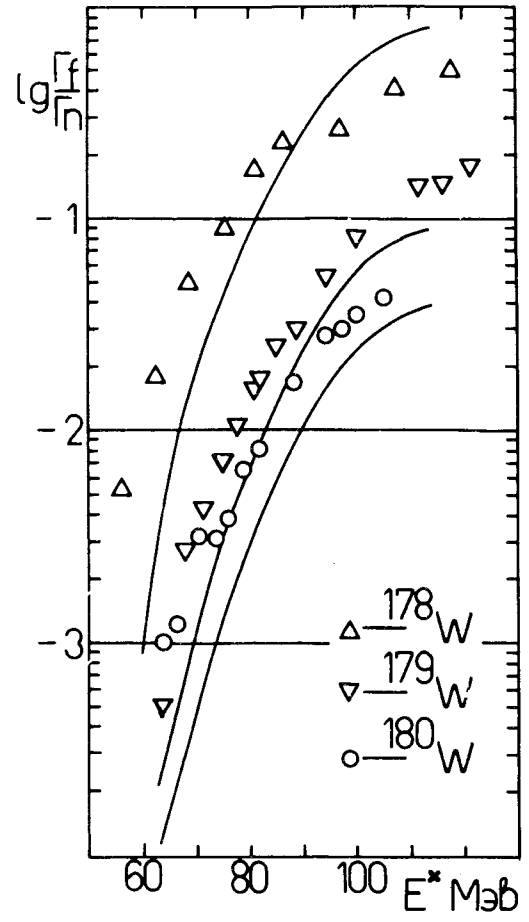


Рис.4. То же, что на рис.3, для различных изотопов W.

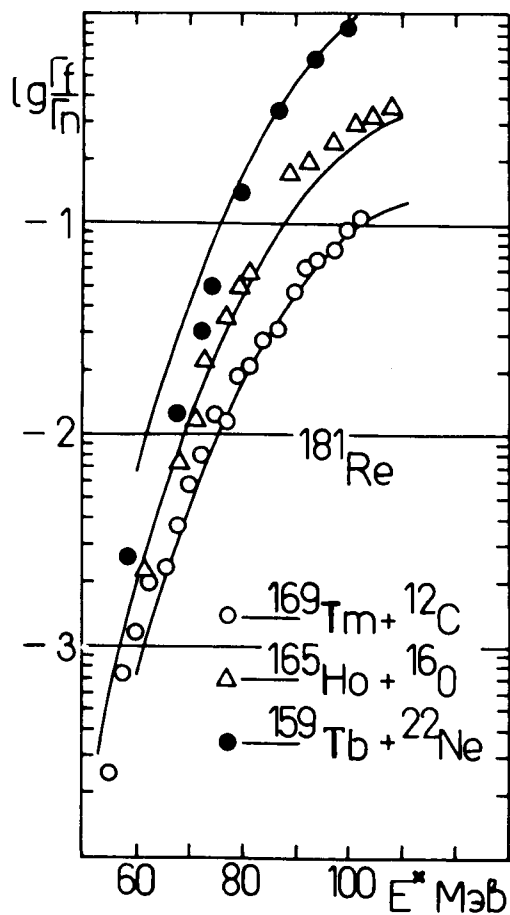


Рис.5. То же, что на рис. 3, для ядра ^{181}Re , полученного в реакциях с различными по массе частицами.

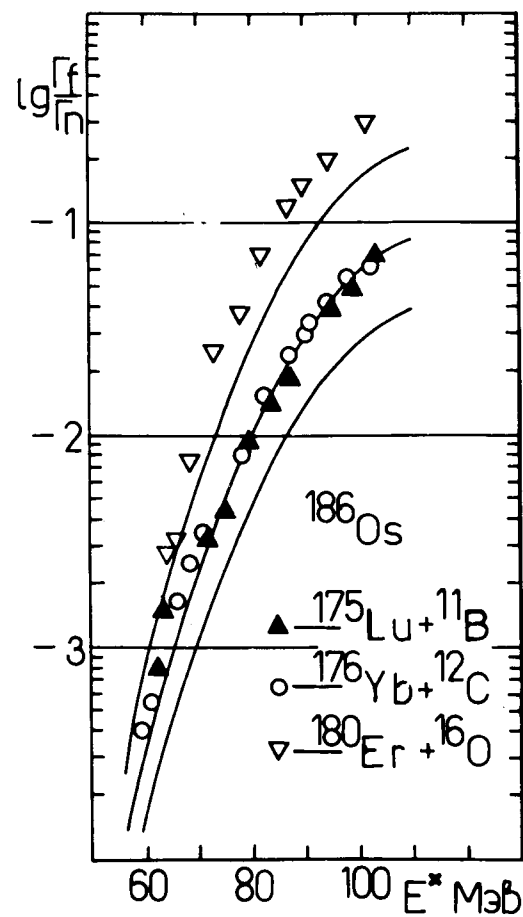


Рис.6. То же, что на рис. 3, для ядра ^{186}Os .

сумма которых $\Gamma_f + \Gamma_n$ сравнивалась с экспериментальным значением $\Gamma_{\text{эфф}} = \hbar / \tau_{\text{эфф}}$. Кроме того, экспериментальное $\tau_{\text{эфф}}$ вместе с экспериментальным или теоретическим значением Γ_f / Γ_n давало возможность найти парциальные времена τ_n и τ_f , которые сравнивались с расчетными значениями $\tau_n = \hbar / \Gamma_n$ и $\tau_f = \hbar / \Gamma_f$. Параметр T_n в таких расчетах отвечал за абсолютную величину всех значений ширины Γ . Другие параметры должны были воспроизводить энергетическую зависимость ширины Γ и отношений Γ_f / Γ_n , а также

изменение всех ширины Γ с изменением атомного номера и массового числа составного ядра. Отметим здесь, что не вводилось ни одного дополнительного параметра специально для воспроизведения зависимости абсолютных ширины от энергии возбуждения и атомного номера составного ядра.

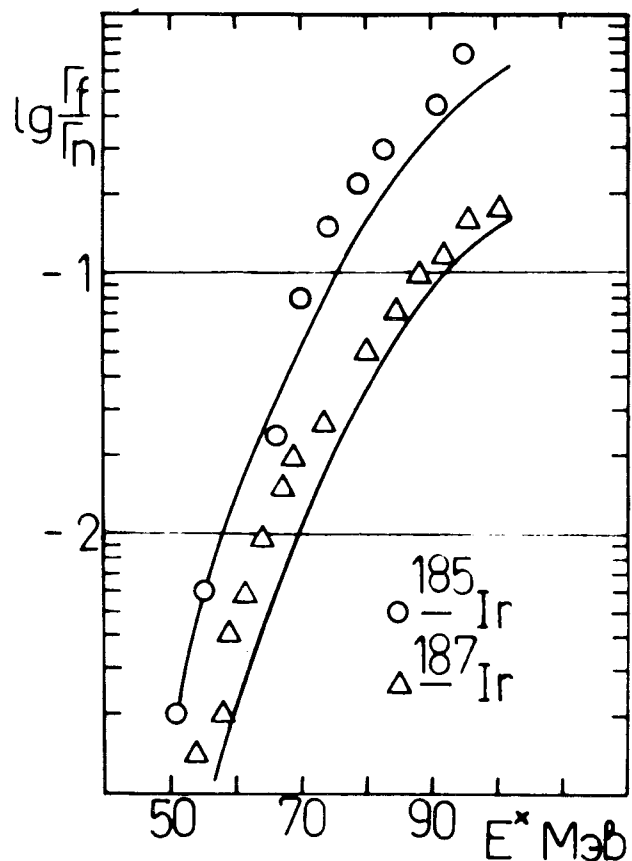


Рис.7. То же, что на рис.3, для изотопов Ir .

На рис.8 представлены экспериментальные результаты по временам жизни делящихся составных ядер, полученные методом эффекта теней в работах /1,2,11-13/. Данные получены в предположении об экспоненциальном законе распада возбужденных ядер. Для высоких энергий возбуждения некоторый вклад может давать эффект деления после испарения одного или нескольких нейтронов, что может приводить к некоторому завышению измеряемых времен по сравнению с истинным временем жизни исходного составного ядра при энергиях возбуждения, показанных

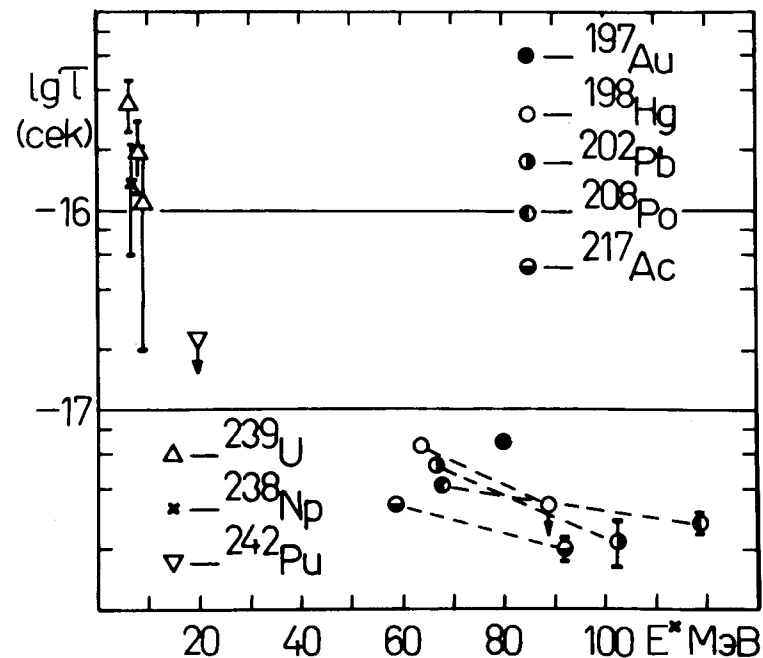


Рис.8. Зависимость времени жизни $\tau_{эфф}$ от энергии возбуждения, измеренного с помощью эффекта теней в работах /1,2,11-13/ .

на рис.8 для каждой точки. Поправка на этот эффект требует специального расчета, в данной работе она не вычислялась. В рассмотрение не включались данные работы /14/ по составным ядрам с $Z=98,100,102$, поскольку для этих ядер эффект деления после испарения нейтронов может быть определяющим фактором измеренного времени. Рассматривались ядра с $Z=79-89$ /1,2/, для которых имеют место быстро растущие от энергии возбуждения функции $\Gamma_f/\Gamma_n(E^*)$, что должно приводить к не очень сильному изменению времен жизни за счет деления после испарения нейтронов. Из экспериментальных времен жизни $\tau_{эфф}$ с использованием рассчитанных

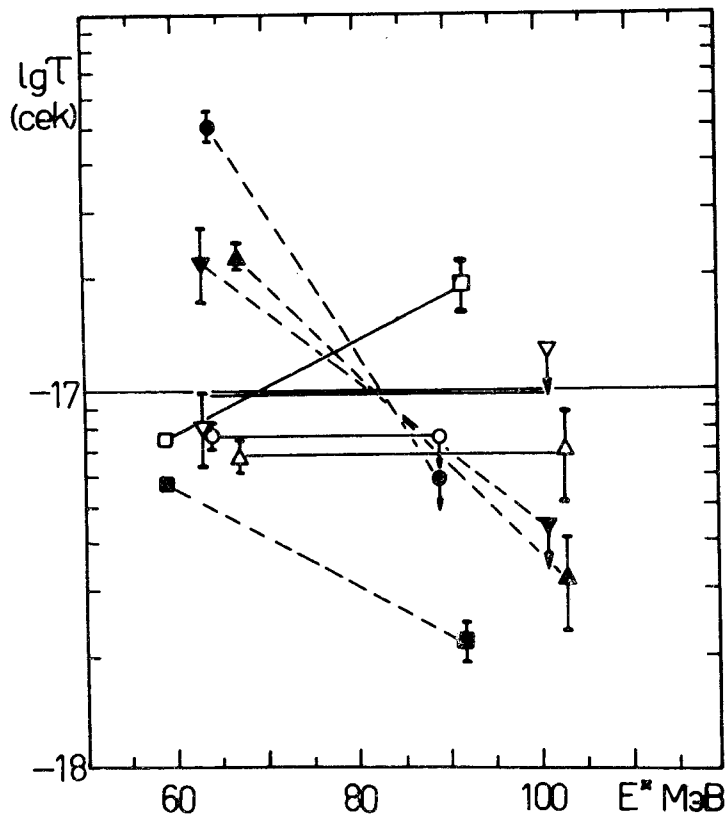


Рис.9. Зависимость парциальных времен τ_n и τ_f от энергии возбуждения для ядер: \circ, \bullet — ^{198}Hg ; $\triangle, \blacktriangle$ — ^{202}Pb ; \square, \blacksquare — ^{217}Ac . Светлые точки — τ_n , темные — τ_f .

нами Γ_f/Γ_n были вычислены в отдельности парциальные времена распада по каналу испарения нейтронов τ_n и деления τ_f . Эти данные для составных ядер ^{198}Hg , ^{197}Tl , ^{202}Pb , ^{217}Ac приведены на рис.9. Видно, что время τ_n остается постоянным при изменении энергии возбуждения, а τ_f быстро уменьшается с ростом E^x , что

находится в хорошем соответствии с расчетом по формулам при постоянной температуре $T_n = T_c$ и $T_f = T_f(E^x = 100) + k(E^x - 100)$. Из рисунка видно, что при совмещении данных по абсолютным значениям Γ и отношениям Γ_f/Γ_n для ядер с $Z \leq 82$ не возникает каких-либо противоречий, — например, возрастания времен с ростом энергии возбуждения, что могло бы иметь место в случае значительного вклада в измеряемое время эффекта от деления после испарения нейтронов. В то же время для ^{217}Ac имеет место увеличение τ_n в 2,5 раза при изменении E^x от 59 до 92 МэВ, что по всей видимости связано с эффектом деления ядер после испарения нейтронов.

Времена жизни, измеренные в эксперименте $\tau_{\text{эфф}}$, величины Γ_f/Γ_n и парциальные нейтронные времена τ_n приведены в табл.1. В таблице приведены также значения параметра T_n , при которых расчет точно воспроизводит экспериментальные времена τ_n . Видно, что согласование расчета и эксперимента легко достигается при изменении параметра T_n в узких пределах от 0,83 до 1,02 МэВ на всем интервале Z от 79 до 89. Для среднего значения $T_n = 0,90$ расчетные τ_n отличаются от эксперимента не более, чем в 2 раза. Такая точность в абсолютных единицах для времени жизни на уровне $5 \cdot 10^{-18}$ с для фиксированного значения параметра T_n является вполне удовлетворительной.

Таким образом, в работе развит метод расчета абсолютных значений ширины Γ_n , Γ_f и их отношений на базе статистической теории с использованием функции плотности уровней типа модели с постоянной температурой. Найден регулярные функциональные зависимости параметров, при которых могут быть вычислены отношения Γ_f/Γ_n для составных ядер в диапазоне $Z = 60-85$ при точности $\pm (10-20)\%$ и абсолютные значения ширины с точностью до фактора 1,5-2. Все численные расчеты и сравнение с экспериментом делались для области энергий возбуждения (40-100) МэВ. Поэтому пригодность модели с постоянной температурой не означает, что температура ядра остается в действительности постоянной вплоть до самой малой энергии возбуждения.

Таблица 1

Парциальные нейтронные времена жизни τ_n и ширины распада Γ_n , полученные из экспериментальных эффективных времен жизни $\tau_{эфф}$ и расчетных значений Γ_f/Γ_n . Приведены параметры T_n , при которых расчет дает точное согласие с величинами Γ_n .

Ядро	E МэВ	$\tau \cdot 10^{-18}$ сек	Γ_f/Γ_n	$\tau_n \cdot 10^{-18}$ сек	Γ_n кэВ	T_n МэВ
¹⁹⁷ ₇₉ Au	80	6,9±0,5	0,45	10,0±0,7	0,035	0,67
¹⁹⁸ ₈₀ Hg	64	6,7±0,6	0,15	7,7±0,7	0,085	0,91
	89	3,3	1,3	7,6	0,054	
¹⁹⁷ ₈₁ Tl	63	6,0±1,4	0,37	8,2±1,9	0,075	0,95
	101	3,3	3,0	13,2	0,053	
²⁰² ₈₂ Pb	67	5,2±0,5	0,30	6,8±0,5	0,095	0,94
	103	2,2±0,6	2,2	7,0±1,9	0,094	
²⁰³ ₈₃ Bi	69	3,3±1,1	1,8	9,2±3,1	0,065	0,95
	120	3,7±0,7	9,5	38,8±7,4	0,017	
²⁰⁸ ₈₄ Po	68	4,2±0,4	0,38	5,8±0,6	0,115	0,95
	119	2,7±0,4	7,5	23,2±5,4	0,028	
²¹² ₈₈ Ra	60	2,7	1,5	6,8	0,097	1,02
	94	2,2±0,7	8,6	21,1±6,7	0,030	
²¹⁷ ₈₉ Ac	59	3,3±0,1	1,3	7,6±0,2	0,086	0,83
	92	2,0±0,3	8,5	19,0±2,8	0,034	

Естественно, нулевой энергии возбуждения отвечает нулевая температура, а энергия возбуждения порядка полной энергии связи ядра должна отвечать температура порядка энергии связи нуклона. Вопрос о плотности уровней ядер при энергиях возбуждения (10-40) МэВ в работе не рассматривался. Возможно, при получении более подробных данных по абсолютным и относительным ширинам составных ядер в широком энергетическом диапазоне (10-100) МэВ необходимо будет рассмотреть, помимо функции плотности уровней $\rho(E) = \text{const} E^{1/2}$, также функцию $\rho(E) = \text{const} E^{3/4}$, которая является промежуточной между моделью ферми-газа и моделью с постоянной температурой. Или, если обобщить проблему, возможно,

следует считать показатель степени энергии в экспоненте свободным (в пределах от 0,5 до 1,0) параметром. Нельзя исключить, что при таком подходе удастся сократить полное число параметров статистической модели для описания абсолютных и относительных ширин возбужденных составных ядер.

Примечание при корректуре

После сдачи рукописи в печать появились работы /15,16/ В/15/ экспериментальные теньевые минимумы для реакции $W(^{16}O, f)$ интерпретируются в предположении о двухкомпонентном законе распада составных ядер. При этом среднее время жизни, которое можно вычислить, зная интенсивности компонент, приведенные в /15/, не противоречит нашим результатам /1,2/. В теоретическом рассмотрении /16/ задача расчета времен жизни составных ядер решается с использованием модели ферми-газа для плотности уровней; показано, что с учетом деления после испарения нескольких нейтронов, можно получить теоретические результаты, не сильно отличающиеся от эксперимента /15/.

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.Трегьякова. ЯФ, 16,447,1972. Препринт ОИЯИ Р7-6302, Дубна, 1972.
3. T. Sikkeland. Phys. Rev., 135B, 669, 1964.
4. T. Sikkeland, J. E. Clarkson, N. H. Steiger-Shafir, V. E. Viola. Phys. Rev., C3, 329, 1971.

5. В.В.Каманин, С.А.Карамян. Препринт ОИЯИ Р7-10061, Дубна, 1976.
6. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Preprint UCRL-11980 (1965).
7. Я.Бочев, 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. В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ Р7-7165, Дубна, 1973.
10. A.G.W.Cameron. Can. Journ. Phys. 35, 1021, 1957.
11. Yu.V.Melikov, Yu.D.Otstavnov, A.F.Tulinov, N.G.Chetchenin, Nucl. Phys., A180, 241, 1972.
12. С.А.Карамян, Ю.В.Меликов, А.Ф.Тулинов. ЭЧАЯ 4, 456, 1973.
13. W.M.Gibson, K.O.Nielsen. Phys. Rev. Lett., 24, 114, 1970.
14. В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, М.Титиричи. Препринт ОИЯИ Р7-9690, Дубна, 1976.
15. J.U.Andersen, E.Lagsgaard, K.O.Nielsen, W.M.Gibson, J.S.Forster, I.V.Mitchell, D.Ward. Phys. Rev. Lett., 36, 1539, 1976.
16. H.Hagelund, A.S.Jensen. Preprint of the Institute of Physics, University of Aarhus, Denmark 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 августа 1976 года