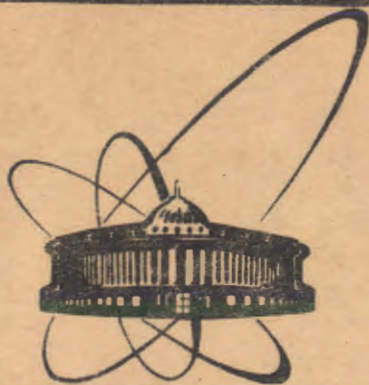


90-500



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

1005/91

P4-90-500

До Нгок Туй, И.А.Ломаченков, В.И.Фурман

О ПРОБЛЕМАХ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ
ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ
ПРИ РАСЧЕТАХ ПОЛНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН

1990

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Полные радиационные ширины нейтронных резонансов относятся к числу главных характеристик высоковозбужденных состояний ядер, поэтому их систематике и анализу уделяется много внимания. Существующие систематики средних радиационных ширин (см., например, ^{1-5/}) позволяют уточнить их зависимость от массового числа и энергии возбуждения ядра, что является важным для интерполяции и предсказания данных в широкой области масс ядер.

В общем случае выражение для амплитуды парциального радиационного перехода, связывающего высоковозбужденное состояние λ и более низколежащее состояние f , можно записать в виде ^{6/}

$$(\Gamma_{\gamma}^{\lambda f})^{1/2} = (\Gamma_{\gamma}^{\lambda f}(\text{s.p.}))^{1/2} + (\Gamma_{\gamma}^{\lambda f}(\text{comp.}))^{1/2} \quad (1)$$

где первый член соответствует вкладу в амплитуду $(\Gamma_{\gamma}^{\lambda f})^{1/2}$ одной частичной компоненты волновой функции состояния λ , а второй член определяется вкладом от более сложных компонент. Как известно, для достаточно простых конечных состояний f амплитуды $(\Gamma_{\gamma}^{\lambda f}(\text{s.p.}))^{1/2}$ могут быть рассчитаны в рамках валентной модели ^{7/} и выражены через приведенную нейтронную ширину и спектроскопический фактор состояния f (d , p)-реакции. Если ограничиться ядрами с $A \geq 80$, то вклад валентного механизма в ширину $\Gamma_{\gamma}^{\lambda f}$ более вероятен в ядрах вблизи $A = 90$, поскольку начальное и конечное состояния этих ядер могут содержать относительно большую примесь $3p$ - и $3s$ ($2d$)-компонент соответственно. В области сферических ядер с $A = 80 \div 150$ нестатистические эффекты в радиационном канале распада обнаружены ^{6/} лишь для сравнительно небольшого числа ядер-мишеней с числом нейтронов $N = 82$ (^{130}Te , ^{136}Xe , ^{138}Ba , ^{142}Ce , ^{144}Sm).

Поскольку число ядер, в которых обнаружены нестатистические эффекты, невелико, а также учитывая тот факт, что усредненные полные γ -ширины определяются в основном γ -переходами на достаточно сложные конечные состояния, в большинстве работ (см., например, ^{1-5,8/}) расчеты величин $\Gamma_{\gamma}^{\lambda}$ были проведены с учетом только второго члена в формуле (1). При этом выражение для средней полной радиационной ширины s -нейтронных резонансов в дипольном приближении записывалось в виде

$$\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}} = \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{J=|I-1/2|}^{I+1/2} (2J+1) \rho_{J\pi}^{-1}(E) \int_0^E \sum_{J_f} [S_\gamma^{\lambda f}(E_1) \rho_{J_f-\pi_f}(E-E_\gamma) + S_\gamma^{\lambda f}(M1) \rho_{J_f\pi_f}(E-E_\gamma)] E_\gamma^3 dE_\gamma. \quad (2)$$

Здесь I - спин ядра-мишени, $S_\gamma^{\lambda f}(E_1)$ и $S_\gamma^{\lambda f}(M1)$ - соответствующие радиационные силовые функции, $\rho_{J\pi}(E)$ - плотность возбужденных состояний компаунд-ядра со спином и четностью $J\pi$ при энергии возбуждения E .

Как видно из формулы (2), полная радиационная ширина представляет собой свертку функции $S_\gamma(E_\gamma)$ и $\rho_{J\pi}(E)$. Если какую-либо из них, например $\rho_{J\pi}(E)$, фиксировать феноменологически, то сравнение экспериментальных и расчетных (2) значений полных радиационных ширин позволяет тестировать различные модельные фотонные силовые функции. Таким образом, в работе^{/8/} проверялась адекватность теоретических фотонных силовых функций^{/9,10/}. Энергетическая зависимость плотности возбужденных состояний феноменологически параметризовалась на основе модифицированного^{/8/} варианта модели ферми-газа с "обратным смещением"^{/11/}. При этом удалось удовлетворительно описать^{/8,12/} экспериментальные радиационные ширины и полные γ -спектры для широкого круга сферических ядер в массовой области $A \sim 80 \div 150$. Исключение составили ядра, содержащие магическое или близкое к магическому число нуклонов. Для этих ядер наблюдалось существенное (в 2-3 и более раз) превышение расчетных значений γ -ширин по сравнению с экспериментальными.

Как отмечалось в работе^{/8/}, это может быть связано с тем, что в рамках модели ферми-газа не удается воспроизвести энергетическую зависимость плотности уровней в ядрах, содержащих замкнутые оболочки. Действительно, имеются указания^{/13/} на то, что в околомагических ядрах поведение плотности уровней в области энергий возбуждения от 2 до 8 МэВ характеризуется скорее постоянной ядерной температурой, тогда как в модели ферми-газа $T \sim \sqrt{E}$.

Цель настоящей работы - изучить влияние различных феноменологических параметризаций плотности уровней $\rho_{J\pi}(E)$ на значения полных радиационных ширин сферических ядер, рассчитанных с фиксированными фотонными силовыми функциями^{/9,10/}. Полученные результаты анализируются с точки зрения вопроса о возможности однозначной феноменологической параметризации плотности в области низких и промежуточных энергий возбуждения.

2. РАСЧЕТНАЯ СХЕМА

Как и в работах^{/8,12/}, в расчетах были использованы дипольная фононная силовая функция $S_\gamma(E_1)$, полученная^{/10/} для средних и тяжелых сферических ядер:

$$S_\gamma(E_1) = 3 \cdot 10^{-6} \frac{NZ}{A} \frac{E_g}{\Gamma_g} \frac{(E_\gamma^2 + 4\pi^2 t^2(E_f))}{(E_g^2 - E_\gamma^2)^2} \text{ МэВ}^{-3}, \quad (3)$$

где $t(E_f)$ - ядерная температура, соответствующая конечному состоянию f ; E_g и Γ_g - положение и ширина гигантского электрического дипольного резонанса^{/2/}. Силовая функция (3) хорошо согласуется с экспериментальной силовой функцией для ядра ^{144}Nd во всем интервале энергий $0,2 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq B_n$, а также позволяет в целом удовлетворительно воспроизвести^{/8/} опытные данные для жестких ($c \rightarrow s$) γ -переходов в широкой области массовых чисел $A \sim 80 \div 200$.

Для фотонной силовой функции мультипольности $M1$ была получена оценка^{/9/}

$$S_\gamma^{cc'}(M1) = S_\gamma^{cs}(M1) = 2 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}, \quad (4)$$

где силовая функция $S_\gamma^{cc'}$ соответствует радиационным переходам типа компаунд-компаунд ($c \rightarrow c'$). В конкретных расчетах оценка (4) нормировалась^{/8,12/} на экспериментальное значение $M1$ -силовой функции, полученное для ядра ^{144}Nd :

$$S_\gamma^{cc'}(M1) = S_\gamma^{cs}(M1) = 1 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}. \quad (5)$$

Известно^{/14/}, что экстраполяция с помощью модели ферми-газа с параметрами, найденными из подгонки плотности нейтронных резонансов, как правило, не описывает плотность уровней в области энергий возбуждения $E_f \sim 2 \div 3 \text{ МэВ}$. Более реалистичной для этих энергий возбуждения является модель постоянной температуры^{/14,15/}:

$$\rho_{\text{п.т.}}(E) = \sum_J \rho_{\text{п.т.}}(E, J) = \frac{1}{T} \exp[(E - E_0)/T], \quad (6)$$

где величины E_0 и T являются свободными параметрами, определяемыми в результате подгонки.

Для описания поведения плотности уровней во всем интервале энергий $1 \text{ МэВ} \leq E \leq B_n$ низкоэнергетическую зависимость (6) обычно "сшивают"^{/15/} с ферми-газовой зависимостью

$$\rho_{\text{ф.г.}}(E) = \sum_J \rho_{\text{ф.г.}}(E, J) = \frac{1}{12\sqrt{2} a^{1/4} E^{5/4} \sigma} \exp[2\sqrt{aE}], \quad (7)$$

где a - параметр плотности; σ - спиновый фактор.
 Согласно современным представлениям^{/16,17/} о структуре возбужденных состояний существенное влияние на поведение плотности уровней оказывают оболочечные эффекты в спектре одночастичных возбуждений, а также когерентные эффекты коллективной природы. Учет оболочечных неоднородностей спектра осуществляется на основе метода оболочечной поправки^{/18/}, что позволяет построить^{/17/} феноменологическую систематику параметра плотности уровней:

$$a(E, Z, A) = \tilde{a}(A) [1 + \delta \epsilon_0(Z, A) \frac{f(E)}{E}]. \quad (8)$$

Здесь $\delta \epsilon_0$ - оболочечная поправка; $f(E) = 1 - \exp(-\gamma E)$; $\gamma = 0,057$.

В общем случае выражение для плотности уровней можно представить в виде^{/17/}

$$\rho(E, J) = \rho_{\text{вн.}}(E, J) \cdot K_{\text{вибр.}}(E) K_{\text{рот.}}(E), \quad (9)$$

где $\rho_{\text{вн.}}$ - плотность внутренних (неколлективных) возбуждений; $K_{\text{вибр.}}$, $K_{\text{рот.}}$ - коэффициенты увеличения плотности уровней за счет вибрационных и ротационных мод возбуждений.

Заметим, что последовательное описание этих эффектов может быть получено лишь на основе микроскопических методов^{/16,17/}, что существенно затрудняет возможности их практического применения. Поскольку мы изучаем возможность описания интегральных характеристик радиационного канала распада, то для целей нашего анализа достаточно ограничиться приближением, при котором в качестве $\rho_{\text{вн.}}(E)$ используется выражение (7) с параметризацией (8). В области энергий возбуждения $E \leq E_n$ выражение для коэффициента вибрационного усиления также можно представить в несколько упрощенном виде^{/19/}:

$$K_{\text{вибр.}} = \exp(0,25E^{2/3}). \quad (10)$$

Кроме того, поскольку мы рассматриваем только сферические ядра, то $K_{\text{рот.}} = 1$.

Связь между параметрами моделей (6) и (9) находилась^{/15/} из условия непрерывности функций плотности и первых производных в точке "сшивания" E_x :

$$\rho_{\text{п.т.}}(E_x) = \rho(E_x), \quad \left. \frac{d \ln \rho_{\text{п.т.}}(E)}{dE} \right|_{d=E_x} = \left. \frac{d \ln \rho(E)}{dE} \right|_{d=E_x} \quad (11)$$

Таблица

Комп-пауна-ядро	Ферми-газ + пост-температура			Учет оболочечной поправки									
	вариант 1			вариант 2 (K _{вибр.} = 1)			вариант 3 (K _{вибр.} ≠ 1)						
	T, МэВ	a, МэВ ⁻¹	E _x , МэВ	T, МэВ	a, МэВ ⁻¹	E _x , МэВ	T, МэВ	a, МэВ ⁻¹	E _x , МэВ	Γ _γ ^{tot} , МэВ	Γ _γ ^{tot} , МэВ	Γ _γ ^{tot} , МэВ	Γ _γ ^{tot} , МэВ
¹³⁸ Ba	0,70	13,7	7,5	0,70	17,6	7,3	0,75	15,4	6,6	171	204	171	259
¹³⁶ Ba	0,66	16,5	7,6	0,65	19,7	7,5	0,65	17,5	6,7	108	118	108	192
¹²⁰ Sn	0,62	17,3	7,4	0,62	17,5	7,4	0,62	15,3	6,6	84	87	84	130
¹¹⁸ Sn	0,50	16,8	5,3	0,50	16,8	5,3	0,51	14,9	4,6	79	78	79	130
⁹² Zr	0,78	11,4	6,5	0,80	12,9	6,5	0,80	11,2	5,6	185	205	185	332
¹⁴⁴ Nd	0,52	18,4	5,4	0,54	20,0	5,6	0,53	17,9	4,9	46	51	46	86
¹¹⁴ Cd	0,58	19,8	7,7	0,58	19,9	7,7	0,59	17,8	6,9	64	68	64	143
¹⁰⁶ Pd	0,60	17,2	6,8	0,59	16,5	6,7	0,61	14,7	6,1	77	76	77	149
¹⁰⁰ Ru	0,71	15,7	8,4	0,70	15,3	8,2	0,71	13,8	7,5	113	123	113	232
⁹⁸ Mo	0,69	15,3	7,8	0,68	15,1	7,5	0,68	13,9	6,9	111	120	111	200
¹²⁴ Sb	0,58	15,8	3,4	0,59	16,7	3,4	0,58	15,1	2,9	93	105	93	140
¹²² Sb	0,59	16,8	3,8	0,59	18,1	3,9	0,66	16,5	3,5	88	94	88	127
¹¹⁶ Jn	0,54	17,3	3,2	0,52	17,5	3,2	0,53	15,9	2,6	55	60	55	81

Первое из уравнений (11) позволяет установить соответствие между кумулятивным числом уровней в низкоэнергетической области ($E \sim 1 \div 2$ МэВ) и значением плотности при энергии "сшива-ния" E_x . Второе из уравнений (11) отражает факт равенства при энергиях $E = E_x$, зависящей от энергии возбуждения ядерной температуры $t(E)$ и постоянной ядерной температуры T .

Подгонка плотности уровней осуществлялась независимо для каждой четности, причем принималось, что в области энергии связи нейтрона $\rho(E, J^{\pi}) = \rho(E, J^{-\pi})$. Параметр плотности a на-ходился из подгонки к экспериментальной плотности нейтронных резонансов при энергии возбуждения $E = E_n$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчетов полных радиационных ширин для ряда четно-четных околomagических ядер суммированы в верхних строках таблицы, в которой приведены величины $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$, а также значения подгоночных параметров, полученных для различных ва-риантов плотности.

Как видно из таблицы, в варианте 1 для большинства указан-ных ядер наблюдается заметное (в пределах 40-50%) уменьшение значений полных γ -ширин по сравнению с расчетами^{/8/}. В ре-зультате для некоторых из них удается согласовать расчетные и экспериментальные значения полных радиационных ширин, в то время как для нуклидов ^{92}Zr и ^{138}Ba расхождение между величинами $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$ и $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{эксп}}$ сохраняется на уровне фактора 2.

Таким образом, несмотря на определенное улучшение по срав-нению с работой^{/8/} описания экспериментальных γ -ширин в рам-ках данного подхода не удается воспроизвести указанные вели-чины для всего круга исследованных околomagических ядер.

Влияние нестатистических эффектов на вероятности радиацион-ного распада особенно наглядно прослеживается на примере яд-ра $^{138}\text{Ba}_{82}$, содержащего магическое число нейтронов $N = 82$. Поскольку теоретические фотонные силовые функции для изотопов $^{136}\text{Ba}_{80}$ и $^{138}\text{Ba}_{82}$ близки, то наблюдаемое различие в величи-

нах $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$ целиком связано с изменением характера энергетиче-ской зависимости плотности в ядре $^{138}\text{Ba}_{82}$ по сравнению с яд-ром $^{136}\text{Ba}_{80}$. Как показывают вычисления, расчетные значения γ -ширин для ядра ^{138}Ba заметно превышают аналогичные величи-ны для ядра ^{136}Ba , что заведомо противоречит имеющимся опыт-ным данным. Этот результат свидетельствует о том, что фотон-ные силовые функции (3) и (5), по-видимому, не являются аде-кватными для полумагического ядра $^{138}\text{Ba}_{80}$. На нестатистический характер картины радиационного распада ядра ^{138}Ba указывает

также то обстоятельство, что первый уровень отрицательной четности в спектре возбуждения этого нуклида обнаружен лишь при энергии $E_1 = 2,9$ МэВ.

В последующих колонках таблицы приведены значения γ -ширин, рассчитанных в модели, учитывающей влияние на плотность уров-ней оболочечных эффектов (вариант 2) и дополнительно вибра-ционного усиления (вариант 3).

Как видно из таблицы, учет оболочечной поправки не оказы-вает существенного влияния на величины $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$, тогда как вклю-чение вибрационного усиления приводит к некоторому уменьше-нию абсолютных радиационных ширин, а также значений парамет-ров a и E_x . Заметим, что значения энергии E_x , ниже которой поведение плотности уровней аппроксимируется моделью постоян-ной температуры (6), достаточно велики и в целом согласуются (для варианта 1) с результатами работы^{/15/}.

В качестве дополнительной проверки возможностей использо-ванного выше подхода для описания характеристик канала радиа-ционного распада компаунд-состояний околomagических ядер в данной работе был проведен расчет γ -спектров радиационного захвата тепловых нейтронов естественной смесью изотопов оло-ва. Результаты расчета (пунктир) приведены на рис.1, на кото-ром сплошной линией изображена соответствующая эксперимен-тальная оценка^{/20/}. Как видно из рис.1, расчет в целом удов-летворительно воспроизводит жесткую часть спектра и приводит

к заниженным интенсивностям в области малых и средних энергий γ -квантов. Этот ре-зультат показывает, что, хотя в случае ядер ^{118}Sn и ^{120}Sn и удается согласовать расчет-ные и экспериментальные пол-ные радиационные ширины, проб-лема корректного описания γ -распада высоковозбужденных состояний околomagических ядер остается актуальной.

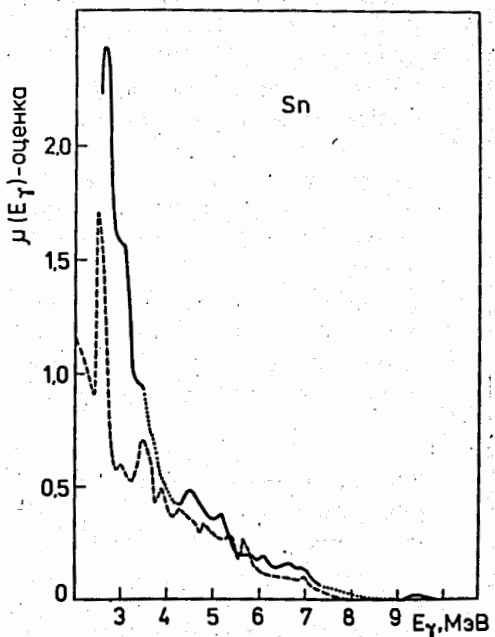


Рис.1. Экспериментальный /сплошная кривая/ и расчетный /пунктир/ полный спектр γ -лучей теплового захвата нейтрон-ов изотопами олова.

В отличие от традиционных методов расчета полных радиационных ширин^{/1-5/}, обычно применяемых для феноменологической параметризации фотонных силовых функций, рассматриваемый подход (см. также^{/8/}) обладает особой чувствительностью к выбору модели для описания энергетической зависимости плотности уровней, поскольку в нем используются фиксированные силовые функции. Поэтому представляется целесообразным провести вычисление величин $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$ для более широкого круга ядер, а затем сопоставить полученные результаты с расчетами^{/8/}.

Результаты таких вычислений для ряда четно-четных и нечетно-нечетных ядер приведены в таблице. Как видно из таблицы, для четно-четных ядер характер изменения значений $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$ при переходе от расчетов^{/8/} к вариантам 1-3 аналогичен рассмотренному выше случаю околomagических ядер.

Таким образом, расчеты^{/8/} на основе модели ферми-газа с "обратным смещением"^{/11/} и расчеты в рамках модели^{/15/}, учитывающей связь двух рассматриваемых подходов (вариант 1), приводят к систематическому различию (до фактора 2) в величинах $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$, что свидетельствует о значительной неоднозначности феноменологической параметризации плотности в области энергий возбуждения $E \leq B_n$. Для иллюстрации этого факта на рис.2 приведены расчетные значения кумулятивного числа уровней в ядре ^{106}Pd в зависимости от энергии возбуждения, причем пунктирная кривая соответствует расчету по "гибридной" модели^{/15/}, а сплошная - расчету по модели ферми-газа^{/11/}. Как видно из рис.2, в интервале энергий $E_f = 2-3$ МэВ обе подгоночные кривые достаточно близки и в целом удовлетворительно согласуются с опытными данными (гистограмма), однако с ростом энергии расхождение между ними становится все

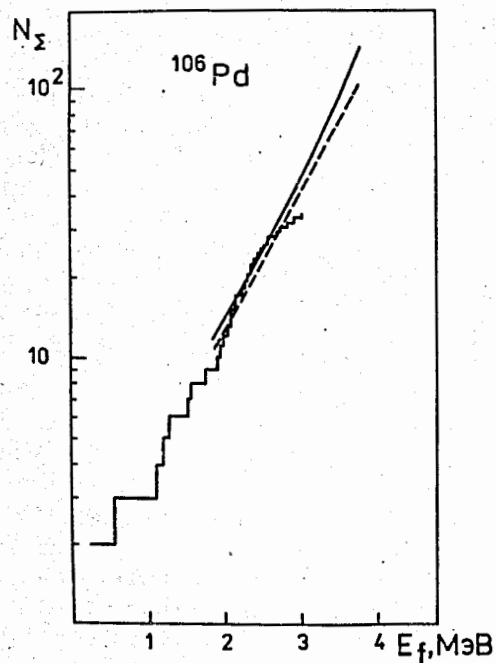


Рис.2. Энергетическая зависимость полного числа уровней внизу в ядре ^{106}Pd . Сплошная кривая и пунктир соответствуют двум разным моделям подгонки плотности.

более заметным. К сожалению, большая неопределенность в энергетическом поведении плотности уровней в области промежуточных энергий не позволяет однозначно выбрать физически адекватную модель для $\rho_{J\pi}(E)$. Это прежде всего связано с тем обстоятельством, что в спектрах возбуждения четно-четных ядер наблюдаются значительные оболочечные неоднородности, существенно влияющие на погрешность процедуры подгонки плотности.

Вместе с тем влияние различных способов параметризации плотности на абсолютные значения полных радиационных ширин можно последовательно изучить на примере ядра ^{144}Nd , для которого теоретические фотонные силовые функции согласуются с экспериментальными во всем существующем интервале энергий возбуждения^{/8/}. Сопоставление приведенных в таблице расчетных значений $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$ с опытными данными позволяет сделать вывод о том, что для ядра ^{144}Nd , по-видимому, наиболее приемлемым вариантом параметризации плотности является модель ферми-газа с "обратным смещением"^{/11/}. Кроме того, наблюдаемый по совокупности немагических ядер уровень согласия между величинами $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$ и $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{экв}}$ также свидетельствует в пользу модели^{/11/}.

Как видно из таблицы, для нечетно-нечетных ядер различие между величинами $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{tot}}$, рассчитанными в варианте 1 и в рамках подхода^{/8/}, не превосходит 30%. Этот результат объясняется тем обстоятельством, что для нечетно-нечетных ядер значение энергии "сшивания" E_x систематически меньше, чем в случае четно-четных ядер, и поэтому в меньшей степени влияет на величину и положение максимума первичного спектра γ -лучей, формируемого подынтегральным выражением в формуле (2).

Таким образом, проведенный выше анализ свидетельствует о том, что для большинства исследованных ядер, за исключением магических и околomagических, поведение плотности уровней в области энергий возбуждения на 2-3 МэВ ниже B_n аппроксимируется скорее моделью ферми-газа^{/11/}, чем моделью постоянной температуры^{/15/}. Для околomagических ядер, по-видимому, более адекватной представляется модель^{/15/}.

В заключение отметим, что в данной работе значения средних радиационных ширин получены с учетом только статистических свойств ядер. Представляется, что включение в схему расчета других возможных механизмов, определяемых, например, вкладом первого слагаемого в формуле (1), может привести к дополнительному увеличению расчетных значений полных γ -ширин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блатт Дж., Вайскопф В. - Теоретическая ядерная физика. М.: МП, 1956.

2. Axel P. - Phys.Rev., 1962, v.126, p.271.
3. Johnson C.H. - Phys.Rev., 1977, C16, p.2238.
4. Малэцки Х. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.284.
5. Бычков В.М. и др. - В сб.: Ядерные константы, вып.3. М.: ЦНИИАтоминформ, 1987.
6. Mughabghab S.F. - In: III International School of Neutron Physics. JINR, D3-11787, 1978, p.328.
7. Lynn J.E. - The Theory of Neutron Resonance Reactions. C.P., Oxford, England, 1968, p.290.
8. Кадменский С.Г. и др. - ОИЯИ, Р4-83-600, Дубна, 1983.
9. Кадменский С.Г. и др. - ЯФ, 1980, т.31, с.382.
10. Кадменский С.Г. и др. - ЯФ, 1983, т.37, с.277.
11. Dilg N. et al. - Nucl.Phys., 1973, A217, p.269.
12. Ломаченков И.А., Фурман В.И. - ОИЯИ, Р4-85-466, Дубна, 1985.
13. Игнатюк А.В. и др. - In: Nucl.Data for Reactors, IAEA, Vienna, 1970, v.2, p.885.
14. Gilbert A., Cameron A. - Canad.J.Phys., 1965, v.43, p.1446.
15. Reffo G. - In: Nuclear Theory for Applications. IAEA-SMR-43, Trieste, 1980, p.205.
16. Вдовин А.И. - ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.4, с.952.
17. Игнатюк А.В. - Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
18. Струтинский В.М. - ЯФ, 1966, т.3, с.614.
19. Игнатюк А.В. и др. - В кн: Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.1, с.60.
20. Грошев Л.В. и др. - Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. М.: Атомиздат, 1958.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 ноября 1990 года.