сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-87-746

И.А.Ломаченков, В.И.Фурман

НОВЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ СИСТЕМАТИКИ ПОЛНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1987

ВВЕДЕНИЕ

Полные радиационные ширины нейтронных резонансов являются одной из наиболее хорошо изученных характеристик высоковозбужденных состояний ядер. Теоретические оценки абсолютных значений γ-ширин, а также знание их энергетической зависимости важно как при вычислении сечения радиационного захвата нейтронов в широкой области энергий, так и при анализе различных ядерных процессов, включая двухступенчатые реакции типа $(n, \gamma n')$, $(n, \gamma\alpha)$. Поскольку для достаточно тяжелых ядер интегральные характеристики радиационного канала распада нейтронных резонансов определяются в основном γ-переходами на сложные конечные состояния, то полные радиационные ширины обычно рассчитывают в рамках статистического подхода. Если энергетическую зависимость плотности возбужденных состояний фиксировать феноменологически, то возможность количественного описания средних радиационных ширин $\bar{\Gamma}_\gamma$ будет полностью определяться адекватностью принятых силовых функций. Теоретические оценки величин проводились /1-5/ на основе различных представлений о вероятностях электромагнитных переходов. В ряде работ /см., например, /3,4/ / эти расчеты использовались для феноменологической параметризации радиационных силовых функций. Иной подход к проблеме описания средних радиационных ширин был реализован в работе /6/, в которой результаты расчетов величин $\bar{\Gamma}_\gamma$ использовались в качестве теста теоретических фотонных силовых функций.

В данной работе на основе подхода /6/ получены аналитические выражения для полных радиационных ширин s-нейтронных резонансов. Исследована зависимость указанных ширин от энергии возбуждения и массового числа. Проведено сравнение полученных результатов с результатами других вариантов теоретических оценок величин $\bar{\Gamma}_\gamma$.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Поскольку в формировании мягкой части первичного спектра γ-квантов основную роль играют /7/ γ-переходы мультипольностей E1 и M1, то в дипольном приближении выражение для средней полной радиационной ширины s-нейтронных резонансов записывается в виде

$$\bar{\Gamma}_\gamma = \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{J=|I-1/2|}^{I+1/2} (2J+1)\rho_{J\pi}^{-1}(U) \int_0^U \sum_{J_f} [S_\gamma^{\lambda f}(E_\gamma, E1)\rho_{J_f-\pi}(U-E_\gamma) + \qquad /1/$$

$$+ S_\gamma^{\lambda f}(E_\gamma, M1)\rho_{J_f\pi}(U-E_\gamma)]\, E_\gamma^3 dE_\gamma ,$$

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

Первые теоретические оценки полных радиационных ширин были проведены[1] Блаттом и Вайскопфом в предположении, что отношение среднего квадрата матричного элемента оператора мультипольного перехода к расстоянию D_λ между исходными уровнями есть величина постоянная и равная аналогичному отношению для одночастичных состояний. Это означает, что соответствующая радиационная силовая функция является константой. Согласно оценкам Вайскопфа

$$S_\gamma^{w}(E1) \sim A^{2/3}/D_0 , \qquad /2/$$

где D_0 - расстояние между уровнями вблизи основного состояния.

Если воспользоваться общепринятой в статистической модели формулой для плотности уровней со спином, равным нулю,

$$\rho_0(U) \simeq \frac{1}{aU^2}\exp(2\sqrt{aU}) . \qquad /3/$$

где a - параметр плотности уровней, и оценкой $D_0 \sim A^{-1/3}$, то в пренебрежении вкладом M1-переходов из формулы /1/ нетрудно получить выражение

$$\Gamma_\gamma \simeq c_1 A (\frac{U}{a})^2 . \qquad /4/$$

Поскольку теоретические оценки[1] ширин Γ_γ почти на два порядка превышают по абсолютной величине наблюдаемые значения, то в рамках модели Вайскопфа возникает проблема нормировки рассчитанных значений величин Γ_γ.

Более последовательным представляется подход, в котором расчеты радиационных ширин основаны на применении принципа детального равновесия по отношению к реакции фотопоглощения (γ, n). При этом делается допущение[2], что сечение фотопоглощения зависит только от энергии поглощаемого γ-кванта и не зависит от энергии возбуждения ядра

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) \sim \frac{\Gamma_\gamma^{\lambda 0}}{D_\lambda E_\gamma^2} , \qquad /5/$$

где $\bar{\Gamma}_\gamma^{\lambda 0}$ - средняя ширина γ-перехода из возбужденного состояния λ в основное. Если энергетическую зависимость сечения поглощения дипольных γ-квантов аппроксимировать кривой Лоренца, то, следуя работе[2], можно связать радиационную силовую функцию $S_\gamma(E1)$ с характеристиками гигантского дипольного электрического резонанса /ГЭДР/:

$$S_\gamma^{A}(E1) = \mathrm{const}\cdot E_\gamma \frac{\sigma_g \Gamma_g^2}{(E_g^2 - E_\gamma^2)^2 + \Gamma_g^2 E_\gamma^2} , \qquad /6/$$

где σ_g - сечение фотопоглощения в максимуме ГЭДР, а E_g и Γ_g - положение и ширина ГЭДР. В рамках модели ГЭДР[2] зависимость полной радиационной ширины от массового числа и параметров U и a имеет вид[3]

$$\Gamma_\gamma \simeq c_2 A^{7/3} U^{2,2} a^{-2,8} . \qquad /7/$$

Близкое по структуре выражение для Γ_γ было получено в работе[4], в которой зависимость между параметрами σ_g, Γ_g и E_g ГЭДР предполагалась в виде $\sigma_g \Gamma_g^2 / E_g^4 = c \cdot A^{4/3}$, где c - некоторая подбираемая константа.

В работе[5] была предпринята попытка описать свойства ГЭДР на основе оболочечного подхода. Предложенная в[5] параметризация ширины ГЭДР $\Gamma_g = \mathrm{const}\cdot E_\gamma^2$ приводит к следующему выражению для Γ_γ:

$$\Gamma_\gamma \simeq c_3 A^{7/3} (\frac{U}{a})^{7/2} . \qquad /8/$$

Как видно из приведенных выше формул, в разных подходах получается существенно отличающаяся зависимость величины Γ_γ от массового числа и параметров U и a.

Поскольку при анализе радиационного канала обычно интересуются энергетической зависимостью величин Γ_γ для одного изотопа, то из формул /4/, /7/ и /8/ можно получить

$$\Gamma_\gamma(U) = \Gamma_\gamma(B_n)(\frac{U}{B_n - \Delta})^n = \Gamma_\gamma(B_n)[1 - E_\gamma/(B_n - \Delta)]^n , \qquad /9/$$

где параметр Δ учитывает спаривание нуклонов в ядре, а показатель степени n принимает разные значения в зависимости от того, каким выражением для полных радиационных ширин пользоваться: $n = 1$[8]; $2,0$[1]; $2,2$[2]; $3,5$[5]. Заметим, что значение параметра n существенно влияет[7] на результаты обработки спектра α-частиц из реакции $(n, \gamma\alpha)$, дающей информацию о фотонной силовой функции компаунд-компаунд γ-переходов.

Возможность описания средних значений полных радиационных ширин на основе формул /4/, /7/ и /8/ была исследована[8,9] при анализе большой совокупности экспериментальных данных. Как отмечается в указанных работах, ни один из рассмотренных подходов не способен детально описать экспериментальные радиационные ширины: во всех вариантах имеет место значительный /до фактора 2-3 и более/ нерегулярный разброс отношений $\Gamma_\gamma^{экс.}/\Gamma_\gamma^{теор.}$ Заметим, что в[6] было получено удовлетворительное /в пределах точности ~30%/ описание полных радиационных ширин средних и тяжелых сферических ядер с фотонными силовыми функциями, не содержащими свободных параметров. Поэтому представляется интересным получить на основе подхода[6] аналитические выражения для средних значений полных γ-ширин, которые могут оказаться полезными при построении систематики величин Γ_γ.

2. НОВЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ СИСТЕМАТИКИ ПОЛНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН

В работе[6] расчеты полных радиационных ширин были проведены с дипольной фотонной силовой функцией $S_\gamma(E1)$, полученной[10] для средних и тяжелых сферических /немагических/ ядер:

$$S_\gamma(E1) = 3\cdot 10^{-6}\,\frac{NZ}{A}\,\frac{\Gamma_g}{E_g}\,\frac{[E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2(U_f)]}{(E_g^2 - E_\gamma^2)^2}\ \text{МэВ}^{-3}, \qquad /10/$$

где $T(U_f)$ - ядерная температура, соответствующая конечному состоянию f. Заметим, что силовая функция /10/ хорошо согласуется с экспериментальной силовой функцией $S_\gamma(E1)_{экс.}$ ядра ^{144}Nd во всем интервале энергий $0{,}2 \le E_\gamma \le B_n$. Как показано в[6], теоретическая силовая функция /10/ позволяет в целом удовлетворительно воспроизвести экспериментальные силовые функции жестких ($c \to s$) γ-переходов в широкой области ядер с $A \sim 80 \div 200$.

Для силовой функции S_γ (M1) в рамках статистической теории была получена[11] следующая теоретическая оценка:

$$S_\gamma^{cc'}(M1) = S_\gamma^{cs}(M1) \simeq 2\cdot 10^{-8}\ \text{МэВ}^{-3}, \qquad /11/$$

где силовая функция $S_\gamma^{cc'}$ соответствует радиационым переходам типа компаунд-компаунд ($c \to c'$). На рис.1 приведены имеющиеся опытные данные по силовым функциям S_γ^{cs} (M1)[12] /точки/ и $S_\gamma^{cc'}$(M1)[7] /треугольник/.

Заметим, что значение радиационной силовой функции $S_\gamma^{cc'}(M1) \simeq 1\cdot 10^{-8}$ МэВ$^{-3}$ для ядра ^{144}Nd получено[7] в условиях достаточно хорошего усреднения по состояниям c' и в области

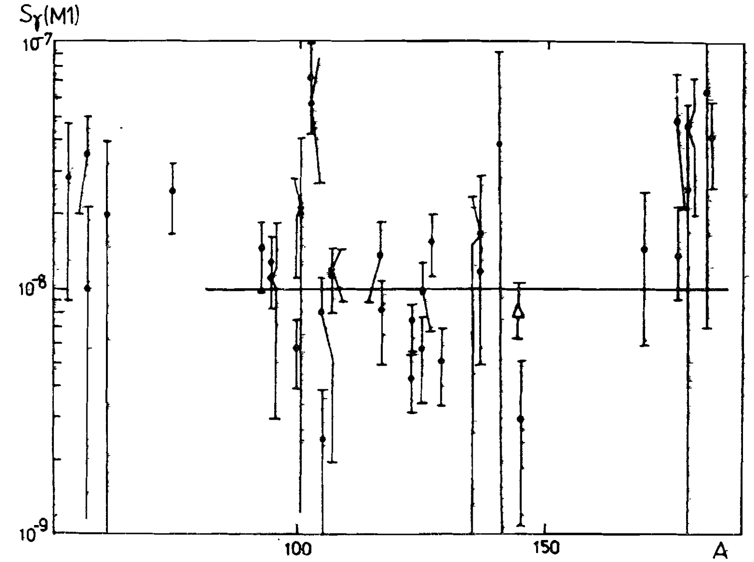

Рис.1. Зависимость радиационных силовых функций $S_\gamma^{cs}(M1)$ и $S_\gamma^{cc'}(M1)$ от массового числа.

массовых чисел $A \sim 80 \div 150$ не противоречит совокупности экспериментальных данных по S_γ^{cs}, для которых во многих случаях усреднение проведено[12] по малому числу γ-переходов. Поэтому при расчетах полных радиационных ширин оценка /11/ нормировалась[6] на экспериментальное значение силовой функции $S_\gamma^{cc'}$ (M1) для ядра ^{144}Nd:

$$S_\gamma^{cc'}(M1) \simeq S_\gamma^{cs}(M1) \simeq 1\cdot 10^{-8}\ \text{МэВ}^{-3}. \qquad /12/$$

Проведем сначала вычисления для части радиационной ширины $\Gamma_\gamma(E1)$, определяемой вкладом γ-переходов мультипольности E1. Поскольку плотность конечных состояний с фиксированной четностью и моментом J_f при небольших значениях J_f $\rho_{J_f}(U_f) \simeq (2J_f + 1)\rho_0(U_f)$, то согласно формуле /1/

$$\Gamma_\gamma^\lambda(E1) = \rho^{-1}_{J_\lambda \pi_\lambda}(U) \sum_{J_f} \int_0^U E_\gamma^3 S_\gamma^{\lambda f}(E_\gamma, E1)\,\rho_{J_f - \pi_\lambda}(U - E_\gamma)\,dE_\gamma \simeq$$
$$\simeq 3\rho_0^{-1}(U) \int_0^U E_\gamma^3 S_\gamma^{\lambda f}(E_\gamma, E1)\,\rho_0(U - E_\gamma)\,dE_\gamma, \qquad /13/$$

и практически не зависит от спина резонанса /конечно, если J_λ невелико/. Это подтверждает и численный расчет. С учетом формулы /10/ в приближении $\frac{NZ}{A} \simeq \frac{A}{4}$ и $E_g \simeq 76 \cdot A^{-1/3}$ выражение /13/ представим в виде

$$\Gamma_\gamma(E1) \simeq \frac{9}{4}\,\frac{10^{-6}}{(76)^5}\,\frac{A^{8/3}\,\Gamma_g}{\rho_0(U)} \int_0^U \{\frac{4\pi^2 U}{a} E_\gamma^3 - \frac{4\pi^2}{a} E_\gamma^4 + E_\gamma^5\}\rho_0(U-E_\gamma)\,dE_\gamma . \qquad /13'/$$

Интегрирование в формуле /13'/ проведем методом перевала, для чего необходимо достаточно точно оценить максимум подынтегрального выражения, формируемый отдельно каждым слагаемым. Проведя простые, но довольно громоздкие вычисления, нетрудно установить, что значение энергии $E_\gamma^{max(1)}$, соответствующее максимуму подынтегрального выражения, определяемого первым слагаемым в /13'/, равно

$$E_\gamma^{max(1)} \simeq 3\sqrt{\frac{U}{a}} . \qquad /14/$$

Аналогично для членов, пропорциональных E_γ^4 и E_γ^5, получим значения

$$E_\gamma^{max(2)} \simeq 4\sqrt{\frac{U}{a}}, \qquad E_\gamma^{max(3)} \simeq 5\sqrt{\frac{U}{a}} . \qquad /15/$$

Заметим, что при оценке интегралов типа /13'/ методом перевала обычно используемое [13] приближение

$$\rho_0(U - E_\gamma^{max}) \simeq \rho_0(U)\cdot \exp(-\sqrt{\frac{a}{U}}\,E_\gamma^{max})$$

не является достаточно точным для значений E_γ^{max} /14/, /15/. С учетом необходимых поправок окончательное выражение для $\Gamma_\gamma(E1)$ можно представить в виде

$$\Gamma_\gamma(E1) \simeq 2{,}9\cdot 10^{-5}\,\Gamma_g\,A^{8/3}\,\{5[\frac{3}{4(1-3/\sqrt{aU})^2} - \frac{2{,}3}{(1-4/\sqrt{aU})^2\sqrt{aU}}] + \qquad /16/$$

$$+ \frac{1}{(1-5/\sqrt{aU})^2}\}(\frac{U}{a})^3 \text{ МэВ}.$$

Аналогичным образом получим оценку для вклада в полную радиационную ширину γ-переходов мультипольности M1:

$$\Gamma_\gamma(M1) \simeq 91\,\frac{1}{(1-3/\sqrt{aU})^2}\,(\frac{U}{a})^2 \text{ МэВ}. \qquad /17/$$

При получении формул /16/, /17/ была учтена, в отличие от стандартных вычислений [13], степенная зависимость от энергии возбуждения в $\rho_0(U)$ /3/, поскольку иначе не удается с удовлетворительной точностью /~ 20-30%/ воспроизвести результаты численных расчетов [6].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

На основе формул /16/ и /17/ были проведены вычисления средних γ-ширин для широкого круга сферических ядер, результаты которых приведены на рис.2 в виде отношения $\bar{\Gamma}_\gamma^{экс}/\Gamma_\gamma^{расч}$ в зависимости от массового числа. Использованные в расчетах значения параметров плотности a и Δ взяты из работы [14]. Значение ширины гигантского резонанса Γ_g бралось из работы [15].

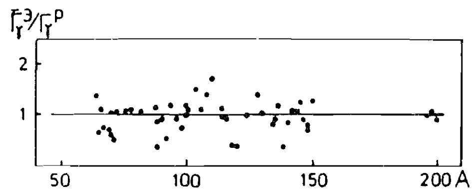

Рис.2. Отношение $\bar{\Gamma}_\gamma^{экс.}/\Gamma_\gamma^{расч.}$ в зависимости от атомного веса.

Как видно из рис.2, удается в целом удовлетворительно воспроизвести экспериментальные значения полных радиационных ширин. Существенное расхождение / $\bar{\Gamma}_\gamma^{экс.}/\Gamma_\gamma^{расч.} \lesssim 0{,}5$/ наблюдается лишь для ядер ^{88}Rb, ^{92}Zr, ^{118}Sn, ^{120}Sn и ^{138}Ba, содержащих магическое или близкое к магическому число нуклонов. Одна из причин указанного расхождения может заключаться в том, что силовые функции /10/ и /11/, вообще говоря, не являются корректными [10, 11] для ядер, содержащих замкнутые оболочки. Другой причиной несоответствия между величинами $\Gamma_\gamma^{расч.}$ и $\bar{\Gamma}_\gamma^{экс.}$ для указанных ядер может быть то обстоятельство, что, как отмечено в работе [16], наблюдаемое для магических и околомагических ядер поведение плотности уровней в диапазоне энергий возбуждения от 2 до 8 МэВ характеризуется, по-видимому, постоянной ядерной температурой, тогда как в модели ферми-газа $T \sim \sqrt{U_f}$.

Результаты проведенного анализа позволяют уточнить зависимость полных радиационных ширин от энергии возбуждения ядра. Сравнение результатов расчетов энергетической зависимости величин $\Gamma_\gamma(U)$, полученных на основе формул /9/ и /16/, /17/, удобно провести на примере ядра ^{144}Nd, для которого теоретические и экспериментальные радиационные силовые функции удовлетворительно согласуются во всем интервале энергий γ-квантов $E_\gamma \le B_n$. Результаты расчетов приведены в таблице в виде отношения $\Gamma_\gamma(U)/\Gamma_\gamma(B_n)$.

Таблица

E_γ МэВ	$\Gamma_\gamma(U)/\Gamma_\gamma(B_n)$ формулы /16/ и /17/	$\Gamma_\gamma(U)/\Gamma_\gamma(B\ )$ формула /7/		
		n = 1	n = 2	n = 3,5
0	1	I	1	1
0,5	0,89	0,92	0,84	0,76
1,0	0,74	0,85	0,69	0,56
1,5	0,61	0,77	0,56	0,40
2,0	0,51	0,69	0,45	0,28
2,5	0,40	0,62	0,34	0,18
3,0	0,31	0,54	0,27	0,11

Как видно из таблицы, в области энергий возбуждения ядра, соответствующих γ-переходам типа $c \to c'$ /$E_\gamma \sim 0,5 \div 2,5$ МэВ/, наилучшее согласие между расчетами по формулам /16/ и /17/ и расчетами по формуле /9/ наблюдается для варианта с $n = 2,2$. Видно также, что значения $\Gamma_\gamma(U)/\Gamma_\gamma(B_n)$, полученные на основе формулы /9/ с $n = 1$ и $n = 3,5$, заметно отличаются от аналогичных величин, рассчитанных по формулам /16/ и /17/.

Рассмотрим качественно зависимость полных радиационных ширин от массового числа. Учитывая, что в рамках статистического подхода параметр плотности уровней a приблизительно линейно зависит от атомного веса, т.е. $a \simeq kA$, из формул /16/ и /17/ следует, что $\Gamma_\gamma(E1) \sim A^{-1/3}$ и $\Gamma_\gamma(M1) \sim A^{-2}$. Так как в области массовых чисел $A \sim 70 \div 120$ вклады $\Gamma_\gamma(M1)$ и $\Gamma_\gamma(E1)$ в полную радиационную ширину примерно одинаковы [6], то нетрудно видеть, что в этой области ядер зависимость величин Γ_γ от атомного веса определяется в основном членом, пропорциональным A^{-2}. Поскольку с ростом массового числа отношение $\Gamma_\gamma(M1)/\Gamma_\gamma(E1)$ уменьшается [6] и в области ядер с $A \sim 200$ составляет примерно $0,1 \div 0,2$, то для тяжелых ядер наблюдается более слабая зависимость полных γ-ширин от атомного веса, а именно $\Gamma_\gamma \sim A^{-1/3}$. Полученные результаты качественно согласуются с усредненной по оболочечным неоднородностям зависимостью [8,9] от массового числа экспериментальных радиационных ширин.

Суммируя результаты проведенного выше обсуждения, приходим к заключению, что формулы /16/ и /17/ могут быть полезны для дальнейшего уточнения систематики средних радиационных ширин в духе работ [8,9].

Авторы благодарят А.Б.Попова за плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: МЛ, 1956.
2. Axel P. - Phys.Rev., 1962, v.126, p.271; Brink D. Thesis, Oxford University, 1955.
3. Захарова С.М. и др. В сб.: Ядерные константы. ЦНИИатоминформ, вып.7, М., 1971.
4. Johnson C.H. - Phys.Rev., 1977, C16, p.2238.
5. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.И. - ЯФ, 1978, т.27, с.1534.
6. Кадменский С.Г. и др. ОИЯИ, Р4-83-600, Дубна, 1983.
7. Попов Ю.П. - ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.6, с.1165.
8. Малэцки Х. и др. - ЯФ, 1971, т.13, с.240.
9. Малэцки Х., Попов А.Б., Тщецяк К. - ЯФ, 1983, т.37, с.284.
10. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. - ЯФ, 1983, т.37, с.277.
11. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. - ЯФ, 1980, т.31, с.382.
12. McCullagh C.M. et al. - Phys.Rev., 1981, C23, p.1394.
13. Бондаренко В.И., Урин М.Г. - ЯФ, 1982, т.35, с.675.
14. Dilg W. et al. - Nucl. Phys., 1973, A217, p.269.
15. Berman B.L. - At.Data Nucl. Tables, 1975, v.15, p.319.
16. Игнатюк А.В. и др. - Nucl.Data for Reactors, IAEA, Vienna, 1970, v.2, p.885.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 октября 1987 года.