

1578/82

5/IV-82



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

РЗ-82-11

Х.Малэцки, А.Б.Попов, К.Тщецяк

**АНАЛИЗ СРЕДНИХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ**

1982

В последние годы появились новые данные о полных радиационных ширинах нейтронных резонансов различных изотопов^{/1-13/}. Наличие дополнительного экспериментального материала стимулировало получение новой оценки средних радиационных ширин по всей доступной совокупности данных и выполнение аналогичного проведенному ранее в^{/14,15/} анализа зависимости Γ_γ от основных параметров ядра.

Оценки средних радиационных ширин и их ошибок выполнены для ядер в интервале атомных весов от $A=50$ до $A=250$. Используются параметры нейтронных резонансов из^{/1/}, полученные до середины 1973 г., и более поздние данные, опубликованные до 1981 г. Для каждого ядра усреднение проводилось по всем s -резонансам, для которых были известны Γ_γ . В большинстве случаев в качестве $\bar{\Gamma}_\gamma$ вычислялись средневзвешенные значения

$$\bar{\Gamma}_\gamma = \sum_{i=1}^n w_i \Gamma_{\gamma i}, \quad /1/$$

где n - число резонансов для данного изотопа, а веса

$$w_i = \frac{(\Delta \bar{\Gamma}_{\gamma i})^{-2}}{\sum_{i=1}^n (\Delta \Gamma_{\gamma i})^{-2}}. \quad /2/$$

Здесь $\Delta \Gamma_{\gamma i}$ - экспериментальные ошибки радиационных ширин. Ошибки $\Delta \bar{\Gamma}_\gamma$ оценивались в границах с доверительной вероятностью $P=0,95$ следующим образом:

$$\Delta \bar{\Gamma}_\gamma = \begin{cases} t_\alpha(n)S & \text{для } S > \sigma, \\ 2\sigma & \text{для } \sigma > S, \end{cases} \quad /3/$$

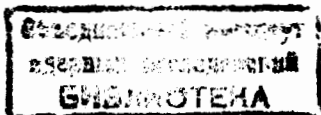
где

$$S = \left(\frac{\sum_{i=1}^n w_i \Gamma_{\gamma i}^2 - \left(\sum_{i=1}^n w_i \Gamma_{\gamma i} \right)^2}{n-1} \right)^{1/2}, \quad /4/$$

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (\Delta \Gamma_{\gamma i})^{-2}}}, \quad /5/$$

$t_\alpha(n)$ - коэффициент Стьюдента для $\alpha=1-P$. Если оказывалось, что χ^2 -критерий не выполнялся /т.е. $(n-1)S^2/\sigma^2$ было больше $\chi_\alpha^2(n-1)/$, то вычислялось среднеарифметическое значение

$$\bar{\Gamma}_\gamma = \sum_{i=1}^n \Gamma_{\gamma i} / n, \quad /6/$$



а ошибка бралась в виде

$$\Delta \bar{\Gamma}_\gamma = t_a(n) \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Gamma_{\gamma i} - \bar{\Gamma}_\gamma)^2}{n(n-1)}} \quad /7/$$

Оценки $\bar{\Gamma}_\gamma$ представлены на рис.1 и включены в табл.1.

В этой таблице для первых 132 ядер $\bar{\Gamma}_\gamma$ получены усреднением трех и более значений Γ_γ для разных резонансов каждого ядра. Для ядер с №133 по №144 оценки $\bar{\Gamma}_\gamma$ вычислены только по двум резонансам, а в конце таблицы помещены ядра, для которых значения Γ_γ известны только для одного резонанса.

В настоящее время теория, будучи не в состоянии описывать правильно свойства высоковозбужденных состояний ядер, способна на основании ряда моделей предсказывать характеристики уровней, усредненные по многим состояниям, и их глобальную зависимость от числа нуклонов в ядре или энергии возбуждения. Теоретические оценки полных радиационных ширин проводились не раз, начиная с Блатта и Вайскопфа^{/16/} в предположении различных представлений для матричных элементов электромагнитных

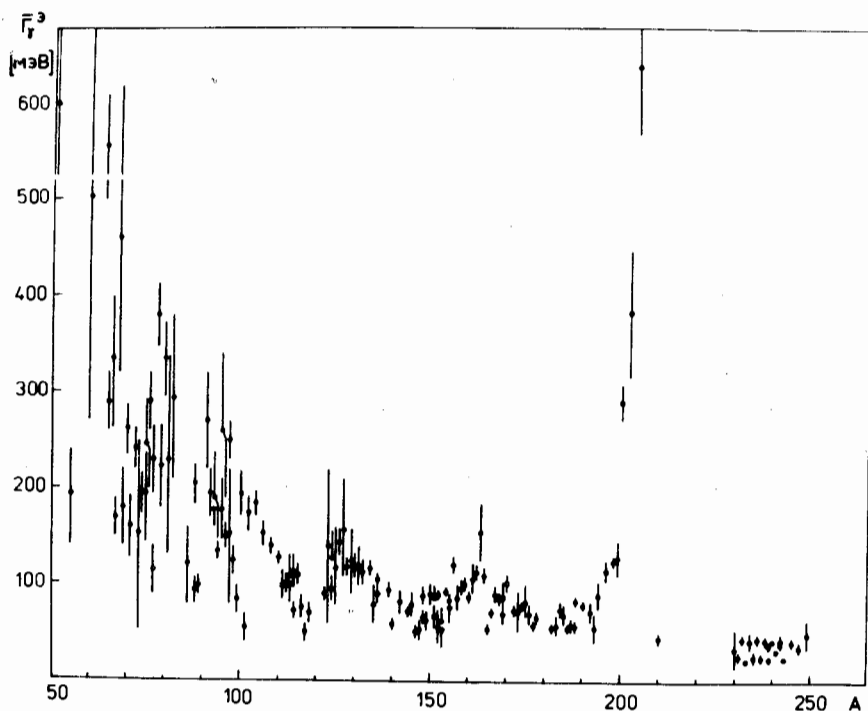


Рис.1. Экспериментальные значения средних радиационных ширин $\bar{\Gamma}_\gamma$ в зависимости от атомного веса А.

переходов. В^{/16/} с использованием одночастичной оценки для матричного элемента и в предположении, что основной вклад в Γ_γ вносят E1-переходы, было получено следующее выражение для полной радиационной ширины:

$$\Gamma_\gamma \approx 0,2A^{2/3} \frac{1}{D_0} \int_0^U E_\gamma^3 \frac{D(U)}{D(U-E_\gamma)} dE_\gamma, \quad /8/$$

где U - энергия возбуждения, D(U) - расстояние между уровнями при энергии возбуждения U, D₀ - расстояние между уровнями вблизи основного состояния. /Здесь Γ_γ - в эВ, E_γ, D₀, D(U) - в МэВ/. Если воспользоваться общепринятой в статистической модели формулой для плотности уровней

$$\rho(U) = \frac{1}{D(U)} \approx \frac{1}{aU^2} \exp(2\sqrt{aU}) \quad /9/$$

и оценкой D₀ ~ A^{-1/3}, то из /8/ можно получить

$$\Gamma_\gamma = CA \left(\frac{U}{a}\right)^2. \quad /10/$$

Следуя Акселю^{/17/}, можно связать вероятность радиационного перехода с характеристиками дипольного гигантского резонанса /ДГР/. В этом случае можно получить^{/14/} такую зависимость полной радиационной ширины от параметров A, U, a:

$$\Gamma_\gamma = CA^{7/3} U^{2,2} a^{-2,8} \quad /11/$$

или

$$\Gamma_\gamma = CA^{7/3} (U/a)^{5/2}, \quad /12/$$

как это показано в работе^{/18/} в предположении, что ширина ДГР постоянна в широком диапазоне атомных весов.

В работе Зарецкого-Сироткина^{/19/} была предпринята попытка использовать оболочечный подход к описанию ДГР, что приводит к следующему выражению для Γ_γ :

$$\Gamma_\gamma = CA^{7/3} (U/a)^{7/2}. \quad /13/$$

Более детальное количественное рассмотрение низкоэнергетической части сечения фотопоглощения в рамках оболочечного подхода и на этой основе анализ полных радиационных ширин проведены в недавней работе Бондаренко-Урина^{/18/}. Из полученной в этой работе связи ширины ДГР с мнимой частью оптического потенциала и параметрами A, U и a следует, что

$$\Gamma_\gamma = C_1 A^{5/3} \left(\frac{U}{a}\right)^{5/2} + C_2 A^{7/3} \left(\frac{U}{a}\right)^{7/2} \quad /14/$$

Как видно из формул /10/-/14/, разные теоретические подходы приводят к существенно различающимся зависимостям Γ_γ от параметров A , U , a . Ниже приводятся результаты сравнения рассчитанных по формулам /10/-/14/ значений Γ_γ^p с полученными экспериментальными оценками средних радиационных ширин.

Экспериментальные данные по Γ_γ , $\Delta\Gamma_\gamma$ и использованные при анализе параметры представлены в табл.1, где приведены заряд Z и массовое число A компаунд-ядра, энергия связи нейтрона B_n , параметр Δ , учитывающий спаривание нуклонов в ядре при вычислении эффективной энергии возбуждения $U = B_n - \Delta$, параметр плотности уровней a . Параметры a и Δ взяты из работы /20/, в которой они вычислены в рамках модели ферми-газа с введением фиктивного основного состояния, и описывают плотность уровней при низкой энергии возбуждения и при энергии связи нейтрона. Для некоторых ядер, не рассматривавшихся в /20/, a и Δ вычислены указанным в этой работе методом.

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями использовалась программа, которая с помощью стандартной процедуры FUMILI /21/ минимизировала функционал

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{\Gamma_{\gamma i}^p - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^{\text{э}}}{\Delta \bar{\Gamma}_{\gamma i}^{\text{э}}} \right)^2.$$

В сумму были включены данные для $m = 131$ ядра из верхней части табл.1 до 144 номера. Часть ядер из этой группы была исключена из анализа из-за большого вклада их в χ^2 . Исключенные ядра в основном расположены вблизи замкнутых оболочек и отмечены в таблице знаком *.

На основании формул /10/-/13/ радиационную ширину можно представить в виде

$$\Gamma_\gamma^p = CA^a U \beta_a \gamma. \quad /15/$$

Программа позволяла проводить расчеты для любой комбинации фиксированных и свободных параметров C , a , β , γ . Для варианта Бондаренко-Урина подгонка проводилась для суммы из двух членов /14/ с указанными в этой формуле наборами значений a , β , γ и для свободных положительных коэффициентов C_1 и C_2 .

Результаты анализа представлены в левой части табл.2. Для каждого варианта помимо величины χ^2/m в отдельном столбце приведено среднее относительное отклонение расчетных от экспериментальных значений

$$\delta = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \frac{|\Gamma_{\gamma i}^p - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^{\text{э}}|}{\bar{\Gamma}_{\gamma i}^{\text{э}}}.$$

В нашем случае эта величина является более реальной мерой соответствия расчетных значений экспериментальным, т.к. параметр

χ^2 в значительной мере чувствителен не только к отклонениям

Γ_γ^p от $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{э}}$, но и к оцененным ошибкам $\Delta \bar{\Gamma}_{\gamma}$. Для каждого варианта проводились повторные вычисления χ^2/m и δ с включением в анализ данных для ядер с №145 по №172 из табл.1 с фиксированными значениями коэффициентов C /и a , β , γ в случае свободных параметров/, полученными в расчетах для $m=131$. Эти результаты, соответствующие $m=158$, также представлены в табл.2 и показывают, что включение в анализ ядер, для которых известны Γ_γ только для одного резонанса, не оказывает существенного влияния на значения χ^2/m и δ .

Как показывает табл.2, из теоретических оценок Γ_γ наименьшие значения χ^2/m и δ дает формула Вайскопфа /10/ вариант 1/. Более низкие значения χ^2/m и δ получены лишь для варианта 6, когда все параметры были свободны. Для вариантов 1 и 6 расчетные значения Γ_γ^p отличаются от $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{э}}$ в среднем не более чем на 28%. Для варианта 5 /Бондаренко-Урин/ согласие расчетных значений Γ_γ^p с экспериментальными несколько хуже: $\delta=0,32$. Заметим, что при подгонке в варианте 5 был "выключен" член с большими степенями /т.е. в расчетах C_2 получилось равным 0/. Наибольшее расхождение Γ_γ^p и $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{э}}$ имеет место для вариантов 2 и 3 /Аксель/, $\delta=0,44$, причем в этих вариантах расчетные ширины систематически меньше экспериментальных в области $A < 140$.

Принимая во внимание, что статистическая модель предсказывает приблизительную линейную зависимость параметра плотности уровней a от атомного веса, мы использовали еще один способ сравнения теоретических оценок Γ_γ с экспериментальными радиационными ширинами, полагая в вариантах 1÷5 a пропорциональным A . В случае свободных параметров мы исключили вообще зависимость Γ_γ^p от a . Результаты этих расчетов приведены в правой части табл.2, а также на рис.2, где показаны отношения $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{э}}/\Gamma_\gamma^p$ в зависимости от A . При принятой гипотезе $a \sim A$ соответствие расчетных значений Γ_γ^p экспериментальным становится для вариантов 1÷5 по χ^2/m в 2÷3 раза лучше, чем при учете индивидуальных значений a , величины δ при этом уменьшаются на 10÷60%. Интересно отметить, что если из левых и правых формул табл.2 оценить с учетом найденных значений коэффициентов C коэффициент пропорциональности k ($a = kA$), то для вариантов 1÷5 получим одно и то же значение $k=0,110$, которое близко к оценке $k=0,125$, полученной, например, Малышевым /22/. Таким образом, результаты, приведенные в правой части табл.2, показывают, что отказ от индивидуальных значений параметра плотности уровней a в теоретических оценках Γ_γ приводит к лучшему соответствию Γ_γ^p экспериментальным значениям $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{э}}$. Это обстоятельство указывает на нечувствительность полных радиационных ширин к структуре $a(A)$, т.е. к структуре в зависимости плотности уровней от атомного веса.

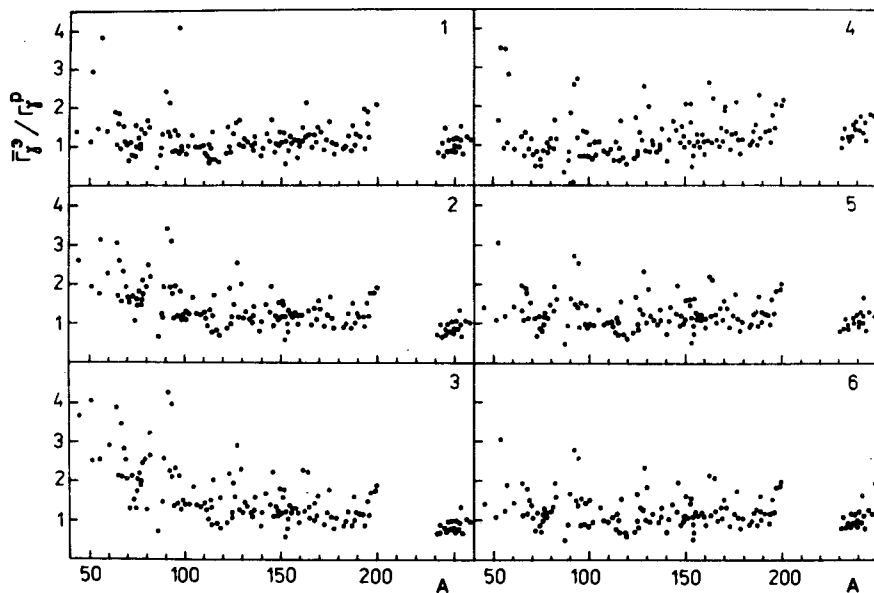


Рис.2. Отношения $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{э}}/\Gamma_\gamma^{\text{р}}$ для случая $a=kA$ в зависимости от атомного веса A . Цифры 1÷6 соответствуют номерам вариантов из правой части табл.2 при вычислениях $\Gamma_\gamma^{\text{р}}$.

Следует обратить внимание на то, что формула для $\Gamma_\gamma^{\text{р}}$, полученная для свободных параметров без учета зависимости Γ_γ от a , фактически совпадает с формулой Бондаренко-Урина для случая $a=kA$:

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma^{\text{р}} &= 32,1U^{2,56}/A^{0,823} && \text{- свободные параметры,} \\ \Gamma_\gamma^{\text{р}} &= 37,8U^{2,5}/A^{0,833} && \text{- формула Бондаренко-Урина.} \end{aligned}$$

Результаты, представленные в табл.2 и на рис.2, показывают, что ни одному из вариантов теоретических оценок Γ_γ нельзя отдать явного предпочтения по соответствию $\Gamma_\gamma^{\text{р}}$ экспериментальным значениям, особенно в случае принятия гипотезы $a=kA$, когда δ меняется всего в пределах от 0,23 до 0,33. Кроме того, из рис.2 видно, что ни один из теоретических подходов не способен детально описать экспериментальные радиационные ширины: во всех вариантах имеет место значительный нерегулярный разброс около единицы отношений $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{э}}/\Gamma_\gamma^{\text{р}}$ для соседних ядер. Поэтому сведение оценки Γ_γ к простой зависимости от таких параметров ядра, как A , U , a , следует понимать только как грубое приближение. Можно надеяться, что дальнейшее развитие

полумикроскопического подхода /18,19/ и последовательное использование более тонких характеристик компаунд-ядра позволит достигнуть лучшего соответствия теоретических оценок Γ_γ экспериментальным данным. Интересным и важным для всех вариантов теоретических оценок Γ_γ остается вопрос о правильной абсолютной нормировке $\Gamma_\gamma^{\text{р}}$, который требует особого рассмотрения.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность М.Г.Урину и В.И.Бондаренко за замечания и неоднократные полезные обсуждения. Мы признательны также Л.Б.Пикельнеру и В.И.Фурману за интерес к работе и ее поддержку.

Таблица 1

№ п/п	Z	A	B_n	Δ	a	$\bar{\Gamma}_\gamma$	Интегра- тура
I	20	44	II, I4	0,79	5,48	778 ± 133	/2/
2*	22	48	II, 63	0,66	5,85	2020 ± 115	/1/
3	23	52	7,3I	-2,38	5,59	1240 ± 250	/1,4/
4*	24	51	9,26	-0,45	5,58	1760 ± 614	/1/
5*	24	53	7,94	0,14	6,06	2090 ± 1380	/1/
6*	24	54	9,72	0,55	6,01	2350 ± 620	/1/
7*	26	58	10,04	0,82	6,79	2150 ± 925	/1/
8	27	60	7,49	-2,16	6,86	503 ± 230	/1/
9*	28	59	9,00	-0,76	5,77	3130 ± 214	/1/
10*	28	61	7,82	-0,56	6,69	1730 ± 320	/1/
11*	28	62	10,60	1,07	7,27	2108 ± 194	/1/
12.	29	64	7,92	-1,07	8,40	556 ± 55	/1/
13	29	66	7,07	-0,63	8,92	334 ± 61	/1/
14	31	70	7,66	-0,94	9,46	261 ± 26	/1/
15	31	72	6,52	-1,71	9,69	241 ± 20	/1/
16	32	71	7,42	-1,11	9,39	160 ± 33	/1/
17	32	73	6,78	-1,11	9,86	154 ± 90	/1/
18	32	74	10,20	0,94	10,26	196 ± 18	/1/

Таблица 1 /продолжение/

№ п/п	Z	A	B _n	Δ	a	$\bar{\gamma}$	Литера- тура
19	33	76	7,33	-1,45	10,81	290 ± 30	/I/
20	34	75	8,02	-1,03	10,37	246 ± 48	/I/
21	34	77	7,42	-1,02	10,35	230 ± 37	/I/
22	34	78	10,50	1,15	10,66	381 ± 33	/I/
23	34	79	6,98	-0,51	10,95	223 ± 43	/I/
24	35	80	7,88	-1,32	10,93	334 ± 38	/I/
25	35	82	7,60	-0,64	11,79	294 ± 82	/I/
26	37	86	8,65	-1,10	8,61	121 ± 40	/I/
27	40	91	7,20	0,57	10,26	270 ± 50	/I/
28	40	92	8,64	1,16	10,87	194 ± 27	/I/
29	40	93	6,76	0,81	12,31	190 ± 48	/I/
30	41	94	7,23	-0,76	11,98	135 ± 11	/I/
31	42	93	8,07	0,66	10,36	177 ± 16	/I/
32	42	95	7,38	0,22	11,27	177 ± 33	/I/
33	42	96	9,15	0,83	11,34	151 ± 13	/I/
34	42	97	6,82	-0,15	12,04	152 ± 71	/I/
35	42	98	8,64	0,67	12,06	126 ± 14	/I/
36	42	99	5,92	-0,50	13,43	86 ± 15	/I/
37	42	101	5,39	-0,21	15,03	56 ± 15	/I/
38	44	100	9,67	0,50	11,77	195 ± 22	/I, 10/
39	44	102	9,22	0,48	13,01	174 ± 18	/I, 10/
40	45	104	7,00	-1,02	14,67	185 ± 12	/I/
41	46	106	9,56	1,21	14,44	152 ± 12	/I, 11/
42	47	108	7,27	-0,90	14,80	140 ± 8	/I/
43	47	110	6,81	-0,92	15,79	129 ± 5	/I/
44	48	111	6,98	-0,42	13,70	100 ± 16	/I/

Таблица 1 /продолжение/

№ п/п	Z	A	B _n	Δ	a	$\bar{\gamma}$	Литера- тура
45	48	112	9,40	1,31	14,82	103 ± 10	/I/
46	48	113	6,54	-0,38	14,81	102 ± 18	/I/
47	48	114	9,04	1,46	15,74	113 ± 20	/I/
48	48	115	6,15	-0,20	16,31	111 ± 20	/I/
49	49	114	7,31	-0,26	15,23	74 ± 7	/I/
50	49	116	6,78	-0,78	15,33	77 ± 11	/I/
51	50	118	9,33	1,45	14,59	72 ± 11	/I/
52	51	122	6,81	-1,21	14,90	91 ± 5	/I/
53	51	124	6,47	-1,39	14,04	97 ± 11	/I/
54	52	123	6,93	0,06	15,80	141 ± 80	/I/
55	52	124	9,42	1,12	14,85	129 ± 27	/I/
56	52	125	6,59	-0,51	15,33	119 ± 40	/I/
57	52	126	9,11	1,27	15,10	145 ± 13	/I/
58	52	127	6,30	-0,08	16,18	158 ± 51	/I/
59	52	129	6,09	-0,35	15,79	126 ± 31	/I/
60	53	128	6,82	-1,20	14,95	120 ± 9	/I3/
61	54	130	9,26	1,02	14,74	121 ± 12	/I/
62	54	132	8,94	1,32	14,91	114 ± 13	/I/
63	55	134	6,89	-1,32	14,01	118 ± 7	/I, 13/
64	56	136	9,11	1,45	14,83	107 ± 4	/I/
65	59	142	5,84	-0,41	15,58	83 ± 12	/I/
66	60	144	7,82	1,48	16,58	73 ± 4	/I/
67	60	146	7,57	1,29	17,76	52 ± 5	/I/
68	60	149	5,07	-0,41	18,70	64 ± 8	/I/
69	60	151	5,31	-0,36	19,39	69 ± 11	/I/

Таблица 1 /продолжение/

№ п/п	Z	A	B _n	Δ	α	$\bar{\gamma}$	Интер- тура
70	61	I48	5,89	-0,60	17,30	68 ± 7	/I/
71	62	I48	8,14	0,64	16,80	89 ± 10	/I, I2/
72	62	I50	7,99	0,61	18,98	91 ± 11	/I, I2/
73	62	I52	8,27	0,0	18,33	57 ± 16	/I/
74	62	I53	5,86	-0,97	18,35	63 ± 11	/I/
75	62	I55	5,81	-0,95	17,08	78 ± 18	/I/
76	63	I52	6,30	-1,02	21,16	91 ± 3	/I/
77	63	I54	6,44	-0,65	21,04	94 ± 3	/I/
78	64	I53	6,49	-0,74	19,64	55 ± 18	/I/
79	64	I55	6,45	-0,78	19,86	85 ± 5	/I/
80	64	I56	8,53	0,15	18,14	112 ± 6	/I/
81	64	I57	6,37	-0,67	17,93	87 ± 12	/I/
82	64	I58	7,93	0,28	17,83	98 ± 7	/I/
83	64	I59	7,93	-0,63	18,03	101 ± 5	/I/
84	64	I61	5,63	-0,48	17,99	107 ± 14	/I/
85	65	I60	6,38	-0,98	18,99	88 ± 4	/I/
86	66	I62	8,20	0,15	17,75	114 ± 5	/I, I2/
87	66	I64	7,66	-0,14	16,52	111 ± 7	/I, I2/
88	67	I66	6,24	-1,02	18,07	72 ± 3	/I/
89	68	I67	6,44	-0,49	18,71	90 ± 8	/I/
90	68	I68	7,77	0,17	17,86	87 ± 4	/I/
91	68	I69	6,00	-0,42	18,42	86 ± 13	/I/
92	69	I70	6,59	-0,83	19,26	103 ± 7	/I/
93	70	I72	8,08	0,27	18,81	75 ± 4	/I/
94	70	I73	6,37	-0,51	18,19	73 ± 21	/I/
95	70	I74	7,47	0,47	18,43	79 ± 2	/I/

Таблица 1 /продолжение/

№ п/п	Z	A	B _n	Δ	α	$\bar{\gamma}$	Интер- тура
96	71	I76	6,29	-0,75	19,66	71 ± 10	/I, 9/
97	72	I78	7,26	0,29	19,40	66 ± 5	/I, 8/
98	73	I82	6,06	-0,87	19,42	56 ± 3	/I/
99	74	I83	6,19	-0,67	18,35	58 ± 10	/I/
100	74	I84	7,41	0,42	19,70	76 ± 6	/I/
101	74	I85	5,75	-0,86	18,46	69 ± 10	/I/
102	74	I87	5,47	-0,15	20,46	59 ± 5	/I/
103	75	I86	6,18	-0,81	20,19	55 ± 2	/I, 7/
104	75	I88	5,87	-0,90	20,52	58 ± 4	/I, 7/
105	76	I88	7,99	0,73	19,66	84 ± 3	/I0, I3/
106	76	I90	7,79	0,59	19,95	80 ± 2	/I0, I3/
107	77	I92	6,20	-0,80	21,25	73 ± 10	/I/
108	78	I93	6,29	-0,70	18,10	55 ± 15	/I/
109	78	I96	7,92	0,75	19,55	116 ± 9	/I/
110	79	I98	6,51	-0,84	17,76	125 ± 5	/I/
111	80	I99	6,65	-0,66	17,43	129 ± 18	/I/
112*	80	200	8,03	0,55	16,32	290 ± 18	/I/
113*	80	202	7,76	0,83	16,13	384 ± 66	/I/
114*	81	206	6,50	-0,77	11,52	767 ± 100	/I/
115*	82	205	6,73	-0,02	15,55	920 ± 447	/I/
116	90	230	6,79	0,25	25,38	34 ± 20	/I/
117	90	231	5,13	-0,61	26,43	26 ± 3	/I/
118	90	233	4,79	-0,58	26,27	21 ± 1	/I/
119	91	232	5,58	-0,80	15,10	44 ± 4	/I/
120	92	234	6,84	0,11	24,74	43 ± 10	/I/
121	92	236	6,55	0,36	26,34	43 ± 2	/I/

Таблица 1 /продолжение/

№ п/п	Z	A	B _n	Δ	a	\bar{r}_y	Литера- тура
I22	92	237	5,12	-0,23	26,56	24 ± 1	/I/
I23	92	239	4,80	-0,58	27,33	23 ± 1	/I/
I24	93	238	5,48	-0,67	26,62	43 ± 3	/I/
I25	94	239	5,66	-0,53	24,22	37 ± 3	/I/)
I26	94	240	6,53	0,58	26,79	41 ± 2	/I/
I27	94	241	5,24	-0,67	25,04	31 ± 1	/I/
I28	94	242	6,31	1,09	26,0	39 ± 3	/I/
I29	94	243	5,02	-0,70	26,04	23 ± 1	/I/
I30	95	242	5,53	-0,60	26,40	41 ± 6	/I/
I31	96	245	5,52	-0,37	25,02	40 ± 2	/I/
I32	96	249	4,71	-0,60	25,29	48 ± 14	/I/
I33	26	57	7,65	-0,48	6,22	1045 ± 405	/I/
I34	30	68	10,20	0,75	7,97	460 ± 140	/I/
I35	32	75	6,49	-1,22	9,14	195 ± 50	/I/
I36	34	81	6,70	-0,21	11,45	230 ± 97	/I/
I37*	40	95	6,48	0,48	12,39	280 ± 80	/I/
I38	60	I47	5,30	-0,45	18,12	55 ± 8	/I/
I39	62	I51	5,59	-0,96	18,23	89 ± 10	/I/
I40	70	I75	5,82	-0,36	18,22	83 ± 14	/I/
I41	71	I77	7,07	-0,41	18,74	59 ± 2	/I/
I42	77	I94	6,07	-0,83	19,61	90 ± 14	/I/
I43	78	I95	6,12	-0,72	18,50	69 ± 17	/I/
I44	96	247	5,16	-0,55	23,69	35 ± 5	/I/
I45	23	51	11,05	0,21	6,39	600 ± 80	/I/
I46	24	55	6,26	-0,56	6,28	190 ± 50	/I/
I47	25	56	7,27	-2,46	6,45	732 ± 113	/3/

Таблица 1 /продолжение/

№ п/п	Z	A	B _n	Δ	a	\bar{r}_y	Литера- тура
I48	26	55	9,30	-0,40	5,70	2500±500	/I/
I49	28	63	6,84	0,44	7,94	760±120	/I/
I50	28	65	6,84	0,30	8,14	760±150	/I/
I51	30	65	7,98	-0,84	8,04	294±30	/I/
I52	30	67	7,05	-0,09	8,85	170±20	/I/
I53	30	69	6,48	-0,29	8,43	180±30	/I/
I54	32	77	6,02	-0,32	10,50	115±25	/I/
I55	37	88	6,08	-0,70	8,70	95±13	/I/
I56	38	88	11,11	1,97	9,25	205±20	/I/
I57	38	89	6,36	0,92	8,95	100±10	/I/
I58	40	97	5,57	0,52	12,30	250±20	/I/
I59	50	113	7,74	0,69	15,97	110±21	/I/
I60	50	117	6,94	0,39	15,30	52±8	/I/
I61	54	136	7,99	1,42	15,01	91±10	/I/
I62	56	131	7,49	-0,10	15,70	120±20	/I/
I63	56	135	6,98	-0,22	15,51	80±20	/I/
I64	57	139	8,78	0,08	13,15	95±6	/I,5/
I65	57	140	5,16	-1,07	13,91	60±4	/I/
I66	60	145	5,76	0,31	17,19	80±12	/I/
I67	66	163	6,27	-0,88	17,22	155±30	/I/
I68	66	165	5,72	-0,77	17,04	55±3	/I/
I69	70	169	6,84	0,88	17,20	70±10	/I/
I70	81	204	6,66	-0,37	12,69	640±70	/I/
I71	83	210	4,60	-1,23	11,43	45±5	/I,6/
I72	92	235	5,31	-0,36	25,82	25±6	/I/

Таблица 2

№ п/п	Номер формулы	Вид формулы	δ		Вид формулы	δ	
			m	λ/m		m	λ/m
1	(I0)	$\bar{\gamma} = -2,86A \left(\frac{U}{a}\right)^2$	I31	15,9	0,28	I31	9,04
			I58	13,5	0,30	I58	9,48
2	(II)	$\bar{\gamma} = -0,0192A^{7/3} \frac{U^{2,2}}{a^{2,8}}$	I31	35,2	0,44	I31	12,6
			I58	33,0	0,45	I58	11,9
3	(I2)	$\bar{\gamma} = -0,0044A^{7/3} \left(\frac{U}{a}\right)^{5/2}$	I31	34,6	0,44	I31	15,3
			I58	32,7	0,46	I58	15,8
4	(I3)	$\bar{\gamma} = -0,0122A^{7/3} \left(\frac{U}{a}\right)^{7/2}$	I31	32,9	0,37	I31	17,8
			I58	32,2	0,39	I58	18,5
5	(I4)	$\bar{\gamma} = -0,153A^{5/3} \left(\frac{U}{a}\right)^{5/2} + 0$	I31	21,4	0,32	I31	8,60
			I58	23,3	0,36	I58	9,41
6	(I5) свободные	$\bar{\gamma} = -38,7 \frac{U^{2,43}}{A^{9,311}}$	I31	3,50	0,23	I31	8,60
			I58	3,41	0,25	I58	9,44

ЛИТЕРАТУРА

- Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Sections. BNL-325, 3rd ed., 1973, vol.1.
- Macklin R.L. Nucl.Phys., 1977, A279, p.317.
- Garg J.B., Macklin R.L., Halperin J. Phys.Rev., 1978, C18, p.2079.
- Winter R.R., Macklin R.L., Halperin J. Phys.Rev., 1978, C18, p.2092.
- Hocken G. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.1884.
- Singh U.N. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.124.
- Namenson A.I., Stolovy A. Nucl.Phys., 1976, A266, p.83.
- Rohr G., Weigmann H. Nucl.Phys., 1976, A264, p.93.
- Namenson A.I., Stolovy A., Smith G.L. Nucl.Phys., 1975, A237, p.45.
- Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ЯФ, 1979, 29, с.561.
- Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ОИЯИ, РЗ-11013, Дубна, 1977.
- Попов А.Б., Тшецяк К., Хван Чер Гу. ЯФ, 1980, 32, с.603.
- Попов А.Б., Тшецяк К. ОИЯИ, РЗ-81-19, Дубна, 1981; ОИЯИ, РЗ-81-721, Дубна, 1981.
- Малэцки Х. и др. ЯФ, 1971, 13, с.240.
- Гаруска У., Малэцки К., Тшецяк К. Acta Physica Polonica, 1977, vol.V8, No.3, p.219.
- Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИЛ, 1954.
- Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p.671.
- Бондаренко В.И., Урин М.Г. ЯФ, 1982, 35, с.675.
- Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. ЯФ, 1978, 27, с.5347.
- Dilg W., Schantl W., Vonach H. Nucl.Phys., 1973, A217, p.269.
- Федорова Р.Н. и др. ОИЯИ, Б1-11-5190, Дубна, 1970, с.88.
- Малышев А.В. ЖЭТФ, 1963, т.45, вып.2, с.316.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 января 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Р18-12147	Труды III Совещания по использованию ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1978.	2 р. 20 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Р2-12462	Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979.	2 р. 25 к.
Д-12831	Труды Международного симпозиума по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. Дубна, 1979.	4 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д2-81-158	Труды XIV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий, Дубна, 1980	3 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Малэцки Х., Попов А.Б., Твещяк К. Р3-82-11
Анализ средних радиационных ширин нейтронных резонансов

С использованием доступных данных о параметрах нейтронных резонансов вычислены средние значения радиационных ширин для широкого круга ядер в интервале атомных весов от 50 до 250. Проводится сравнение экспериментальных значений с разными вариантами теоретических оценок Γ_γ , которые сводятся к зависимости Γ_γ от атомного веса A , энергии возбуждения U и параметра плотности уровней a в виде $\Gamma_\gamma = CA^a U^b a^\gamma$. Кроме того, подбирались эмпирические значения C, a, β, γ , наилучшим образом удовлетворяющие экспериментальным данным. Установлено, что использование гипотезы $a = kA$ приводит к существенно более хорошему соответствию всех теоретических оценок Γ_γ экспериментальным значениям. При этом оказалось, что оценки Γ_γ по Вайскопфу, Бондаренко-Урину или с эмпирически подобранными параметрами находятся примерно в одинаковом соответствии с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Malecki H., Popov A.B., Trzeciak K. P3-82-11
Analysis of Average Radiation Widths of Neutron Resonances

On the basis of the available data on parameters of neutron resonances average values of radiation widths are calculated for a wide range of nuclei in the 50 upto 250 atomic weight range. Experimental values are compared with different variants of theoretical estimates of Γ_γ which are reduced to the Γ_γ dependence upon atomic weight A , excitation energy U and level density parameter a as $\Gamma_\gamma = CA^a U^b a^\gamma$. Besides, empirical values C, a, β, γ are selected satisfying to the experimental data best of all. It is determined that the use of $a = kA$ hypothesis leads to a sufficiently better agreement between all theoretical estimates of Γ_γ to experimental values. It turned out that the estimated by Weisskopf, Bondarenko-Urin or with empirically chosen parameters give an approximately similar correspondence of calculated values Γ_γ to experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.