

C-914

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

УДК 539.172.4

3-86-79

**СУХОВОЙ**

**Анатолий Михайлович**

**ИССЛЕДОВАНИЕ СРЕДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ГАММА-КАСКАДОВ  
ПРИ РАСПАДЕ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ  
СЛОЖНЫХ ЯДЕР**

**Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра  
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

Дубна 1986

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный руководитель -  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

Ю.С.Язвичский

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

В.И.Попов

В.В.Воронов

Ведущее предприятие: Институт физики АН ЛатвССР, Рига.

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 198 г.  
в " " час на заседании специализированного совета  
Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории  
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований,  
Дубна Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 198 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета

Ю.В.Таран

## Общая характеристика работы

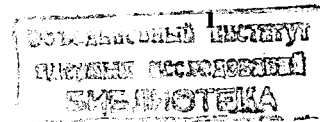
**Актуальность.** Важнейшей величиной, характеризующей взаимодействие нейтронов с веществом (особенно при их энергии в несколько десятков кэВ и ниже), является сечение захвата  $\sigma_{\gamma}$ . Оно пропорционально отношению среднего значения полной радиационной ширины  $\Gamma_{\gamma}$  резонансов к расстоянию  $D$  между ними. В практических задачах реакторостроения и астрофизики требуется знание значений  $\sigma_{\gamma}$  в широкой области энергий нейтронов для сотен изотопов, включая короткоживущие ядра-мишени. Подобный объем экспериментальных данных в обозримом будущем получен не будет. Поэтому существует настоятельная необходимость развития теоретических моделей, предсказывающих значения  $\Gamma_{\gamma}$  и  $D$  для произвольного ядра с гарантированной надежностью и точностью, превышающей достигнутое к настоящему времени.

Известно, что для достаточно сложных ядер (например, для ядер с  $D \lesssim 1$  кэВ) величина  $\Gamma_{\gamma}$  в первую очередь определяется суммой парциальных ширин мягких первичных  $\gamma$ -переходов из компаунд-состояния на предкомпаундные уровни. Энергия последних лежит в интервале нескольких МэВ ниже энергии связи нейтрона. Для однозначности расчета  $\Gamma_{\gamma}$  необходимо и достаточно, чтобы используемые модели правильно передавали бы значения общего числа первичных  $\gamma$ -переходов разных энергий и точно определяли бы их радиационные силовые функции.

Основой модельного описания значений парциальных  $\gamma$ -ширин является экстраполяция закономерностей, известных для жестких первичных  $\gamma$ -переходов на базе некоторых теоретических предположений. Однако ряд фактов, установленных к настоящему времени, указывает на то, что такая экстраполяция является недостаточно корректной. Например, значения радиационных силовых функций мягких первичных  $\gamma$ -переходов, вычисленные по разным моделям, резко различаются между собой; неизвестна роль промежуточных структур при формировании парциальных  $\gamma$ -ширин мягких переходов и так далее. Эти заключения следуют, в частности, из анализа экспериментальных значений  $\Gamma_{\gamma}$  в функции энергии возбуждения и атомного веса ядра, из несоответствия расчетных и экспериментальных значений радиационных ширин, определенных для  $^{144}\text{Nd}$  в реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma d)^{140}\text{Ce}$  и ряда других результатов.

**Цель работы.** Целью данной работы является:

I. Изучение средних характеристик каскадов, связывающих между собой компаунд-состояние и низлежащий уровень простой структуры сложного ядра в широком диапазоне изменения энергии их промежуточного уровня.



Общая характеристика работы

Актуальность. Важнейшей величиной, характеризующей взаимодействие нейтронов с веществом (особенно при их энергии в несколько десятков кэВ и ниже), является сечение захвата  $\sigma_{\gamma}$ . Оно пропорционально отношению среднего значения полной радиационной ширины  $\Gamma_{\gamma}$  резонансов к расстоянию  $D$  между ними. В практических задачах реакторостроения и астрофизики требуется знание значений  $\sigma_{\gamma}$  в широкой области энергий нейтронов для сотен изотопов, включая короткоживущие ядра-мишени. Подобный объем экспериментальных данных в обозримом будущем получен не будет. Поэтому существует настоятельная необходимость развития теоретических моделей, предсказывающих значения  $\Gamma_{\gamma}$  и  $D$  для произвольного ядра с гарантированной надежностью и точностью, превышающей достигнутую к настоящему времени.

Известно, что для достаточно сложных ядер (например, для ядер с  $D \leq 1$  кэВ) величина  $\Gamma_{\gamma}$  в первую очередь определяется суммой парциальных ширин мягких первичных  $\gamma$ -переходов из компаунд-состояния на предкомпаундные уровни. Энергия последних лежит в интервале нескольких МэВ ниже энергии связи нейтрона. Для однозначности расчета  $\Gamma_{\gamma}$  необходимо и достаточно, чтобы используемые модели правильно передавали бы значения общего числа первичных  $\gamma$ -переходов разных энергий и точно определяли бы их радиационные силовые функции.

Основой модельного описания значений парциальных  $\gamma$ -ширин является экстраполяция закономерностей, известных для жестких первичных  $\gamma$ -переходов на базе некоторых теоретических предположений. Однако ряд фактов, установленных к настоящему времени, указывает на то, что такая экстраполяция является недостаточно корректной. Например, значения радиационных силовых функций мягких первичных  $\gamma$ -переходов, вычисленные по разным моделям, резко различаются между собой; неизвестна роль промежуточных структур при формировании парциальных  $\gamma$ -ширин мягких переходов и так далее. Эти заключения следуют, в частности, из анализа экспериментальных значений  $\Gamma_{\gamma}$  в функции энергии возбуждения и атомного веса ядра, из несоответствия расчетных и экспериментальных значений радиационных ширин, определенных для  $^{144}\text{Nd}$  в реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma)^{144}\text{Nd}$  и ряда других результатов.

Цель работы. Целью данной работы является:

I. Изучение средних характеристик каскадов, связывающих между собой компаунд-состояние и низколежащий уровень простой структуры сложного ядра в широком диапазоне изменения энергии их промежуточного уровня.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный руководитель -  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

Ю.С.Язвницкий

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

В.И.Попов

кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

В.В.Воронов

Ведущее предприятие: Институт физики АН ЛатвССР, Рига.

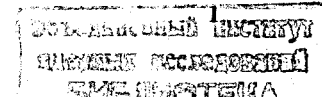
Защита диссертации состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 198 г.  
в " \_\_\_\_\_ " час на заседании специализированного совета  
Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории  
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований,  
Дубна Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 198 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета

Ю.В.Таран



2. Проверка степени соответствия модельного описания каскадного  $\gamma$ -распада с возбуждением предкомпаундных уровней реальному процессу и определение тех факторов, которые должны быть учтены при дальнейшем развитии модельного описания радиационных силовых функций и функций плотности уровней ниже энергии связи нуклона.

3. Определение области ядер, в которой наблюдается максимальное несоответствие модельного описания  $\gamma$ -распада на базе статистической теории эксперименту.

Представляется очевидным, что улучшение качества модельного описания  $\gamma$ -распада компаунд-состояний сложных ядер будет достигнуто только на основе экспериментальных результатов новых методов исследования. Новую информацию о  $\gamma$ -распаде сложных ядер удалось получить при применении:

а) метода суммирования амплитуд совпадающих импульсов /САСИ/ с  $Ge(Li)$ -детекторов к изучению средних характеристик каскадного  $\gamma$ -распада компаунд-состояний сложных ядер (обозначаемого ниже так же термином "реакция ( $n, 2\gamma$ )");

б) анализа флуктуаций отношений интенсивностей вторичных  $\gamma$ -переходов радиационного захвата резонансных нейтронов.

Научная новизна и практическая ценность работы. Метод САСИ с  $Ge(Li)$ -детекторов, использовавшийся в основном в ядерной спектроскопии, впервые использован как способ систематического изучения средних характеристик предкомпаундных состояний любых сложных стабильных ядер. Метод позволил выделить и проанализировать от  $\frac{1}{4}$  до  $\frac{3}{4}$  общей интенсивности каскадов, посредством которых распадается нейтронный резонанс.

Найдены значительные расхождения предсказаний статистической теории  $\gamma$ -распада и экспериментально измеряемых величин для деформированных ядер  $4S$ -максимума нейтронной силовой функции. Интерпретация полученных результатов указывает на настоятельную необходимость дальнейшего (и первоочередного) улучшения модельного описания радиационных силовых функций указанных ядер.

Прямым следствием такого развития теории должно быть улучшение точности предсказания сечений захвата нейтронов на нестабильных ядрах, необходимых в первую очередь при конструировании быстрых реакторов.

На защиту выносятся следующие основные результаты, полученные в диссертации:

I. Метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов с  $Ge(Li)$ -детекторов впервые применен для получения средних характеристик процесса каскадного  $\gamma$ -распада компаунд-состояний сложных ядер.

Исследования, выполненные для четырех изотопов из области  $4S$ -максимума нейтронной силовой функции, показали большую его информативность и перспективность при исследовании предкомпаундных уровней в диапазоне энергий возбуждения ядра, к настоящему времени крайне слабо изученном.

2. Обнаружено, что для деформированных ядер  $^{165}Dy$ ,  $^{168}Er$  и  $^{175}Yb$  парциальные ширины  $\gamma$ -переходов зависят от структуры состояний, связываемых ими, при энергии возбуждения ядра  $E_f \leq 2-3$  МэВ.

3. При распаде состояний  $^{175}Yb$  с энергией возбуждения  $E_f < 3$  МэВ выявлено увеличение радиационной силовой функции  $E_2$ -переходов по крайней мере на порядок относительно соответствующего значения для компаунд-состояния.

4. Исследована адекватность описания каскадного  $\gamma$ -распада широко распространенными ядерными моделями, обычно используемыми как для анализа эксперимента, так и для предсказания характеристик еще не исследованных ядер.

Показано, что для четырех исследованных к настоящему времени ядер наилучшее согласие эксперимента и расчета достигается при одном и том же наборе моделей. При этом найдено, что используемые модели явно недостаточны для корректного описания  $\gamma$ -распада деформированных ядер.

Апробация работы. Основные материалы диссертации докладывались на IV, V и VI Всесоюзных конференциях по нейтронной физике (Киев, 1977, 1980 и 1983 г.г.), на Международных симпозиумах по изучению  $\gamma$ -лучей радиационного захвата нейтронов (Бруксейвен, 1978 и Ноксвилл, 1984 г.г.) и на 29 Совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра, Рига, 1979 г.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано II работ.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. В ней содержится 159 страниц машинописного текста, включая 17 таблиц, 28 рисунков и список литературы из 122 наименований.

#### Содержание работы

Во введении сформулированы вопросы об актуальности проблемы, научном и прикладном ее значении, основных целях работы, приведены результаты, выносимые на защиту.

В первой главе рассмотрены некоторые вопросы, относящиеся к применению метода САСИ для получения распределений интенсивностей двухквантовых каскадов заданной суммарной энергии с минимально возможной систематической погрешностью.

Показано, что практически могут быть получены спектры, в которых каждый индивидуальный каскад изображается только парой пиков, ширина которых составляет 3-5 кэВ. Площадь сплошного распределения при регистрации каскада при этом не превышает нескольких десятых долей процента площади двух пиков полного поглощения, соответствующих каскадным  $\gamma$ -переходам, если обеспечена достаточная взаимная экранировка каждого из детекторов от  $\gamma$ -излучения, рассеянного ими. Эта форма линии сохраняется при любой плотности промежуточных уровней в исследуемых ядрах, обеспечивая возможность прямого сравнения экспериментальных спектров со сверткой описывающих каскадный распад радиационных силовых функций и функции плотности возбужденных состояний.

Проанализировано влияние на результаты эксперимента следующих факторов - источников систематических погрешностей:

- регистрации трех каскадных квантов в пиках полного поглощения двухквантовых каскадов;
- конечного разрешающего времени детекторов;
- внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей;
- их угловых корреляций;
- самопоглощения излучения образцом;
- погрешностей экспериментального определения энергетической зависимости эффективности  $\mathcal{G}_e(L_i)$ -детекторов.

Получены верхние оценки погрешности, вносимой в распределение интенсивностей двухквантовых каскадов этими факторами. В первых пяти случаях они не превышают 1-5 % для каждого из источников систематических погрешностей; в последнем - 20% соответственно. Эти оценки находятся в хорошем согласии с выполненной экспериментально полномасштабной проверкой методики выделения двухквантовых каскадов. Сопоставление полученных с помощью метода САСИ значений интенсивностей каскадов из двух последовательно испущенных  $\gamma$ -переходов с суммарной энергией 8,58 МэВ в  $^{36}\text{Ce}$  с рассчитанными интенсивностями (использованы опубликованные в литературе данные о схеме уровней и интенсивностях переходов) показывает, что они практически совпадают в пределах экспериментальных погрешностей.

Описана методика получения распределений интенсивностей двухквантовых каскадов из накопленной на магнитной ленте информации о  $\gamma$ - $\gamma$  совпадениях в условиях наличия фоновых событий. Искомые распределения интенсивностей двухквантовых каскадов при этом были получены как разность спектров, полученных из тех пар кодов совпадающих импульсов, сумма которых соответствует интервалу спектра САСИ, содержащего пик, и тех событий, которые определяют спектр САСИ в

двух соседних интервалах половинной ширины каждый. Приводится обоснование этой процедуры. На примере спектров  $^{168}\text{Er}$  показано, что достигается практически полное и надежное исключение фоновых совпадений из спектров, соответствующих регистрации двухквантовых каскадов.

Дополнительно здесь же приводится краткое описание программ и методик, необходимых для математического обеспечения эксперимента, таких, как программа коррекции дрейфа спектрометрических трактов, улучшения амплитудного разрешения в получаемых распределениях и нормировки полученных результатов.

Во второй главе анализируются некоторые модели, используемые в настоящее время для описания плотности уровней ниже энергии связи нейтрона и радиационных силовых функций в той же области возбужденный ядра. На базе таких известных моделей парциальных  $\gamma$ -ширин, как модель Вайскопфа (ниже обозначена как модель № 1), модель ГЭДР (модель № 2), таких моделей плотности уровней, как модель ферми-газа с "обратным смещением" (модель № 3) и модель ферми-газа, учитывающая оболочечные неоднородности одночастичного спектра с помощью метода оболочечной поправки В.М.Струтинского (модель № 4), разработана и отлажена программа практического расчета функции  $I_{\gamma\gamma}(E_x, E_c)$  распределения интенсивности двухквантовых каскадов на заданный низколежащий уровень  $f$ :

$$I_{\gamma\gamma}(E_x, E_c) \cdot \Delta E = \left[ \frac{\Gamma_{\lambda g}(E_x) \Gamma_{gf}(E_c - E_x) \bar{S}_g}{\Gamma_{\lambda} \Gamma_g} + \frac{\Gamma_{\lambda h}(E_c - E_x) \Gamma_{hf}(E_x) \bar{S}_h}{\Gamma_{\lambda} \Gamma_h} \right] \Delta E, \quad (I)$$

зависящей от значений парциальных ширин  $\Gamma_{\lambda g}$  и  $\Gamma_{\lambda h}$  первичных переходов из компаунд-состояния  $\lambda$  на уровни  $g$  и  $h$ . Здесь:  $\Gamma_{gf}$  и  $\Gamma_{hf}$  - парциальные ширины вторичных переходов на уровень  $f$ ;  $\Gamma_{\lambda}$ ,  $\Gamma_g$  и  $\Gamma_h$  - полные  $\gamma$ -ширины уровней, а  $\bar{S}_g$  и  $\bar{S}_h$  - среднее значение плотности состояний в интервале  $\Delta E$  около уровней  $g$  и  $h$ .  $E_x$  - энергия одного из каскадных переходов, а  $E_c$  - полная энергия каскада.

В третьей главе полученные экспериментально для ядер  $^{144}\text{Nd}$ ,  $^{165}\text{Dy}$ ,  $^{168}\text{Er}$  и  $^{175}\text{Yb}$  27 распределений интенсивностей двухквантовых каскадов сравниваются с теоретическими распределениями (I), рассчитанными для четырех возможных комбинаций моделей, описанных в предыдущей главе.

Это сопоставление в первую очередь проделано для общей интенсивности  $I_{\gamma\gamma}$  всех возможных каскадов между состоянием  $\lambda$  и

заданными конечными уровнями  $f$ . Энергия промежуточного уровня при этом может принимать любые значения в интервале возбуждения, верхняя граница которого лежит на 0,52 МэВ ниже энергии связи нейтрона. Величина  $I_{\gamma\gamma}$  является суммой интенсивностей как наиболее интенсивных каскадов, так и всех остальных, создающих в измеренных распределениях интенсивностей каскадов сплошное распределение.

В эксперименте для каждого из ядер измерены распределения интенсивностей двухквантовых каскадов на 5+9 низколежащих уровней. Сопоставление сумм величин  $I_{\gamma\gamma}$  для этих 5+9 распределений позволило определить модели радиационных силовых функций и плотности уровней, наилучшим образом предсказывающие результаты реакции  $(n, 2\gamma)$

на сложных ядрах. Это сопоставление приведено в таблице, где сравниваемые величины выражены в процентах на один распад компаунд-состояния.

Таблица. Доля полной радиационной ширины резонанса, соответствующая двухквантовым каскадам на низколежащие уровни компаунд-ядер.  $\sum I_{\gamma\gamma}^E$  - эксперимент,  $\sum_f I_{\gamma\gamma}^T$  - расчет согласно выражению (I)

Ядро	$\sum_f I_{\gamma\gamma}^E$	$\sum_f I_{\gamma\gamma}^T$ , модели номер:			
		I + 3	I + 4	2 + 3	2 + 4
$^{144}\text{Nd}$	49,7 $\pm$ 3,7	17,8	19,4	33,8	36,5
$^{165}\text{Dy}$	54,0 $\pm$ 6,6	12,7	17,6	27,2	34,3
$^{168}\text{Er}$	28,7 $\pm$ 1,9	8,0	12,0	14,3	20,5
$^{175}\text{Yb}$	73 $\pm$ 10	13,3	17,6	32,3	40,4

Из таблицы прямо следует, что наилучшее предсказание результатов реакции  $(n, 2\gamma)$  достигается при использовании моделей ГЭДР и ферми-газа, учитывающей оболочечные неоднородности одночастичного спектра с помощью метода оболочечной поправки В.М.Струтинского.

Анализ значений  $I_{\gamma\gamma}^E$  для двухквантовых каскадов на фиксированные низколежащие уровни позволил выявить влияние структуры конечного уровня деформированного ядра на интенсивность каскада. Оно проявляется в следующем:

1. В ядре  $^{175}\text{Yb}$  каскады с близкими энергиями 5220 и 5183 кэВ, возбуждающие уровни с одинаковыми значениями  $I_{\gamma\gamma}^E = \frac{5}{2}$ , имеют экспериментальные (просуммированные по многим сотням промежуточных

состояний) интенсивности  $I_{\gamma\gamma}^E = 9,0 \pm 1,6$  и  $2,3 \pm 1,6$ , а расчет по моделям № 2 и № 4 - 3,2 и 2,9 % соответственно. Основное отличие этих каскадов связано с тем, что их конечные уровни 602 и 639 кэВ принадлежат ротационным полосам деформированного ядра, имеющим разную структуру: 510 $\uparrow$  и 512 $\uparrow$ . Различие  $I_{\gamma\gamma}^E$  в этом случае следует связать с влиянием числа  $K$  этих уровней на парциальные ширины вторичных переходов. Такое заключение сделано из сравнительного анализа отношений  $I_{\gamma\gamma}^E / I_{\gamma\gamma}^T$  для двухквантовых каскадов на разные конечные состояния  $^{175}\text{Yb}$ . Величина  $I_{\gamma\gamma}^E / I_{\gamma\gamma}^T \geq 1,5$  в случаях, когда структура конечного уровня определяется большим вкладом состояний 510 $\uparrow$ , 512 $\downarrow$  и 521 $\uparrow$  и примерно равна 1 для состояния 512 $\uparrow$ . Отсюда однозначно и следует заключение, что отличие интенсивностей каскадов с энергиями 5220 и 5183 кэВ обусловлено влиянием числа  $K$ , а не асимптотических квантовых чисел  $Nn_zL$ .

2. Для каскадов на уровни ротационных полос основного и  $\gamma$ -вибрационного состояний  $^{168}\text{Er}$   $\sum_f I_{\gamma\gamma}^E$  составляет 15,4 $\pm$ 1,1 и 11,3 $\pm$ 1,6, тогда как максимальная расчетная оценка для них равна 12,4 и 6,6 соответственно. Используя рассчитанные по моделям № 2 и № 4 значения  $I_{\gamma\gamma}^E$ , можно найти, что для  $\gamma$ -полосы  $^{168}\text{Er}$  отношение  $\sum I_{\gamma\gamma}^E / \sum I_{\gamma\gamma}^T = 1,7 \pm 0,1$  равно соответствующим величинам  $^{165}\text{Dy}$  и  $^{175}\text{Yb}$  (табл., 1,6 $\pm$ 0,2 и 1,8 $\pm$ 0,2 соответственно). Для полос основного состояния  $^{168}\text{Er}$   $\sum I_{\gamma\gamma}^E / \sum I_{\gamma\gamma}^T = 1,2 \pm 0,1$ . Отличие  $\gamma$ -вибрационного и основного состояния  $^{168}\text{Er}$  заключается в том, что структура первого определяется фоном, квазичастичные компоненты которого 510 $\uparrow$ , 523 $\downarrow$ , 512 $\uparrow$  и 521 $\downarrow$  также определяют структуры конечных уровней двухквантовых каскадов в  $^{165}\text{Dy}$  и  $^{175}\text{Yb}$ . Этих компонент нет в структуре основного состояния  $^{168}\text{Er}$ .

Помимо суммы интенсивностей всех двухквантовых каскадов между компаунд-состоянием и одним (или несколькими) низколежащими уровнями, с расчетом можно сравнивать и распределения интенсивностей таких каскадов при разных энергиях каскадных переходов. Это сравнение выполнено на рис. 1-4 для нарастающих сумм интенсивностей двухквантовых каскадов как измеренных экспериментально, так и рассчитанных теоретически. Энергия перехода при этом изменяется от пороговой  $E_{\gamma} = 520$  кэВ до половины энергии каскада. Для удобства сравнения каждый спектр сдвинут относительно предыдущего на постоянную величину.

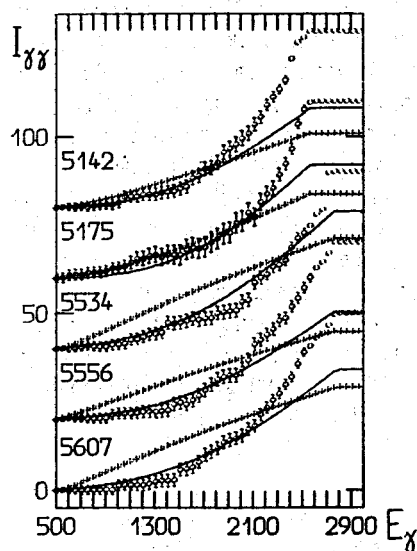


Рис.1. Нарастающие суммы экспериментальных (точки) и расчетных (крестики - модели № 2 и № 3, линия - модели № 2 и № 4) распределений интенсивностей  $I_{\gamma\gamma}$  двухквантовых каскадов в  $^{165}\text{Dy}$  в функции энергии перехода  $E_{\gamma}$ . Цифры - энергии каскадов (кэВ).

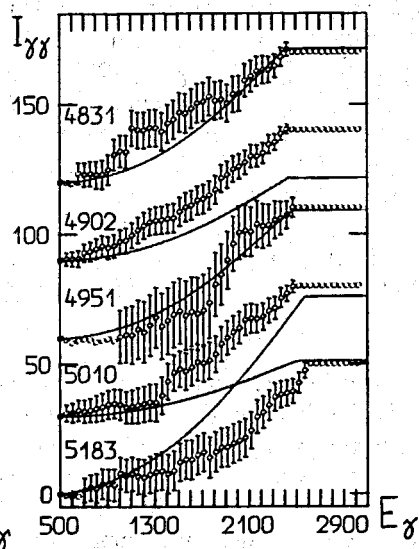
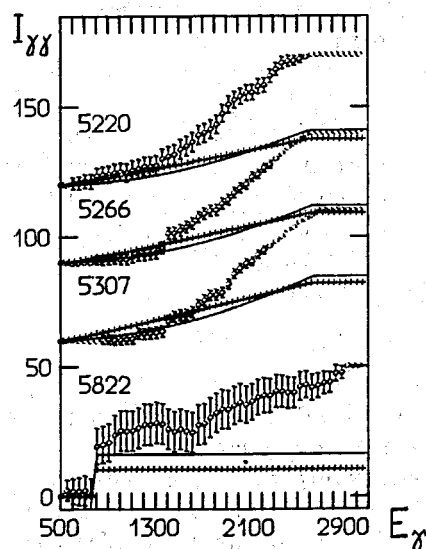


Рис.2. Сопоставление нарастающих сумм интенсивностей двухквантовых каскадов в  $^{175}\text{Yb}$ .

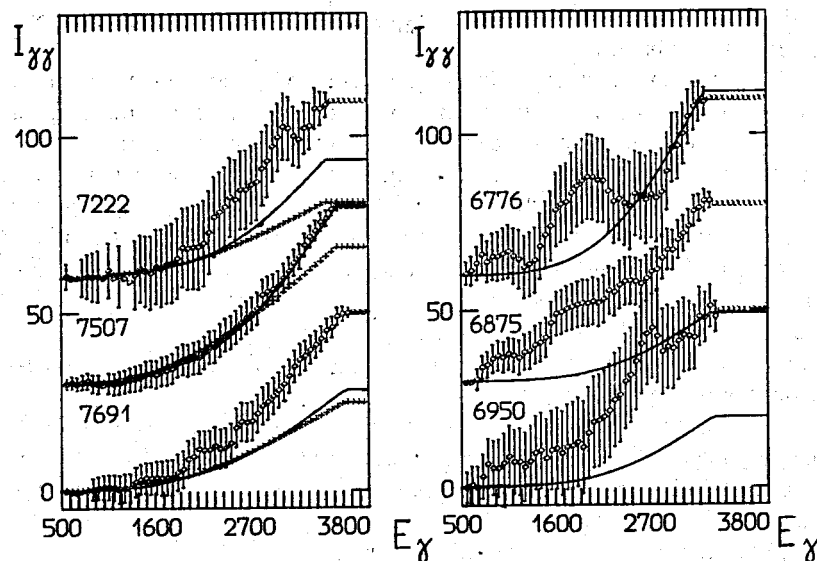


Рис.3. Сопоставление нарастающих сумм интенсивностей двухквантовых каскадов для  $^{168}\text{Er}$ .

Одной из особенностей ядра  $^{175}\text{Yb}$  является наличие большого числа усиленных каскадов, один из переходов в которых должен иметь тип  $E1$ , а второй -  $E2$ . Значения  $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{-}$  и  $\frac{7}{2}^{-}$  для начального и конечного уровня каскадов с энергией 5822 кэВ однозначно определяют подобный тип переходов; сопоставление эксперимента и расчета для них приведено на рис.2. Расчет, экстраполирующий экспериментально найденные для компаунд-состояния значения радиационных силовых функций в область ниже энергии связи нейтрона и определяющий интенсивность каскадов на основании выражения (1), не в состоянии передать экспериментально наблюдаемые интенсивности этих каскадов. Для согласования экспериментальных и расчетных интенсивностей каскадов с энергией 5822 кэВ необходимо, например, чтобы радиационная силовая функция  $E2$ -переходов в области возбуждений  $8\text{II} < E_{\gamma} \leq 29\text{II}$  кэВ превышала соответствующее значение для компаунд-состояния по крайней мере в 20 раз.

В  $^{165}\text{Dy}$  каскады с энергией 5715 кэВ должны состоять из  $\gamma$ -переходов типа  $M1 + E2$  в соответствии со значениями  $J^{\pi}$  соответствующих уровней каскада:  $\frac{1}{2}^{-}$  и  $\frac{7}{2}^{-}$ . В этом случае также требуется предположить, что радиационная силовая функция  $E2$ -переходов при уменьшении энергии возбуждения резко возрастает. Других объясне-

ний большой величине отношения  $I_{\gamma\gamma}^E / I_{\gamma\gamma}^T \geq 4,5$  для этих каскадов не найдено.

Из графиков, приведенных на рис. 1-3, следует, что наибольшее расхождение результатов эксперимента с предсказаниями теории (разные значения производных от значений нарастающих сумм по энергии  $\gamma$ -переходов) для всех трех деформированных ядер наблюдается в случае, когда энергия промежуточного уровня близка к половине энергии связи нейтрона. Этот результат также свидетельствует в пользу выдвинутой гипотезы о существенном вкладе одноквазичастичных состояний деформированного потенциала в структуру уровней, что должно приводить к увеличению парциальных  $\gamma$ -ширин по сравнению с теми средними значениями, которые следуют из предположения о справедливости статистической теории  $\gamma$ -распада.

Справедливость описанной гипотезы подтверждается сравнением функций расчетных и экспериментальных интенсивностей двухквантовых каскадов в сферическом ядре  $^{144}\text{Nd}$ . Как видно из рис. 4 (а также и из табл. ), соответствие расчета и эксперимента в этом случае в среднем лучше, чем у деформированных ядер.

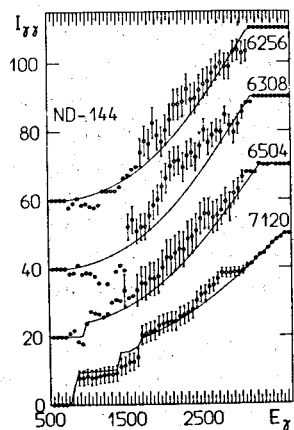


Рис. 4. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений нарастающих сумм интенсивностей двухквантовых каскадов в  $^{144}\text{Nd}$ .

Линия - расчет по моделям № 2 и № 3.

Нормировка расчета выполнена в предположении, что

$$I_{\gamma\gamma}^E \approx I_{\gamma\gamma}^T$$

Перечисленные факты получили единое качественное объяснение в рамках закономерностей фрагментации одноквазичастичных состояний, найденных к настоящему времени при теоретическом анализе свойств возбужденных состояний ядра - в первую очередь в работах В.Г.Соловьева и его сотрудников.

На основе известных фактов:

а) большого вклада нейтронных одноквазичастичных состояний  $640\text{f}$  и  $651\text{f}$  в структуру нейтронных резонансов деформированных ядер  $4S$ -оболочки;

б) наличия практически чистых одноквазичастичных (однофононного для  $^{168}\text{Er}$ ) состояний деформированного потенциала - конечных уровней двухквантовых каскадов в тех же ядрах;

в) присутствия в районе половины энергии связи нейтрона одноквазичастичных состояний с  $K^\pi = \frac{1}{2}^-$  и  $\frac{3}{2}^-$  (а также - особенностями их фрагментации) - предположено, что усиление интенсивностей двухквантовых каскадов, наблюдаемых в реакции  $(n, 2\gamma)$  на деформированных ядрах, обусловлено увеличением парциальных ширин каскадных  $\gamma$ -переходов относительно средних значений, полученных путем экстраполяции известных для компаунд-состояния на область меньших возбуждений.

Такая гипотеза однозначно определяет порядок следования квантов в каскадах исследованных деформированных ядер  $^{165}\text{Dy}$  и  $^{175}\text{Yb}$  - сначала  $E1$ -, а затем  $M1$ - и/или  $E2$ -переходы. Соответствующие парциальные ширины при этом возрастают благодаря наличию в структуре уровней больших квазичастичных компонент, между которыми возможны незапрещенные переходы. Эта же гипотеза прямо объясняет наблюдаемую в  $^{175}\text{Yb}$  зависимость интенсивности каскадов от числа  $K$  их конечного уровня. Конечный уровень с  $K^\pi = \frac{1}{2}^-$  и  $I^\pi = \frac{5}{2}^-$  может заселиться при распаде промежуточных состояний с  $K^\pi = \frac{1}{2}^-$ ,  $\frac{3}{2}^-$  и  $I^\pi = \frac{3}{2}^-$ ; для уровня со значениями  $K^\pi = \frac{5}{2}^-$  и  $I^\pi = \frac{5}{2}^-$  переходы типа  $M1$  запрещены правилами отбора по  $K$  (для низколежащих уровней известно, что изменение  $\Delta K = 2$  для дипольных переходов приводит к уменьшению средних парциальных ширин на два порядка относительно случая  $\Delta K = 1$ ).

Полученные экспериментальные результаты проанализированы с целью проверки их совместимости с результатами других экспериментов и расчетов:

а) Большая доля двухквантовых каскадов в  $^{165}\text{Dy}$  и относительно малая - в случае  $^{168}\text{Er}$  - находятся в качественном согласии со значениями экспериментально определенных значений множественности  $\gamma$ -квантов в этих ядрах.

б) Усиление силовой функции  $E2$ -переходов и непостоянство радиационных силовых функций  $E1$ - и  $M1$ -переходов прямо предсказываются расчетами по полумикроскопической теории, выполненными В.Г.Соловьевым и его сотрудниками.

в) Вывод о наилучшем (в среднем) описании каскадного  $\gamma$ -распада моделями ГЭДР и Ферми-газа, учитывающей оболочечные неоднородности одночастичного спектра с помощью метода оболочечной поправки



В.М.Струтинского, подтверждается анализом значений полных расчетных гамма-ширин резонансов четырех ядер, исследованных в реакции  $(n, \gamma)$ .

Еще до практического применения метода САСИ с двух  $Ge(Li)$ -детекторов к изучению  $\gamma$ -распада сложных ядер нами был разработан метод косвенного анализа наиболее общих свойств каскадного  $\gamma$ -распада с любым числом  $\gamma$ -квантов в них. Метод основан на том факте, что уровень конечного ядра с энергией возбуждения 1 МэВ и ниже заселяется большим числом каскадов. Процент случаев заселения при этом является случайной величиной, различной для разных нейтронных резонансов одного и того же спина. Распределение заселенности уровня относительно среднего значения при этом близко к нормальному с характерной шириной  $\sigma_{\rho T}$ . Дисперсия  $\sigma_{\rho T}^2$  в первом приближении обратно пропорциональна числу каскадов, которым распадается компаунд-состояние, ее более точное значение однозначно вычисляется по тем же моделям, по которым рассчитываются интенсивности двухквантовых каскадов.

В четвертой главе анализируются результаты экспериментального определения величины  $\sigma_{\rho T}^2$  для большой группы ядер из области  $94 \leq A \leq 190$ . Проанализированы как измерения нами отношения  $R$  интенсивностей вторичных  $\gamma$ -переходов (т.е. переходов с уровней, энергия возбуждения которых  $\leq 1$  МэВ) при захвате нейтронов в резонансах  $^{95}Mo$ ,  $^{111}Cd$ ,  $^{113}Cd$ ,  $^{149}Sm$  и  $^{157}Gd$ , так и соответствующие результаты других авторов, опубликованные в литературе.

В предположении, что  $R_{ij} = \langle R_{ij} \rangle + \sigma_{ij} \xi_1 + \sigma_{\rho T j} \xi_2$ , (2) измеренное в резонансе номер  $i$  отношение интенсивностей пары переходов номер  $j$  отличается от среднего  $\langle R_{ij} \rangle$  на сумму двух независимых нормально распределенных величин, можно с помощью метода максимального правдоподобия (функция правдоподобия - многомерное нормальное распределение) найти дисперсию  $\sigma_{\rho T j}^2$ , обусловленную только флуктуациями ширин первичных  $\gamma$ -переходов. Известная величина  $\sigma_{ij}^2$  определяется статистикой отсчетов в пиках соответствующих спектров, полученных для данных резонансов;  $\xi$  - стандартная нормально распределенная величина.

Экспериментально найденные значения  $\sigma_{\rho T}^2$  и их расчетные оценки целесообразно сравнивать в виде приведенных относительных флуктуаций  $\Delta = \langle \sigma_{\rho T j} / R_{ij} \sqrt{D} \rangle$ , где  $D$  - среднее расстояние между нейтронными резонансами. При сравнении (рис.5) отрицательным значениям  $\Delta$  соответствуют те случаи, когда экспериментально определяемая на основе соотношения (2) величина  $\sigma_{\rho T}^2$  оказывается отрицательной.

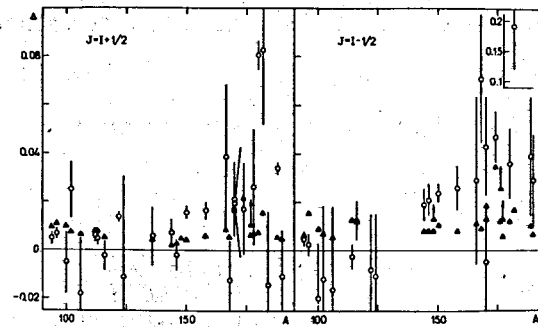


Рис.5. Экспериментальные  $\circ$  и расчетные  $\blacktriangle$  значения  $\Delta$  для резонансов разного спина ядер с атомным весом  $A$ .

Видно, что для резонансов с  $J = I - \frac{1}{2}$  в районе переходных и деформированных ядер редкоземельной области наблюдается явное превышение экспериментальных флуктуаций над расчетными. Хотя для резонансов с  $J = I + \frac{1}{2}$  картина не столь наглядна, превышение в этой области  $A$  не исключено. Существенно при этом то, что для сферических ядер из области минимума нейтронной силовой функции никакого превышения экспериментальных величин над расчетными не наблюдается.

Причиной такого явления может быть наличие выделенных каналов  $\gamma$ -распада в переходных и деформированных ядрах. Это - сравнительно небольшое число каскадов (например, для резонансов  $J = I - \frac{1}{2}$  ядра-мишени  $^{167}Er$  около 300 каскадов равной средней интенсивности). Их интенсивности значительно превышают предсказываемые статистической теорией  $\gamma$ -распада средние значения. Каналы распада (или их часть) удалось выделить экспериментально в виде небольшого числа интенсивных двухквантовых каскадов в ядрах  $^{165}Dy$ ,  $^{168}Er$  и  $^{175}Yb$ .

Средняя интенсивность  $i_{\gamma\gamma}$  двухквантового каскада, энергия промежуточного уровня  $g$  которого известна, может быть выражена через средние парциальные ширины  $\Gamma_{\lambda g}$ ,  $\Gamma_{g f}$  и полные  $\gamma$ -ширины  $\Gamma_{\lambda}$ ,  $\Gamma_g$  уровней  $\lambda$ ,  $g$  и  $f$  как

$$i_{\gamma\gamma} = \frac{\Gamma_{\lambda g}}{\Gamma_{\lambda}} \frac{\Gamma_{g f}}{\Gamma_g} \quad (3)$$

и рассчитана в рамках статистической теории  $\gamma$ -распада. Расчет показывает, что эта величина в функции энергии первичного  $\gamma$ -перехода быстро и монотонно возрастает. Но сопоставление расчета и эксперимента (проделанного для  $^{168}\text{Er}$  на рис.6) показывает, что они не согласуются.

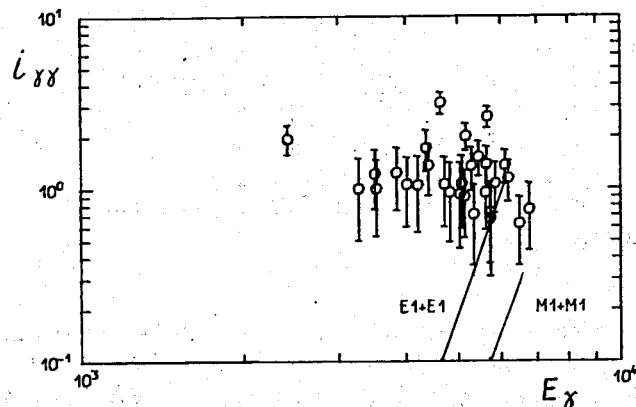


Рис.6. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений интенсивностей каскадов с энергией 7507 кэВ в  $^{168}\text{Er}$ .  
 $I_{\gamma\gamma}$  - интенсивность,  $E_{\gamma}$  - энергия первичного перехода.

Наблюдаемое здесь (а также - аналогичное для  $^{165}\text{Dy}$  и  $^{175}\text{Yb}$ ) отклонение, в принципе, может быть следствием портер-томазовских флуктуаций парциальных радиационных ширин. Но проверка этой гипотезы показала, что верхняя оценка вероятности случайного появления таких или более интенсивных (чем наблюдаемые) каскадов для 9 распределений из 19 исследованных не превышает 0,1%, а еще для 6 - меньше 5%. Таким образом, в  $^{165}\text{Dy}$ ,  $^{168}\text{Er}$  и  $^{175}\text{Yb}$  существенная доля случаев распада компаунд-состояний обусловлена наличием определенных каналов  $\gamma$ -распада, связанных с тем, что парциальные ширины  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  и/или  $\Gamma_{\gamma\beta}$  (выражение (3)) для группы переходов превышают значения, которые следует ожидать в случае полной справедливости статистической теории  $\gamma$ -распада.

В заключении приводятся основные результаты выполненной работы:

1. Проведено систематическое изучение средних параметров каскадного  $\gamma$ -распада компаунд-состояний сложных ядер, для чего применен метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов с  $\text{Be}(\text{Li})$ -детекторов, ранее для этих целей не применявшийся.

2. Метод САСИ позволил выделить и проанализировать более 50% общей интенсивности каскадов, которыми распадаются компаунд-состояния  $^{144}\text{Nd}$ ,  $^{165}\text{Dy}$ ,  $^{175}\text{Yb}$  и более 25% - для наиболее сложного из исследованных ядер  $^{168}\text{Er}$ .

3. При анализе флуктуаций отношений интенсивностей вторичных  $\gamma$ -переходов получено, что максимальное расхождение результатов эксперимента и расчетов по статистической теории  $\gamma$ -распада наблюдается в районе 4 S-максимума нейтронной силовой функции и в первую очередь в деформированных ядрах редкоземельной области.

4. Показано, что результаты исследования реакции  $(n, 2\gamma)$  лучше всего описываются комбинацией моделей гигантского электрического дипольного резонанса и ферми-газа, учитывающей оболочечные неоднородности одночастичного спектра с помощью метода оболочечной поправки В.М.Струтинского. Модели Вайскопфа для парциальных ширин и ферми-газа с "обратным смещением" описывают экспериментальные результаты хуже.

5. Обнаружена зависимость интенсивности двухквантовых каскадов от структуры их конечного уровня.

6. Найдено значительное увеличение интенсивности двухквантовых каскадов в четно-нечетных деформированных ядрах по сравнению с расчетом в тех случаях, когда один из квантов должен быть чистым E2-переходом. В  $^{175}\text{Yb}$  наблюдаемое усиление может быть объяснено увеличением силовой функции E2-переходов при распаде уровней  $E_f < 3$  МэВ минимум на порядок относительно соответствующих значений для компаунд-состояния.

7. При распаде компаунд-состояний ядер  $^{165}\text{Dy}$ ,  $^{168}\text{Er}$  и  $^{175}\text{Yb}$  наблюдаются выделенные каналы  $\gamma$ -распада.

#### Работы, положенные в основу диссертации:

1. Богдзель А.А., Васильева Э.В., Елизаров О.И., Жуков Г.П., Осипенко Б.П., Попов Ю.П., Суховой А.М., Тишин В.Г., Хитров В.А., Хрыкин А.С., Юрковски Я., Язвицкий Ю.С. "Метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов с  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов для изучения каскадов гамма-переходов в реакции  $(n, \gamma)$ " - Дубна, 1982. - Пис. (Препринт ОИЯИ, Р15-82-706).
2. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвицкий Ю.С. "Некоторые особенности двухквантовых  $\gamma$ -каскадов при радиационном захвате нейтронов ядрами  $^{164}\text{Dy}$ " - Ядерная физика, 1984, т.40, с.573-580.

3. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвницкий Ю.С.  
"Флуктуации интенсивностей каскадов гамма-переходов при резонансном захвате нейтронов в  $^{113,113}\text{Cd}$  и  $^{149}\text{Sm}$ " - Дубна, 1978, - 17с. (Сообщение ОИЯИ, РЗ-11243).
4. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвницкий Ю.С.  
"Изучение флуктуаций интенсивностей  $\gamma$ -переходов при захвате нейтронов в резонансах  $^{95}\text{Mo}$  и  $^{157}\text{Gd}$ " - Дубна, 1979, - 12с. (Сообщение ОИЯИ, РЗ-12750).
5. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвницкий Ю.С.  
"Статистические свойства отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов в нейтронных резонансах" - В кн.: Нейтронная физика, 1980, ч.2, М.: ЦНИИАтоминформ, с.209-213.
6. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвницкий Ю.С.  
"Изучение распределений интенсивностей вторичных гамма-переходов в реакции  $(n, \gamma)$  на резонансных нейтронах" - В кн.: Нейтронная физика, 1977, ч.2, М.: ЦНИИАтоминформ, с.281-285.
7. Васильева Э.В., Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвницкий Ю.С. "Средние характеристики двухквантовых  $\gamma$ -каскадов при захвате тепловых нейтронов ядрами  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{174}\text{Yb}$ " - Дубна, 1985, -15 с. (Препринт ОИЯИ, РЗ-85-731).
8. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвницкий Ю.С.  
"Спектры двухквантовых  $\gamma$ -каскадов при захвате нейтронов ядрами  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{164}\text{Dy}$  и их статистический анализ" - В кн.: Нейтронная физика, 1984, ч.3, М.: ЦНИИАтоминформ, с.3-7.
9. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвницкий Ю.С.  
"Анализ флуктуаций отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов в нейтронных резонансах" - В сб.: Тезисы докладов на 29 Совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра, Л., Наука, 1979, с.285.
10. Khitrov V.A., Popov Yu.P., Sukhovej A.M., Yazvitsky Yu.S., Analysis of Fluctuations of Low-Lying State Populations in Radiation Neutron Capture.- In : Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Ed. by Chrien R.E., Kane W.R. Plenum Press, N.Y. and London, 1979, p.655-658.
11. Khitrov V.A., Popov Yu.P., Sukhovej A.M., Yazvitsky Yu.S. Average Intensity of Two-Quanta Cascades in  $^{144}\text{Nd}$ ,  $^{165}\text{Dy}$  and  $^{175}\text{Yb}$  after the Capture of Thermal Neutrons. In : Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, - 1984 (International Symposium, Knoxville, Tennessee) N.Y., 1985, Am.Inst.of Phys., p.399-402.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 февраля 1986 года.