

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P4-85-453

В.А.Втюрин, А.Жак, Ю.П.Попов, В.Ф.Украинцев\*

ОПИСАНИЕ МЕЖУРОВНЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ  
В КАНАЛЕ  $\alpha$ -РАСПАДА КОМПАУНД-ЯДРА  $^{146}\text{Nd}$   
В РАМКАХ ФОРМАЛИЗМА РАЙХА - МУРА

---

\* Физико-энергетический институт /Обнинск/

1985

## ВВЕДЕНИЕ

Явление интерференции между различными резонансами компаунд-ядра с одинаковыми спинами и четностью ( $J^\pi$ ) хорошо известно в нейтронном канале распада компаунд-состояний<sup>/1/</sup>, а также в каналах деления<sup>/2/</sup> и  $\gamma$ -распада<sup>/3/</sup>. Однако этот эффект до сих пор не наблюдался для  $\alpha$ -распада.

Возможное указание на наличие эффекта интерференции в канале  $\alpha$ -распада дает сравнение данных из реакции  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$  на тепловых<sup>/4/</sup> и резонансных<sup>/5/</sup> нейтронах. В работе<sup>/4/</sup> было отмечено расхождение экспериментально измеренного теплового сечения  $\sigma_0$ -перехода и его оценок по брейт-вигнеровской экстраполяции резонансных параметров из работы<sup>/5/</sup>.

Настоящая работа имеет своей целью рассмотреть полученные результаты как эффект межуровневой экстраполяции, и, в частности, объяснить их в рамках многоуровневого формализма Райха - Мура<sup>/2/</sup>, развитого для описания межуровневой интерференции резонансов тяжелых ядер в канале деления. Данное рассмотрение интересно не только тем, что анализируется новый канал распада, но и тем, что впервые формализм Райха - Мура применяется для описания разрешенных резонансов ядер среднего веса, где расстояние между резонансами на два порядка превышает ширины резонансов.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В работе<sup>/5/</sup> были измерены  $\alpha$ -спектры распада резонансов с энергиями  $E_0 = 4,35$  и  $42,51$  эВ изотопа  $^{145}\text{Nd}$ , имеющих одинаковый спин и четность  $J^\pi = 3^-$ . Для обоих резонансов наблюдались  $\alpha$ -переходы в основное ( $\alpha_0$ ) и первое возбужденное ( $\alpha_1$ ) состояния. Полученные парциальные  $\alpha$ -ширины  $\Gamma_{\alpha_0}$  и  $\Gamma_{\alpha_1}$  этих переходов приведены в столбцах 2 и 3 табл.1. Можно видеть, что ширины  $\alpha_0$ -переходов больше, чем для  $\alpha_1$ . В 4-й и 5-й колонках таблицы приведены парциальные сечения  $\sigma_{\alpha_k}^{\text{th}}$  на тепловых нейтронах для  $\alpha_0$ - и  $\alpha_1$ -переходов, рассчитанные по формуле Брейта - Вигнера<sup>/1/</sup> для изолированного уровня в случае  $E_0 \gg E_{\text{th}}$  и  $\Gamma \ll E_0$ ,

$$\sigma_{\alpha_k}^{\text{th}} = \pi \lambda_0^2 g \frac{\Gamma_{\alpha} \Gamma_{\alpha_k}}{E_0^2} \left( \frac{E_0}{E_{\text{th}}} \right)^{1/2}$$

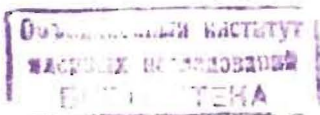


Таблица 1

$\alpha_k$	$\Gamma_{\alpha k},$ мкэВ		$G_{\alpha k},$ мкб		$\sum G_{\alpha k},$ мкб	$G_{\alpha k}^{th/4/}$ мкб
	$E_0 = 4,35$	$E_0 = 42,51$	$E_0 = 4,35$	$E_0 = 42,51$		
$\alpha_0$	$0,26 \pm 0,07$	$0,12 \pm 0,04$	$16,7 \pm 5,5$	$6,6 \pm 2,1$	$23,3 \pm 7,5$	$\leq 0,7$
$\alpha_1$	$0,17 \pm 0,05$	$0,02 \pm 0,01$	$10,9 \pm 3,6$	$1,1 \pm 0,5$	$12,0 \pm 4,0$	$11,5 \pm 3,0$

где  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_\alpha$  - нейтронная и  $\alpha$ -ширина,  $\lambda_0$  - длина волны нейтрона при энергии резонанса  $E_0$ ,  $g$  - статистический фактор,  $E_{th}$  - тепловая энергия нейтрона.

Параметры нейтронных резонансов взяты из [7]. В работе [4] было измерено тепловое сечение только для  $\alpha_1$ -перехода [7-я колонка], которое согласуется с суммой вкладов упомянутых двух резонансов [6-я колонка]. Переход  $\alpha_0$  не наблюдался, а верхняя оценка сечения  $\sigma_{\alpha_0}^{th}$  оказалась в 30 раз меньше суммы вкладов этих резонансов в тепловую точку и более чем на порядок меньше вклада любого из них. Это означает, что тепловое сечение  $\alpha_0$ -перехода не удастся описать одноуровневым формализмом Брейта - Вигнера и для описания сечения имеет смысл использовать более реалистичные приближения S - или R -матричной схемы теории ядерных реакций.

#### МНОГОУРОВНЕВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ

Рассмотрим вкратце основные соотношения наиболее распространенной R -матричной схемы Вигнера [1,8]. Сама R -матрица, являющаяся функцией Грина и характеризующая переходы из канала  $c$  в канал  $c'$ , определяется как сумма вкладов от разных резонансов  $\lambda$ :

$$R_{cc'}(E) = \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} / (E_{\lambda} - E), \quad /2/$$

где  $\gamma_{\lambda c}$ ,  $\gamma_{\lambda c'}$  - амплитуды приведенных ширин в каналах  $c$  и  $c'$ , пропорциональные корню из соответствующей ширины  $\Gamma_c = 2P_c \gamma_c^2$ , а  $P_c$  - величина проницаемости в канале  $c$ ;  $E_{\lambda}$  - энергия резонанса. Ранг R -матрицы равен сумме чисел открытых нейтронных, радиационных, делительных и других каналов. В большинстве ядер при взаимодействии с низкоэнергетическими s - и p -нейтронами открыты один-два нейтронных канала, множество радиационных /около 40, если многочисленные радиационные переходы не запрещены

правилами отбора, что случается редко/ и каналы других возможных реакций - (n,  $\alpha$ ); (n, f) и т.п. Таким образом, ранг R -матрицы редко бывает ниже 40. Часто удобнее вместо R -матрицы использовать ее аналог - K -матрицу, в которую вместо величины  $\gamma_{\lambda c}$  входят величины  $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$ . При этом  $K_{cc'} = \sqrt{P_c P_{c'}} R_{cc'}$ . Для получения сечений через K -матрицу необходимо вычислить сначала матрицу столкновений S:

$$S = \Omega [(1 + ik) / (1 - ik)] \Omega, \quad /3/$$

где  $\Omega$  - диагональная матрица с элементами  $\Omega_c = \exp(-i\phi_c)$ . Основными свойствами S -матрицы являются симметрия и унитарность. Сечения в каналах реакции связаны с элементами S -матрицы простыми соотношениями:

$$\sigma_{nc}(E) = \pi \lambda^2 \sum_{J^{\pi}} g(J) \sum_{l_s, l'_s} |\delta_{nc} - S_{nl_s, cl'_s}^{J^{\pi}}|^2, \quad /4a/$$

$$\sigma_t(E) = 2\pi \lambda^2 \sum_{J^{\pi}} g(J) \sum_{l_s, l'_s} (1 - \text{Re} S_{nl_s, nl_s}^{J^{\pi}}). \quad /4b/$$

Как видно, наиболее сложное препятствие при переходе от R -матрицы к сечениям - обращение матрицы  $(1 - iK)$  высокого /~ 40/ ранга, что является сложной проблемой даже для современных ЭВМ. Преодолеть эту трудность позволило приближение, введенное Райхом и Муром [2]. Как уже упоминалось, в большинстве ядер радиационный захват реализуется через большое число каналов, относительно которых справедливы предположения о случайности знаков амплитуд  $\gamma_{\lambda \gamma}$ , равенстве нулю перекрестных ширин радиационного захвата  $\Gamma_{\gamma, \lambda \mu}$  и равенстве полных радиационных ширин между собой ( $\bar{\Gamma}_{\gamma} = \Gamma_{\gamma \lambda} = \Gamma_{\gamma \mu}$ ). Используя процедуру исключения каналов, предложенную Тейхманом и Вигнером [9], когда в R -матрице выделяется диагональный блок радиационных каналов с  $\bar{\Gamma}_{\gamma} = \text{const}$ , Райх и Мур показали, что для нерадиационных каналов элементы R -матрицы имеют вид

$$R_{cc'}(E) = \sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} / (E_{\lambda} - E - i\bar{\Gamma}_{\gamma} / 2). \quad /5/$$

С помощью этого приближения, как видим, удается уменьшить ранг матрицы до величины  $2 \div 4$ . В приближении Райха - Мура [5] матрица становится комплексной, а матрица столкновений - неунитарной. Нарушение унитарности может привести к появлению отрицательных сечений захвата, которые вычисляются как разность между полным и парциальными сечениями. Но это происходит тогда, когда число каналов радиационного захвата становится меньше числа уровней в сумме по  $\lambda$ .



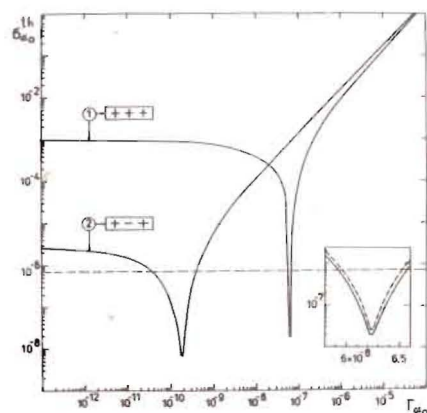
Параметры формализма /амплитуды приведенных выше ширин или сами ширины/ имеют ясный физический смысл и явно связаны с параметрами моделей ядра. Однако связь наблюдаемых сечений с параметрами при учете более чем двух уровней столь сложна, что качественно оценить чувствительность расчетных величин сечений по отношению к вариации величин и знаков  $\gamma_{\lambda_0}$  часто бывает очень трудно.

В другом многоуровневом S-матричном приближении Адлера<sup>10/</sup> оценка чувствительности расчетных сечений по отношению к любому из параметров не представляет большого труда, однако сами параметры комплексны и формальны.

Наиболее значительное уточнение при описании резонансных нейтронных сечений и их функционалов достигается, если формализм Райха - Мура используется для параметризации сечений сложных /многоуклонных/ реакций типа (n, f), (n,  $\alpha$ ) и т.п.<sup>16/</sup>

#### СООТНОШЕНИЕ ЗНАКОВ АМПЛИТУД ПРИВЕДЕННЫХ ШИРИН КАНАЛА $\alpha_0$ - РАСПАДА В ИССЛЕДУЕМЫХ РЕЗОНАНСАХ

Общее число типов интерференции составляет  $N = 2^{n-1}$ , где n - число уровней. Здесь и далее под типом интерференции понимается набор знаков произведений амплитуд приведенных ширин входного и выходного каналов соответствующих уровней, определяющий изменение сечения при заданной энергии, то есть его увеличение либо уменьшение по сравнению с брейт-вигнеровским приближением. В случае двухуровневого приближения уменьшение теплового сечения наблюдается только в случае разных знаков при интерференции резонансов с  $E_0 = 4,35$  и  $42,51$  эВ и составляет  $\sigma_{\alpha_0}^{th} = 2,8$  мкб, что в 4 раза превышает верхнюю оценку 0,7 мкб /см. табл.1/. В то же время рассмотрение интерференции любого из упомянутых резонансов со связанным состоянием с  $E_0 = -28,19$  эВ



также не позволяет объяснить экспериментального результата, так как вклад любого из оставшихся резонансов значительно превышает величину 0,7 мкб. Таким образом,

Рис.1. Зависимость теплового сечения реакции  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)^{142}\text{Ce}$  от  $\alpha_0$ -ширины связанного состояния с  $E_0 = -28,19$  эВ для указанных на рисунке типов интерференции. На вставке пунктиром показано влияние эффекта Доплера.  $\sigma_{\alpha_0}^{th}$  в барнах,  $\Gamma_{\alpha_0}$  в эВ.

двухуровневое приближение не описывает экспериментальных данных в тепловой точке.

В трехуровневом приближении рассматривалась интерференция уровней с  $E_0 = -28,19; 4,35$  и  $42,51$  эВ. Поскольку параметры резонансов известны из экспериментан, единственным, помимо типа интерференции, параметром, определяющим величину теплового сечения, является  $\alpha_0$ -ширина  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  для связанного состояния с  $E_0 = -28,19$  эВ. Для поиска типов интерференции, позволяющих описать экспериментальное значение сечения в тепловой точке, был проведен расчет  $\sigma_{\alpha_0}^{th}$  в широком диапазоне значений  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ .

Варьированием  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  в пределах  $10^{-5} < \Gamma_{\alpha_0}^{(-)} / \langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle < 10^{+5}$  в случае интерференции типов [+-] и [+ - -] не удается "опустить" сечение в тепловой области до экспериментальной оценки  $\leq 0,7$  мкб, поэтому они были исключены из дальнейшего рассмотрения. Для интерференции типа [+++] и [+ - +] были получены значения  $\sigma_{\alpha_0}^{th} < 0,7$  мкб. Зависимости  $\sigma_{\alpha_0}^{th}(\Gamma_{\alpha_0}^{(-)})$  представлены на рис.1. Сопоставление экспериментальной оценки с полученными зависимостями позволяет нам оценить вероятность того, что наблюдаемое уменьшение сечения реакции  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)^{142}\text{Ce}$  в тепловой точке обусловлено интерференцией.

Согласно статистической теории,  $\alpha_0$ -ширина отрицательного уровня является случайной величиной, описываемой  $\chi^2$ -распределением с одной степенью свободы и средним значением  $\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle = 2,6 \pm 1,5 \cdot 10^{-7}$  эВ, которое было получено усреднением по известным резонансным  $\alpha$ -ширинам<sup>15,11/</sup>. Тогда вероятность того, что  $\alpha_0$ -ширина уровня окажется в интервале значений, удовлетворяющих условию  $\sigma_{\alpha_0}^{th} < 0,7$  мкб, определяется выражением

$$P_i = \frac{\int_{\Gamma_{\alpha_0}^{i1}/\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle}^{\Gamma_{\alpha_0}^{i2}/\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle} \chi^2 \frac{(\Gamma_{\alpha_0})}{\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle} \frac{d\Gamma_{\alpha_0}}{\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle} d\Gamma_{\alpha_0}^{i1}/\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle$$

где  $\Gamma_{\alpha_0}^{i1}$ ,  $\Gamma_{\alpha_0}^{i2}$  - нижняя и верхняя границы интервала при  $\sigma_{\alpha_0}^{th} < 0,7$  мкб, для i-го типа интерференции. Границы интервалов и полученные значения  $P_i$  приведены в табл.2.

Таблица 2

Тип интерференции	$\Gamma_{\alpha_0}^{i1}$ , эВ	$\Gamma_{\alpha_0}^{i2}$ , эВ	$P_i$
[+ - +]	$4,3 \cdot 10^{-11}$	$3,9 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$
[+++]	$5,9 \cdot 10^{-8}$	$6,6 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$



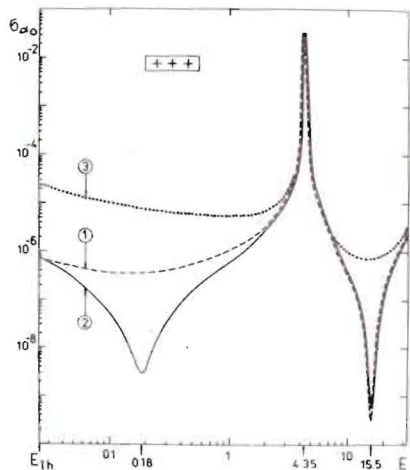


Рис.2. Зависимость сечения от энергии нейтронов в случае интерференции типа [+++] для значений  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)} = 5,9 \cdot 10^{-8}$  и  $6,6 \cdot 10^{-8}$  эВ - кривая 1 и кривая 2 соответственно. Кривая 3 - брейт-вигнеровская зависимость сечения от энергии.  $\sigma_{\alpha_0}^{th}$  в барнах,  $E$  в эВ.

Можно видеть, что столь заметное подавление теплового сечения за счет интерференции является довольно редким событием, а сравнение величин  $P_1$  показывает, что случай [+++] явно предпочтителен.

Если исходить из того, что наблюдаемое уменьшение сечения обусловлено интерференцией, то мы можем определить значение  $\alpha_0$  - ширины отрицательного уровня  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)} = 6 \cdot 10^{-8}$  эВ. Как можно видеть на вставке рис.1, данный подход позволяет объяснить и меньшее значение теплового сечения при соответствующем уменьшении доверительного интервала для  $\alpha_0$  - ширины уровня с  $E_0 = -28,19$  эВ и соответствующей вероятности реализации такого события. Приведенное рассмотрение позволяет также заключить, что для учитываемых уровней практически возможен только один тип интерференции [+++], а вероятностью реализации всех других можно пренебречь.

На рис.2 представлена зависимость  $\sigma(n, \alpha_0)(E_n)$  при граничных значениях  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ , удовлетворяющих условию  $\sigma_{\alpha_0}^{th} = 0,7$  мкб. Полученная зависимость может быть использована также при планировании экспериментов по поиску эффектов интерференции вблизи нейтронных резонансов.

В данной работе мы ограничились рассмотрением трехуровневой интерференции, поскольку суммарный вклад других резонансов  $^{145}\text{Nd}$  в тепловое сечение не превышает 0,7 мкб.

### ОЦЕНКА ЭФФЕКТА ДОПЛера

Использование приближения Райха - Мура для расчета сечений ограничивается трудностью учета влияния эффекта Доплера - теплового движения ядер мишени. Если в одноуровневом приближении Брейта - Вигнера этот эффект рассчитывается с помощью так называемых профилей Фогта /или  $\psi$  -  $\chi$  - функций/, то в приближении Райха - Мура он может быть учтен только с применением одного из методов численного интегрирования по распределению скоростей теплового движения ядер мишени. Необходимость учета эффекта

Доплера определяется соотношением полной ширины резонанса либо ширины интерференционного провала в нашем случае, и доплеровской ширины, равной  $\Delta = 2 [k T_{эфф} E_0 / (A+1)]^{1/2}$ , где  $k$  - постоянная Больцмана,  $E_0$  - энергия резонанса или середина интерференционного минимума,  $A$  - атомный вес,  $T_{эфф}$  - эффективная температура образца, зависящая от температуры среды и кристаллической структуры образца. Например, для самария, близкого по физико-химическим свойствам к неодиму, в случае металлического образца  $T_{эфф} = 300$  К, а в случае окиси  $T_{эфф} = 500$  К. При температуре  $T_{эфф} = 500$  К доплеровская ширина для резонанса с  $E_0 = 4,35$  эВ оказывается равной  $\Delta = 0,07$  эВ, то есть почти полной ширине резонанса, что существенно влияет на сечение в максимуме резонанса.

При значении энергии  $E = 0,18$  эВ находится интерференционный минимум, ширина на полувысоте которого равна 0,07 эВ /см. рис.2, кривая 2/, а значение доплеровской ширины при той же энергии и  $T_{эфф} = 500$  К равно  $\Delta = 0,015$  эВ, то есть эффектом Доплера в нашем случае практически можно пренебречь. Влияние эффекта Доплера учитывалось как "размазка" зависимости сечения от энергии нейтронов по кривой Гаусса с шириной  $\Delta$ . Этим методом были рассчитаны зависимости теплового сечения от  $\alpha_0$  - ширины связанного состояния с  $E_0 = -28,19$  эВ для эффективных температур 300 и 500 К. На вставке рис.1 показан в увеличенном масштабе фрагмент зависимости  $\sigma_{\alpha_0}^{th}(\Gamma_{\alpha_0}^{(-)})$  при  $T_{эфф} = 300$  и 500 К для случая одинаковых знаков [+++] амплитуд приведенных ширин. В табл.3 даны основные результаты расчета влияния эффекта Доплера.

Таблица 3.

Тип интерференции [+++]	Райх-Мур	Райх-Мур + Доплер $T_{эфф} = 300$ К	Райх-Мур + Доплер $T_{эфф} = 500$ К
$\Gamma_{\alpha_0}^{i2} - \Gamma_{\alpha_0}^{i1}$ эВ	$0,66 \cdot 10^{-8}$	$0,56 \cdot 10^{-8}$	$0,56 \cdot 10^{-8}$
$\sigma_{\alpha_0}^{th}$ , $\delta$ для $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)} = 6,24 \cdot 10^{-8}$ эВ	$1,97 \cdot 10^{-8}$	$2,70 \cdot 10^{-8}$	$2,75 \cdot 10^{-8}$
(4,35 эВ) $\sigma_{\alpha_0}$ , $\delta$	$33,3 \cdot 10^{-3}$	$24,2 \cdot 10^{-3}$	$20,6 \cdot 10^{-3}$

Можно видеть, что эффект Доплера заметно влияет на величину  $\sigma_{\alpha_0}$  - сечение в максимуме резонанса с  $E_0 = 4,35$  эВ, в интерференционном минимуме приводит к небольшому увеличению теплового сечения. В то же время уменьшение ширины интервала допустимых значений  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  незначительно и практически не зависит от эффективной температуры образца. Вероятность того, что  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$



попадет в интервал допустимых значений также оказывается несколько меньше /0,8%/ , что, однако, не приводит к качественным изменениям результата.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что малая величина сечения реакции  $^{145}\text{Nd}(n_{\text{th}}, \alpha_0)^{142}\text{Ce}$ , полученная в работе /4/, может быть описана как эффект межуровневой интерференции в канале  $\alpha_0$ -распада в рамках формализма Райха - Мура. Полученное на основе этого подхода значение  $\alpha_0$ -ширины связанного состояния с  $E_0 = -28,19$  эВ не противоречит статистической теории. Интересным результатом применения формализма Райха - Мура также является определение  $\alpha_0$ -ширины резонанса с  $E_0 = -28,19$  эВ и его спина /3/, а также практическое однозначное определение типа интерференции трех уровней  $^{145}\text{Nd}$ . Информация о типе интерференции в  $\alpha$ -канале является новой в  $\alpha$ -спектроскопии и может представлять интерес для проверки теоретических представлений об  $\alpha$ -распаде высоковозбужденных состояний. Полученные результаты показывают целесообразность применения корректного многоуровневого формализма, в частности, формализма Райха - Мура, для анализа тепловых сечений.

В заключение авторы благодарят А.А.Лукиянова за полезные обсуждения и интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М., ИЛ, 1960.
2. Reech C.W., Moore M.S. Phys.Rev., 1958, 111, No.3, p.929.
3. Vesvar F., Chrien R.E., Hasson O.A. Nucl.Phys., 1974, A236, p.198.
4. Emsallem A., Asghar M. Z.Phys., 1975, A275, p.157.
5. Попов Ю.П. и др. ЯФ, 1971, т.12, в.5, с.913.
6. Ваньков А.А. и др. ОИЯИ, РЗ-84-320, Дубна, 1984.
7. Neutron Cross Sections, Academic Press, 1981, vol.1, part A.
8. Wigner E.P., Eisenbud L. Phys.Rev., 1974, v.72, p.29.
9. Teichmann T., Wigner E.P. Phys.Rev., 1952, v.87, p.213.
10. Adler E.T., Adler D.B. Neutron Cross Section and Technology, 1968, Washington, US Government Print Office, v.2, p.967.
11. Антонов А. и др. ОИЯИ, РЗ-81-348, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 июня 1985 года.

Вторин В.А. и др.

Р4-85-453

Описание межуровневой интерференции в канале  $\alpha$ -распада компаунд-ядра  $^{145}\text{Nd}$  в рамках формализма Райха - Мура

Для объяснения причины наблюдаемого расхождения верхней оценки теплового сечения  $\sigma^{\text{th}}(n, \alpha_0)$  с брейт-вигнеровской экстраполяцией ближайших резонансов в тепловую точку проведены расчеты теплового сечения реакции  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$  в рамках многоуровневого формализма Райха - Мура, в результате которых было показано, что это расхождение можно интерпретировать как эффект интерференции трех резонансов с  $E_0 = -28,19; 4,35$  и  $42,51$  эВ,  $^{145}\text{Nd}$ . Исходя из экспериментальной верхней оценки теплового сечения на основе этого подхода получено значение  $\alpha_0$ -ширины уровня  $E_0 = -28,19$  эВ,  $\Gamma_{\alpha_0} = 6 \cdot 10^{-8}$  эВ. Показано, что в данном случае наиболее вероятен такой тип интерференции, при котором знаки произведений амплитуд ширин входного и выходного каналов соответствующих уровней для трех резонансов одинаковы.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Vtyurin V.A. et al.

Р4-85-453

Description of Interlevel Interference in  $^{145}\text{Nd}$  Compound-Nucleus  $\alpha$ -Decay in the Frame of Reich - Moor Multilevel Formalism

The thermal cross section of  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$  reaction calculations have been carried out in the frame Reich - Moor of multilevel formalism. These calculations have been performed to explain the cause of the observed divergence of the thermal cross section  $\sigma^{\text{th}}(n, \alpha_0)$  upper value from the Breit - Vigner nearest resonances extrapolation to the thermal point. The results show that this divergence may be interpreted as the interference effect of three resonances with  $E_0 = -28,19; 4,35$  and  $42,51$  eV,  $^{145}\text{Nd}$ . From the experimental upper value of the thermal cross section one gets on the basis of such an approach the  $\alpha_0$ -value of the  $E_0 = -28,19$  eV,  $\Gamma_{\alpha_0} = 6 \cdot 10^{-8}$  eV level width. It is clear, that in this case such type of destructive interference is the most probable one and the signs of amplitudes widths products of the in and out channels of corresponding levels for three resonances are equal.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985