

С 343а

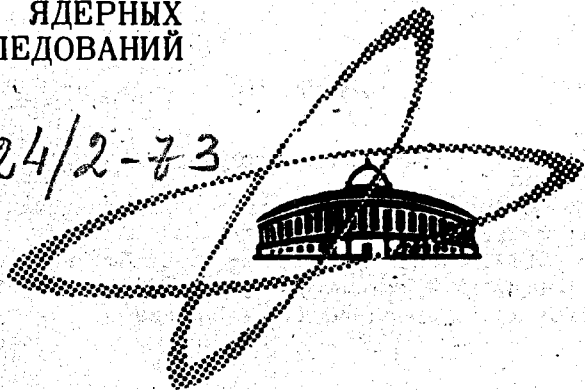
В-486

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 6754

324/2-73



П. Винивартер, К. Недведюк, Ю.П. Попов, Р.Ф. Руми,
В.И. Салацкий, В.Г. Тишин, В.И. Фурман

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТЕЙ γ -ПЕРЕХОДОВ
МЕЖДУ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ
ИЗ РЕАКЦИИ $^{143}\text{Nd} (n, \gamma) ^{140}\text{Ce}$

1972

РЗ - 6754

П. Винивартер, К. Недведюк, Ю.П. Попов, Р.Ф. Руми,
В.И. Салацкий, В.Г. Тишин, В.И. Фурман

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТЕЙ γ -ПЕРЕХОДОВ
МЕЖДУ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ
ИЗ РЕАКЦИИ $^{143}\text{Nd} (n, \gamma \alpha) ^{140}\text{Ce}$

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

В работе /1/ при измерении спектра α -частиц, образующихся при захвате тепловых нейтронов ядром ^{143}Nd , был обнаружен широкий пик в энергетическом распределении α -частиц, расположенный между узкими линиями от α -переходов в основное (α_0) и первое возбужденное состояние (α_1) дочернего ядра ^{140}Ce . Этот пик был интерпретирован как результат двухступенчатого процесса, а именно, реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$, когда после испускания мягкого γ -кванта оставшаяся энергия возбуждения ядра передается α -частице. Изучение такого процесса предоставляет уникальную возможность исследовать особенности γ -переходов между сложными высоковозбужденными состояниями ядра. ^{143}Nd как ядро-мишень было выбрано не случайно. Дочернее ядро ^{140}Ce имеет 82 нейтрона и, следовательно, большую энергетическую щель /1,6 Мэв/ между первым возбужденным и основным состояниями /рис. 1/.

До последнего времени имелась возможность изучать γ -переходы или между состояниями с малой энергией возбуждения, структура которых достаточно проста, или между весьма сложными состояниями компаунд-ядра и низковозбужденными или основным состояниями. В первом случае сравнение расчетных и экспериментальных вероятностей γ -переходов дает важный критерий применимости используемых моделей для описания структуры изучаемых состояний. Во втором случае приходится использовать статистический подход, поскольку структура исходного состояния очень сложна. Можно получить относительные запреты приведенной ве-

роятности γ -переходов по сравнению; например, с простой одночас-
тичной оценкой Вайскопфа^{/2/}.

Исследование реакции $(n, \gamma \alpha)$ на резонансных нейтронах по-
зволяет получить более подробную информацию о вероятностях
 γ -переходов между высоковозбужденными состояниями. В этом
случае для составного ядра ^{144}Nd получаем спины и четность
 $J^\pi = 3^-$ и 4^- . /На тепловых нейтронах, по-видимому, реализуется
в основном состояние 3^- /. Сравнение выходов интересующей нас
реакции при распаде резонансов с разными спинами позволяет
оценить мультипольность γ -излучения /см. ниже/.

Нами была предпринята попытка исследовать реакцию
 $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$ в резонансе 55,3 эв с $J^\pi = 4^-$. Параллельно были
получены новые и уточнены старые данные по α -ширинам других
нейтронных резонансов /см. приложение/.

2. Эксперимент

Измерения проводились на импульсном реакторе ИБР, рабо-
тавшем в качестве бустера с линейным ускорителем электронов.
Для анализа нейтронов по энергии использовался метод времени
пролета с разрешением 0,13 мксек/м. Альфа-частицы из реакций
 $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ и $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$ анализировались по энер-
гии с использованием слегка модифицированной методики измерения
спектров α -частиц (n, α) -реакции, описанной ранее в работе^{/3/}.
В условиях малых сечений и низких скоростей счета α -частиц
оказалось необходимым использовать достаточно толстую мишень,
что неизбежно ухудшает разрешение. Требование разумного времени
измерения / ~ 250 ч / заставило использовать мишень из ^{143}Nd
толщиной 2,25 мг/см² /обогащение - 83,2%/; площадью 1266 см².
И кроме того, пришлось работать на короткой пролетной базе
/30 м/. При этом разрешение по энергии α -частиц составило
0,8 - 1,1 Мэв. В этих условиях интересующий нас эффект можно
измерять только при отсутствии группы α_0 , т.е. в резонансах
с $J^\pi = 4^-$. Чтобы избавиться от рециклических тепловых нейтронов,
которые дают сравнительно большой выход группы α_0 , пучок
нейтронов фильтровался борным фильтром, а вся ионизационная
камера окружалась кадмием для защиты от нейтронов, термализо-
вавшихся в помещении /рис. 2/.

Помимо этого, по сравнению с^{/3/} в спектрометрический тракт электроники ионизационной камеры была введена специальная компенсация амплитудной перегрузки от первичной вспышки нейтронов в момент импульса мощности реактора. Это заметно уменьшило амплитудные искажения.

3. Обработка результатов

Из измеренных двумерных спектров время пролета - амплитуда в указанных на рис. 2 временных окнах были получены амплитудные спектры. Кривая 1 на рис. 3 соответствует измерению эффект + фон в узком временном окне резонанса $E_0 = 55,3$ эв /7 каналов/. Фоновая кривая 2 есть результат экстраполяции фона в область резонанса по измерениям в более широких окнах a и c / c - 28 каналов справа от резонанса и a - 14 каналов слева/ и нормировки его на 7 каналов. Отсутствие заметного максимума в спектре фона около энергии E_{α_0} показывает, что борный фильтр и кадмиевая защита достаточно эффективно поглощают тепловые нейтроны. Спектр α -частиц для $E_0 = 55,3$ эв после вычитания фона приведен в виде гистограммы на рис. 4. Как видно из рисунка, в областях, где эффект должен отсутствовать /правее 70-го канала и левее 30-го канала/, средний счет α -частиц в пределах ошибок равен нулю. Большие флюктуации и ошибки в области малых энергий связаны с резким возрастанием фона в амплитудном спектре /см. рис. 3/. Таким образом, можно считать, что фон был вычтен достаточно правильно.

Экспериментальный спектр сильно размыт, поэтому для его анализа необходима хорошая калибровка по энергии и знание формы линии группы α_1 . Было использовано два независимых способа калибровки. Сначала калибровка энергетической шкалы делалась по двум группам α -частиц урана, помещенного в камеру вместе с мишенью. Во втором случае использовалась группа α_0 в тепловой точке вместе с одной группой α -частиц урана. Поскольку линия α_0 искажена за счет толщины мишени, энергия максимума спектра сильно отличается от энергии перехода. Калибровка шкалы, полученная с учетом этого различия способом, описанным ниже, оказалась в хорошем согласии с результатами первого метода калибровки. Энергия α -частиц, соответствующая максимуму α_0 -спектра, может

быть получена сопоставлением экспериментальной линии и расчетной с учетом реальных условий измерений.

Для этого расчета была использована известная толщина мишени, энергия α -перехода и тормозная способность вещества мишени из работы /4/. Важной величиной, от которой существенно зависит форма линии, является разрешение детектора для тонкой мишени на пучке реактора. Эта величина варьировалась в расчете до достижения согласия с экспериментальной формой линии /см. рис. 5/. Полученное отсюда разрешение детектора сравнивалось с разрешением, определенным независимо следующим способом.

Зависимость разрешения детектора от энергии α -частиц без пучка была получена с использованием тонких α -источников разных энергий. При помещении камеры в пучок разрешение существенно ухудшается. В тепловой точке это изменение было изучено для двух групп α -частиц урана. Используя зависимость разрешения от энергии и считая, что ухудшение разрешения в пучке не зависит от энергии, можно рассчитать разрешение для группы α_0 . Рассчитанная таким образом величина оказалась близка к разрешению, которое необходимо принять для достижения хорошего описания экспериментального α_0 -спектра в тепловой точке. Таким образом, расчеты формы спектра являются внутренне согласованными и получаемое в них эффективное экспериментальное разрешение можно использовать с определенным доверием.

Перейдем теперь к получению формы линии группы α_1 в резонансе 55,3 эв. Во временном окне этого резонанса без борного фильтра был получен спектр α -частиц, содержащий линию α_0 из-за присутствия рециклических тепловых нейтронов. Из этого экспериментального спектра было определено разрешение детектора для энергий α -частиц вблизи E_{α_0} . Затем, зная энергетическую зависимость разрешения, можно получить его величину для группы α_1 . Заметим, что поправка разрешения на энергетическую зависимость мала и составляет менее 10%. С этим разрешением методом, описанным выше, была рассчитана форма спектра для группы α_1 . Разрешение, определяемое при подгонке экспериментального спектра, имеет неопределенность, связанную как с разбросом точек в спектре, так и с методом его получения.

Зная калибровку энергетической шкалы и форму линии α_1 , мы можем приступить к анализу экспериментального α -спектра.

Для того, чтобы говорить об обнаружении реакции $(n, \gamma a)$, необходимо сначала убедиться, что экспериментальный спектр невозможно описать, используя предположение о том, что имеется только группа a_1 /"нуль - гипотеза"/. По методу наименьших квадратов /МНК/ были сделаны подгонки экспериментального спектра с учетом рассчитанной формы линии a_1 . Результаты приведены в таблице I. В случае нуль-гипотезы /обозначенной буквой А в таблице/ варьировалась высота линии. Поскольку калибровка энергетической шкалы имеет неопределенность и, кроме того, форма линии имеет свою неопределенность, связанную с разрешением, то подгонки были проведены при различных положениях энергии a_1 -перехода в пределах ошибки калибровки и при различных полуширинах линии. Знак "0" означает /вариант А2/, что используется положение энергии E_{a_1} в соответствии с калибровкой и средняя полуширина линии. Знак "+" указывает /вариант А1/, что положение линии смещено максималльно /в пределах ошибок/ вправо и взята ширина линии с добавлением к ней ее ошибки. И, наконец, знак "-" /вариант А3/ символизирует аналогичный крайний случай, когда пик смещен до предела влево и использована минимальная полуширина. Как видно из таблицы, значения χ^2 для нуль-гипотезы во всех случаях больше, чем χ^2 , соответствующее уровню достоверности 1%, а для вариантов А2 и А3 даже 0,1% по критерию Пирсона. Результат подгонки А1 вместе с экспериментальным спектром приведен на рис. 4. Положение максимума пика a_1 и его неопределенность показаны вверху рисунка. Ошибки спектра, приведенные на рисунке и использованные при подгонке, вычислены в предположении нормального распределения отсчетов в каналах. Однако, поскольку статистика фона очень мала /менее 10 отсчетов на канал/, это предположение не совсем законно и величина ошибок в высокоэнергетической части экспериментального спектра может возрасти. Соответственно уменьшится величина χ^2 . Тем не менее, как показывают самые пессимистические оценки, уровень достоверности нуль-гипотезы и в этом случае не превысит 5%. Таким образом, с достаточной вероятностью можно считать, что экспериментальный спектр, кроме группы a_1 , содержит еще α -частицы другой природы. Дальнейший анализ проведен в предположении, что за эти α -частицы ответственна реакция $(n, \gamma a)$.

Теоретический спектр (γa) , полученный ниже в разделе 4 для хорошего разрешения, пересчитывался с учетом реальной толщины мишени и разрешения следующим образом. Исходный спектр

был разделен на узкие энергетические полосы /по 0,1 Мэв/. Для каждой полосы спектр пересчитывался в реальный аналогично расчету для группы a_1 . Сумма всех полученных таким образом спектров дает форму спектра (γa) для наших условий эксперимента.

С помощью МНК экспериментальный спектр разлагался на две компоненты: группу a_1 и спектр (γa). Варьировался относительный вклад этих спектров. Кроме того, изменялись взаимное расположение их максимумов в пределах ошибок калибровки и величина полуширины спектра a_1 /обозначения аналогичны случаю нуль-гипотезы/. Полуширина спектра (γa) не варьировалась. Некоторые из результатов приведены в таблице I /варианты С1, С2, С3, С4, С5/. На рис. 6 изображена подгонка С3, соответствующая наименьшей величине χ^2 . Кривая a отвечает спектру a_1 , b - спектру (γa), суммарная кривая отмечена индексом c . Как видно из таблицы 1, величины χ^2 для вариантов "С" значительно меньше, чем для нуль-гипотезы, и близки к наиболее вероятному значению $\chi^2 = f$ /где f - число степеней свободы χ^2 -распределения/.

Для полноты рассмотрения мы исследовали возможность описания эксперимента с помощью только спектра (γa). Результаты приведены в таблице I /варианты В1, В2, В3/. Метод подгонки и обозначения такие же, как и для нуль-гипотезы. На уровне достоверности $\approx 20\%$ данная гипотеза не проходит. Кроме того, мы рассмотрели еще один эффект, который мог бы симулировать появление в экспериментальном спектре дополнительных α -частиц с энергиями $\sim E_{\alpha 0}$. Действительно, если резонанс $E_0 = 55,3$ эв есть дублет с малой примесью / $\Gamma_n < 10^{-3}$ эв/ состояния 3^- , то это приведет к появлению в спектре группы a_0 . Однако такая малая примесь соответствует большой флюктуации произведения $\Gamma_n \Gamma_\alpha$. Учитывая распределение этой величины и вероятность случайного попадания двух резонансов в узкий энергетический интервал / ~ 1 эв/, получим, что полная вероятность реализации такого дублета составляет $< 2 \cdot 10^{-4}$, т.е. гипотеза дублетного резонанса значительно менее вероятна, чем нуль-гипотеза.

Дополнительным аргументом в пользу вариантов "С" является тот факт, что площадь подгоночной кривой $S(N_\alpha)$ в пределах ошибок совпадает с экспериментальной. Этого не наблюдается для нуль-гипотезы.

Для расчетов ширин Γ_{a_1} и $\Gamma_{\gamma a}$ использовался результат подгонки С3 и величина полного выхода α -частиц из временного спектра.

Ошибки величины $\Gamma_{\gamma a} / \Gamma_a$ были получены из максимального разброса этого отношения в разных вариантах подгонки. Окончательные результаты даны в таблице II.

4. Теоретическое описание двухкаскадной реакции ($n, \gamma a$)

Если рассматривать реакцию $^{143}\text{Nd}(n, \gamma a)^{140}\text{Ce}$ как двухступенчатую, то в рамках R -матричной теории^{/5/} для процесса образования нейтронного резонанса λ_0 в ^{144}Nd , его последующего γ -распада в промежуточное состояние λ_{fi} и /на последней стадии/ α -распада в состояние λ_f ^{140}Ce можно записать следующее выражение для сечения:

$$d\sigma_{n, \gamma a}^{J\lambda_0}(\lambda_{fi} \rightarrow \lambda_f) = \frac{\pi}{k_n^2} s_n \ell_n \sum_{s_\gamma \ell_\gamma} g_{J\lambda_0} \frac{\Gamma_{n s_n \ell_n}^{J\lambda_0} \Gamma_{\gamma(\lambda_0 \rightarrow \lambda_{fi}) s_\gamma \ell_\gamma}^{J\lambda_0}}{(E_{\lambda_0} - E_n)^2 + \Gamma_{\lambda_0}^2 / 4} \sum_{s_a \ell_a} \frac{\Gamma_{a(\lambda_{fi} \rightarrow \lambda_f) s_a \ell_a}^{J\lambda_{fi}}}{\Gamma_{\lambda_{fi}}} / 1/$$

Здесь подразумевается, что состояния λ_0 , λ_{fi} , λ_f изолированы и что проведено интегрирование по углам вылета и по энергии α -частиц около состояния λ_{fi} . s_i и ℓ_i ($i = n, \gamma, a$) суть спин и момент относительного движения в соответствующих каналах, g_J - статистический вес. Парциальные ширины имеют индекс канала, а полные ширины - только индекс резонанса. Кроме того, при записи формулы /1/ предполагается, что промежуточное состояние λ_{fi} заселяется только прямым γ -переходом из состояния λ_0 . Для энергии γ -квантов $E_\gamma \leq 1,5$ Мэв это справедливо с точностью лучше 10%, что было проверено прямым расчетом по каскадной теории^{/6/} с учетом реальных параметров спектра возбуждения ^{144}Nd . Ввиду сильной зависимости от энергии α -частиц парциальной ширины $\Gamma_{a(\lambda_{fi} \rightarrow \lambda_f) s_a \ell_a}$ в формуле /1/ достаточно учитывать только α -переходы в основное состояние конечного ядра. Тогда эффективная ширина для двухступенчатого γa -распада имеет вид:

$$\Gamma_{\gamma\alpha}^{J\lambda_0}(\lambda_0 \rightarrow \lambda_{fi} \rightarrow 0) = \Gamma_{\gamma}^{J\lambda_0}(B_n - E_{fi}) \sum_{\ell\alpha} \frac{\Gamma_{\alpha}^{J\lambda_{fi}}(\lambda_{fi} \rightarrow 0) \ell_{\alpha}(E_{\alpha}^{fi})}{\Gamma_{\lambda_{fi}}} \quad /2/$$

Для анализа экспериментального спектра α -частиц необходимо из ширины /2/ получить теоретический α -спектр реакции $(n, \gamma\alpha)$ $[\Gamma_{\gamma\alpha}^{J\lambda_0}(E_{\alpha})]$, а также полную $\Gamma_{\gamma\alpha}^{J\lambda_0}$ ширину. Можно приближенно оценить из эксперимента входящие в формулу /2/ полные ширины $\Gamma_{\lambda_{fi}}$. Состояния λ_{fi} лежат ниже энергии связи нейтрона B_n , следовательно, их полная ширина определяется практически только γ -шириной. Она известна, однако, для состояний с энергией больше B_n . Тем не менее, учитывая, что основной вклад в полную γ -ширину дают многокаскадные переходы, для состояний с $E_{\lambda_{fi}} > B_n - 1,5$ Мэв достаточно разумным будет принять, что:

$$\bar{\Gamma}_{\lambda_{fi}}(E_{fi}) = \bar{\Gamma}_{\gamma}(B_n) \quad /3/$$

Экспериментальным подтверждением этого предположения служит тот факт, что средняя полная γ -ширина мало меняется при переходе от четного изотопа к нечетному, хотя энергия связи испытывает вариации порядка 1-2 Мэв.

В любом реальном эксперименте имеет место эффективное усреднение по интервалу энергии ΔE_{α} ввиду конечного разрешения аппаратуры. Даже в самых лучших случаях этот интервал включает много уровней λ_{fi} . Таким образом, в формуле /2/ работает на самом деле средняя α -ширина $\bar{\Gamma}_{\alpha\lambda_{fi}}(E_{\alpha})$. Эта величина и ее зависимость от энергии удовлетворительно описываются в рамках оптической модели /7/:

$$\bar{\Gamma}_{\alpha}(\lambda_{fi} \rightarrow 0) \ell_{\alpha}(E_{\alpha}) = \frac{1}{2\pi\rho(J_{\lambda_{fi}}^{\pi})} T_{\ell_{\alpha}}(E_{\alpha}) \quad /4/$$

Здесь $\rho(J_{\lambda_{fi}}^{\pi})$ - плотность промежуточных уровней со спином и четностью $J_{\lambda_{fi}}^{\pi}$, удовлетворяющими правилам отбора, а $T_{\ell_{\alpha}}(E_{\alpha})$ - коэффициенты прилипания для α -частиц с орбитальным моментом ℓ_{α} , вычисленные по оптической модели методом, описанным в работе /7/.

Парциальную ширину $\Gamma_{\gamma \ell_{\gamma}}^{J_{\lambda_0}^{\pi}}$ ($B_n - E_{fi}$) мы записываем в виде:

$$\Gamma_{\gamma \ell_{\gamma}}^{J_{\lambda_0}^{\pi}} = \sum_{\ell_{\gamma}} S^W(E_{\lambda_0} - E_{\lambda_{fi}}; J_{\lambda_0}^{\pi} \rightarrow J_{\lambda_{fi}}^{\pi}; E^{\ell_{\gamma}}) / HF(E^{\ell_{\gamma}}) / 5 /$$

где $S^W(E_{\gamma}; J_{\lambda_0}^{\pi} \rightarrow J_{\lambda_{fi}}^{\pi}; E^{\ell_{\gamma}})$ - одночастичная оценка Вайскопфа^{/2/} для $(\frac{M}{E})$ -перехода мультипольности ℓ_{γ} , а $HF(\frac{M_0}{E_{\gamma}})$ суть факторы запрета, аналогичные используемым в работе^{/8/}, они должны быть оценены из сравнения с экспериментом.

Теперь с помощью формул /2/, /3/, /4/ и /5/ можно получить теоретический спектр $W_{\gamma a}^{J_{\lambda_0}^{\pi}}(E_a)$. Усредняя /2/ по узкому энергетическому интервалу $\Delta \ll E_a$, в котором, во-первых, можно пренебречь зависимостью $\Gamma_{\alpha \lambda_{fi}}^{\ell_{\alpha}}(E_a)$ от энергии E_a , и, во-вторых, считать плотность уровней $\rho(J_{\lambda_{fi}}^{\pi})$ постоянной, получим:

$$W_{\gamma a}^{J_{\lambda_0}^{\pi}}(\bar{E}_a) = \frac{\Delta}{2\pi \bar{\Gamma}_{\gamma}(B_n)} \left[\sum_{\lambda} S^W(Q_a - \bar{E}_a = \bar{E}_{\gamma}; J_{\lambda_0}^{\pi} \rightarrow J_{\lambda_{fi}}^{\pi}; E^{\lambda}) / HF(E^{\lambda}) \right] \times \sum_{\ell_a} T_{\ell_a}^{J_{\lambda_{fi}}^{\pi}}(\bar{E}_a). \quad /6/$$

Подчеркнем, что величина $W_{\gamma a}^{J_{\lambda_0}^{\pi}}$ не зависит от плотности промежуточных состояний, из которых происходит α -распад. Q_a - здесь энергия реакции (n, a_0), \bar{E}_a - энергия α -распада, соответствующая середине интервала Δ .

5. Обсуждение результатов

В теоретический спектр $W_{\gamma a}^{J_{\lambda_0}^{\pi}}(E_a)$ могут одновременно давать вклад различные мультипольности электрических и магнитных γ -переходов, поскольку среди состояний λ_{fi} есть состояния любых спинов и четностей. Однако можно произвести некоторую селекцию, сравнивая форму расчетного спектра (γa) для различных типов переходов с экспериментальным спектром из работы^{/1/}, измеренным при хорошем разрешении. Хотя эти измерения выполнены в тепловой точке, с достаточной достоверностью можно принять, что основной вклад в сечение дает резонанс с $J^{\pi} = 3^{-}$,

расположенный при отрицательной энергии. Экспериментальный спектр (γ_a) для этого случая был получен нами из мелкомасштабного рис. 1 работы ^{1/}. Он содержит в связи с этим большие неопределенности. Однако даже с учетом указанных неопределенностей можно сделать вывод о доминирующей роли $E1$ и $M1$ переходов. Положение максимума и форма спектра удовлетворительно описываются для $E1$ - и $M1$ -переходов, что видно из рис. 7. Для переходов высших мультипольностей максимум расчетного спектра резко сдвинут влево /например, для $E2$ -переходов на 0,5 Мэв/ и форма его сильно асимметрична. Сплошная кривая на рис. 7 соответствует $E1$ -переходам, пунктирная - $M1$ -переходам.

Теоретические спектры $W_{\gamma_a}^{\lambda_a}(E_a)$, приведенные на рис. 7, использовались как основа для обработки наших экспериментальных спектров.

Разрешения по энергии α -частиц в нашем эксперименте и работе ^{1/} сильно различались. Поэтому дальнейший анализ удобнее проводить в терминах полной ширины $\Gamma_{\gamma_a}^{\lambda_a}$, которая легко получается из формулы ^{6/}.

Полезную информацию можно получить, рассматривая величину отношения $\omega = \Gamma_{\gamma_a}^{3^-} / \Gamma_{\gamma_a}^{4^-}$. При распаде нейтронных резонансов с $J^\pi = 3^-$ и 4^- происходит отбор по спинам и четностям промежуточных состояний λ_{fi} для различных мультипольностей γ -переходов /см. рис. 8/. Соответственно фиксируются и орбитальные моменты вылетающих α -частиц. Поскольку вероятность вылета α -частицы существенно зависит от величины ℓ_a [$T(\ell=2)/T(\ell=4) \approx \approx T(\ell=3)/T(\ell=5) \approx 4$] и, следовательно, от J^π состояний λ_{fi} , то и величина ω должна быть весьма чувствительна к мультипольности перехода. В случае чистых γ -переходов мультипольности $E1$

$\omega_{\text{теор.}}(E1) \approx 5$, если же мультипольность γ -переходов $M1$, то $\omega_{\text{теор.}}(M1) \approx 0,8$. При этом необходимо подчеркнуть, что величины $\omega_{\text{теор.}}$ определяются только правилами отбора и отношением проходимостей потенциального барьера для α -частицы с различными ℓ_a и слабо зависят от приближений, использованных выше для описания спектра $W_{\gamma_a}(E_a)$.

Для определения $\omega_{\text{эксп.}}$ мы взяли $\Gamma_{\gamma_a}(4^-)$ из таблицы II, а величину Γ_{γ_a} для уровня 3^- с отрицательной энергией оценили, используя сечение реакции (n, γ_a) , полученное в работе ^{11/}, равное 0,3 мбарн, и значения Γ_{α_0} и $\sigma_{n,\alpha}$ из работы ^{9/}. При этом $\Gamma_{\gamma_a}(3^-)$ оказалась равна $0,8 \pm 0,2 \cdot 10^{-7}$ эв, откуда оценка $\omega_{\text{эксп.}}$

есть $0,3 \leq \omega_{\text{эксп}} \leq 3$. Несмотря на большие ошибки $\omega_{\text{эксп}}$, вывод о преимущественной роли $M1$ -переходов между высоковозбужденными состояниями представляется весьма вероятным. Хотя на самом деле, вероятно, вклад дают одновременно и $E1$ - и $M1$ -переходы, мы для удобства обозрения в таблице III привели нижние пределы факторов запрета отдельно для каждого вида переходов.

Поскольку мы получаем абсолютные величины факторов запрета, необходимо обсудить возможные ошибки в их определении. Ошибка, связанная с допущением /3/, невелика и может повысить HF максимум на фактор 2. Абсолютные значения α -ширин и их зависимость от энергии вычисляются с системой параметров, проверенных на широком круге ядер и энергий. При этом точность описания эксперимента в среднем не хуже 50%. Однако для случая $E1$ -переходов имеется неопределенность в величине фактора запрета, связанная с тем, что для ^{144}Nd оптическая модель предсказывает в спектре α -частиц существование гигантского резонанса для четных l . Это может дать завышение фактора запрета $HF(E1)$ приблизительно в 30 раз. Два набора значений для $HF(E1)$, приведенные в таблице III, отражают эту неопределенность.

В работе /8/ Лобнер исследовал факторы запрета для γ -переходов из слабовозбужденных состояний в основные. Для $E1$ -переходов в отсутствие дополнительных запретов, связанных с изменением асимптотического квантового числа k , он получил для HF величины в интервале $10^2 - 10^5$. При этом факторы запрета нерегулярно варьируются в зависимости от конкретного смешивания конфигураций. Величины HF , полученные Лобнером, нельзя непосредственно сравнивать с факторами запрета, приведенными в таблице III, поскольку структура начальных и конечных состояний в нашем случае сильно отличается от случая, исследованного в работе /8/. Однако можно привести некоторые полуколичественные оценки, которые позволят представить порядок величин факторов запрета для переходов между компаунд-состояниями. Известно /10/, что парциальные ширины Γ_{γ} для прямых / $E1$ и $M1$ / γ -переходов с уровней составного ядра (c) на основные состояния (0) описываются следующей простой формулой с точностью до порядка:

$$\Gamma_{\gamma c \rightarrow 0}^{J^{\pi}} = \Gamma_{\gamma}^w \cdot \frac{D^{J^{\pi}}}{D_0^{J^{\pi}}},$$

/10/

где Γ_{γ}^W - одночастичная ширина Вайскопфа, $D^{J^{\pi}}$ - расстояние между уровнями в компаунд-ядре, $D_0^{J^{\pi}} \approx 15$ Мэв - расстояния между одночастичными уровнями /в потенциальной яме/. Таким образом, для рассматриваемого типа γ -переходов /типа $c \rightarrow 0$ / факторы запрета есть просто $D_0^{J^{\pi}} / D^{J^{\pi}}$ и являются мерой фрагментации одночастичного состояния /одного или нескольких/ по уровням компаунд-ядра. Или, иными словами, вес одночастичной компоненты в волновой функции компаунд-состояния можно грубо оценить как $(D^{J^{\pi}} / D_0^{J^{\pi}})^{1/2}$. Тогда для γ -переходов между компаунд-состояниями ($c \rightarrow c'$) приближенно справедлива оценка

$$\Gamma_{\gamma c \rightarrow c'}^{J^{\pi}} = \Gamma_{\gamma}^W \left(\frac{D^{J^{\pi}}}{D_0^{J^{\pi}}} \right)^2 \equiv \Gamma_{\gamma}^W (HF)_{\text{одн.}}^{-1} \quad /8/$$

Совершенно очевидно, что формула /8/ дает только нижний предел ширины $\Gamma_{\gamma c \rightarrow c'}$, поскольку в проведенных рассуждениях игнорировался вклад от высших компонент волновой функции компаунд-состояния и не рассматривалось усиление вероятности распада за счет суммирования вкладов от переходов между компонентами различных одночастичных состояний. Тем не менее из /8/ можно получить одночастичную оценку фактора запрета для γ -переходов между высоковозбужденными состояниями, которая является верхним пределом для HF. Для исследуемого нами $^{144}\text{Nd}(HF)_{\text{одн.}} = 3.10^{11}$. Сравнение последней величины с данными таблицы III показывает, что в γ -переходы между компаунд-состояниями дает вклад значительно большее число компонент волновой функции, чем при переходе из компаунд-состояний в основное состояние. Таким образом, факторы запрета для γ -переходов между высоковозбужденными состояниями оказываются относительно меньшими, чем при γ -переходах с этих состояний на основные. Не исключено, что относительное уменьшение факторов запрета связано с наличием в волновой функции высоковозбужденных состояний многоквaziчастичных компонент, представленных с большим весом, предсказанным в работе /11/.

Отметим, что величина $\Gamma_{\gamma\alpha}$ из-за сильного усреднения по промежуточным компаунд-состояниям λ_H /число таких состояний может быть $\sim 10^4$ / должна быть с хорошей точностью константой для данного ядра и спина резонансов и сравнительно слабо меняться от ядра к ядру, в частности, за счет изменения факторов проицпаемости для α -частиц.

В связи с тем, что в ряде резонансов величины Γ_a и $\Gamma_{\gamma a}$ имеют сравнимые значения /например, для $E_0 = 55,4$ эв/, следует обратить внимание на возможный существенный вклад двухкаскадного процесса ($n, \gamma a$) в полную a -ширину $\Gamma_{a \text{эксп}}$, если последняя измеряется по интегральному счету a -частиц без анализа их по энергии ($\Gamma_{a \text{эксп}} = \Gamma_a + \Gamma_{\gamma a}$). Это может привести к заметному искажению распределения $\Gamma_a \text{эксп.}$ по сравнению с предсказанным статистической моделью^{/7/}, поскольку

$$\Gamma_{a \text{эксп.}} \geq \Gamma_{\gamma a} = \text{const.}$$

Хотелось бы в заключение подчеркнуть, что исследование реакции ($n, \gamma a$) дает благоприятные возможности для изучения характеристик γ -переходов между сложными высоковозбужденными состояниями ядер и получения новой информации о зависимости вероятности a -распада от энергии возбуждения материнского ядра.

Приложение

О п р е д е л е н и е п о л н ы х Γ_a - ш и р и н р е з о -
н а н с о в ¹⁴⁴Nd

Полные Γ_a ширины определены по формуле

$$(\Gamma_a)_i = e^{n(\sigma_i - \sigma_0)} \cdot \frac{A_0}{A_i} \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma_0} \cdot \left(\frac{E_i}{E_0}\right)^{0,85} \cdot \frac{(N_a)_i}{(N_a)_0} \cdot (\Gamma_a)_0, \quad /1a/$$

где $(\Gamma_a)_0$ - калибровочная ширина для резонанса 135,4 эв - взята из работы /12/ /индексы "0" и "i" - обозначают калибровочный и данный резонансы/; $e^{n(\sigma_i - \sigma_0)}$ - коэффициент, учитывающий поглощение в борном фильтре / n - число атомов бора на см^2 , σ_i и σ_0 - сечения поглощения нейтронов в боре/; $\frac{A_0}{A_i}$ и $\frac{\Gamma_i}{\Gamma_0}$ - отношения площадей под кривой пропускания и полных ширин вычислены по данным, взятым из работы /13/; $(E_i/E_0)^{0,85}$ - член, учитывающий изменение потока нейтронов с энергией нейтронов^{/14/} / E_i и E_0 - энергии резонансных нейтронов/; $(N_a)_i / (N_a)_0$ - отношение счета a -частиц в резонансах.

При вычислении ошибки (Γ_α); учтены ошибки всех величин, входящих в формулу /1а/. Величина (Γ_α)₀ взята из работы /12/ с ошибкой, в которую не входит погрешность калибровки 30%. В вычислениях не сделано поправки на разницу самопоглощения нейтронов в мишенях работы /12/ и настоящей работы для резонанса 135,4 эв, которая составляла не больше 1%. Полные Γ_α - ширины приведены в таблице IV.

Литература

1. N.S.Oakey and R.D.Macfarlane. *Phys.Lett.*, 26B, Nr. 11, 662 (1968).
2. Дж.Блатт и В.Вайскопф. *Теоретическая ядерная физика*, ИЛ, Москва, 1954.
3. Ю.П.Попов и др. *Ядерная физика*, 13, 913 /1971/.
4. C.Williamson and J.P.Boujot. *CEA-Nr 2189, Saclay, 1962.*
5. А.Лейн и Р.Томас. *Теория ядерных реакций при низких энергиях*, Москва, 1958.
6. W.P.Ponitz. *Z.Physik.*, 197, 262 (1966).
7. Ю.П.Попов и др. *Nuclear Data for Reactors. V. 1, p. 669, IAEA, Vienna, 1970.*
8. K.E.G.Lobner. *Phys.Lett.*, 26B, 369 (1968).
9. K.Okamoto. *Nucl.Phys.*, A141, 193 (1970).
10. L.M.Bolinger. *Nuclear Structure, Dubna Symposium, 1968.*
11. В.Г.Соловьев. *ЭЧАЯ*, 3, №4 /1972/.
12. J.Kvitek, Yu.P.Popov. *Nucl.Phys.*, A154, 177 (1970).
13. H.Tellier, *CEA-N-1459, Saclay (1971).*
14. В.В.Голиков и др. *ОИЯИ*, 3-5736, Дубна, 1971.
15. V.Cauvin et al. *Saclay (1971).*

Рукопись поступила в издательский отдел
23 октября 1973 года.

Таблица I

Варианты подгонки		N_{α_1}	$N_{\gamma\alpha}$	$N_{\alpha_1} + N_{\gamma\alpha}$	χ^2	Число степеней свободы f	Уровень достоверности
A	1 $(\alpha_1)^+$	333 \pm 27		333 \pm 27	59,1	30	$P\{\chi^2 > 50,9\} = 1\%$ $(P\{\chi^2 > 59,7\} = 0,1\%)$
	2 $(\alpha_1)^0$	303 \pm 26		303 \pm 26	79,0	30	
	3 $(\alpha_1)^-$	265 \pm 25		265 \pm 25	104,1	30	
B	1 $(\gamma\alpha)_{E1}^+$		347 \pm 28	347 \pm 28	37,5	30	$P\{\chi^2 > 36,2\} = 20\%$
	2 $(\gamma\alpha)_{E1}^0$		371 \pm 28	371 \pm 28	39,2	30	
	3 $(\gamma\alpha)_{E1}^-$		372 \pm 28	372 \pm 28	39,2	30	
C	1 $(\alpha_1)^+, (\gamma\alpha)_{E1}^+$	173 \pm 40	223 \pm 42	396 \pm 56	30,6	29	$P\{\chi^2 > 35,1\} = 20\%$
	2 $(\alpha_1)^0, (\gamma\alpha)_{E1}^+$	164 \pm 32	256 \pm 34	420 \pm 42	22,8	29	
	3 $(\alpha_1)^-, (\gamma\alpha)_{E1}^+$	157 \pm 28	286 \pm 31	443 \pm 42	17,4	29	
	4 $(\alpha_1)^0, (\gamma\alpha)_{E1}^0$	110 \pm 38	285 \pm 41	395 \pm 56	31,0	29	
	5 $(\alpha_1)^-, (\gamma\alpha)_{E1}^-$	56 \pm 36	327 \pm 40	383 \pm 54	36,7	29	
	6 $(\alpha_1)^0, (\gamma\alpha)_{M1}^0$	58 \pm 42	365 \pm 48	423 \pm 64	21,9	29	
Экспериментальный счёт				443 \pm 46			

(α_1) - расчётный спектр α_1 - частиц.

$(\gamma\alpha)_{E1}$ и $(\gamma\alpha)_{M1}$ - расчётные спектры $(\gamma\alpha)$ соответственно для E1- и M1- переходов.

Таблица II

$\Gamma_{\alpha} = \Gamma_{\alpha_1} + \Gamma_{\gamma\alpha}$	$\Gamma_{\gamma\alpha} / \Gamma_{\alpha}$	Γ_{α_1}	$\Gamma_{\gamma\alpha}$
$(1,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-7} \text{ эВ}^x$	$0,65 \pm 0,35$	$(0,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$	$(1,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$

x) Γ_{α} - получено из временного спектра. В ошибку (40%) входит ошибка калибровки для $\Gamma_{\alpha}^{135\text{эВ}}$ (30%).

Таблица III

$J_{рез}^{\pi}$	HF (E1)		HF (M1)
	гигантский резонанс отсутствует	с учетом гигантского резонанса	
3 ⁻	$2 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^4$
4 ⁻	$4 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^4$

Таблица IV
 Полные α -ширины резонансов в реакции $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$

Энергия резонан- са E_0 , эВ	J^π		Число α - частиц в резонансе N_α	$\Gamma_\alpha^{*)} \cdot 10^7$, эВ
	/I2/	/I5/		
55,3	(4 ⁻)	4	491 \pm 80	1,7 \pm 0,5
127,3	3 ⁻	3	11150 \pm 1040	99 \pm 25
135,4	3 ⁻	3	29560 \pm 1920	336 \pm 30
158,7	(4 ⁻)	4	173 \pm 140	1,6 \pm 1,3
179,5	3 ⁻	3	2350 \pm 180	33 \pm 8
186,6	(4 ⁻)	4	< 110	< 1,3
226,2			< 33	< 120
306,2		4	< 45	< 20
324,4		3	< 45	< 25
337,1		4	< 45	< 20
350,3		3	< 45	< 25
408,0	3 ⁻	3	4950 \pm 200	260 \pm 65
523,3		4	< 290	< 110
555,6		4	< 290	< 90
576,2		3	155 \pm 130	17 \pm 15
708,2	5 ⁻		2370 \pm 270	250 \pm 70
			< $\Gamma_\alpha(3^-)$ > =	166 \pm 18

*) Здесь в Γ_α входит величина $\Gamma_{\gamma\alpha}$.

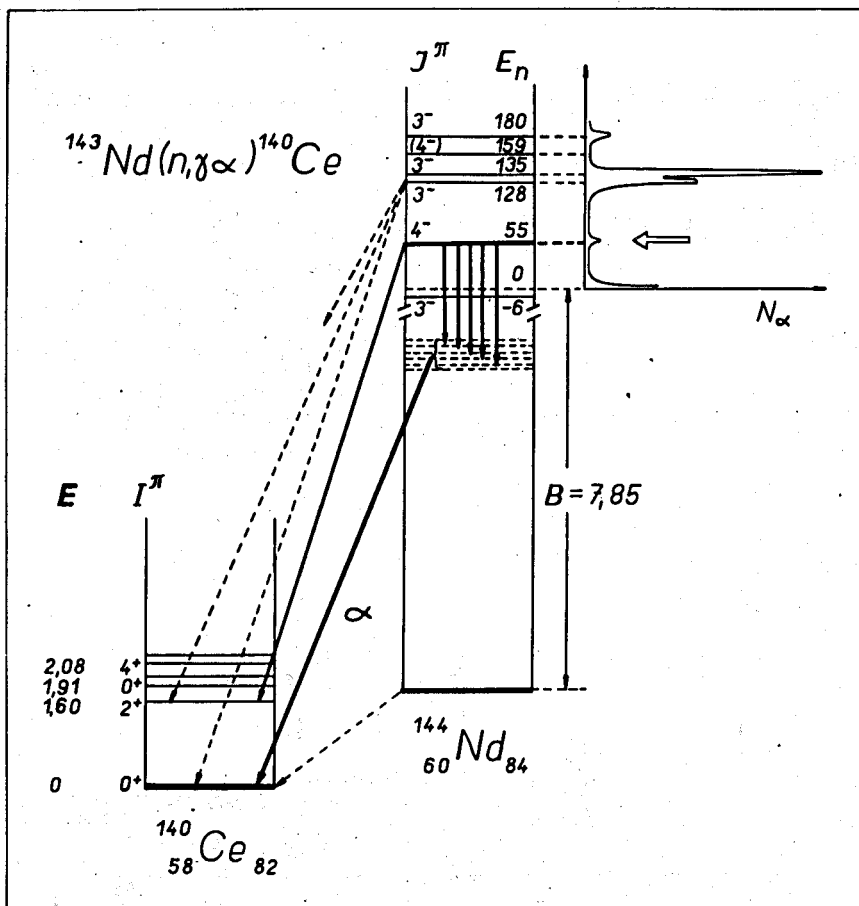


Рис. 1. Схема α -распада высоковозбужденных состояний составного ядра ^{144}Nd . Энергия E_n в электрон-вольтах, E и B в мегаэлектрон-вольтах.

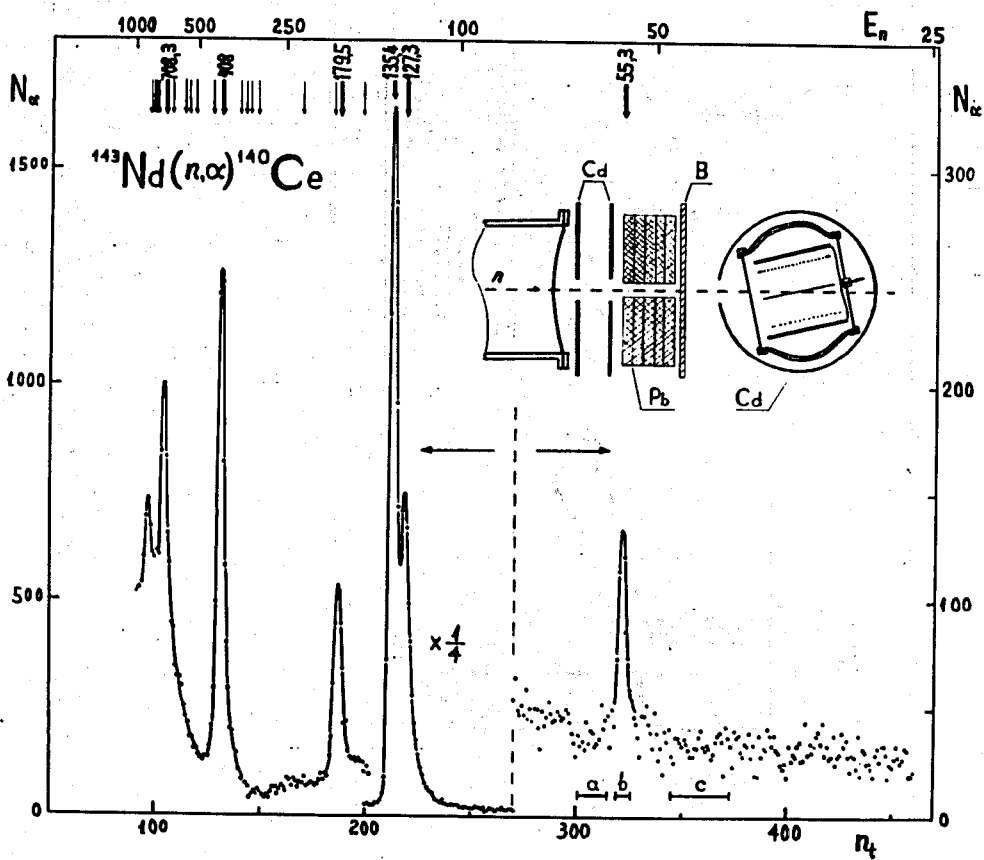


Рис. 2. Временной спектр α -частиц и схема установки ионизационной камеры на пучке нейтронов; a , b , c - временные окна для получения амплитудных спектров. Энергия E_n в электрон-вольтах.

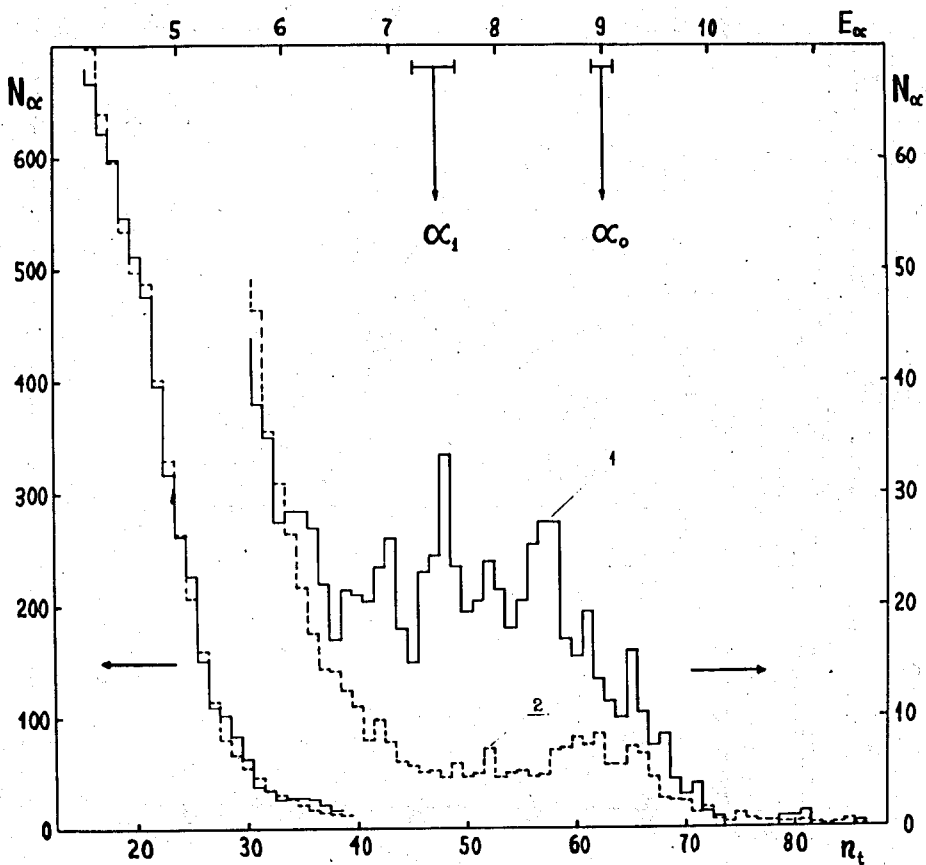


Рис. 3. Амплитудные спектры: кривая 1 - эффект + фон для резонанса $E_0 = 55,3$ эв; кривая 2 - фон в окне резонанса $E_0 = 55,3$ эв.

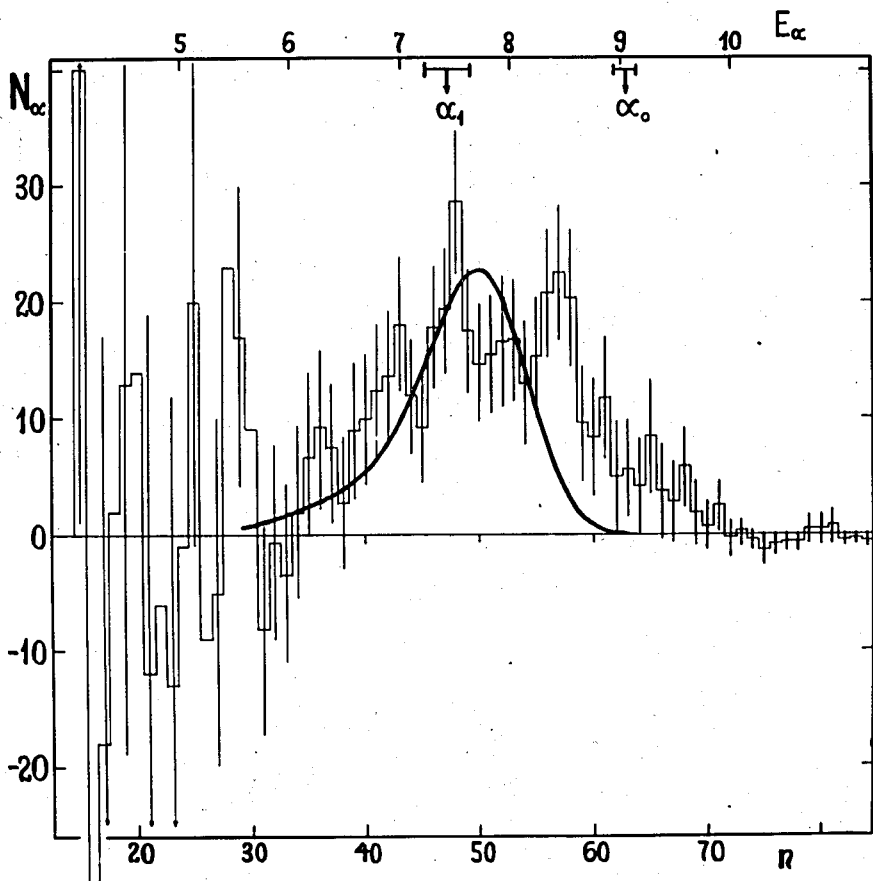


Рис. 4. Спектр α -частиц в резонансе $E_0 = 55,3$ эв. Сплошная кривая - подгонка по варианту А1 /нуль-гипотеза/. E_α - энергия α -частиц в мегаэлектрон-вольтах.

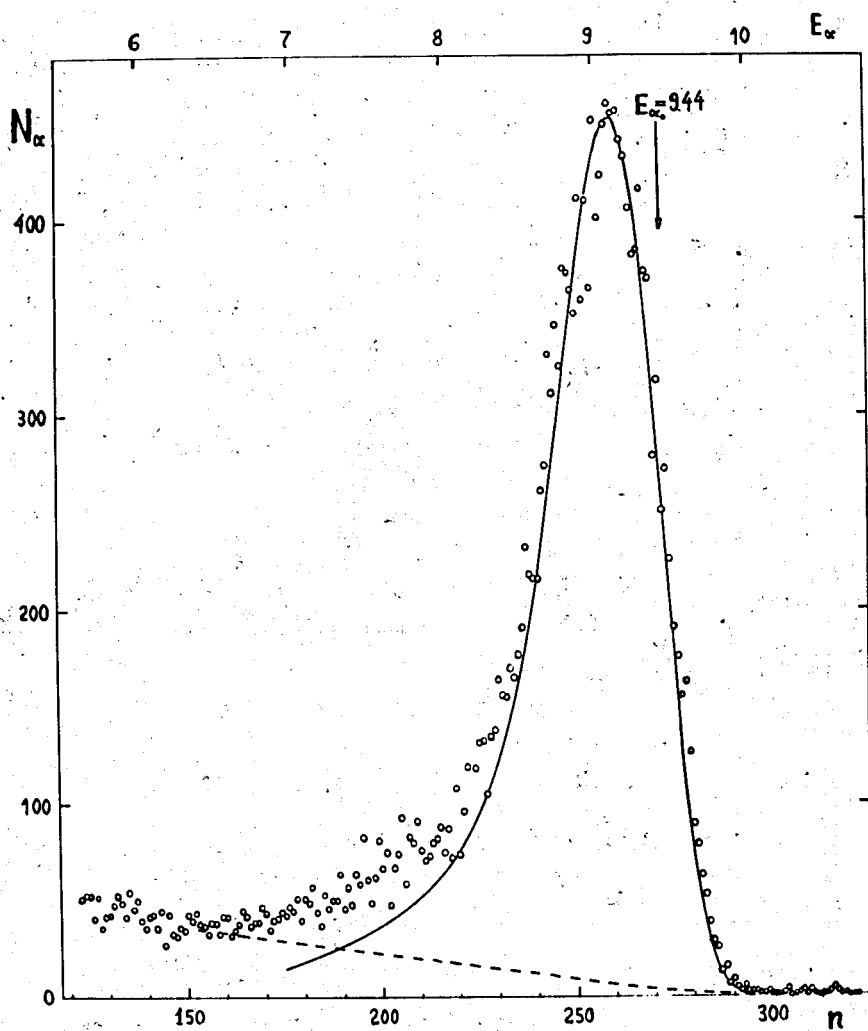


Рис. 5. Форма пика для группы α_0 . Сплошная линия - расчетная кривая. Пунктирная линия - фон.

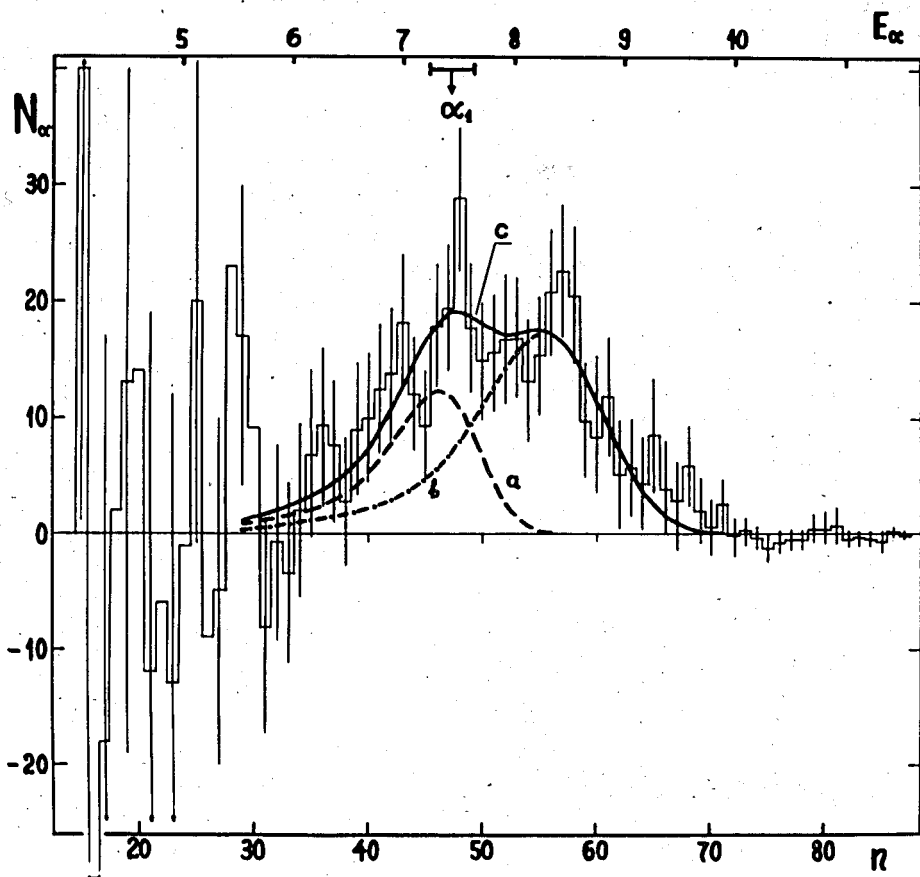


Рис. 6. Вариант подгонки, соответствующий наименьшей величине χ^2 /вариант СЗ/. *a* - спектр α_1 , *b* - спектр $(\gamma\alpha)$ -распада, *c* - суммарная кривая.

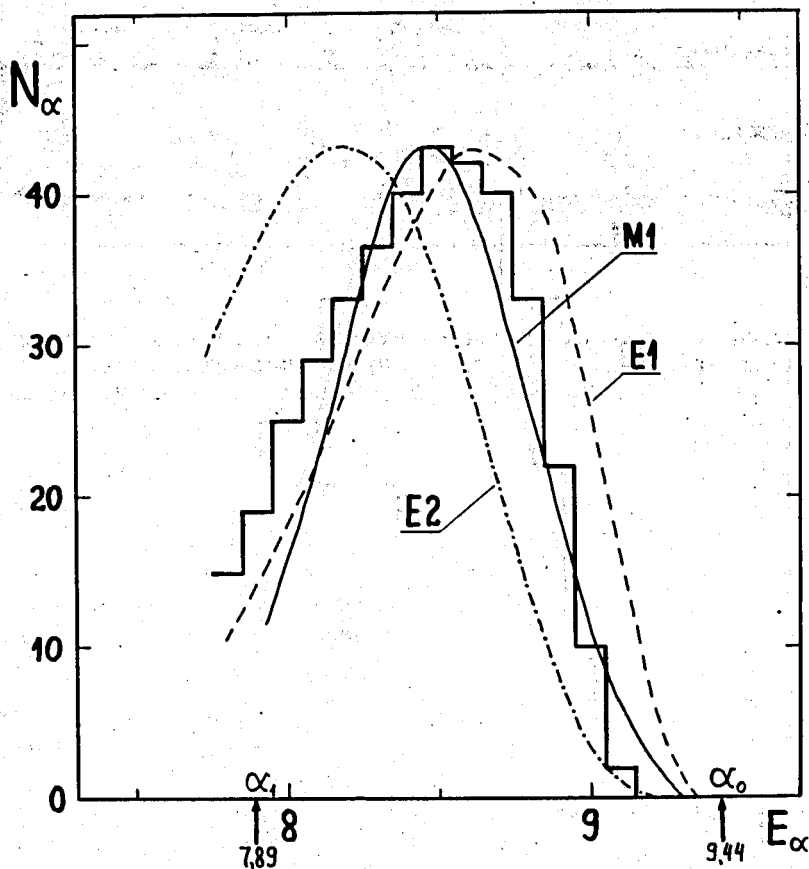


Рис. 7. Положение и форма спектра α -частиц в реакции $(n, \gamma \alpha)$ для тепловых нейтронов. Гистограмма получена по данным работы [1]. Кривые, соответствующие γ -переходам $E1$, $M1$, $E2$, нормированы к одинаковой высоте.

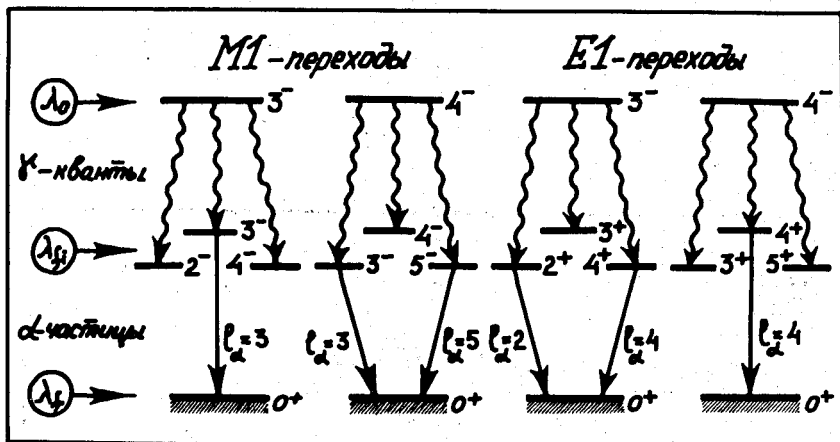


Рис. 8. Спины и четности промежуточных состояний и орбитальные моменты вылетающих α -частиц в двухступенчатой реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$, реализуемые в случае $E1$ - или $M1$ -переходов.