

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-114

P6-97-114

К.Я.Громов, В.И.Фоминых

К ВОПРОСУ О КОЛИЧЕСТВЕННОМ АНАЛИЗЕ
РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО СОВПАДЕНИЯМ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

1997

1. Введение

В последние 15-20 лет для исследований спектров ядерных излучений стали широко применяться детекторы излучений с достаточно хорошим энергетическим разрешением и высокой эффективностью регистрации излучений. Широко используется методика совпадений. Между тем практически нет работ, посвященных исследованиям схем распада радиоактивных ядер, в которых проводится количественный анализ результатов изучения спектров совпадений ядерных излучений. Обычно отмечается только факт наблюдения совпадений или, в редких случаях, приводятся относительные интенсивности совпадений, см., например, [1,2]. Количественные данные, полезные при анализе схем распада, не извлекаются. В работе Хольнова [3] показано, как на основе данных об интенсивностях совпадений можно определять значения коэффициентов ветвления и суммарной интенсивности переходов на уровень (заселенность уровня).

Представляется целесообразным предложить [4] достаточно простую и эффективную процедуру анализа результатов исследований спектров совпадений ядерных излучений, позволяющую получать количественные характеристики изучаемой схемы распада.

2. Постановка эксперимента. Формулы

Рассмотрим стандартный эксперимент по исследованию мгновенных совпадений излучений типа y и z при распаде радиоактивного нуклида. Используются два спектрометра (детектора), регистрирующие излучения типа y и z (например, гамма и гамма или альфа и гамма). Записываются события совпадений импульсов E_y и E_z . В результате имеем матрицу $N(E_y, E_z)$. Одновременно измеряются одиночные спектры от каждого спектрометра $N(E_y)$ и $N(E_z)$. При сортировке информации, содержащейся в матрице совпадений $N(E_y, E_z)$, чаще всего строятся спектры в энергетическом окне одного из детекторов, например в окне $E_{y,k} \pm \Delta E_{y,k}$. Буквами i, k и т.д. обозначаем состояния ядра, между которыми происходят ядерные переходы (рис.1). Это могут быть номера состояний в схеме распада или энергии состояний. Часто используются и другие обозначения, например $E_{\gamma 100}$, где 100 - энергия γ -перехода, равная 100 кэВ, или $E_{\alpha 218}$, где 218 энергия уровня 218 кэВ, на который происходит α -распад. Спектры в окнах, как и одиночные спектры $N(E_y)$ и $N(E_z)$, анализируются с помощью соответствующих

Объединенный институт
ядерных исследований
СМЕЛЕНСКИЙ

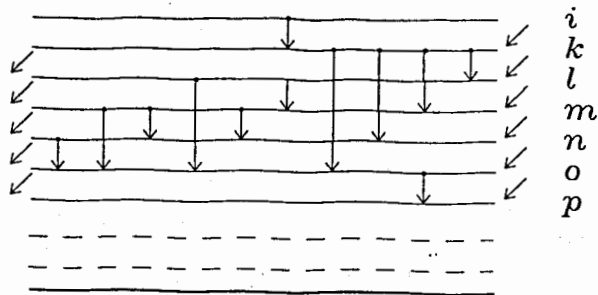


Рис.1. Совпадения ядерных излучений. Расположение уровней, к формулам 1,2,3

программ (например, КАТОК [5]). Получают площади пиков $S_{y_{ik}}$ и $S_{z_{op}}$ в одиночных спектрах и $S_{y_{ik}}^{z_{op}}$ или $S_{z_{op}}^{y_{ik}}$ в спектрах окон (символ окна вверху). Далее эти площади делят на эффективности детекторов и получают данные об интенсивностях совпадений, которые сравниваются с вычисленными по предлагаемой схеме распада.

Мы предлагаем несколько иной путь. Число наблюдаемых совпадений, как и число отсчетов в пиках одиночных спектров и в спектрах совпадений (площади пиков), могут быть представлены в виде

$$S_{y_{ik}} = N \cdot a_{y_{ik}} \cdot \epsilon_{y_{ik}}, \quad (1)$$

$$S_{z_{op}} = N \cdot a_{z_{op}} \cdot \epsilon_{z_{op}}, \quad (2)$$

$$S_{z_{op}}^{y_{ik}} = N \cdot a_{z_{op}}^{y_{ik}} \cdot \epsilon_{y_{ik}} \cdot \epsilon_{z_{op}}, \quad (3)$$

т.е. соответствующие площади пропорциональны: N - числу распадов исследуемого нуклида за время эксперимента, $\epsilon_{y_{ik}}$ и $\epsilon_{z_{op}}$ - эффективностям регистрации излучений y и z и коэффициенту a . При этом $a_{y_{ik}}$ - интенсивность излучения y_{ik} , отнесенная к одному распаду изучаемого нуклида, $a_{z_{op}}^{y_{ik}}$ - интенсивность совпадений излучений y_{ik} и z_{op} на один распад.

Записав отношение площадей

$$R_o^k = \frac{S_{y_{ik}} \cdot S_{z_{op}}}{S_{z_{op}}^{y_{ik}}} = \frac{N \cdot a_{y_{ik}} \cdot a_{z_{op}}}{a_{z_{op}}^{y_{ik}}}, \quad (4)$$

видим, что выражение R_o^k не зависит от эффективности детекторов.

т.е. погрешность определения отношения определяется только погрешностями определения соответствующих площадей. Подставляя в правую часть выражения для схемных коэффициентов $a_{z_{op}}^{y_{ik}} = \frac{a_{y_{ik}} \cdot a_{\Sigma k l}}{a_o} \cdot a_{z_{op}}$, получаем

$$R_o^k = \frac{S_{y_{ik}} \cdot S_{z_{op}}}{S_{z_{op}}^{y_{ik}}} = \frac{N \cdot a_k \cdot a_o}{a_{\Sigma k o}}, \quad (5)$$

где a_k и a_o - заселенности уровней k и o , т.е. полная интенсивность переходов, приходящих на (или уходящих с) уровень, и $a_{\Sigma k o}$ - интенсивность переходов, приходящих на уровень o с уровня k . В случае прямых совпадений ($k = o$, $a_k = a_o = a_{\Sigma k o}$)

$$R_k^k = \frac{S_{y_{ik}} \cdot S_{z_{kl}}}{S_{z_{kl}}^{y_{ik}}} = N \cdot a_k. \quad (6)$$

В случае совпадений через один переход ($k \rightarrow l$)

$$R_l^k = \frac{S_{y_{ik}} \cdot S_{z_{lm}}}{S_{z_{lm}}^{y_{ik}}} = \frac{N \cdot a_k \cdot a_l}{a_{nkl}}, \quad (7)$$

где a_{nkl} - полная интенсивность перехода между соседними уровнями k и l .

Формулы (5-7) позволяют определить относительные величины заселенности состояний (a_k) и полной интенсивности переходов между уровнями (a_{nkl} или $a_{\Sigma k o}$). Для определения их абсолютных (в % на распад) величин необходимо знать число распадов исследуемого нуклида за время эксперимента (N). Часто имеющиеся экспериментальные данные позволяют сделать достаточно обоснованное заключение об абсолютной интенсивности одного из переходов или о заселенности одного из уровней. Тогда возможно проинформировать формулы (5-7) и вычислить абсолютные значения определяемых из них величин. Формулы (1-3) для площадей пиков в одиночных спектрах и спектрах совпадений могут быть использованы для составления других выражений, полезных для вычисления количественных соотношений между характеристиками ядерных уровней и переходов. Например, из отношения

$$\frac{R_l^k}{R_k^k} = \frac{S_{y_{kl}} \cdot S_{z_{lm}}^{y_{ik}}}{S_{z_{lm}}^{y_{ik}} \cdot S_{y_{ik}}} = \frac{a_{nkl}}{a_k}$$

получаем коэффициент ветвления для перехода kl на уровне k и др.

В следующем разделе приведены примеры, показывающие эффективность использования предлагаемой процедуры для количественной обработки результатов изучения $(\gamma-\gamma)$ -совпадений при распаде ^{133}Ba и ^{134}Cs и $(\alpha-\gamma)$ -совпадений при распаде ^{221}Fr .

3. Гамма-гамма-совпадения при распаде ^{133}Ba и ^{134}Cs и альфа-гамма-совпадения при распаде ^{221}Fr

С целью демонстрации возможностей предлагаемой методики обработки результатов экспериментов по совпадениям ядерных излучений проведены исследования $(\gamma-\gamma)$ -совпадений при распаде ^{133}Ba и ^{134}Cs . Экспериментальные данные о распаде этих нуклидов систематизированы и оценены в работах Ш.Раб [6] и Ю.В.Сергеенкова [7]; имеются достаточно полные и точные данные об интенсивностях переходов при распаде этих нуклидов, построены их схемы распада, обеспечены хорошие возможности для оценки точности результатов исследований $(\gamma-\gamma)$ -совпадений.

Для изучения $(\gamma-\gamma)$ -совпадений использована аппаратура, описанная в [8]. Гамма-лучи регистрировались детекторами из сверхчистого германия с объемом 100 см^3 и 2 см^3 с разрешением $1.1 \div 2.1\text{ кэВ}$ в диапазоне энергий $50 \div 1500\text{ кэВ}$. Детекторы располагались в близкой, 180° -геометрии. События совпадений $N(E_{\gamma_1}, 100\text{ см}^3, E_{\gamma_2}, 2\text{ см}^3, t)$ регистрировались в широком интервале энергий в режиме "все-на-все" (in list mode). Одновременно на обоих детекторах измерялись одиночные спектры.

Сортировка событий совпадений $N(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}, t)$ включала в себя следующие операции. Во-первых, истинные совпадения отделялись от случайных. Для этого во временном спектре задержанных совпадений устанавливались два цифровых окна одинаковой ширины, соответствующих мгновенным совпадениям (в наших условиях Δt около 150 нсек) и случайным совпадениям. Истинные совпадения получали вычитанием числа событий во втором окне из числа событий в первом окне. Во-вторых, в энергетическом спектре первого (или второго) детектора устанавливались окна на выбранных пиках γ -лучей. Из получаемых спектров вычитались спектры фоновых окон, устанавливаемых рядом с выбранным окном, как правило, при большей энергии γ -лучей. От-

метим здесь важность для выполнения количественного анализа выбора как в первом, так и во втором случаях достаточно широких окон, чтобы захватить весь пик в соответствующем спектре.

Получаемые энергетические спектры анализировались с помощью программы разложения спектров γ -лучей (например, КАТОК [5]). Площади пиков γ -лучей в спектрах окон совпадений и в одиночных спектрах использовались далее в соответствии с предлагаемой процедурой (формулы 5-7).

Исследования $(\gamma-\gamma)$ -совпадений при распаде ^{133}Ba выполнены с источником активностью около 1.5 мкКи. На рис. 2 представлены полученные в исследованиях одиночный спектр и примеры спектров совпадений. Необходимые для дальнейшего обсуждения сведения о схеме распада ^{133}Ba даны на рис. 3 [6]. Для получения экспериментальных данных о заселенности уровней дочернего ядра ^{133}Cs мы выбрали пря-

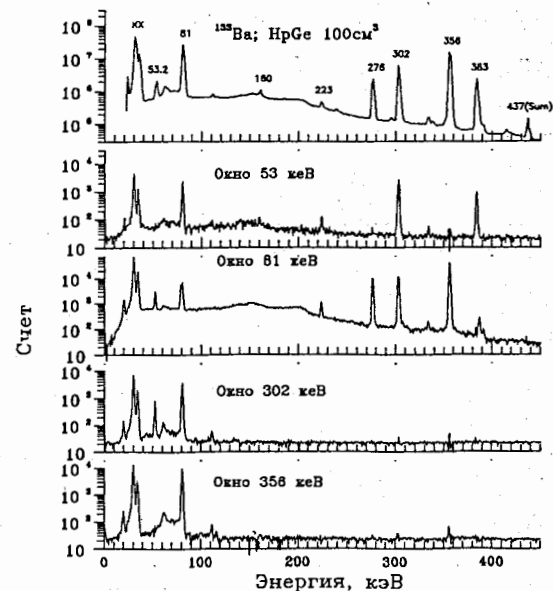


Рис.2. Спектры γ -лучей при распаде ^{133}Ba , измеренные с помощью HrGe -детектора объемом 100 см^3 . Вверху одиночный спектр, ниже приведены спектры совпадений с цифровыми окнами, установленными в спектре HrGe -детектора, объемом 2 см^3

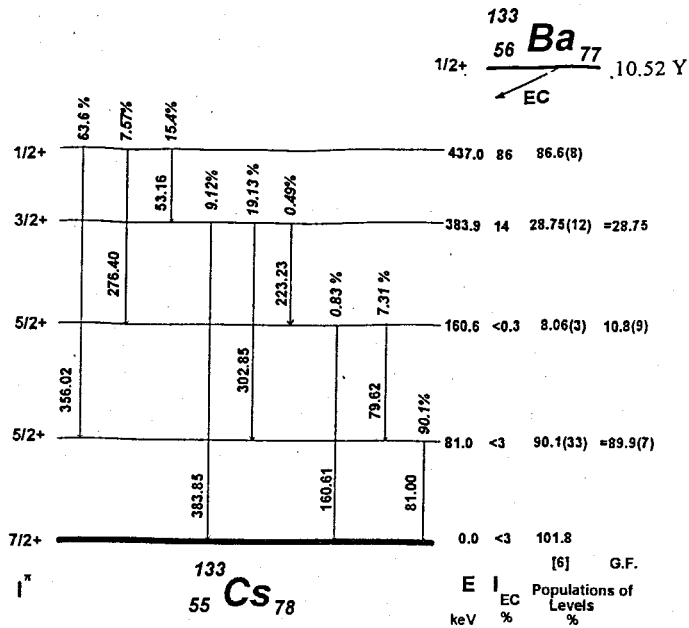


Рис.3. Схема распада ^{133}Ba к определению уровней ^{133}Cs . Приведены полные, включая конверсию, интенсивности γ -переходов. Справа - заселенности уровней, полученные в настоящей работе (G.F.), сравниваются с [6]

мые каскады совпадающих γ -лучей: ($\gamma_{302.9} - \gamma_{81.0}$), ($\gamma_{356.0} - \gamma_{81.0}$) для уровня 81.0 кэВ; ($\gamma_{53.2} - \gamma_{302.9}$), ($\gamma_{53.2} - \gamma_{383.9}$) для уровня 383.9 кэВ и ($\gamma_{276.4} - \gamma_{160.6}$) для уровня 160.6 кэВ. Соответствующие экспериментальные данные приведены в таблицах 1-3.

Таблица 1. Совпадения с γ -лучами 81.0 кэВ при регистрации их детектором $\text{HrGe } 2 \text{ см}^3$, $S_{781-2} = 22.6 \cdot 10^6$ (левая часть таблицы) и детектором $\text{HrGe } 100 \text{ см}^3$, $S_{781-100} = 34.6 \cdot 10^6$ (правая часть таблицы)

E_{γ_i} , кэВ	302.8	356.0	E_{γ_i} , кэВ	302.8	356.0
$S_{781-100}$	$9.16 \cdot 10^6$	$26.7 \cdot 10^6$	S_{781-2}	$1.43 \cdot 10^6$	$3.51 \cdot 10^6$
$S_{781-2}^{781-100}$	$31.3(2) \cdot 10^3$	$96.2(3) \cdot 10^3$	$[S_{781-100}^{781-2}]$	$7.54(9) \cdot 10^3$	$19.79(15) \cdot 10^3$
$S_{781-2}^{781-100}$	$31.8(2) \cdot 10^3$	$95.8(3) \cdot 10^3$	$S_{781-100}^{781-2}$	$7.64(9) \cdot 10^3$	$19.6(2) \cdot 10^3$
Na_{81}	$6.6 \cdot 10^9$	$6.3 \cdot 10^9$	Na_{81}	$6.5 \cdot 10^9$	$6.2 \cdot 10^9$

$$(Na_{81})_{cp} = (6.4 \pm 0.1) \cdot 10^9$$

Таблица 2. Совпадения с γ -лучами 160.0 кэВ при регистрации их детектором $\text{HrGe } 2 \text{ см}^3$, $S_{7160-2} = 0.190 \cdot 10^6$ (левая часть таблицы) и детектором $\text{HrGe } 100 \text{ см}^3$, $S_{7160-100} = 0.550 \cdot 10^6$ (правая часть таблицы)

E_{γ_i} , кэВ	276.4	E_{γ_i} , кэВ	276.4
S_{71-100}	$3.86 \cdot 10^6$	S_{71-2}	$0.670 \cdot 10^6$
S_{7160-2}^{71-100}	$0.98(4) \cdot 10^3$	$S_{7160-100}^{71-2}$	$0.46(3) \cdot 10^3$
S_{71-100}^{7160-2}	$0.97(4) \cdot 10^3$	$S_{7160-100}^{71-2}$	$0.48(3) \cdot 10^3$
Na_{160}	$0.76 \cdot 10^9$	Na_{160}	$0.78 \cdot 10^9$

$$(Na_{160})_{cp} = (0.77 \pm 0.01) \cdot 10^9$$

Таблица 3. Совпадения с γ -лучами 53.2 кэВ при регистрации их детектором $\text{HrGe } 2 \text{ см}^3$, $S_{753-2} = 1.37 \cdot 10^6$ (левая часть таблицы) и детектором $\text{HrGe } 100 \text{ см}^3$, $S_{753-100} = 2.13 \cdot 10^6$ (правая часть таблицы)

E_{γ_i} , кэВ	302.8	383.9	E_{γ_i} , кэВ	302.8	383.9
$S_{753-100}$	$9.16 \cdot 10^6$	$3.88 \cdot 10^6$	S_{753-2}	$1.43 \cdot 10^6$	$0.456 \cdot 10^6$
$S_{753-2}^{753-100}$	$6.77(9) \cdot 10^3$	$2.34(5) \cdot 10^3$	$[S_{753-100}^{753-2}]$	$1.56(5) \cdot 10^3$	$0.43(3) \cdot 10^3$
$S_{753-2}^{753-100}$	$6.77(9) \cdot 10^3$	$2.39(5) \cdot 10^3$	$S_{753-100}^{753-2}$	$1.61(5) \cdot 10^3$	$0.48(3) \cdot 10^3$
Na_{383}	$1.86 \cdot 10^9$	$2.25 \cdot 10^9$	Na_{383}	$1.94 \cdot 10^9$	$2.15 \cdot 10^9$

$$(Na_{383})_{cp} = (2.05 \pm 0.07) \cdot 10^9$$

Рассмотрим данные таблицы 1 о каскадах через уровень 81.0 кэВ. В левой части таблицы представлены сведения о площадях пиков в одиночных спектрах и спектрах совпадений, когда γ -лучи 81.0 кэВ регистрировались детектором $\text{HrGe } 2 \text{ см}^3$, γ -лучи каскадных переходов 302.9 и 356.0 кэВ - детектором $\text{HrGe } 100 \text{ см}^3$. Даются величины площадей пиков (количество зарегистрированных событий) в одиночных спектрах, S_{781-2} - площадь пика γ -81 в спектре детектора 2 см^3 и $S_{7302-100}$ и $S_{7356-100}$ - площади пиков 302.9 и 356.0 кэВ в спектре детектора 100 см^3 , и площади пиков совпадений $S_{781-2}^{781-100}$ и $S_{781-2}^{7356-100}$ (вверху указан символ окна соответствующего спектра совпадений). Отметим совпадение в пределах ошибок величин площадей пиков совпадений:

$$S_{7302-100}^{781-2} = S_{781-2}^{7302-100} \quad \text{и} \quad S_{7356-100}^{781-2} = S_{781-2}^{7356-100}$$

В соответствии с формулой (6) вычислены величины

$$R_{81}^{81} = (Na_{81})_{cp} = \frac{S_{781-2} \cdot S_{781-100}}{1/2 \cdot (S_{781-2}^{781-100} + S_{781-2}^{7356-100})}$$

В правой части таблицы 1 представлены экспериментальные данные для случая, когда γ -лучи 81.0 кэВ регистрировались детектором 100 см³, а каскадные переходы - детектором 2 см³. Опять площади пиков совпадений $S_{7i-2}^{781-100}$ и $S_{781-100}^{7i-2}$ в пределах ошибок совпадают, но значительно отличаются от значений S_{7i-100}^{781-2} и S_{781-2}^{7i-100} из левой части таблицы. Этот факт связан с различием величин произведений эффективности детекторов: $\epsilon_{781-2} \cdot \epsilon_{7i-100}$ и $\epsilon_{781-100} \cdot \epsilon_{7i-2}$. В последней строке таблицы 1 приведено среднее взвешенное значение $(Na_{81})_{cp} = (6.4 \pm 0.1) \cdot 10^9$. Данные о каскадах γ -лучей через уровни 160.6 и 383.9 кэВ обработаны также. Таким образом получены экспериментальные данные об отношениях заселенностей уровней 81.0, 160.6 и 383.9 кэВ:

$$a_{81} : a_{160} : a_{383} = 6.4(1) : 0.77(1) : 2.05(7).$$

Абсолютные значения заселенности этих уровней по данным работы [6]: $a_{81} = 90.0(33)\%$, $a_{160} = 8.2(3)\%$ и $a_{383} = 28.75(12)\%$. Калибруясь по наиболее точному из этих значений, получаем значения заселенности уровней 81.0 кэВ и 160.6 кэВ: $a_{81} = 89.7(35)\%$ и $a_{160} = 10.8(4)\%$ (см. рис. 3). Таким образом, наше значение a_{81} совпадает с вычисленным по данным [6], но полученное значение заселенности уровня 160.6 кэВ отличается от [6] ~ на 20%. Этот факт может указывать на существование прямого распада ^{133}Ba на уровень 160.6 кэВ ^{133}Cs с интенсивностью до 2% на распад. По балансу интенсивностей γ -переходов при распаде ^{133}Ba [6] интенсивность этой ветви распада была ограничена пределом в 0.3%. Следует однако отметить то, что интенсивность γ -лучей 160.6 кэВ мала (0.65% на распад), и они в измеренных спектрах наблюдаются на фоне комптоновских распределений от интенсивных γ -лучей 276.4, 302.8 и 356.0 кэВ (см. рис. 2), и поэтому определенная нами величина a_{160} может содержать неучтенную систематическую ошибку.

Исследования (γ - γ)-совпадений при распаде ^{134}Cs выполнены в тех же условиях, как и исследования распада ^{133}Ba . Активность источника ^{134}Cs была около 0.1 мкКи. Схема распада ^{134}Cs приведена на рис.4. Для определения относительных заселенностей уровней 604.7, 1168.1 и 1400.6 кэВ в ^{134}Ba использованы данные о каскадах γ -лучей через эти уровни: ($\gamma_{796} - \gamma_{605}$), ($\gamma_{564} - \gamma_{605}$) для уровня 604.7 кэВ, ($\gamma_{802} - \gamma_{563}$), ($\gamma_{802} - \gamma_{1168}$) для уровня 1168.8 кэВ и ($\gamma_{569} - \gamma_{796}$) для уровня 1400.6 кэВ. Вычисляя отношения площадей γ -пику в одиночных спектрах и в спектрах (γ - γ)-совпадений (формула 6), мы полу-

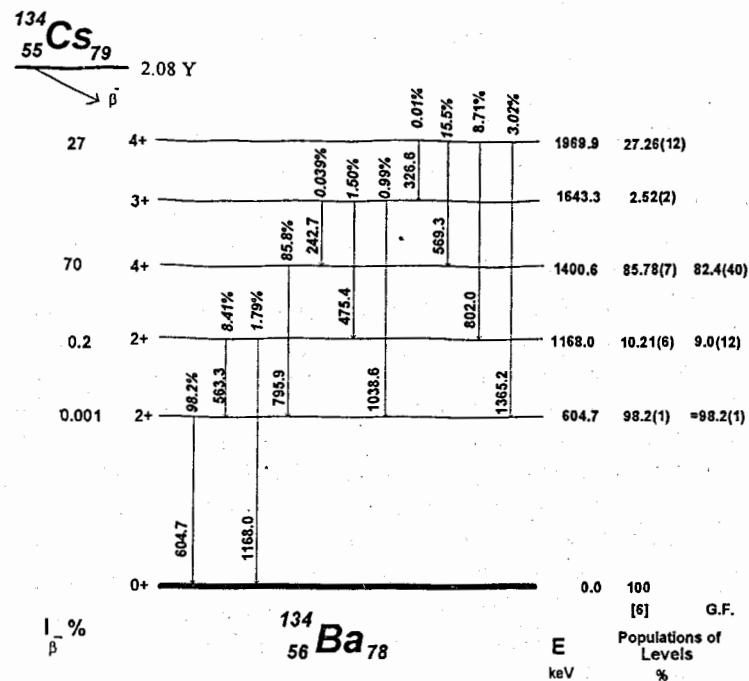


Рис.4. Схема распада ^{134}Cs . Пояснения те же, как к рис. 3

чили относительные величины заселенности этих уровней:

$$a_{605} : a_{1168} : a_{1400} = 435(7) : 40(5) : 363(15).$$

Принимая по [7] заселенность уровня 604.7 кэВ равной $a_{605} = 98.2(1)\%$, вычисляем заселенности уровней 1168.1 и 1400.6 кэВ: $a_{1168} = 9.0(12)\%$ и $a_{1400} = 82(4)\%$. Они совпадают в пределах ошибок с известными [7]: $a_{1168} = 10.21(6)\%$, $a_{1400} = 85.78(7)\%$. Из экспериментальных данных о совпадениях ($\gamma_{569} - \gamma_{605}$) и ($\gamma_{862} - \gamma_{605}$) вычислены (формула 7) полные интенсивности γ -переходов 795.8 и 563.3 кэВ; получены значения $a_{\gamma_{795}} = 81(6)\%$ и $a_{\gamma_{563}} = 6.4(11)\%$, совпадающие с известными: 85.78(7)% и 8.4(4)% соответственно.

Предлагаемая методика анализа результатов изучения совпадений ядерных излучений используется нами при продолжении исследований [9] (α - γ)-совпадений при распаде ^{221}Fr ($T_{1/2} = 4.9$ мин), содержащегося

как продукт распада ^{225}Ac ($T_{1/2} = 10$ дн) в препарате актиния, выделенного [10] из ^{229}Th ($T_{1/2} = 7340$ лет). Используется та же аппаратура [8], что и в обсужденных выше экспериментах по $(\gamma-\gamma)$ -совпадениям, с заменой малого (2 см^3) германевого детектора $\text{Si}(\text{Au}) - \alpha$ -детектором. В отличие от [9] основные результаты получены при сортировке событий совпадений по окнам в γ -спектре: существенно лучшее энергетическое разрешение в γ -спектре позволяет получать более надежные результаты об интенсивностях совпадений.

Распад ^{221}Fr изучался в работах Джеллепова и др. [11,12] и Лианга и др. [13,14]. Энергии уровней дочернего ядра ^{217}At установлены при исследовании тонкой структуры α -спектра ^{221}Fr на магнитных α -спектрографах [11,13]. Имеются данные об энергиях и интенсивностях γ -лучей [9,14] и конверсионных электронов [12,14] при распаде ^{221}Fr . Лианг и др. [14] делают только качественные заключения о подтверждении схемы распада ($\alpha - \gamma$)-совпадениями. В нашей работе [9] сделана попытка количественного анализа результатов экспериментов по ($\alpha - \gamma$)-совпадениям на основе анализа спектров в α -окнах. Здесь мы приводим предварительные результаты наших новых исследований. Полный анализ этих результатов будет опубликован позднее.

В таблице 4 (формулы 4-7) вычислены отношения площадей пиков $\frac{S_{\gamma k} \cdot S_{\alpha k}}{S_{\alpha k}^2}$. Площади пиков $S_{\gamma k}$ и $S_{\alpha k}^2$ получены в нашем эксперименте. В качестве площадей $S_{\alpha k}$ использованы интенсивности линий тонкой структуры α -спектра ^{221}Fr из работы Лианга и Бастин-Скофье [13]. Разрешение магнитного спектрографа (3-4 кэВ), использованного в [13], существенно лучше разрешения $\text{Si}(\text{Au})$ -детектора (20-25 кэВ), применявшегося в наших исследованиях, и поэтому их данные более точны. Звездочкой отмечены значения отношений площадей пиков для прямых совпадений, когда γ -переход по предлагаемой схеме распада идет с уровня, на который происходит α -распад. В этом случае согласно формуле (6) рассматриваемые отношения площадей пропорциональны полным заселенностям уровней дочернего ядра - a_k . Анализ α -спектра в окне $E_{\gamma} = 218.1$ кэВ показывает, что заселение уровня 218.1 кэВ γ -переходами с более высоких уровней меньше 1.5% интенсивности α -распада на этот уровень. Поэтому полная заселенность уровня 218.1 кэВ - a_{218} принята равной интенсивности α -линии 6126 кэВ: $a_{218} \equiv a_{\alpha 218} = 15.1(5)\%$ на распад [11,13]. Все другие отношения площадей пиков в таблице нормированы на это значение.

Полученные значения полной заселенности уровней ^{217}At (величины, отмеченные звездочками в таблице 1) позволяют сделать следующие выводы.

1. Для четырех уровней 218.1, 272.0, 368.3 и 382.3 кэВ величины полного заселения уровня определяются неоднозначно. Они в пределах ошибок совпадают для каждого уровня. Это подтверждает размещение соответствующих γ -переходов в схеме распада.
2. В предпоследней строке таблицы 1 даны средние значения полной заселенности уровней. В двух случаях, уровни 100.2 и 272.0 кэВ, они заметно больше интенсивности α -распада на эти уровни (последняя строка таблицы), т.е. эти уровни заселяются γ -переходами с более высоких уровней.
3. Полная интенсивность γ -перехода 100.2 кэВ с первого возбужденного уровня ^{217}At равна заселенности этого уровня - 1.8(3)%. Измеренная [9] интенсивность γ -лучей 100.2 кэВ - 0.10(3)% позволяет вычислить полный коэффициент конверсии этого перехода:

$$\alpha_n = \alpha_k + \alpha_l + \alpha_m \dots = \frac{a_{n100}}{a_{\gamma 100}} - 1 = 17(6).$$

Сравнение этой величины с расчетными значениями показывает, что переход 100.2 кэВ типа M1 ($\alpha_n(M1)=12$), и подтверждает результат [14], сделанный на основе значения $\alpha_l=1.2(6)$.

Величины отношений площадей пиков для совпадений через каскадные γ -переходы (значения без звездочек в таблице 4) позволяют вычислить по формуле (7) полную интенсивность перехода между уровнями. Покажем это на примере перехода 96.3 кэВ с уровня 368.3 кэВ на уровень 272.0 кэВ. Согласно формуле (7) интенсивность перехода 96.3 кэВ равна произведению заселенностей уровней 368.3 и 272.0 кэВ деленному на отношение площадей пиков из таблицы 4 для γ -перехода, дающего совпадения с α -частицами $E_{\alpha 368} = 5979$ кэВ через переход 96.8 кэВ. Таких совпадений три: с γ -лучами 53.8, 171.8 и 272 кэВ. Среднее взвешенное значение отношения для этих совпадений равно 0.99(6) и, соответственно,

$$a_{n96} = \frac{0.55(3) \cdot 0.39(5)}{0.99(6)} = 0.22(3)\%.$$

Таблица 4. Отношения площадей пиков $\frac{S_{\alpha_k} \cdot S_{\gamma_k}}{S_{\alpha_k}^2}$. К определению заселенности уровней ^{217}At и интенсивностей каскадных переходов

E_k	100.2	218.1	272.0	368.3	382.3	410.6	424.0	538.1	569.7	578.0
E_{α_k}	6243	6126	6075	5980	5966	5939	5925	5813	5783	5776
E_{γ} кэВ										
53.8			0.42(11)*	1.15(10) ~ 13						
100.2	1.81(25)*	83(50) ~ 16*								
118.0										1.5(4)
150.0				0.57(4)*						
171.8			0.36(7)*	0.99(7)						31(10)
218.1		$\equiv 15.1(5)^*$		34(3)						
272			0.46(14)*	0.83(15)						
282.1					0.085(11)*					
323.7							0.038(13)*			
359.9										0.063(10)*
368				0.53(5)*						
382.3					0.083(11)*					
410.6						0.16(3)*				
469.0									~0.005*	
538.1								~0.005*		
a_k %	1.81(25)	$\equiv 15.1(5)$	0.39(5)	0.55(3)	0.084(10)	0.16(3)	0.038(13)	~0.005	~0.005	0.063(10)
$a_{\alpha k}$ %	1.34(10)	15.1(3)	0.15(3)	0.49(3)	0.08(1)	0.17(3)	0.038(1)	0.004(2)	0.005(2)	0.06(1)

Примечание: E_k - энергия уровня ^{217}At ; E_{α_k} - энергия линии тонкой структуры α -спектра ^{221}Fr ; E_{γ} - энергия γ -перехода (все в кэВ); a_k % - заселенность уровня; $a_{\alpha k}$ % - интенсивность линии тонкой структуры.

Таким образом, сумма интенсивностей переходов, приходящих на уровень 271.9 кэВ $a_{\alpha 272} + a_{\alpha 96.3} = 0.15(3) + 0.22(3) = 0.37(6)\%$, равна полной заселенности уровня 272.0 кэВ - $a_{272} = 0.39(5)\%$. Полный коэффициент внутренней конверсии перехода 96.3 кэВ определяется на основе значений $a_{\alpha 96.3} = 0.22(3)$ и $a_{\gamma 96.3} = 0.014(4)$ из [9] как $\alpha_{\alpha 96.3} = 15(5)$. Сравнение его с расчетными значениями показывает, что это переход типа M1 ($\alpha_{\alpha 96.3}(M1) = 13.7$). Аналогичным образом на основе данных таблицы 4 можно рассчитать полные интенсивности переходов между уровнями с энергиями 578 и 368.3 кэВ, 578 и 218.1 кэВ, 368.3 и 218.1 кэВ, 368.3 и 100.2 кэВ и 218.1 и 100.2 кэВ.

Приведенные примеры показывают, что предлагаемая простая процедура обработки результатов изучения совпадений излучений позволяет получать сведения о заселенности уровней и полной интенсивности переходов между ними без привлечения данных из других экспериментов и с хорошей (до нескольких процентов) точностью. Эти данные могут быть использованы при анализе схем распада. При построении схемы распада требование равенства величин R_k^k (6), независимо от того по какой паре переходов они определяются, является обязательным для введения уровня и размещения перехода.

Эксперименты по совпадениям ядерных излучений, обычно с целью получить максимальную эффективность регистрации излучений, выполняются в условиях близкой геометрии. Известно, что это часто

приводит к искажениям измеряемых спектров суммированием импульсов от совпадающих переходов, что влияет на интенсивность наблюдаемых совпадений. Предлагаемая процедура обработки экспериментальных данных о совпадениях ядерных излучений использует отношения площадей пиков в спектрах совпадений к площадям пиков в одиночных спектрах, измеренных в том же эксперименте. Благодаря этому влияние эффектов суммирования совпадающих импульсов на окончательный результат в значительной мере исключается.

Следует отметить, что спектры совпадений в выделенных окнах значительно проще одиночных спектров; в спектрах окон число пиков меньше. При этом относительные интенсивности переходов с одного уровня в спектре выделенного окна повторяют относительные интенсивности в одиночном спектре. Это обстоятельство позволяет, в некоторых случаях, определять относительные интенсивности ядерных переходов при анализе спектров в окнах точнее, чем при анализе одиночных спектров. Более простые спектры в окнах могут быть использованы также и в других случаях, например для определения коэффициентов внутренней конверсии γ -переходов по отношению интенсивностей γ - и X-лучей.

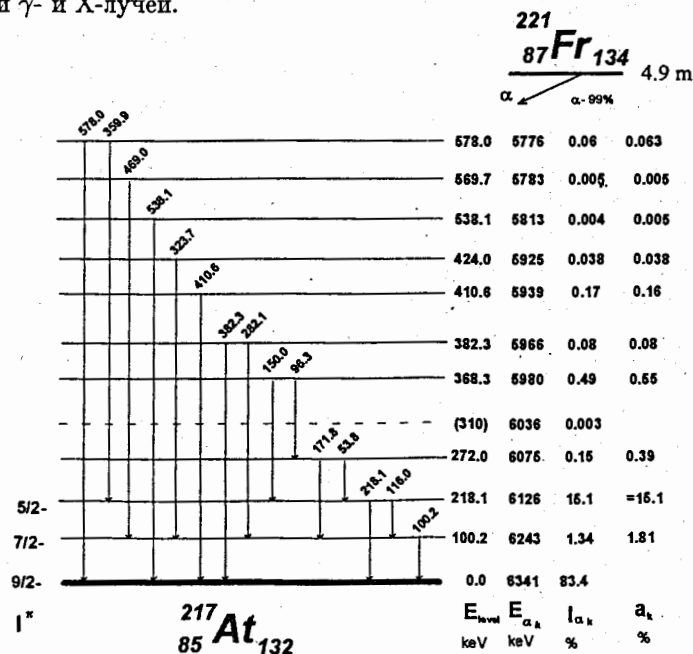


Рис.5. Схема распада ^{221}Fr . a_k - заселенности уровней ^{217}At , определенные в настоящей работе

Предлагаемая методика использована Чуминым и др. [15] при анализе результатов изучения ($\alpha - \gamma$)-совпадений при распаде ^{217}At . Получены новые данные о свойствах уровней ^{213}Bi , заселяемых в этом распаде с интенсивностью менее 0.06% на распад. На порядок повышена точность измерения интенсивностей γ - и α -переходов, получены новые сведения о мультипольности γ -переходов. Новые данные позволили более определенно высказаться о структуре возбужденных состояний ^{213}Bi .

4. Заключение

Рассмотрены возможности получения количественной информации в исследованиях совпадений ядерных излучений. Предлагается простой метод обработки экспериментальных результатов, основанный на использовании отношений площадей пиков излучений в одиночных спектрах и спектрах совпадений. Показано, что исследования спектров совпадений ядерных излучений позволяют с хорошей точностью и без привлечения данных из других экспериментов определять полные интенсивности заселения ядерных уровней и полные интенсивности каскадных переходов. Предлагаемая процедура обработки исключает вклад в погрешности получаемых интенсивностей ошибок в определении эффективностей используемых детекторов. Исключается также влияние на результаты эффектов суммирования импульсов совпадающих ядерных переходов. Возможности предлагаемой методики проиллюстрированы в экспериментах по ($\gamma - \gamma$)-совпадениям при распаде ^{133}Ba и ^{134}Cs , а также предварительными результатами исследований ($\alpha - \gamma$) - совпадений при распаде ^{221}Fr .

Авторы глубоко признательны В.Г.Чумину, М.Я.Кузнецовой и М.Б.Юлдаеву за помощь в работе, В.М.Горожанкину и В.Б.Бруданину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-02-04828а).

Литература

1. J.P.Torres, P.Paris, P.Kilcher. Nucl. Phys. A185, (1972), p.574.
2. Ц.Вылов, Н.А.Головков, К.Я.Громов и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 38, (1974), с 701.
3. Ю.В.Хольнов. Препринт ОИЯИ Р6-96-175, Дубна, 1996. Доклад на XI Международном семинаре по точным измерениям в ядерной спектроскопии, сентябрь 1996, г. Саров, Россия.
4. К.Я.Громов, В.И.Фоминых. Доклад на XI Международном семинаре по точным измерениям в ядерной спектроскопии, сентябрь 1996, г. Саров, Россия.
5. В.Гаджоков. ПТЭ 5, (1970), с.82.
6. Shneen Rab. Nuclear Data Sheets 75 (1995) p.491.
7. Y.V.Sergeenkov. Nuclear Data Sheets 71 (1994) p.557.
8. В.И.Фоминых, Я.Ваврышук, Г.В.Веселов и др. ПТЭ 5 (1995) с.19.
9. Ю.С.Бутабаев, И.Адам, К.Я.Громов и др. Изв. РАН, сер.физ., 59, 1 (1995), с.35.
10. V.V.Tsupko-Sitnikov, Yu.V.Norseev, V.A.Khalkin. Journ. Radioanalytical and Nucl. Chemistry 205 No 1 (1995) p.75.
11. Б.С.Джелепов, Р.Б.Иванов, М.А.Михайлова и др. Изв. АН СССР, сер.физ. 31 (1967) с.568.
12. Б.С.Джелепов, А.В.Золотавин, Р.Б.Иванов и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 33, (1969), с.1607.
13. C.F.Leang, G.Bastin-Scoffier. Compt.Rend. 266B, (1968). p.629.
14. R.K.Sheline, C.F.Liang, P.Paris. Phys. Rev. 51, (1995), p.1192.
15. V.G.Chumin, V.I.Fominikh, K.Ya.Gromov et al. Preprint JINR E6-96-160 (1996), Dubna.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1997 года.

Громов К.Я., Фоминых В.И.

P6-97-114

К вопросу о количественном анализе

результатов экспериментов по совпадениям ядерных излучений

Предлагается метод анализа экспериментальных результатов исследований совпадений ядерных излучений, основанный на использовании отношений площадей пиков излучений в одиночных спектрах и в спектрах совпадений. Процедура обработки исключает вклад в погрешности получаемых данных — ошибок определения эффективности детекторов. Исключается также влияние на результаты эффектов суммирования импульсов совпадающих ядерных переходов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Gromov K.Ya., Fominikh V.I.

P6-97-114

On the Quantitative Analysis of the Results

of the Nuclear Radiation Coincidence Experiments

A method to analyse the experimental results of the investigations of nuclear radiation coincidences is proposed. It is based on the ratios of the peak areas in the single and coincidence spectra. The procedure excludes the contribution to the results from the detector efficiency errors. The influence of the pulse summing of the coincident nuclear radiations is also excluded.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1997