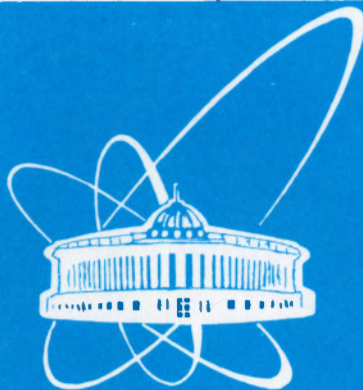


00-101



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

00-101

P6-2000-101

К.Я.Громов, С.А.Кудря¹, Ш.Р.Маликов, Т.М.Муминов²,
Ж.К.Саматов, Ж.Сэрээтэр, В.И.Фоминих, В.Г.Чумин

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ^{213}Po И ^{209}Pb
ПРИ РАСПАДЕ ^{213}Bi И ^{209}Tl

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

¹С.-Петербургский государственный университет, Россия

²Ташкентский государственный университет, Узбекистан

2000

I. Введение

При α - и β -распаде ^{213}Bi ($T_{1/2} = 45,6$ мин) образуются ядра $^{209}\text{Tl}_{128}$ и $^{213}\text{Po}_{129}$, а при β -распаде ^{209}Tl ($T_{1/2} = 2,16$ мин) – ядро $^{209}\text{Pb}_{127}$. Эти ядра близки к дважды магическому $^{208}\text{Pb}_{126}$, и поэтому ожидается, что структура их возбужденных состояний должна хорошо описываться моделью ядерных оболочек. Экспериментальных данных о свойствах уровней, возбуждаемых в этих распадах, сравнительно мало.

Ядро ^{213}Po нельзя получить в ядерных реакциях с легкими заряженными частицами, и единственная возможность исследования структуры его возбужденных состояний – изучение распада ^{213}Bi . Спектр γ -лучей при распаде ^{213}Bi изучали Вылов и др. [1], Диккенс и Мак-Коннел [2] и Хелмер и др. [3]. При распаде ^{213}Bi было установлено возбуждение уровней ^{213}Po с энергиями 292, 440 и 1100 кэВ с пятью γ -переходами с них. Ардиссон и др. [4,5] разработали радиохимические методы приготовления чистых источников ^{213}Bi и ^{209}Tl и получили существенно более полные данные о γ -спектре ^{213}Bi , обнаружив 18 новых γ -переходов с интенсивностью до тысячных долей процента на распад. Схема распада ^{213}Bi дополнена шестью возбужденными состояниями ^{213}Po . Ваврыщук и др. [6] измерили периоды полураспада уровней ^{213}Po : 292,8 кэВ – (78 ± 14) пс и 440,5 кэВ – (93 ± 3) пс и основного состояния – $(3,75 \pm 0,04)$ мкс. Чумин и др. [7], изучая α -спектр ^{213}Bi в равновесии с дочерним ^{213}Po , уточнили отношение интенсивностей ветвей β -распада и α -распада ^{213}Bi , как $(97,80 \pm 0,03)\%$ и $(2,20 \pm 0,03)\%$ соответственно.

Возбуждение в ^{209}Tl уровня с энергией 323,8 кэВ было установлено Желеповым и др. [8]. В α -спектре ^{213}Bi были обнаружены две α -группы $E_{\alpha}=5869$ кэВ и $E_{\alpha}=5549$ кэВ, соответствующие α -переходам в основное состояние и на уровень 323,8 кэВ ^{209}Tl . Гамма-переход с этого уровня в основное состояние наблюдался в [1,2,9]. Уровень 323,8 кэВ ^{209}Tl возбуждается также в реакции $^{210}\text{Pb}(t,\alpha)^{209}\text{Tl}$ [10]. Куасси и др. [9] отнесли к распаду $^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{209}\text{Tl}$ γ -лучи с энергиями 868,0 и 544,9 кэВ, наблюдаемые ими в γ -спектре ^{213}Bi , и предположили, что в ^{209}Tl существует уровень 868 кэВ с разрядкой его в основное состояние и на уровень 323,8 кэВ. Однако в [7] было показано, что интенсивность α -частиц, заселяющих этот уровень, более чем в 100 раз меньше интенсивности γ -лучей 868 кэВ. Таким образом, нет оснований для введения уровня 868 кэВ в ^{209}Tl , а γ -лучи 868 кэВ возникают при β -распаде ^{213}Bi .

В исследованиях простых ядерных реакций получена обширная экс-

периментальная информация о структуре возбужденных состояний ядра ^{209}Pb . Компиляция и оценка этих сведений выполнена Мартином [11]. Экспериментальные данные о свойствах уровней ^{209}Pb , возбуждаемых при распаде ^{209}Tl , более ограничены. Спектры γ -лучей при распаде ^{209}Tl изучались в [1-5]. Как и при исследовании распада ^{213}Bi , наиболее подробные сведения о распаде $^{209}\text{Tl} \rightarrow ^{209}\text{Pb}$ получены Ардиссоном и др. [4,5]. Установлено, что 99% распадов ^{209}Tl происходит на уровень $J^\pi = 1/2^-$, 2149 кэВ ^{209}Pb с разрядкой его каскадом γ -переходов 117, 465 и 1567 кэВ через уровни $J^\pi = 1/2^+$, 2032 кэВ и $J^\pi = 5/2^+$, 1567 кэВ в $J^\pi = 9/2^+$, основное состояние. Спины и четности уровней 2149, 2032, 1567 кэВ и основного состояния установлены в исследованиях ядерных реакций (см. [11]) и интерпретируются как состояния оболочечной модели $n3p_{1/2}^{-1}$, $n4s_{1/2}$, $n3d_{5/2}$ и $n2g_{9/2}$ соответственно. Основному состоянию ^{209}Tl по аналогии с рядом более легких ядер таллия с нечетным A приписывается $J^\pi = 1/2^+$ ($p3s_{1/2}$ -состояние). Разрешенный по правилам отбора по спину и четности β -распад ^{209}Tl должен бы происходить на уровень $J^\pi = 1/2^+$, 2032 кэВ. Между тем 99% распадов происходит на уровень $J^\pi = 1/2^-$, 2149 кэВ. Этот факт модель оболочек объясняет запретом β -перехода $p3s_{1/2} \rightarrow n4s_{1/2}$ по радиальному квантовому числу. Это единственный известный случай такого запрета β -перехода. Датар и др. [12], изучая задержанные β - γ -совпадения при распаде ^{209}Tl , определили верхний предел интенсивности β -распада на уровень 2032 кэВ ^{209}Pb как 0,1% распадов ^{209}Tl и, соответственно, нижний предел значения $\log ft > 8,35$, подтвердив этим предсказание модели о запрете β -перехода $p3s_{1/2} \rightarrow n4s_{1/2}$.

Распады ^{213}Bi и ^{209}Tl сопровождаются испусканием трех-пяти γ -лучей относительно большой интенсивности [1-3] и ряда γ -лучей с интенсивностью 0,01% на распад и менее [4,5]. Настоящее исследование выполнено с целью подтверждения и уточнения данных о малоинтенсивных γ -переходах, исследования спектров γ - γ -совпадений, установления мультипольностей γ -переходов.

II. Методика экспериментов

1. Спектрометрическая аппаратура

В измерениях γ -спектров использованы HPGe-детектор объемом 200 см^3 с энергетическим разрешением (FWHM) $3,5 \text{ кэВ}$ для γ -лучей $1,33 \text{ МэВ}$ ^{60}Co , Ge(Li)-детектор объемом 60 см^3 с разрешением $1,9 \text{ кэВ}$ для γ -лучей $1,33 \text{ МэВ}$ ^{60}Co , HPGe-детектор объемом 2 см^3 с разрешением $1,0 \text{ кэВ}$ для γ -лучей 122 кэВ ^{57}Co и планарный HPGe-детектор $250 \text{ мм}^2 \times 3 \text{ мм}$ с разрешением $0,5 \text{ кэВ}$ для γ -лучей 53 кэВ ^{133}Ba . Для накопления и анализа экспериментальной информации применялась аналоговая электроника производства фирм ORTEC, CANBERRA, ЛЯП ОИЯИ [13], блоки цифровой электроники в стандарте КАМАК [14], персональные ЭВМ. Накопление информации о спектрах совпадений обеспечивалось записью каждого события (E1, E2, t)-совпадений (in list mode) и одиночных спектров E1 и E2, что давало широкие возможности при анализе результатов после окончания экспериментов посредством многократных сортировок с установкой энергетических и временных окон [15]. Ввиду больших объемов получаемой экспериментальной информации для ее хранения и анализа использовалась локальная сеть ОИЯИ и сеть Internet.

Измерения спектров конверсионных электронов выполнялись на β -спектрометре с Si(Li)-детектором (разрешение $2,1 \text{ кэВ}$ на линии K1063 ^{207}Bi) и магнитными фильтрами типа мини-апельсин [16]. Применение магнитных фильтров существенно (до 15 и более раз) увеличивало эффективность регистрации электронов на выбранных участках спектра и снижало загрузку детектора за счет уменьшения эффективности регистрации электронов малых энергий. Новые данные об интенсивности слабых линий конверсионных электронов получены, в основном, в исследованиях совпадений конверсионных электронов с КХ-лучами. В спектрах (КХ, e^-)-совпадений практически полностью подавлялся фон от β^- -спектров. Совпадения с КХ-лучами определяют Z ядра, в котором происходит γ -переход, испытывающий конверсию.

2. Источники излучения

Для исследования радиоактивных излучений при распаде ^{213}Bi и ^{209}Tl мы использовали ^{213}Bi , образующийся при распаде ^{225}Ac ($T_{1/2}=10$ сут). ^{225}Ac выделялся из препарата ^{229}Th ($T_{1/2} = 7,3 \cdot 10^3$ лет) по методике "Изотопный генератор ^{225}Ac ", описанной в [17]. ^{229}Th выделен

из ^{233}U и очищен от примесей примерно за 10 лет до начала наших исследований. Активность выделяемых источников ^{225}Ac была $20 \div 30$ мкКи. Посторонние примеси в источниках ^{225}Ac не наблюдались. Для получения спектров, свободных от излучения изотопов, предшествующих ^{213}Bi в цепочке распадов ^{225}Ac (^{225}Ac , ^{221}Fr и ^{217}At), использовано явление отдачи при α -распаде. Для этого ^{225}Ac , выделенный из ^{229}Th , испарялся в вакууме на алюминиевую фольгу. Затем эта фольга помещалась против "монеты"-коллектора монетного автомата [15]. При этом на "монету"-коллектор собирались ядра отдачи, дочерние по отношению к ^{225}Ac : ^{221}Fr ($T_{1/2}=4,9$ мин), ^{217}At ($T_{1/2}=32$ мкс) и ^{213}Bi ($T_{1/2}=46$ мин). Малая толщина вакуумно-испаренного источника ^{225}Ac , малое расстояние между источником ^{225}Ac и "монетой"-коллектором, достаточно высокий вакуум позволяли достичь эффективности собирания ядер отдачи около 20%. Каждые 90 мин ($2T_{1/2}$ ^{213}Bi) "монета"-коллектор сбрасывалась в измерительную позицию к детекторам излучения и на ее место подавалась новая "монета"-коллектор. Измерительная позиция находилась на расстоянии 1 м от источника ^{225}Ac . Детекторы излучений защищались от излучения источника ^{225}Ac десятью сантиметрами свинцового поглотителя. В измерительной позиции проводились две 45-минутные экспозиции измерений спектров. Спектры второй экспозиции были практически чистыми спектрами ^{213}Bi . Содержание в них излучений ^{225}Ac , ^{221}Fr и ^{217}At контролировалось по самым сильным линиям спектров этих изотопов и было ничтожным. Цикл измерений повторялся многократно.

Гамма-спектры от источника ^{225}Ac измерялись с целью определения интенсивностей γ -лучей ^{213}Bi и ^{209}Tl в процентах на один распад в равновесной цепочке ^{225}Ac по отношению к известной интенсивности γ -лучей 218,2 кэВ ^{221}Fr – 11,2% [18]. Измерения γ -спектра цепочки распадов ^{225}Ac были полезны также для получения дополнительной информации о γ -спектре ^{213}Bi и ^{209}Tl в области $E_\gamma > 0,7 \div 0,8$ МэВ. Другие изотопы цепочки ^{225}Ac испытывают α -распад (^{225}Ac , ^{221}Fr и ^{217}At) или β -распад в основное состояние (^{209}Pb) и не имеют γ -лучей с энергией более $0,7 \div 0,8$ МэВ.

Спектры γ - γ -совпадений и спектры ЭВК исследованы с использованием источника ^{225}Ac в равновесии с дочерними изотопами.

III. Экспериментальные результаты

1. Спектры γ -лучей ^{213}Bi и ^{209}Tl

В табл. 1 и 2 полученные нами сведения о γ -лучах при распаде ^{213}Bi и ^{209}Tl сравниваются с результатами Ардиссона и др. [5]. Все γ -лучи из табл. 1 и 2 мы наблюдали при распаде ^{213}Bi (45,6 мин) и находящегося с ним в равновесии дочернего ^{209}Tl (2,2 мин), (рис. 1). Приписание γ -

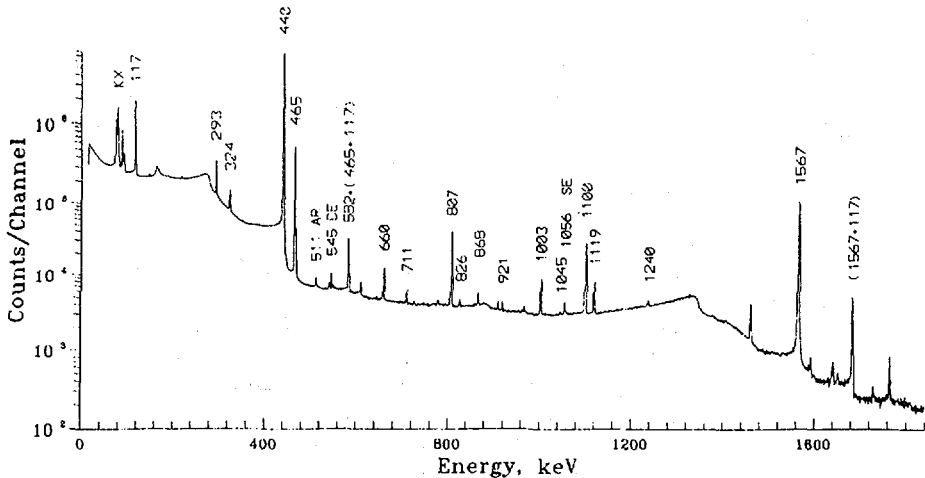


Рис. 1. Гамма-спектр от источника ^{213}Bi (в равновесии с ^{209}Tl), измеренный на спектрометре с HPGe-детектором 75 см^3 . Цифры над пиками – энергии γ -лучей ^{213}Bi и ^{209}Tl . Другие пики принадлежат фону.

лучей распада ^{213}Bi или ^{209}Tl выполнено на основе следующих фактов:

- γ -переходы с энергией больше $\sim 1,4\text{ МэВ}$ возникают в распаде ^{209}Tl , так как энергия β^- -распада ^{213}Bi равна 1430 кэВ . Энергия β^- -распада ^{209}Tl равна 3970 кэВ [19];
- известно, что γ -переходы $440,5$ и $292,8\text{ кэВ}$ возникают в распаде ^{213}Bi на уровни ^{213}Po (см. например [5]);
- γ -лучи $323,8$ и $779,0\text{ кэВ}$ возникают при α -распаде ^{213}Bi и ^{213}Po . Мы наблюдали совпадения этих γ -лучей с соответствующими линиями тонкой структуры α -спектров ^{213}Bi и ^{213}Po ;

- приписание других γ -переходов распадам ^{213}Bi или ^{209}Tl основано на результатах исследований γ - γ -совпадений и обсуждается ниже.

Таблица 1. γ -лучи при распаде ^{213}Bi

Настоящая работа $E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, кэВ	работа $I_\gamma(\Delta I_\gamma)$, %	Ардиссон $E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, кэВ	и др.[5] $I_\gamma(\Delta I_\gamma)$, %	Размещение переходов в схеме распада $E_i \rightarrow E_f$
147,7(1)	0,022(8)	147,66(5)	0,0148(12)	$440,5 \rightarrow 292,8$ ^{213}Po
292,81(1)	0,40(1)	292,76(5)	0,416(23)	$292,8 \rightarrow 0$ ^{213}Po
323,80(4)	0,157(8)	323,69(5)	0,148(12)	α -распад $^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{209}\text{Tl}$
-	-	402,8(3)	0,00010(3)	-
440,44(1)	25,4(3)	440,43(5)	26,1(3)	$440,5 \rightarrow 0$ ^{213}Po
575,2(5)	0,0025(10)	574,8(3)	0,00063(17)	$(867,9 \rightarrow 292,8)$ ^{213}Po
601,0(2)	0,0042(8)	600,7(3)	0,00070(22)	-
604,94(21)	0,0023(6)	604,9(3)	0,00050(18)	-
646,0(1)	0,0024(10)	646,03(9)	0,00231(22)	-
659,74(2)	0,044(3)	659,77(5)	0,0361(20)	$1100,2 \rightarrow 440,5$ ^{213}Po
710,82(3)	0,0119(10)	710,81(21)	0,0102(11)	$1003,6 \rightarrow 292,8$ ^{213}Po
779,00(8)	0,0046(6)	778,87(5)	0,0043(4)	α -распад $^{213}\text{Po} \rightarrow ^{209}\text{Pb}$
807,37(1)	0,283(18)	807,38(5)	0,241(15)	$1100,2 \rightarrow 292,8$ ^{213}Po
826,59(5)	0,0077(13)	826,47(6)	0,0057(5)	$1119,4 \rightarrow 292,8$ ^{213}Po
867,93(3)	0,0123(11)	867,98(3)	0,0111(11)	$867,9 \rightarrow 0$ ^{213}Po
880,9(1)	0,0042(4)	880,2(3)	0,0029(10)	-
-	-	884,6(3)	0,00029(10)	-
-	-	886,66(14)	0,00102(19)	-
-	-	897,0(3)	0,00031(9)	-
1003,59(3)	0,053(3)	1003,55(5)	0,050(5)	$1003,6 \rightarrow 0$ ^{213}Po
1045,10(40)	0,034(19)	1045,70(9)	0,018(3)	$1045,1 \rightarrow 0$ ^{213}Po
1100,18(2)	0,251(17)	1100,12(5)	0,259(16)	$1100,2 \rightarrow 0$ ^{213}Po
1119,50(4)	0,051(3)	1119,29(5)	0,050(3)	$1119,4 \rightarrow 0$ ^{213}Po
-	-	1328,2(3)	0,00039(14)	-

Интенсивности γ -лучей в процентах на распад в равновесной цепочке ^{225}Ac (^{213}Bi) вычислены в результате анализа γ -спектра ^{225}Ac и дочерних изотопов по отношению к интенсивности γ -лучей 218,2 кэВ при α -распаде ^{221}Fr . Интенсивность γ -лучей 218,2 кэВ, равная 11,2 % на распад, определена из интенсивности α -распада ^{221}Fr на уровень 218,2 кэВ ^{217}At : $I_{\alpha 218} = 15,1(2)\%$ [20] и полного коэффициента конверсии γ -перехода 218,2 кэВ. Мультипольность γ -лучей 218,2 кэВ – E2 установлена Желеповым и др. [21]. Для удобства сравнения интенсивностей γ -лучей с данными Ардиссона и др. [5] в табл. 2 даются также интенсивности γ -лучей в процентах на один распад ^{209}Tl .

Таблица 2. γ -лучи при распаде $^{209}\text{Tl} \rightarrow ^{209}\text{Pb}$

$E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, кэВ	Настоящая $I_\gamma(\Delta I_\gamma)$, % ^{213}Bi	работа $I_\gamma(\Delta I_\gamma)$, % ^{209}Tl	Ардиссон $E_\gamma(\Delta E_\gamma)$, кэВ	и др.[5] $I_\gamma(\Delta I_\gamma)$, % ^{209}Tl	Размещение переходов в схеме распада $E_i \rightarrow E_f$, ^{209}Pb
117,18(10)	1,55(8)	78(4)	117,24(5)	73(1)	2149,3 \rightarrow 2032,1
---	---	---	284,04(23)	0,14(7)	
---	---	---	311,5(3)	0,028(14)	
---	---	---	375,5(2)	0,070(15)	
465,21(4)	1,93(10)	97(5)	465,10(5)	95(5)	2032,1 \rightarrow 1566,9
469,9	0,0024(5)	0,12(3)	469,7(3)	0,03(2)	
582,4(2)	0,0056(8)	0,28(4)	—	—	2149,3 \rightarrow 1566,9
748,5(3)	0,0014(6)	0,07(3)	748,0(3)	0,09(3)	2315,4 \rightarrow 1566,9
*755,6(3)	0,022(4)	0,11(2)	—	—	2905 \rightarrow 2149,3
*860,5(3)	0,0051(6)	0,26(4)	—	—	
*873,5(4)	0,0117(16)	0,59(8)	—	—	2905 \rightarrow 2032,1
*890,0(4)	0,0023(6)	0,12(3)	—	—	
*902,8(4)	0,0019(5)	0,10(2)	—	—	
920,8(1)	0,0125(11)	0,63(5)	920,34(9)	0,70(7)	3070 \rightarrow 2149,3
1239,7(2)	0,0084(13)	0,42(7)	1239,76(15)	0,31(12)	2806 \rightarrow 1566,9
1329,3(3)	0,0020(5)	0,10(3)	1329,3(3)	0,026(5)	
1566,9(3)	1,99(9)	100(5)	1566,95(5)	100(5)	
1661,1(5)	0,0020(5)	0,10(2)	—	—	
1673,2(4)	0,0095(9)	0,48(4)	—	—	
1781,7(5)	0,0008(4)	0,04(2)	—	—	
2032,1(5)	< 0,00002	< 0,001	—	—	
2149,0(10)	0,0003(1)	0,015(5)	—	—	2149,3 \rightarrow 0
2315,9(3)	0,0006(2)	0,03(1)	—	—	2315,4 \rightarrow 0

* - Отмеченные γ -переходы могут принадлежать распаду ^{213}Bi , а не ^{209}Tl .

Сведения о γ -лучах ^{213}Bi (табл. 1) с интенсивностью более 0,01%, полученные нами, совпадают с результатами [5]. Ряд γ -лучей с $I_\gamma < 0,01\%$: γ_{402} ; $\gamma_{884,6}$; $\gamma_{886,7}$; $\gamma_{897,0}$ и γ_{1328} — мы не наблюдали. Гамма-лучи 575,2; 601,0 и 604,9 кэВ оказались в наших спектрах в 4 - 5 раз более интенсивными. Уверенная идентификация γ -лучей с интенсивностью менее 0,01% с распадом ^{213}Bi затруднительна, и поэтому мы считаем, что приписание перечисленных γ -переходов распаду ^{213}Bi требует подтверждения.

Сведения о γ -лучах ^{209}Tl 117,2; 465,2; 748,5; 920,8; 1239,7 и 1566,9 кэВ в пределах погрешностей совпадают с данными [5]. Нам не удалось наблюдать γ -лучи: 284,0; 311,5 и 375,5 кэВ, обнаруженные в [5].

Вероятно, это обусловлено тем, что в [5] был исследован γ -спектр ^{209}Tl , отделенного от ^{213}Bi . В спектрах ($^{213}\text{Bi} + ^{209}\text{Tl}$) эти γ -пики расположены на спаде комптоновского распределения от интенсивных γ -лучей 440,5 кэВ ^{213}Bi , и это затрудняло их наблюдение. Большое различие в интенсивности γ -лучей 469,9 кэВ обусловлено, вероятно, трудностью определения их интенсивности при наличии соседнего в тысячу раз более интенсивного γ -пика 465,2 кэВ.

Интенсивные, совпадающие между собой γ -лучи 117,2; 465,2 и 1566,9 кэВ приводят к появлению в γ -спектрах пиков суммирования импульсов: 582,4; 1684,1 и 2032,1 кэВ. Анализ спектров, измеренных при различных расстояниях источник-детектор, и учет того, что γ -лучи 1684,1 кэВ по предлагаемой схеме распада существовать не могут, позволили установить, что при распаде ^{209}Tl испускаются γ -лучи 582,4 кэВ с интенсивностью 0,28% на распад ^{209}Tl . Установлен верхний предел интенсивности γ -лучей 2032 кэВ – $1 \cdot 10^{-3}\%$ на распад ^{209}Tl . В измерениях с HPGe-детектором 200 см³ обнаружены γ -лучи с энергиями 2149 и 2315 кэВ (рис. 2). Вклад суммирования импульсов в эти γ -пики пренебрежимо мал.

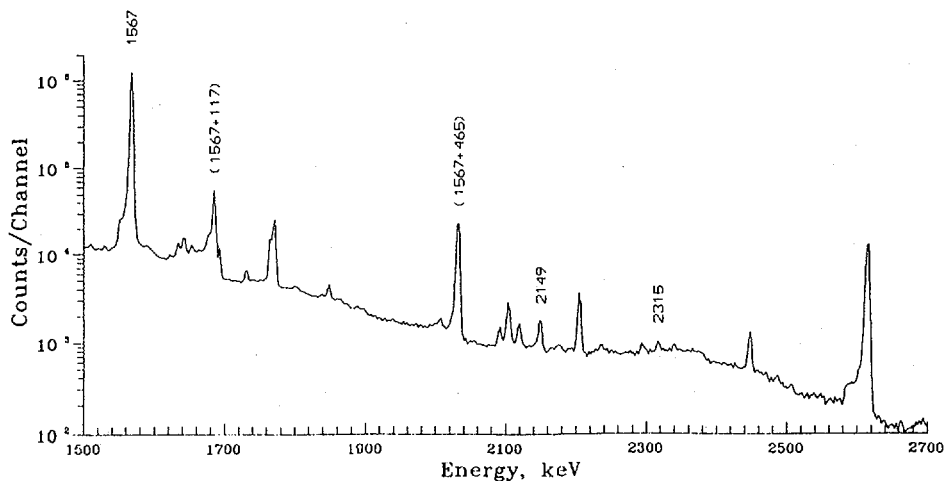


Рис. 2. Спектр γ -лучей ^{209}Tl в области $E_\gamma > 1500$ кэВ, измеренный с HPGe-детектором 200 см³. Цифры над пиками – энергии γ -лучей, возникающие при распаде ^{209}Tl . Другие пики принадлежат фону.

В области $E_\gamma > 750$ кэВ обнаружено восемь новых малоинтенсивных γ -переходов. Приписание γ -лучей с энергиями от 755,6 до 902,8 кэВ распаду ^{209}Tl предпочтительно, но не исключается их принадлежность распаду ^{213}Bi . Гамма-лучи 1661, 1673,2 и 1781,7 кэВ относим к распаду ^{209}Tl , т.к. их энергия больше энергии бета-распада ^{213}Bi ($Q_\beta = 1430$ кэВ).

2. Исследование γ - γ -совпадений. Схемы уровней ^{213}Po и ^{209}Pb при распадах ^{213}Bi и ^{209}Tl

Анализ результатов исследований γ - γ -совпадений выполнялся количественно [22]. Для каждой пары совпадающих гамма-лучей определялась величина

$$\frac{S_{\gamma_{ik}-I} \cdot S_{\gamma_{kl}-II}}{S_{\gamma_{kl}-II}^{\gamma_{ik}-I}} = N \cdot a_k, \quad (1)$$

где:

$S_{\gamma_{ik}-I}$ и $S_{\gamma_{kl}-II}$ – площади пиков γ_{ik} и γ_{kl} в одиночных спектрах, измеренных на первом и втором спектрометрах,

$S_{\gamma_{kl}-II}^{\gamma_{ik}-I}$ – площадь пика в спектре совпадений при регистрации γ_{ik} на первом спектрометре и γ_{kl} на втором спектрометре (площадь пика совпадений γ_{kl} в спектре второго спектрометра при установке окна γ_{ik} на первом спектрометре),

N – число распадов исследуемого ядра за время эксперимента,

a_k – заселенность уровня k : сумма интенсивностей ядерных переходов, приходящих на уровень k или уходящих с него.

Вычисляя это отношение, получаем величины $N \cdot a_k$, пропорциональные заселенности уровня k . Значения $N \cdot a_k$ используем при анализе баланса интенсивностей в схеме распада. В случаях относительно малоинтенсивных совпадений погрешность определения $N \cdot a_k$ возрастает. В этих случаях значения $N \cdot a_k$ использованы для контроля надежности наблюдаемых совпадений, для отбора случаев истинных совпадений от случаев, связанных с побочными эффектами.

В табл. 3 представлена информация о наблюдаемых нами парах совпадающих γ -переходов. Число пар в два раза меньше, чем в работе [5]. Так, в противоречии с [5], мы не обнаружили совпадений γ -лучей

1239,7 кэВ с γ -лучами 117,2 и 465,2 кэВ (рис. 3а и б) и наблюдаем совпадения γ 1239,7 только с γ 1566,9 (рис. 3в). Интенсивности γ -лучей 920,8 и 1239,7 кэВ (0,6% и 0,4%) таковы, что при наблюдении совпадений с γ 920,8 кэВ должны были бы наблюдаться, если они существуют, и совпадения с γ 1239,7 кэВ.

Таблица 3. γ - γ -совпадения при распаде ^{213}Bi и ^{209}Tl

	E_γ (кэВ) в окне	Энергия совпадающих γ -лучей (кэВ)
$^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{213}\text{Po}$	292,8	147,7; 710,8; 807,4; 826,6
	440,5	659,7
	659,7	440,5
	710,8	292,8
	807,4	292,8
	826,6	292,8
$^{209}\text{Tl} \rightarrow ^{209}\text{Pb}$	117,2	465,2; 920,8; 1566,9
	465,2	117,2; 920,8; 1566,9
	582,4	1566,9
	748,5	1566,9
	1566,9	117,2; 465,2; 582,4; 748,5; 920,8; 1239,8

Сведения о совпадениях и интенсивностях γ -лучей при распаде ^{213}Bi и ^{209}Tl позволяют построить схемы уровней ^{213}Po и ^{209}Tl , возбуждаемых в этих распадах.

При распаде ^{213}Bi γ -переходы 440,5 и 292,8 кэВ, как самые интенсивные, определяют нижние возбужденные состояния ^{213}Po . Совпадения γ -лучей 710,8; 807,4 и 826,6 кэВ с γ -лучами 292,8 кэВ и γ -лучей 659,7 кэВ с γ -лучами 440,5 кэВ, а также отсутствие совпадений с γ 1003,6; γ 1100,2 и γ 1119,5 кэВ определяют уровни 1003,6; 1100,2 и 1119,4 кэВ. Ненаблюдение совпадений с γ 867,9 кэВ и γ 1045,1 кэВ позволяет считать, что они происходят в основное состояние и определяют уровни с этими энергиями (рис. 4).

При распаде ^{209}Tl положение нижних возбуждаемых уровней устанавливается каскадом интенсивных γ -переходов 1566,9; 465,2 и 117,2 кэВ. Их полные интенсивности - более 99% распадов ^{209}Tl . Последовательность испускания этих γ -переходов - положения уровней 1566,9; 2032,1 и 2149,3 кэВ установлены в исследованиях ядерных реакций. Уровни 2315,4; 2806,6 и 3070,1 кэВ вводятся на основании наблюдения совпадений γ 748,5 кэВ с γ 1566,9 кэВ, γ 920,8 кэВ с γ 117,2 кэВ, γ 465,2

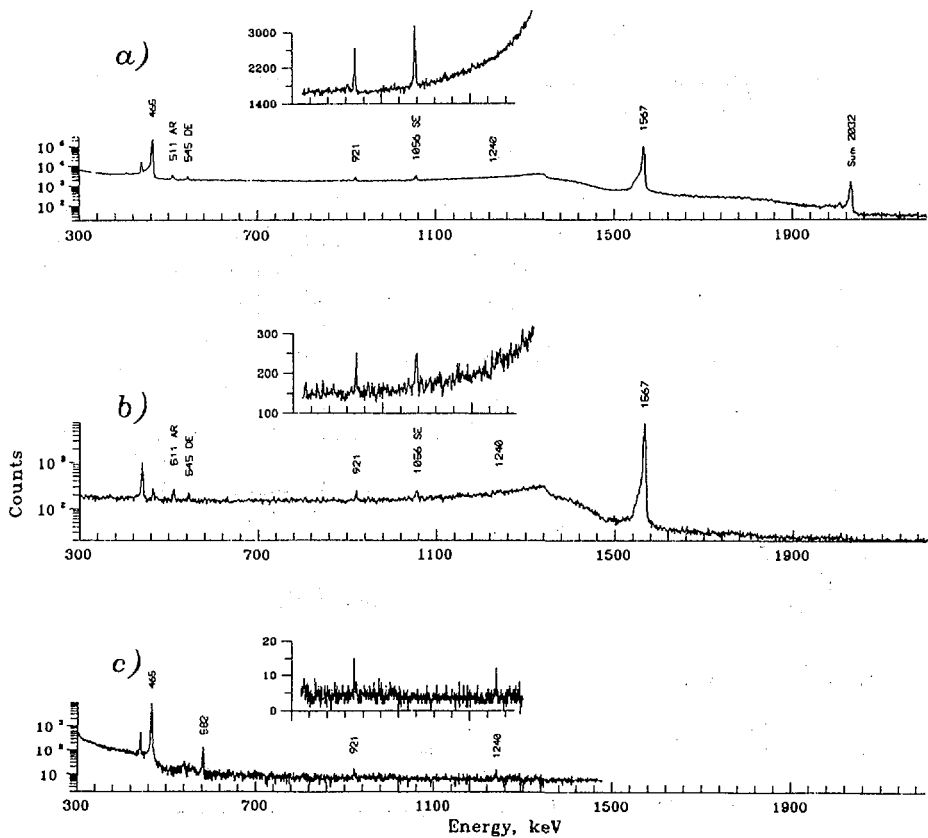


Рис. 3. Спектры γ - γ -совпадений при распаде ^{209}Tl :

- а) спектр γ -лучей (HPGe 200 см^3), совпадающих с "окном", установленным в спектре детектора HPGe- 2 см^3 на γ -117;
- б) то же в "окне" γ -465;
- в) спектр γ -лучей (HPGe 2 см^3), совпадающих с "окном", установленным в спектре детектора HPGe- 200 см^3 на γ -1567.

Цифры над пиками – энергии γ -лучей ^{209}Tl . Другие – случайные совпадения

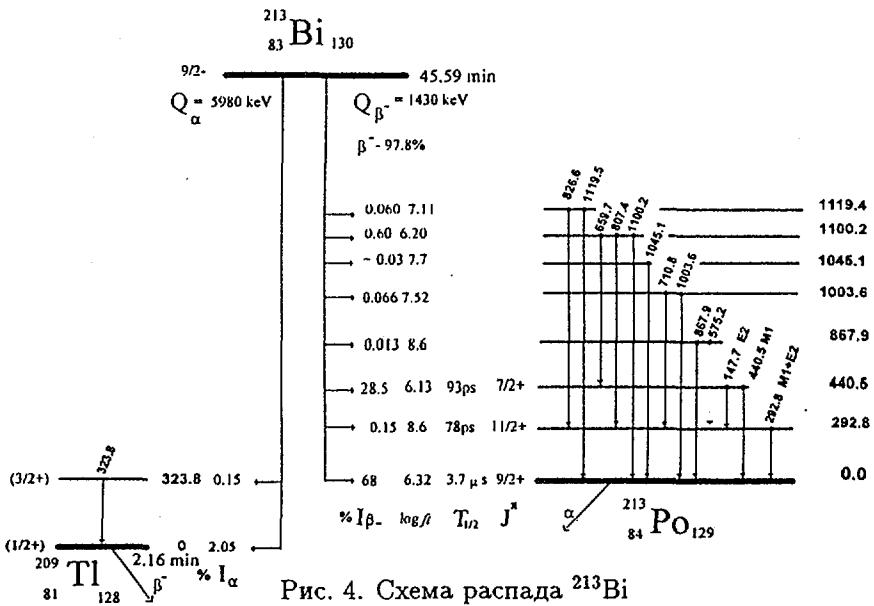


Рис. 4. Схема распада ^{213}Bi

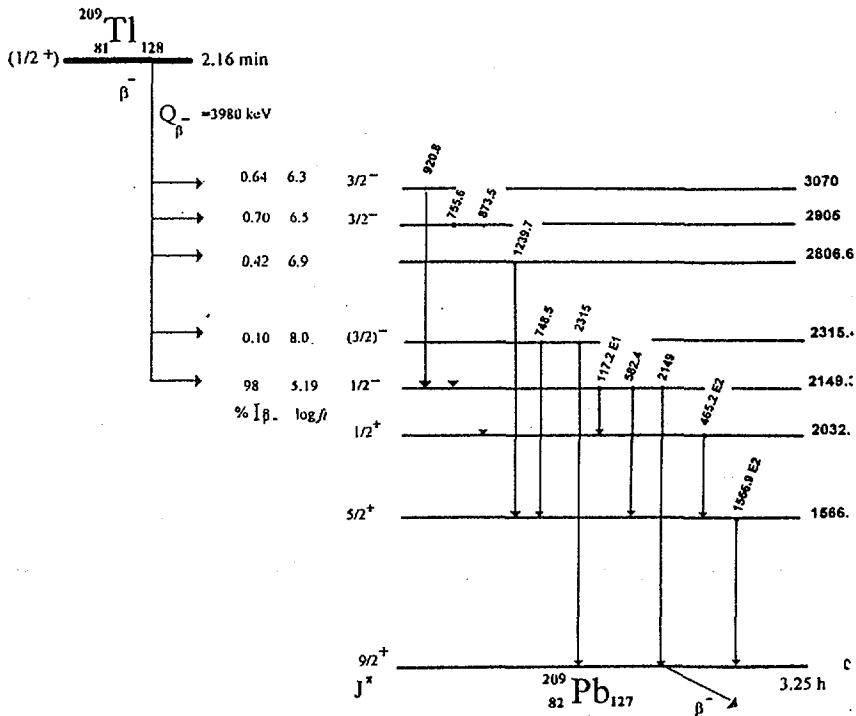


Рис. 5. Схема распада ^{209}Tl

кэВ и γ 1566,9 кэВ и γ 1239,7 кэВ с γ 1566,9 кэВ соответственно. Предполагаем, что в распаде ^{209}Tl возбуждается наблюдаемый в (t,p)- и (p-d)- реакциях уровень 2905 кэВ, с разрядкой его на уровни 2032,1 кэВ (γ -переход 873,5 кэВ) и 2149,3 кэВ (γ -переход 755,6 кэВ) (рис. 5).

Вычисления заселенностей уровней 1566,9 и 2032,1 кэВ в ^{209}Pb по формуле (1) показывают, что в пределах экспериментальной погрешности ($\sim 1\%$) они одинаковы. Принимая заселенность уровня 1566,9 кэВ в ^{209}Pb равной интенсивности γ -лучей 1566,9 кэВ – 1,99% (табл. 2), вычислили (по формуле (1)) заселенности уровней 292,8 и 440,5 кэВ в ^{213}Po : $a_{293} = 0,47(2)\%$ и $a_{440} = 28(2)\%$ на один распад ^{213}Bi .

3. Мультипольности γ -переходов при распаде ^{213}Bi и ^{209}Tl

Коэффициенты внутренней конверсии γ -переходов на К-оболочке атома – α_k и, соответственно, мультипольности γ -переходов определялись двумя методами: 1) из относительных интенсивностей КХ-лучей и γ -лучей в спектрах совпадений и 2) из относительных интенсивностей К-конверсионных линий в спектрах совпадений с КХ-лучами.

В первом случае рассматривались спектры совпадений с γ -лучами, совпадающими по схеме распада только с одним γ -переходом (или с несколькими, если вкладом других γ -переходов в конверсию (в интенсивность КХ-лучей) можно пренебречь). Из отношения интенсивностей ($K_{\alpha_2} + K_{\alpha_1}$) – X-лучей и γ -лучей с учетом выхода флюоресценции ($K_{\alpha_2} + K_{\alpha_1}$) – X-лучей получали α_k перехода.

Во втором случае на β -спектрометре с Si(Li)-детектором и магнитными фильтрами типа мини-апельсин измерялись относительные интенсивности К-конверсионных линий в спектрах совпадений с КХ-лучами. Коэффициенты внутренней конверсии α_k получали при сравнении интенсивностей этих линий с интенсивностями γ -лучей. В табл. 4 полученные значения α_k сравниваются с расчетными [23] для разных мультипольностей. Впервые измерены коэффициенты внутренней конверсии на К-оболочке и определены мультипольности γ -переходов: 147,7 кэВ – E2; 292,8 кэВ – M1+E2; 323,8 кэВ – M1+E2; 117,2 кэВ – E1; 465 кэВ – E2 и 1566,9 кэВ – E2. Подтверждается определенная в [21] мультипольность перехода 440,5 кэВ – M1(+E2).

Таблица 4. Коэффициенты конверсии и мультипольности γ -переходов

E_γ (кэВ)	α_k		α_k	σL
	X - γ	X - e^-	расчет	
147,7	0,33(14)	-	E2 0,313; M1 3,03	E2, $\delta^2 > 15$
292,8	0,20(5)	0,24(7)	E2 0,071; M1 0,444	M1+E2, $\delta^2 = 1,4^{+1,2}_{-0,6}$
323,8	0,131(15)	-	E2 0,053; M1 0,26 E3 0,144	M1+E2, (E3)
440,5	0,13(2)	-	E2 0,029; M1 0,147	M1($\delta^2 < 0,15$)
117,2	0,25(2)	-	E1 0,238; M1 4,87 M2 28,9	E1(M2 < 0,1%)
465,2	-	0,027(4)	E2 0,024; M1 0,107	E2
1566,9	-	0,0024(9)	E2-0,0023, M1<0,0047	E2

4. Обсуждение результатов

Распад ^{213}Bi . Согласно анализу экспериментальных данных, выполненному в [24,25], спин и четность основного состояния ^{213}Bi равны $9/2^-$ (состояние $(\text{ph}_{9/2} \text{ ng}_{9/2}^4)$). Чумин и др. [7] изучали α -спектр ^{213}Bi и измерили интенсивности α -линий с энергиями $E_{\alpha 0} = 5869$ кэВ и $E_{\alpha 323,8} = 5549$ кэВ при α -распаде ^{213}Bi и $E_{\alpha 0} = 8376$ кэВ при α -распаде дочернего ^{213}Po ($T_{1/2}=3,7$ мкс [6]): 2,05(3)%, 0,153(3)% и 97,80(3)% на распад ^{213}Bi соответственно. Таким образом, интенсивность α -распада ^{213}Bi определяется как 2,20(3)% и β -распада - 97,80(3)%. При α -распаде ^{213}Bi возбуждается уровень с энергией 323,8 кэВ ^{209}Tl . Мы наблюдаем совпадения γ -лучей 323,8 кэВ с α -частицами $E_{\alpha 323,8} = 5549$ кэВ. В [7] установлено, что интенсивность α -линий, заселяющих при распаде ^{213}Bi уровни ^{209}Tl с энергией больше ~ 350 кэВ, меньше $1 \cdot 10^{-4}$ % на распад ^{213}Bi . Спин и четность основного состояния ^{209}Tl , по аналогии с другими ядрами таллия с нечетными A от 195 до 207, предполагаются равными $J^\pi = 1/2^+$ (состояние $4s_{1/2}^{-1}$ оболочечной модели). Все известные ядра таллия с нечетными A имеют первые возбужденные состояния с энергией от 204 до 385 кэВ с $J^\pi = 3/2^+$ и с γ -переходами в основное состояние типа M1+E2. Предполагалось, что и уровень 323,8 кэВ в ^{209}Tl имеет $J^\pi = 3/2^+$. Измерение коэффициента конверсии и определение мультипольности перехода 323,8 кэВ подтверждают это предположение.

Предлагаемая нами схема распада ^{213}Bi изображена на рис. 4. Приведенные на схеме интенсивности β -распада на уровни ^{213}Po и со-

ответствующие значения $\log ft$ рассчитаны на основе баланса интенсивностей γ -переходов с учетом коэффициентов внутренней конверсии (табл.4). Существенные изменения в значениях I_{β} - и $\log ft$ по сравнению с работой [5] имеются для двух уровней: 292,8 и 1045,1 кэВ. Интенсивность β -распада на уровень 292,8 кэВ уменьшена более чем в два раза и значение $\log ft$ увеличено от 8,2 до 8,6 в связи с определением мультипольности γ -перехода 292,8 кэВ: $M1+E2$, $\delta^2 = 1,4$. В [5] предполагалось, что переход 292,8 кэВ типа $M1$. Для уровня 1045,1 кэВ в [5] допущена ошибка в расчетах. Мы не получили экспериментальных данных, подтверждающих уровень 1328,2 кэВ, введенный в [5].

Блиские к единице значения факторов задержки α -распада для переходов между основными состояниями $^{213}\text{Po} \rightarrow ^{209}\text{Pb}$ ($HF=1,7$) и $^{217}\text{Rn} \rightarrow ^{213}\text{Po}$ ($HF=1,4$) позволяют приписать основному состоянию ^{213}Po конфигурацию $(p1h_{9/2}^2, n2g_{9/2}^3)$ с $J^{\pi} = 9/2^{-}$. Мультипольности γ -переходов 147,7 кэВ ($E2$), 292,8 кэВ ($M1+E2$) и 440,5 кэВ ($M1$) с первых двух возбужденных состояний 292,8 кэВ и 440,5 кэВ определяют положительную четность этих состояний. Среди близких к основному состоянию ^{213}Po уровней положительной четности с $J^{\pi} = 7/2, 9/2, 11/2$ по модели оболочек ожидаются состояния той же конфигурации, что и основное состояние, а также состояние типа $(p1h_{9/2}^2, n2g_{9/2}^2, 1h_{11/2})$, связанное с переходом одного нейтрона в одночастичное состояние $1i_{11/2}$. Большое различие вероятностей β -распада на уровни 440,5 кэВ ($\log ft = 6,13$) и 292,8 кэВ ($\log ft = 8,6$) указывает на то, что уровень 440,5 кэВ следует связать с $J^{\pi} = 7/2^{+}$ возбуждением конфигурации основного состояния. Уровню 292,8 кэВ приписываем конфигурацию $(p1h_{9/2}^2, n2g_{9/2}^2, 1i_{11/2})$ с $J^{\pi} = 11/2^{+}$. В табл. 5 с использованием измеренных нами ранее [6] периодов полураспада уровней 292,8 кэВ и 440,5 кэВ и сведений о мультипольности переходов, полученных в настоящей работе, рассчитаны приведенные вероятности γ -переходов. Малые значения приведенных вероятностей $M1$ -компонентов γ -переходов 440,5 кэВ и 292,8 кэВ подтверждают сделанную интерпретацию уровней. $M1$ -переход между состояниями одной конфигурации (γ -переход 440,5 кэВ) запрещен. Наличие этого перехода указывает на примеси других конфигураций к состоянию 440,5 кэВ. $E2$ -характер γ -перехода 147,7 кэВ и некоторое ускорение $M1$ -компонента γ -перехода 292,8 кэВ по сравнению с γ -переходом 440,5 кэВ согласуются с приписанием главному компоненту волновой функции состояния 292,8 кэВ конфигурации $(p1h_{9/2}^2, n2g_{9/2}^2, 1i_{11/2})$. Имеющиеся экспериментальные данные о свойст-

вах более высоких уровней ^{213}Po : значения $\log ft$ и характер разрядки γ -переходами — не позволяют сделать определенные заключения об их спинах и четности. Вероятно, все эти уровни имеют положительную четность, а спины их ограничены значениями $7/2, 9/2, 11/2$. Большое значение $\log ft = 8,6$ для β -перехода на уровень $867,9$ кэВ допускает приписание этому уровню и $J = 13/2$.

Таблица 5. Приведенные вероятности γ -переходов с уровней $292,8$ и $440,5$ кэВ в ^{213}Po

E_γ уровня, кэВ	$T_{1/2}(\Delta T_{1/2})$, пс	E_γ , кэВ	σ_L	δ^2	$B(\sigma_L)$, WU
292,8	78(14)	292,8	M1	1,4	$5,1 \cdot 10^{-3}$
		292,8	E2		~ 20
440,5	93(3)	440,5	M1(+E2)	$\leq 0,15$	$2,8 \cdot 10^{-3}$
		147,7	E2		$8,7 \cdot 10^{-1}$

Распад ^{209}Tl . Предлагаемая нами схема распада ^{209}Tl изображена на рис.5. Приведенные на схеме интенсивности β -распада на уровни ^{209}Pb и значения приведенных вероятностей β -переходов — $\log ft$ рассчитаны на основе баланса интенсивностей γ -переходов при предположении, что β -распада в основное состояние ^{209}Pb и на уровни $1566,9$ и $2032,1$ кэВ нет. При этом, однако, следует отметить, что, как было показано выше, интенсивность распадов ^{213}Bi в ^{209}Tl согласно [7] равна $2,20(3)\%$ распадов ^{213}Bi , а суммарная интенсивность γ -переходов в основное состояние ^{209}Pb (см. табл.2) равна $2,00(10)\%$ распадов ^{213}Bi , что означает, что в предлагаемой схеме распада не учитывается не менее 5% распадов ^{209}Tl . Это можно объяснить или тем, что происходит распад ^{209}Tl в основное состояние ^{209}Pb и на уровни $1566,9$ и $2032,1$ кэВ, или, что более вероятно, тем, что при распаде ^{209}Tl заселяется ряд еще не обнаруженных уровней ^{209}Pb с интенсивностью не менее 5% на распад ^{209}Tl ($0,10\%$ на распад ^{213}Bi). Поправка на это обстоятельство в значениях $\log ft$ незначительна (в пределах погрешности их определения).

Спины и четности первых трех уровней ^{209}Pb , возбуждаемых при распаде ^{209}Tl : $1566,9$ кэВ — $5/2^+$; $2032,1$ кэВ — $1/2^+$; $2149,3$ кэВ — $1/2^-$ — установлены в исследованиях ядерных реакций [11] и подтверждаются определенными в настоящей работе мультипольностями γ -переходов. Уровни $2319(2)$ кэВ — $(3/2)^-$; $2904(4)$ кэВ — $3/2^-$ и $3076(5)$ кэВ — $3/2^-$

наблюдались в исследованиях (p,d), (d,p) и (t,p) ядерных реакций [11]. Предполагая, что при β -распаде ^{209}Tl заселяются те же уровни, мы приписываем уровням 2315 кэВ, 2905 кэВ, 3070 кэВ $J^\pi = (3/2)^-, 3/2^-$ и $3/2^-$ соответственно. Значения $\log ft$ для β -распада на эти уровни и характер наблюдаемой разрядки их γ -переходами не противоречат таким их характеристикам. Ардиссон и др. [5] сообщили о наблюдении при распаде ^{209}Tl уровней с энергиями 2461, 2525 и 3390 кэВ. Мы не получили экспериментальных данных, подтверждающих возбуждение этих уровней.

В рамках сферической модели оболочек основному состоянию ядра ^{209}Pb с одним валентным нейтроном следует приписать конфигурацию $n2g_{9/2}$, уровню 1566,9 кэВ – $n3d_{5/2}$, уровню 2032,1 кэВ – $n4s_{1/2}$ и уровню 2149,3 – $n3p_{1/2}$. Пока нет достаточных оснований для интерпретации в рамках модели оболочек более высоких уровней ^{209}Pb . Вероятно, среди них есть состояния, в волновую функцию которых вносит значительный вклад одночастичное состояние $n3p_{3/2}^{-1}$, и состояния с более сложной структурой.

Для того чтобы на основе измерений спектров излучений при распаде ^{209}Tl сделать заключение о степени запрета по радиальному квантовому числу β -перехода $p3s_{1/2} \rightarrow n4s_{1/2}$ (распад ^{209}Tl , $J^\pi = (1/2^+)$ на уровень 2032,1 кэВ, $J^\pi = 1/2^+$ ^{209}Pb), необходимо получить экспериментальные данные об интенсивностях γ -переходов 465,2 и 117,2 кэВ. Разность полных интенсивностей этих переходов с поправками на заселение уровня 2032,1 кэВ малоинтенсивными γ -переходами есть интенсивность β -распада на уровень 2032,1 кэВ. При наших вычислениях баланса интенсивностей в схеме распада ^{209}Tl полные интенсивности γ -переходов 117,2; 465,2 и 1566,9 кэВ совпали с точностью лучшей одного процента. Однако мы не можем гарантировать точность определения зависимости эффективности использованных γ -спектрометров от энергии γ -лучей лучше чем 3% и должны считать, что интенсивности этих переходов равны в пределах 3%. Поэтому мы, к сожалению, не смогли даже приблизиться к тому минимальному пределу (0,1%) интенсивности β -распада на уровень 2032,1 кэВ ^{209}Pb , который получен в эксперименте Датара и др. [12].

Авторы глубоко признательны В.Г.Егорову за предоставление для выполнения экспериментов большого (200 см^3) HPGe-детектора. Авторы благодарят В.М.Горожанкина за плодотворные обсуждения в ходе выполнения работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 94-02-04828а и 98-02-16451).

Литература

1. Вылов Ц., Головков Н.А., Джелепов Б.С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ. **41** (1977) 1634.
2. Dickens J.K., Mc Connell J.W. Radiochem. Radioanal. Lett. **47** (1981) 331.
3. Helmer R.G., Reich C.W., Lee M.A., Ahmad I. Int. J. Appl. Radiat. Isot. **37** (1986) 139.
4. Ardisson G., Barci V., El Samad O. Nucl. Instr. and Meth. **A339** (1994) 168.
5. Ardisson G., Barci V., El Samad O. Phys. Rev. **C57** (1998) 612.
6. Ваврыщук Я., Каляпкин К.В., Юлдашев М.Б. и др. Изв. РАН, сер. физ. **61** (1997) 32.
7. Чумин В.Г., Фоминых В.И., Фуряев Т.А. и др. Изв. РАН, сер. физ. **61** (1997) 2062.
8. Джелепов Б.С., Иванов Р.Б., Михайлова М.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ. **31** (1967) 568.
9. Kouassi M.C., NACHEM C., Ardisson C., Ardisson G. Nucl. Instr. and Meth. **A280** (1989) 424.
10. Ellegaard C., Barnes P.D., Flynn E.R. Nucl. Phys. **A259** (1976) 435.
11. Martin M.J. Nucl. Data Sheets **63** (1991) 723.
12. Datar V.M., BABA C.V.K., Acharya S.N et al. Phys. Rev. **C22** (1980) 1787.
13. Антюхов В.А., Вюонг Дао Ви, Динель З. и др. Сообщение ОИЯИ **10-80-650**. Дубна, 1980.
14. Журавлев Н.И., Крайпе Г., Опалек Т. и др. Сообщение ОИЯИ **P10-88-937**. Дубна, 1988.
15. Фоминых В.И., Ваврыщук Я., Веселов Г.В. и др. Приборы и техника эксперимента **5** (1995) 19.
16. Горожанкин В.М., Громов К.Я., Калинин В.Г. и др. Приборы и техника эксперимента **3** (1997) 8.

17. Tsupko-Sitnikov V.V., Noursev Yu.V., Khalkin V.A. J. Radioanalit. Nucl. Chem. **202** (1996) 75.
18. Громов К.Я., Джаббер Д.К., Маликов Ш.Р. и др. Изв. РАН, сер. физ. **63** (1999) 860.
19. Audi G., Bersillon O., Blachot J., Wapstra A.H. Nucl. Phys. **A624** (1997) 1.
20. Leang C.F., Bastin-Scoffier G. Comp.Rend **266B** (1968) 629. Leang C.F., Thesis University Paris (1969)
21. Джелепов Б.С., Золотавин А.В., Иванов Р.Б. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ. **33** (1969) 1607.
22. Громов К.Я., Фоминых В.И. Изв. РАН. Сер. физ. **61** (1997) 2051.
23. Банд И.М., Тржаковская М.Б. Таблицы КВК γ -лучей на К, L, M, оболочках, Ленинград, 1978.
24. Akevali Y.A. Nuclear Data Sheets **66** (1992) 237.
25. Chumin V.G., Fominykh V.I., Gromov K.Ya. et al. Z. Phys **A358** (1997) 33.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 мая 2000 года.