

ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ РАДИОАКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИСТОЧНИКАХ $^{152,154,155}\text{Eu}$ И ^{153}Gd В РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Н. Ф. Митрохович

Исследованы вторичные электроны околонулевой энергии (e_0), образующиеся в источниках $^{152,154,155}\text{Eu}$ и ^{153}Gd , использующихся в спектроскопии конверсионных электронов. На основе (γ - e_0)- и (KX - e_0)-совпадений определены Z -характеристики $Z = N(\gamma-e_0)/N\gamma$ и Z_β/Z_e испускания e_0 -электронов в зависимости от нуклида, его среды, геометрии измерений и напряженности собирающего электрического поля. Данные указывают, что в образовании e_0 -электронов от β -распада ^{154}Eu участвует неизвестный низкоэнергетичный компонент

Исследование испускания вторичных электронов (e_0) из радиоактивного источника представляет интерес при измерениях коэффициентов внутренней конверсии (КВК) γ -переходов [1, 2], поскольку вероятность испускания e_0 -электронов при конверсии значительна, а также для идентификации собственно ядерного низкоэнергетичного излучения или любого другого низкоэнергетичного электронного излучения околонулевой области, не относящегося ко вторичной электронной эмиссии. В данной работе исследованы выходы e_0 -электронов в различных экспериментальных условиях измерений КВК, что представляет непосредственный интерес с точки зрения устойчивости самого метода [1, 2] при прецизионных измерениях. В частности, исследован выход (Z) e_0 -электронов от различных частей источника и геометрии, а также поведение относительного выхода e_0 -электронов от конверсионного электрона по отношению к выходу от вакансии (Z_e/Z_e), входящего в приводимые в [1, 2] формулы для определения КВК.

Экспериментальная и методическая сторона предпринятых исследований такова. В данной работе исследованы вторичные электроны околонулевой энергии (e_0), образующиеся в открытых реакторных источниках толщиной 10 - 20 мкг/см², находящихся на тонких алюминиевых подложках. Источниками являлись ^{152}Eu (+6% ^{154}Eu в виде примеси), ^{154}Eu (+14% ^{155}Eu и небольшая примесь ^{152}Eu), ^{153}Gd ($^{152,154}\text{Eu}$). Экспериментальная методика основана на измерении (γ - e_0)- и (KX - e_0)-совпадений и определении Z -характеристики выхода и регистрации e_0 -электронов ($Z = N(\gamma-e_0)/N\gamma$) от различных излучений и для различных экспериментальных условий (различная среда нуклида, разные напряженности собирающего поля и разные геометрии собирания e_0). Геометрия измерений представлена на рис. 1, на котором MCD обозначен детектор e_0 -электронов на основе шеврона микроканальных пластин, S обозначен источник с различной ориентацией ("up" - активностью, "down" - подложкой) к MCD, E обозначена пластина-электрод, моделирующая подложку, и

показан HPGe или Ge(Li) γ -детектор, находящийся вне вакуумной камеры. MCD, S, E находятся под различными потенциалами, что позволяет выбирать собирание e_0 -электронов от различных частей геометрии. Z , по определению, является экспериментально зарегистрированным выходом e_0 -электронов, связанным с наблюдаемым γ -переходом. Учи-

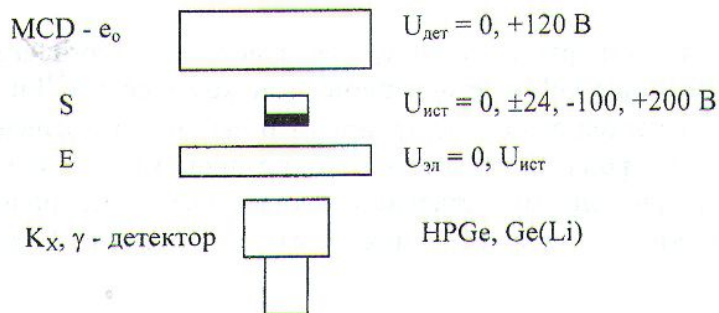


Рис. 1. Геометрия измерений γ - e_0 и KX - e_0 -совпадений.

тывая, что $Z \leq 0.1$, это является также абсолютной вероятностью регистрации методикой e_0 -электронов, приведенной к одному переходу. В дальнейшем будут употребляться оба определения в зависимости от требуемого контекста. Измеряемыми величинами являлись Z_e , Z_β , Z_γ , $Z_{K\alpha}$, которые в ряде случаев определялись непосредственно, а в ряде других вычислялись, для определения Z_e/Z_e . Существенной частью таких вычислений являлась программа вычисления Z -выходов e_0 -электронов от электронного излучения, основанная на вводимой зависимости $Z_E = -adEdx$ и взвешивании Z_E по форме β -спектра, позволяющая по измеренным значениям Z от конкретного электронного спектра вычислять Z для любого другого спектра (далее - программа Z -БЕТА). На рис. 2 представлены фрагменты схем распада из [3], которые объясняют приводимые далее соотношения для измеряемых основных величин $Z_{K\alpha}$, $Z_{\gamma 122}$, $Z_{\gamma 344}$, $Z_{\gamma 1086}$, $Z_{\gamma 105}$, $Z_{\gamma 123}$, Z_β , и далее обсуждается получение интересующего нас отношение Z_e/Z_e . Конкретные измерения будут рассмотрены позже.

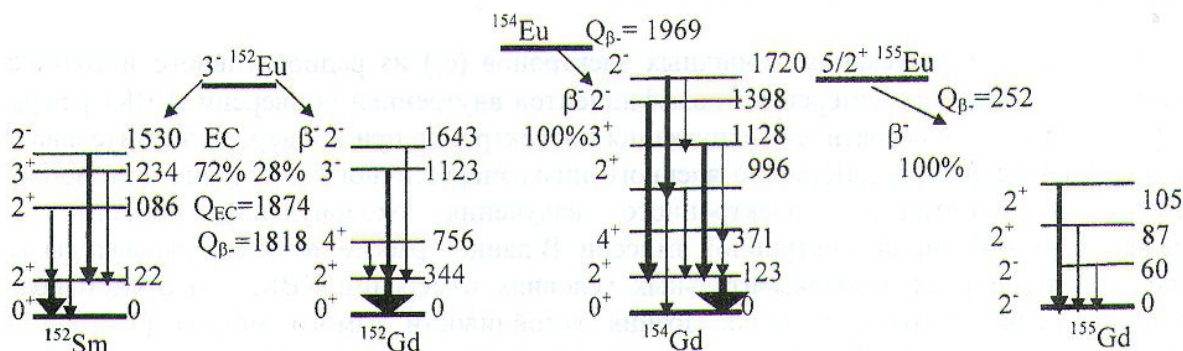


Рис. 2. Фрагменты схем распада $^{152,154,155}\text{Eu}$ с наиболее интенсивными компонентами из [3].

Для ^{152}Eu отношение Z_e/Z_e может быть определено по $Z_{\gamma 344}$ и $Z_{\gamma 1086}$ из измерений в высокоэнергетичной части спектра и применением программы Z -БЕТА. Из измерений в низкоэнергетичной части γ -спектра Z_e может быть определено по $Z_{\gamma 122}$ для ϵ -ветви распада, а для β -ветвей по $Z_{K\alpha}$, если другие компоненты этой вероятности каким-то образом измерены или вычислены. Z_e (от электрона конверсии $\gamma 122$) может быть определено по $Z_{K\alpha}$, $Z_{\gamma 122}$ и известному значению КВК α_{122} и значению P_{122} вероятности заселения в ϵ -компоненте ^{152}Eu состояния 122 кэВ, равному $(1 + \alpha_{122})I_{\gamma 122}/P_e$. Такая возможность обусловлена тем, что Z_e входит в общую вероятность регистрации e_0 -электронов от одного акта рентгеновского K_α -перехода в атомной оболочке Sm, которая является суммой следующих слагаемых: вероятности регистрации e_0 -электронов от вакансии на L-оболочке при K_α -переходе, вакансии при конверсии (в основном от $\gamma 122$ E2) и от самого конверсионного электрона Z_e :

$$Z_{K\alpha}(\text{Sm}) = (1 - P_{122})Z_{eL} + P_{122}\{ (1 - W)Z_{eL} + W[1 - (1 - Z_e)(1 - Z_{eL})(1 - Z_e)] \}. \quad (1)$$

Для β -компонента распада ^{152}Eu вероятность регистрации e_0 -электронов от одного акта рентгеновского перехода в атомной оболочке Gd содежит примесный компонент ^{154}Eu и складывается из соответствующих вероятностей для e_0 -электронов от β -частиц, от вакансии при конверсии и от конверсионного электрона. При известном Z_e по программе Z -БЕТА могут быть вычислены неизмеряемые выходы от остальных электронных источников e_0 -электронов, и на основании измерений $Z_{K\alpha}$, $Z_{\gamma 123}$, $Z_{\gamma 344}$ может быть определено Z_e для переходов в ^{154}Eu из соотношения

$$Z_{K\alpha}(\text{Gd}) = {}^{152}P_{K\alpha}[1 - (1 - Z_{eL})(1 - Z_{e\gamma 344})(1 - Z_{\gamma 344})] + {}^{154}P_{K\alpha}[1 - (1 - Z_{eL})(1 - Z_{e\gamma 123})(1 - Z_{\gamma 123})]. \quad (2)$$

Для ^{154}Eu вероятность регистрации e_0 -электронов на один акт рентгеновского K_{α} -перехода определяется подобным образом, но уже с учетом присутствия в источнике ^{155}Eu , для которого необходимо учитывать все основные β -ветви распада [3].

$$Z_{K_{\alpha}} \cong \{^{154}\text{Al}_{\gamma 123} \alpha_{123} (Z_{eL} + Z_{e\gamma 123} + Z_{\gamma 123}) + ^{155}\text{A} [P_{\beta 147} W_{\gamma 105} (Z_{eL} + Z_{e\gamma 105} + Z_{\beta 147}) + P_{\beta 166} W_{\gamma 87} (Z_{eL} + Z_{e\gamma 87} + Z_{\beta 166}) + P_{\beta 192} W_{\gamma 60} (Z_{eL} + Z_{e\gamma 60} + Z_{\beta 192})] \} / [^{154}\text{Al}_{\gamma 123} \alpha_{123} + ^{155}\text{A} (P_{\beta 147} W_{\gamma 105} + P_{\beta 166} W_{\gamma 87} + P_{\beta 192} W_{\gamma 60})]. \quad (3)$$

С учетом схем распада [3] можно составить соотношения для определения Z_{β} от отдельных β -компонентов распада ^{154}Eu :

$$\begin{aligned} Z_{\gamma 123} &= Z_{\gamma 873} - Z_{\gamma 996}; \quad Z_{\beta 249} = Z_{\gamma 723} - I_{\gamma 873} Z_{\gamma 123} / (I_{\gamma 873} + I_{\gamma 996}) = Z_{\gamma 723} - 0.537 Z_{\gamma 123}; \\ Z_{\beta 571} &= Z_{\gamma 1274} - Z_{\gamma 123}; \quad Z_{\gamma 1005} - Z_{\gamma 123} = (I_{\gamma 592} P_{\beta 249} Z_{\beta 249} / (I_{\gamma 592} + I_{\gamma 723}) + P_{\beta 841} Z_{\beta 841}) / \\ & / (I_{\gamma 592} P_{\beta 249} / (I_{\gamma 592} + I_{\gamma 723}) + P_{\beta 841}). \quad Z_{\beta 841} = (Z_{\gamma 1005} - Z_{\gamma 123} - 0.254 Z_{\beta 249}) / 0.746. \end{aligned} \quad (4)$$

В приведенных выше соотношениях (1) - (4) использованы следующие обозначения: P с нижними индексами обозначены доли (вероятности) от распада, приходящиеся на определенный K_{α} -, γ - или β -переход; $Z_{e\gamma x}$ - вероятность регистрации e_0 -электронов от конверсионного электрона γ -перехода с энергией x ; Z_{eL} - вероятность регистрации e_0 -электронов от вакансии на L -оболочке, $Z_{eK} = Z_{eL} / 1.13$ [1]; $Z_{\gamma x}$, $Z_{\beta x}$ - вероятности регистрации e_0 -электронов, связанные с соответствующими γ - и β -переходами; I_{γ} - абсолютные интенсивности γ -переходов по литературным данным [3]; W с нижними индексами обозначены полные КВК от всех оболочек, вычисленные по таблицам [4] для γ -переходов с мультипольностью, цитируемой [3]; A и P с верхними индексами обозначают активности в долевом выражении. Конкретные значения Z для отдельных β -компонентов вычислены также с учетом данных [3].

На рис. 3 представлены некоторые экспериментальные спектры. Основные результаты исследований собраны в табл. 1 и 2. В этих таблицах идентифицировано, от каких частей геометрии происходит образования e_0 -электронов (от всего источника S , его активной S_f стороны и подложки B_s , от внешнего электрода E_l , моделирующего подложку), и исследован ряд зависимостей, важных при определении КВК, которые представлены ниже.

Исследована зависимость выхода e_0 -электронов от ориентации источника ("up" - активностью к электроду, "down" - активностью к детектору e_0 -электронов) и от величины напряженности собирающего электрического E поля между источником S и детектором e_0 -электронов. В зависимости от величины E данные табл. 1 относятся к измерениям типа $U_{\text{дет}} = 0$, $U_{\text{эл}} = U_{\text{ист}}$, $U_{\text{ист}} = \pm 24$ В; $U_{\text{дет}} = 0$, $U_{\text{эл}} = 0$, $U_{\text{ист}} = -24$ В (верхняя половина таблицы) или $U_{\text{дет}} = +120$ В, $U_{\text{эл}} = U_{\text{ист}}$, $U_{\text{ист}} = 0$, $+200$ В; $U_{\text{дет}} = +120$ В, $U_{\text{эл}} = 0$, $U_{\text{ист}} = -100$, $+200$ В (нижняя половина таблицы). Указанные режимы измерений позволяют по отдельности измерить экспериментальные Z -выходы e_0 -электронов от активной стороны источника S_f и электрода E_l для геометрии "down" и от обратной стороны источника B_s и электрода E_l для геометрии "up". Непосредственно неизмеряемая часть, находящаяся в "тени" (S_f в "up" и B_s в "down"), может быть определена вычитанием из полного значения Z от всей геометрии отдельных измеренных частей. Необходимо отметить на приближенный характер такой процедуры, поскольку отдельные компоненты при этом измеряются при другой напряженности электрического поля, которое, как будет показано ниже, влияет на Z -характеристики выхода и регистрации e_0 -электронов (Z -вероятности, Z -выходы, для краткости). В табл. 1 приведен экспериментальный материал по Z -вероятностям для e_0 -электронов от электронного захвата и конверсии (Z_{e+C} по $Z_{\gamma 1408}$) и от β -компонента ^{152}Eu ($Z_{\beta 695}$ по $Z_{\gamma 779}$) для разных условий измерения с источником ^{152}Eu при внешнем электроде E_l из Al толщиной 5 мкм. Индивидуальные условия измерений отмечены двумя звездочками. В круглых скобках под

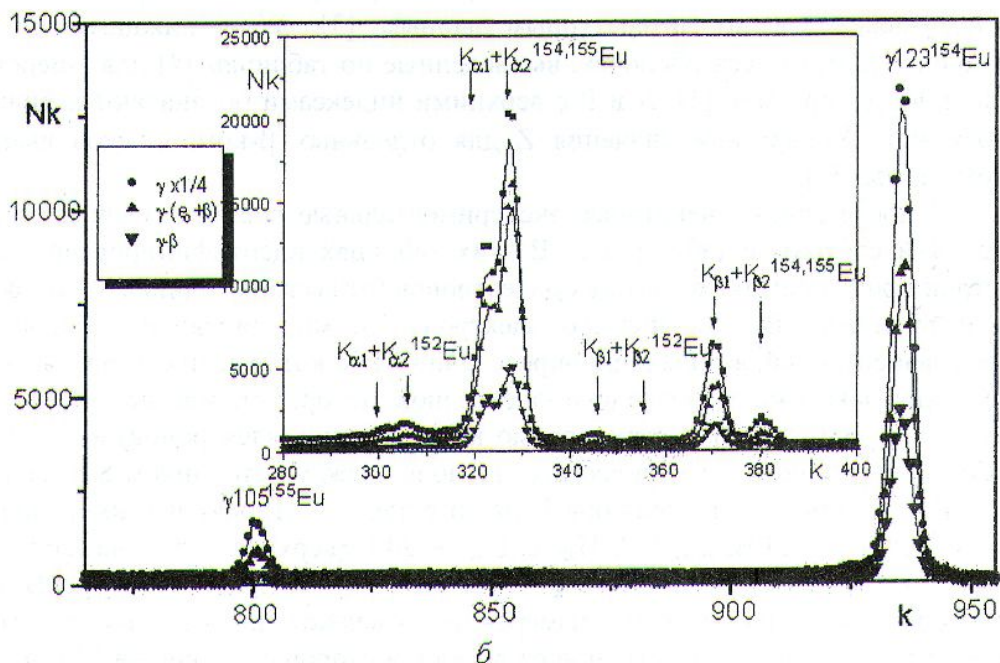
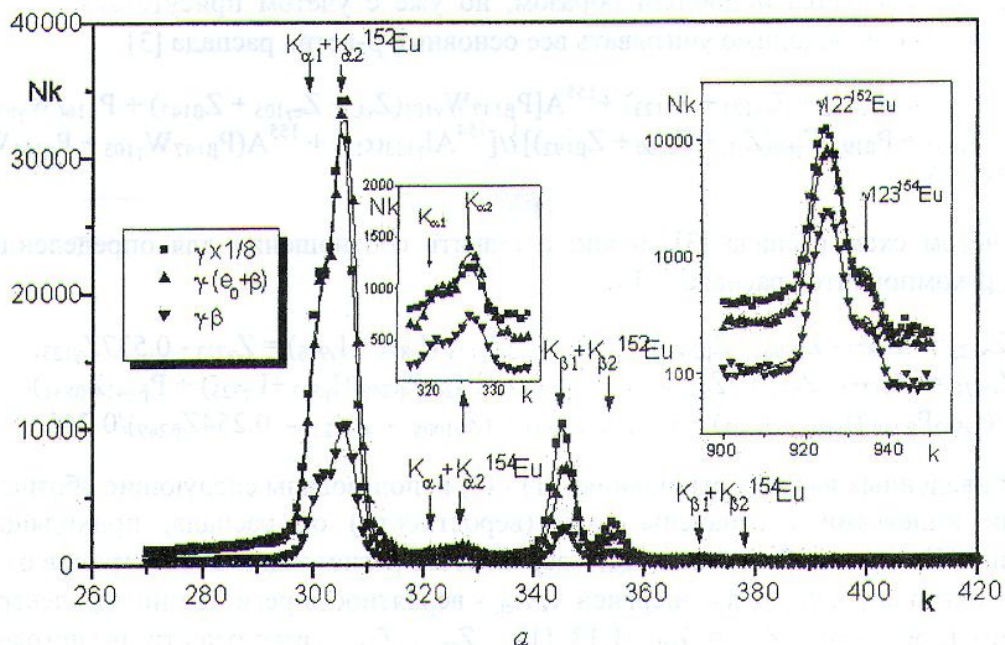


Рис. 3. Совпадения e_0 -электронов с рентгеновскими и γ -переходами в источнике ^{152}Eu с примесью ^{154}Eu (а) и в источнике ^{154}Eu с примесью $^{152,155}Eu$ (б).

результатами указаны относительные значения (в %) Z-выхода для соответствующего элемента геометрии. Относительные Z-выходы e_0 -электронов содержатся еще в правой половине табл. 2. Данные табл. 1 непосредственно указывают на следующее:

а) Z-выходы определяются, в основном, низкоэнергетичной частью первичного электронного спектра. Это видно по большим значениям Z для электрода E1 в геометрии "up" (источник ориентирован активностью к электроду) и по его низким значениям в геометрии "down" (когда на электрод E1 попадает более высокоэнергетичное излучение, прошедшее через подложку);

б) Z-выходы возрастают с увеличением напряженности электрического поля у поверхности, с которой происходит испускание e_0 -электронов;

в) большой вклад в суммарное Z от внешнего электрода EI, моделирующего подложку источника, означает, что Z-выход и от активной поверхности (Sf) происходит со значительным участием подложки.

Таблица 1. Z-выходы e_0 -электронов на один переход от различного излучения ^{152}Eu и их зависимость от напряженности собирающего электрического поля E, геометрии собирания "up"/"down" для всей геометрии (S + EI), активной стороны источника (Sf), его подложки (Bs) и электрода (EI)

E, В/см	$\epsilon, \text{IC}, \beta$ (γ)	S + EI	Sf*	Bs*	EI*
30	ϵ, IC ($\gamma 1408$)	0.0513(10) "up"		0.0178(9) (15 %)	
		0.0370(8) "down"	0.0287(8) (78 %)		
	$\beta 695$ ($\gamma 779$)	0.0104(13) "up"		0.0053(12) (51 %)	
		0.0124(12) "down"	0.0082(9) (66 %)		
120	ϵ, IC ($\gamma 1408$)	0.0440(8)** "up"	0.0055(12)*** (13 %)	0.0155(6)** (35 %)	0.0231(6)** (52 %)
		0.0699(13) "down"	0.0599(12) (86 %)	0.0016(20)*** (2 %)	0.0084(9) (12 %)
	$\beta 695$ ($\gamma 779$)	0.0100(9)** "up"	0.0002(15)*** (~2 %)	0.0062(8)** (63 %)	0.0035(8)** (35 %)
		0.0193(14) "down"	0.0157(14) (81 %)	0.0031(23)*** (17 %)	0.0005(12) (~2 %)

* Измерены при большем напряжении.

** Измерены при пониженном напряжении на β -детекторе.

*** Вычислены.

Другой важной при измерениях КВК зависимостью является зависимость Z_e/Z_e (или употребляемая далее и связанная с ней зависимость Z_β/Z_e) от нуклида, от его среды и состояния поверхности источника. В табл. 2 представлены результаты таких исследований. Существенным моментом этих исследований является то, что все нуклиды, как основные так и примесные, исследованы в одинаковых (а значит, сопоставимых) условиях, что позволяет делать более-менее однозначные выводы. Представлены результаты по трем источникам вместе с примесями, которые соответствующим образом и сгруппированы. Во второй колонке указывается тип распада, с которым связано образование e_0 -электронов, и отбираемое излучение (γ, K_α), с которым они совпадают. Далее размещены непосредственно измеренные значения Z и определенные на их основе Z для конверсионного электрона (Z_e), для заполняющейся вакансии на K-оболочке (Z_e) и отношение Z_β/Z_e для β -спектра. Измеренные или полученные значения Z-выходов Z_e и Z_e размещены в той же экспериментальной строке, что и отбираемое излучение, и отнесены при вычислениях ко всем строчкам клетки, в которой находятся. В таблице приведены результаты по измерениям на HPGe рентгеновском спектрометре низкоэнергетической части КХ- и γ -спектра до 130 кэВ. Верхняя строчка содержит результаты по измерениям на Ge(Li) спектрометре высокоэнергетической части γ -спектра до 1500 кэВ. Вычисленные значения Z_{calc} и $(Z_\beta/Z_e)_{\text{calc}}$ расположены ниже измеренных значений и взяты в скобки.

Таблица 2. Z-вероятности регистрации на один переход e_0 -электронов от различного излучения (Z_e - от электронов конверсии, Z_c - от ϵ -захвата, Z_β - от β -спектра), их вычисленные значения () и их доля в % от активной стороны источника (Z_{sf}), его обратной стороны (Z_{sb}) и электрода (Z_{el}) для источников $^{152,154}\text{Eu}$ и ^{153}Gd . Геометрия измерений - "up" (активность к электроду)

AZ	(ϵ, β, IC) γ, K_α	Z (Z_{calc})	Z_c	Z_e	Z_β/Z_e (/calc)	$Z_{sf}/Z_{\beta s}/Z_{el}$ %
^{152}Eu	(ϵ) γ_{1086}	0.0343(9)	0.0180(5)	0.0343(9)	0.36(2)	13(3)/35(1)/52(2)
	(β) γ_{344}	0.0126(3)				
	(ϵ) γ_{122}	0.0513(5)	0.021(2)	0.0507(5)	0.28(3)	12(2)/24(1)/ 64(1) 15(1)/26(1)/ 59(1)
	(ϵ, IC) K_α	0.0880(5)				
$^{154}\text{Eu}^*$	(β, IC) K_α	0.090(10)		0.041(9)	1.1(1)	27(11)/24(7)/46(7)
	(β) γ_{123}	0.0537(50) (0.017(1))			(0.34(2))	14(18)/42(13)/44(13)
^{154}Eu	(β) γ_{123}	0.0356(5) (0.0214(9))			0.59(2) (0.34(2))	45(4)/31(2)/24(2)
	(β, IC) K_α	0.133(2)		0.060(2)		44(2)/31(1,)/26(1)
$^{152}\text{Eu}^*$	(IC) K_α	0.107(11)	0.027(1)	0.060(7)		33(8)/34(6)/33(6)
$^{155}\text{Eu}^*$	(β) γ_{105}	0.0435(19)			0.36(4)	
^{153}Gd	(ϵ) γ_{97}	0.132(3)		0.132(3)		52(1)/25(1)/23(1)
	(ϵ) γ_{122}	0.130(5)		0.130(5)		
$^{154}\text{Eu}^*$	(β) γ_{123}	0.057(4)			0.44(4)	

* Примесь.

Схема конкретных вычислений была такая. Из измерений $Z_{\gamma_{122}}$ определено Z_e , т. е. Z-выход e_0 -электронов от заполнения вакансии на K-оболочке, а из $Z_{\gamma_{122}}$ и Z_{K_α} (от K_α -переходов в атомной оболочке Sm) по приведенному выше соотношению (1) для Z_{K_α} определен Z_c -выход e_0 -электронов от конверсионного электрона при конверсии γ_{122} E2 с полным значением КВК от всех оболочек $W = 0.539$. По определенному таким образом Z_e и описанной выше программе Z-БЕТА вычислено ожидаемое значение Z_β для β -ветви ^{152}Eu и ожидаемое значение Z_β для β -спектра ^{154}Eu , присутствующего в источнике ^{152}Eu в качестве примеси. Экспериментальное и расчетное значение Z_β для β -спектра ^{152}Eu согласуются. Полученное для ^{154}Eu значение $Z_\beta = 0.017(1)$ в три раза меньше измеренного, в то время как полученное (по Z_c, Z_{K_α} и программе Z-БЕТА) для той же примеси ^{154}Eu значение Z_e , равное 0.041(9), соответствует значению 0.0507(5) для ^{152}Eu , являющегося основным компонентом источника. Полученное в итоге значение Z_β/Z_e по ^{152}Eu , равное 0.34(2), согласуется с соответствующим экспериментальным значениям для ^{152}Eu , а по примеси ^{154}Eu Z_β/Z_e в три раза меньше экспериментального значения 1.1(1). Учитывая, что оба изотопа этого источника $^{152,154}\text{Eu}$, полученного от обычного вакуумного напыления и последующего облучения на реакторе, находятся в одинаковых условиях, такой результат трудно объяснить, не предположив существования дополнительного источника образования e_0 -электронов в ^{154}Eu . В источнике ^{154}Eu , полученным после масс-сепарирования и последующего облучения на реакторе, изотопы $^{152,154,155}\text{Eu}$ тоже находятся в одинаковых условиях, но уже под поверхностью, однако картина такая же, т. е. экспериментальное Z_β/Z_e для $^{152,155}\text{Eu}$ и расчетное Z_β/Z_e для ^{154}Eu согласуются между собой, с предыдущим результатом

(экспериментальным Z_{β}/Z_e для ^{152}Eu , расчетным Z_{β}/Z_e для ^{154}Eu); полученные значения Z_e для ^{152}Eu и ^{154}Eu совпадают, а экспериментальное Z_{β}/Z_e для ^{154}Eu 0.59(2) примерно вдвое превосходит расчетное 0.34(2). Расчетная схема была такая. По $Z_{\gamma 105}$ (это $Z_{\beta 147}$) от ^{155}Eu и программе Z-BETA определялись Z-выходы для всех электронных источников e_0 -электронов, а затем, как и ранее, определялось Z_e на основании измерений $Z_{K\alpha}$, $Z_{\gamma 123}$, изотопного состава источника, схем распада и КВК γ -переходов каждого из компонентов. В источнике ^{153}Gd Z_e для ^{152}Eu и ^{153}Gd совпадают, а экспериментальное Z_{β}/Z_e , как и ранее, - завышенное. Это указывает на то, что завышенное в 2 - 3 раза значение Z_{β}/Z_e для ^{154}Eu в разных источниках (в то время как Z_{β}/Z_e для ^{152}Eu нормальное и Z_e от ^{152}Eu и ^{154}Eu совпадают) может быть обусловлено неизвестным дополнительным источником образования e_0 -электронов в ^{154}Eu . Из табл. 2 можно получить, что значения Z_{β}/Z_e для суммарных Z-выходов присущи и для $(Z_{\beta}/Z_e)_{sf}$ и $(Z_{\beta}/Z_e)_{el}$ по отдельности (для обоих изотопов), причем для ^{154}Eu , находящегося в источнике ^{154}Eu под поверхностью эти отношения меньше, чем таковые для источника ^{152}Eu . По этой причине следует считать, что этот дополнительный к β -спектру ^{154}Eu источник Z-выхода e_0 -электронов (если он существует) является, скорее всего, низкоэнергетичным электронным излучением, совпадающим с β -распадом (назовем его далее X_{β} для краткости). Систематические измерения Z-выходов от различных компонентов β -спектра $^{152,154}\text{Eu}$ (рис. 4) некоторым образом показывают, что в Z_{β} ^{154}Eu может присутствовать постоянный компонент ($\approx 50\%$), поскольку рассчитанная по программе Z-BETA кривая проходит ниже экспериментальных значений, а в Z_{β} ^{152}Eu экспериментальные и расчетные значения совпадают. Хотя данных для введения X_{β} недостаточно, можно все же отметить, что, поскольку Z_{β} ^{154}Eu получены из разностных измерений (см. приведенные выше соотношения (4) для Z_{β}), то X_{β} не связано с конечной схемой уровней и его следует отнести к каналу β -распада ^{154}Eu . X_{β} нельзя связать со "встряской" при β -распаде ^{154}Eu , поскольку в этом случае X_{β} должно быть и в β -распаде ^{152}Eu , но этого нет. Однако вне зависимости от того, существует X_{β} или нет, примечательно то, что и для $^{152,155}\text{Eu}$, и для "аномального" ^{154}Eu отношение Z_{β}/Z_e в проведенных измерениях с реакторными источниками толщиной 10 - 30 $\text{мкг}/\text{см}^2$ устойчиво к изменению среды нахождения нуклида, и это существенно при прецизионных измерениях КВК по вторичному электронному излучению [1, 2].

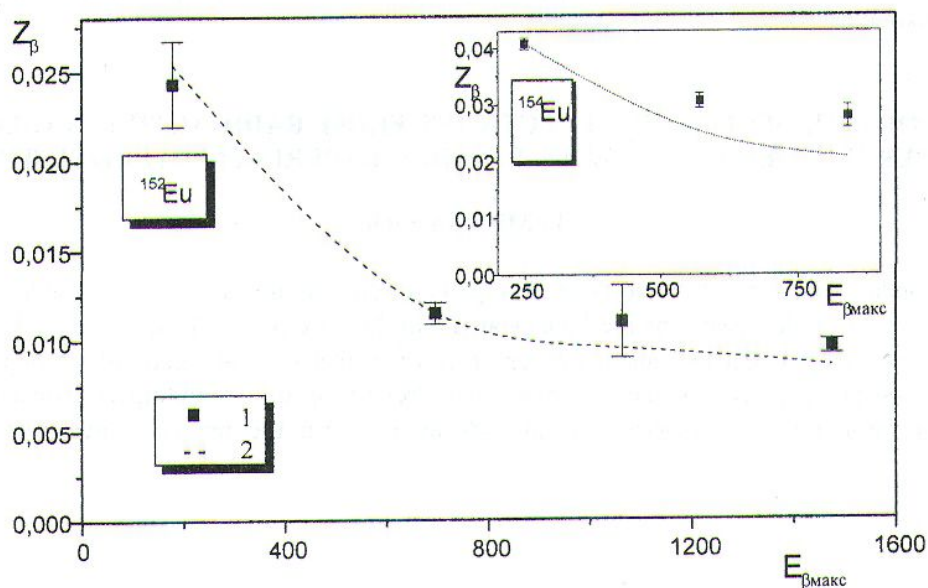


Рис. 4. 1 - экспериментальные Z-выходы от β -компонентов $^{152,154}\text{Eu}$ с граничными энергиями $E_{\beta\text{max}}$ кэВ; 2 - их вычисленные значения с $Z_e = -adE/dx$ и взвешиванием Z_e по форме β -спектра (Z-BETA).

Таким образом, исследованы образование вторичных электронов от радиоактивного излучения в источниках $^{152,154,155}\text{Eu}$ и ^{153}Gd в различных экспериментальных условиях и ряд важных для определения КВК зависимостей, прежде всего Z_β/Z_e , от внешних (среда, электрические поля, геометрия измерений) и внутренних (нуклид, излучение) факторов. Установлено, что в ^{154}Eu (в отличие от других источников) по каналу, связанному с β -распадом, имеет место аномально большое образование e_0 -электронов (в 2 - 3 раза) и, возможно, присутствует неизвестный низкоэнергетичный электронный компонент, связанный с β -распадом или вызванный им.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митрохович Н.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. – 2000. – Т. 64, № 3. – С. 567 – 571.
2. Митрохович Н.Ф. //Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. – Київ, 1999. – С. 71.
3. Firestone R.B. et al. Table of isotopes, CD-ROM edition, 1996.
4. Rosel F., Fries H.M., Alder K, Pauli H.C, Internal conversion coefficients for all atomic shells // Atomic data and Nuclear data tables. – 1978. – Vol. 21. – P. 91 - 289.

**ДОСЛІДЖЕННЯ ВТОРИННИХ ЕЛЕКТРОНІВ ВІД РАДІОАКТИВНОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ В ДЖЕРЕЛАХ $^{152,154,155}\text{Eu}$ ТА ^{153}Gd У РІЗНИХ
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ УМОВАХ**

М. Ф. Митрохович

Досліджено вторинні електрони білянульової енергії (e_0), що виникають у джерелах $^{152,154,155}\text{Eu}$ та ^{153}Gd , які використовуються в спектроскопії конверсійних електронів. На основі $(\gamma-e_0)$ - та $(\text{KX}-e_0)$ -співпадінь визначено Z -характеристики $Z = N(\gamma-e_0)/N\gamma$ та Z_β/Z_e випромінювання e_0 -електронів залежно від нукліда, його середовища, геометрії вимірювання та напруженості збираючого електричного поля. Дані вказують, що у виникненні e_0 -електронів від β -розпаду ^{154}Eu бере участь невідомий низкоенергетичний компонент.

**RESEARCH OF THE SECONDARY ELECTRONS FROM RADIOACTIVE RADIATION IN
SOURCES $^{152,154,155}\text{Eu}$ AND ^{153}Gd IN VARIOUS EXPERIMENTAL CONDITIONS**

N. F. Mitrokhovich

The secondary electrons of the near-zero energy (e_0), forming in sources $^{152,154,155}\text{Eu}$ and ^{153}Gd , used in spectroscopy of conversion electrons are investigated. On the base of $(\gamma-e_0)$ - and $(\text{KX}-e_0)$ coincidences the Z -characteristics $Z=N(\gamma-e_0)/N\gamma$ and Z_β/Z_e emitting of e_0 -electrons are determined depending on a nuclide, it environment, geometry of measurements and strength of an assembling electrical field. It was defined, that in formation of e_0 -electrons from β -decay of ^{154}Eu the unknown near-zero component participates.