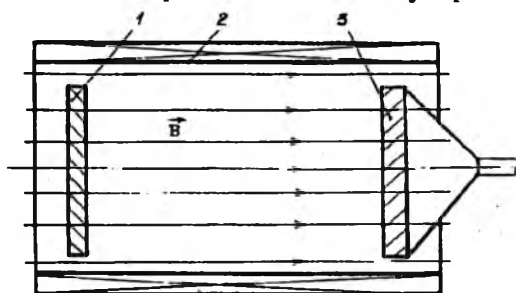


УДК 537.61.613:539.1.08+539.1.08:537.61.613

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ СПОСОБ ИССЛЕДОВАНИЯ β -РАДИОАКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Маркин А.И., Утюгов Е.Г., Черковец В.Е. (ГНЦ РФ — ТРИНИТИ)

В последние десятилетия произошло обширное загрязнение некоторых территорий радионуклидами. Основными причинами такого экологического нарушения явились ядерные испытания, производственная деятельность по наработке и выделению радионуклидов, разработка месторождений, работа ядерных реакторов, аварийные и внештатные ситуации. Для России самыми крупными источниками загрязнений являются испытания ядерного оружия и аварии на ПО «Маяк» и Чернобыльской АЭС [1]. Для большинства радиоактивных загрязнений по истечении 5—10 лет после выпадений γ -излучение в основном определяется ^{137}Cs , β - — ^{90}Sr , α - — ураноплутониевой группой изотопов. Для более поздних радиоактивных загрязнений (со временем после выпадения менее 5 лет) характерно большее многообразие радионуклидов как по γ -, так и по β -излучению. При этом основной проблемой является определение радионуклидов, β -распад которых не сопровождается γ -излучением. К таковым в первую очередь относится ^{90}Sr с дочерним ^{90}Y , ^{241}Pu , ^{210}Bi , ^{14}C и тритий. Для качественного и количественного определения таких β -эмиттеров предложено несколько способов [2—4] с выполнением в лабораторных или полевых условиях. Все эти способы условно можно разделить на два класса: с применением и без применения методов радиохимии, т.е. непосредственное определение радионуклидов из проб. Недостатками известных методов радиохимии являются их трудоемкость, длительность выполнения цепочки последовательных процессов, необходимость в специальных помещениях и оборудовании, возрастание количества радиоактивных отходов [4]. В некоторых случаях, когда не требуется высокая чувствительность (при β -активности радионуклидов выше 10^{-10} Ки/л), можно использовать спектральный анализ [5]. Для повышения чувствительности методики спектрального анализа можно применить магнитное поле, позволяющее существенно разделить в пространстве пробу и детектор, но при этом собрать почти все частицы, вылетающие с поверхности пробы в телесный угол 2π (рис. 1). Увеличение расстояния L между пробой и детектором приводит к существенному

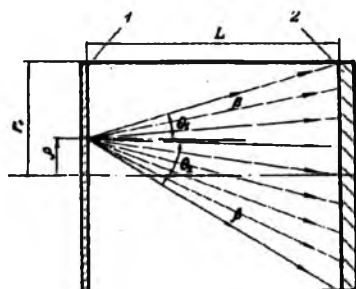


Р и с. 1. Магнитная система для регистрации β -излучения: 1 — проба; 2 — магнитная система; 3 — детектор

уменьшению фона от пробы $\sim 1/L^2$, что может составить 0,1—0,01 начального фона. Специальная геометрия магнитного поля увеличит площадь пробы без изменений размера детектора, что открывает дополнительные возможности выполнения измерений, а также получения изображений β -излучения проб большого размера.

Физическое обоснование методики. Определение β -активности радиоактивных материалов-проб основано на регистрации потока N_0 эмиттируемых ядрами электронов или позитронов [2]. Но при этом система проба—детектор помещается в сильное магнитное поле с осью симметрии, проходящей через исследуемую пробу и детектор. Таким образом создаются условия для поперечного удержания магнитным полем почти всех эмиттируемых в угол 2π из поверхностного слоя пробы β -частиц, их транспортировки вдоль магнитного поля и регистрации в детекторе. Например, в поле $B \sim 1$ Тл для максимальной энергии β -электронов $E \cong 2,3$ МэВ (^{90}Sr , ларморовский радиус вращения $r_L = mv_{\perp}/eB$ составляет не более ~ 1 см [6]. Магнитное поле фактически играет роль транспортного устройства,

управляющего перемещением заряженных частиц из области эмиссии к месту регистрации и не влияющего на поток из пробы фонового рентгеновского и γ -излучения. Возможны несколько вариантов топологии магнитного поля. Наиболее простым случаем является однородное поле длинного соленоида, позволяющее удалить детектор от пробы без потери потока заряженных частиц при одновременном уменьшении фонового сигнала. Выражение для фонового потока на расстоянии L детектора от образца можно получить в модели, показанной на рис. 2 для изотропного выхода излучения с поверхности пробы при его полном поглощении на стенках:



Р и с. 2. Изотропное β -излучение из пробы в детектор; 1 — проба; 2 — детектор

$$N_{\Phi}(L) = N_{\Phi 0} \int_0^{r_0} \rho \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\theta_p} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \rho \sin\theta / 2\pi 2r_0^2,$$

где $\theta_p = 1/2 \{ \arctg[(r_0 - \rho)/L] + \arctg[(r_0 + \rho)/L] \}$; $\theta_p = \frac{1}{2} (\theta_1 + \theta_2)$.

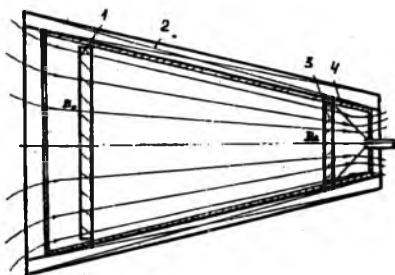
В результате интегрирования получается выражение $N_{\Phi}(L) = \dot{N}_{\Phi 0} K_r$, где

$$K_r = \left\{ 1 - 2^{-1/2} \int_0^1 \left[1 + (\xi + t - 1) / (\xi^2 + 2\xi(t + 1) + (1 - t)^2)^{1/2} \right]^{1/2} dt \right\},$$

где $t = \rho^2/r_0^2$; $\xi = L^2/r_0^2$. В предельных случаях $N_{\Phi}(L) = N_{\Phi 0}(r_0^2/2L^2)$ при $L \gg r_0$,

$n_{\Phi}(L) = N_{\Phi 0}(1 - aL/r_0)$ при $L \ll r_0$, где $a = (2)^{-1/2} \int_0^1 [(3 - t)/(t^2 + t + 1)]^{1/2} dt = \text{const}$.

В другом варианте магнитное поле пробочной конфигурации (например, между торцом B_0 и центром соленоида B_d) позволяет не только разделить в пространстве пробу и детектор, но и увеличить отношение площади пробы S_0 к площади детектора S_d . $S_0/S_d = B_d/B_0$ согласно условию сохранения магнитного потока. Это дополнительно уменьшает влияние фона. Интересен случай плавно нарастающего от пробы к детектору магнитного поля $dB/dx = \text{const}$, силовые линии которого сходятся в виде прямых (рис. 3). Такая структура поля объединяет преимущества обоих предыдущих вариантов. При этом прямолинейность магнитных силовых линий позволяет получить неискаженное изображение поверхностного слоя объекта излучения площадью до $\sim 0,1 \text{ м}^2$ на небольшом экране, т.е. изображение распределения β -радионуклидов в слое пробы, глубиной масштаба экстраполированного пробега β -частиц. Критерием разрешения изображения служит ларморовский радиус, который должен быть меньше характерного расстояния между излучающими элементами поверхностного слоя пробы. Обсуждаемые варианты приведены в таблице, где поэтапно демонстрируются преимущества использования магнитного поля для увеличения чувствительности при определении активности радионуклидов.



Р и с. 3. Магнитная система для визуализации изображений распределения радионуклидов: 1 — проба; 2 — магнитная система; 3 — экран; 4 — вакуумная камера

Прямолинейность силовых линий магнитного поля в системе необходима для устранения аберраций, искажающих изображение при регистрации широкого энергетического спектра частиц: $E_{\beta} = 0 - E_{\text{max}}$. Аберрации возникают в результате зависимых от энергии

Характеристики вариантов измерений

Вариант измерения	Расстояние между пробой и детектором L	Магнитное поле B	Поток исследуемых частиц в детектор N_d	Поток фонового излучения в детектор N_{ϕ}
Наложение детектора непосредственно на пробу	0	0	N_0	$N_{\phi 0}$
Расстояние L примерно равно размеру детектора, пробы	$L_1 \sim S_{d1}^{1/2} \sim S_0^{1/2}$	0	$N_d = N_0 K_{r1} < N_0$, $N_d < N_0$, $K_{r1} < 1$	$N_{\phi 1} = N_{\phi 0} K_{r1}$, $N_{\phi 1} < N_{\phi 0}$
Включение магнитного поля B	L_1	B	N_0	$N_{\phi 0} K_{r1}$
Расстояние L намного больше размера пробы	$L_2 \gg S_0^{1/2}$	0	$N_d = N_0 K_{r2} \ll N_0$, $K_{r2} = S_{d1} / 2\pi L_2^2$, $K_{r2} \ll 1$	$N_{\phi 2} = N_{\phi 0} K_{r2}$, $N_{\phi 2} \ll N_{\phi 0}$
Включение магнитного поля	L_2	B	N_0	$N_{\phi 2} = N_{\phi 0} K_{r2}$, $K_{r2} = S_{d1} / 2\pi L_2^2$
Уменьшение размера детектора $S_{d2} < S_{d1}$	L_2	0	$N_0 K_{r3}$, $K_{r3} = K_{r2} S_{d2} / S_{d1}$	$N_{\phi 0} K_{r3}$
Включение магнитного поля пробочной конфигурации	L_2	$B/B_d < 1$	$N_d \leq N_0$	$N_{\phi 3} = N_{\phi 0} K_{r3}$, $K_{r3} = S_{d2} / 2\pi L_2^2$, $N_{\phi 3} \ll N_{\phi 0}$

смещений — дрейфа заряженных частиц поперек силовых линий магнитного поля при их движении в неоднородном магнитном поле [7, 8]. Скорость дрейфа в общем случае определяется по формуле $v_d = m(v_{\perp}^2 + 2v_{\parallel}^2) [b \nabla B] / 2eB^2$, т.е. при кривизне магнитного поля радиусом R

$$v_d = (0,5v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) / \omega R = m(0,5v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) / eBR,$$

где $v_{\perp}$, $v_{\parallel}$ — поперечная и продольная составляющие скорости движения β -частиц; m , e , ω — масса, заряд, частота ларморовского вращения частиц; b — единичный вектор магнитного поля B . Для продольной энергии электронов $E_{\parallel} = 2,3$ МэВ в магнитном поле $B = 1$ Тл с радиусом кривизны $R = 10$ м при движении вдоль поля на расстояние $L \sim 0,1R$ дрейфовое смещение составит $\sim 0,1$ см. Таким образом, дрейф обратно пропорционален радиусу R и для прямых силовых линий ($R \rightarrow \infty$) стремится к нулю. Критерием отсутствия искажений изображения в результате дрейфа может

служить ограничение $d = \int_0^L (v_d / v_{\parallel}) dl < r_d$, что приводит к условию $L \ll R$ — расстояние

между пробой и детектором должно быть меньше радиуса кривизны.

Конструкция магнитной системы регистрации. Принципиальная схема устройства для определения β -активности радионуклидов состоит из пробы, катушки с током, детектора, вакуумной камеры и системы сбора и обработки информации (условно ФЭУ) (см. рис. 3). Катушка с током служит для создания магнитного поля необходимой напряженности и конфигурации. Проба с элементом для крепления исследуемых образцов размещается в нижней части вакуумной камеры. Детектор с элементом крепления представляет собой сцинтиллятор или полупроводник, располагается в верхней

части вакуумной камеры и соединяется с системой сбора и обработки информации электрической или оптической линией. Простейшим детектором может служить фотопластинка. Вакуумирование камеры необходимо при измерении энергетического спектра в широком диапазоне с $E \approx 0$ для обеспечения бесстолкновительного режима движения частиц, а значит, устранения рассеяния, потерь энергии, конверсии при движении частиц в воздухе. При небольшой требуемой точности измерений и регистрации β -частиц с достаточно большой энергией ($E \geq 300$ кэВ) вакуумирования не требуется. Информацию можно собирать и обрабатывать с многоканального спектрального устройства, например, многоканального анализатора с сотовым сцинтилляторным детектором.

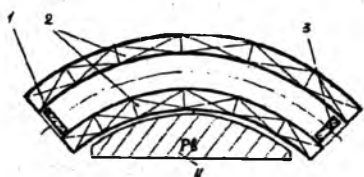
Методика измерений. Измерения включают несколько этапов. Сначала предварительно анализируются возможные β -радиоактивные изотопы и их совокупные энергетические спектры в случае измерения β -излучения из тонкой и толстой пробы. Затем определяется интенсивность β -эмиссии для выбора варианта измерения. В случае малой интенсивности β -излучения для повышения чувствительности используется методика измерения с толстой пробой, где калибровки по отдельным изотопам, предполагаемым в пробе, проводятся соответственно с толстыми эталонами и с учетом вклада конверсионных электронов. Узловым моментом здесь является измерение энергетического спектра излучения, сравнение потоков в отдельных энергетических интервалах с потоками из толстых проб-эталонов и последовательное вычитание из неизвестного спектра спектральной интенсивности β -излучения идентифицированных изотопов — начиная с наиболее высокоэнергетичных. При наличии в испытуемой пробе радионуклидов, β -излучение которых сопровождается γ -излучением, в первую очередь определяется, а затем вычитается из общего энергетического β -спектра их активность по γ -излучению. Процедура измерений в магнитном поле включает в себя все этапы методики толстой пробы, но предварительно требует создания соответствующего максимуму энергии испускаемых β -частиц магнитного поля ($B = mv_{\beta}/er_{\perp} \sim (E_{\perp})^{1/2}$) и необходимого вакуума.

С применением магнитной системы исследование энергетического спектра β -излучения, испускаемого пробой, можно провести, снимая зависимость регистрируемого потока N_0 от уровня магнитного поля B , так как при изменении поля от 0 до $B_{\max}$ β -поток N_{β} , поступающий в детектор при базовом расстоянии $L \gg S_d^{1/2}$, будет изменяться от фонового до максимального в соответствии с замагничиванием доли β -частиц, энергия которых удовлетворяет условию $E \leq e^2 B^2 S_d / 2\pi m$.

Таким образом, при заданном магнитном поле измеряется интегральный поток частиц энергией, удовлетворяющей указанному условию. Вариация магнитного поля позволяет получать потоки β -излучения в различных энергетических интервалах (т.е. от 0 до $E_{\max}$), подобно процедуре метода фольг, но в обратной последовательности. В методе фольг поток ограничивается энергией $E \leq E_{\text{фл}}$, в магнитном поле, наоборот, только поток частиц энергией $E \leq E_{\text{гр}}$ сохраняется.

Оценка эффективности. В β -измерениях толстых проб без применения радиохимических методов уже достигается значительное по сравнению с методикой тонких проб увеличение чувствительности (для ^{90}Sr не хуже $2 \cdot 10^{-9}$ Ки/л) [5]. Магнитное поле существенно уменьшает влияние фона пробы, а значит, еще в несколько раз повышает чувствительность измерений (для ^{90}Sr до 10^{-10} Ки/л). Если полный поток излучения пробы равен N_{β} , фон $N_{\text{ф0}}$ — для случая непосредственного наложения детектора на пробу, то полезный счет составляет $N_0 = N_{\beta} - N_{\text{ф0}}$ при ошибке $(N_{\beta}^{1/2} + N_{\text{ф0}}^{1/2})/N_0$ за время измерения. Измерения теряют смысл при полезном сигнале

$N_0 \sim N_n^{1/2} + N_{\phi 0}^{1/2}$, что фактически и определяет чувствительность указанной методики для заданного времени измерения τ , которую условно можно записать как $j = N_0 / (N_n^{1/2} + N_{\phi 0}^{1/2})$. Предельная чувствительность достигается при $N_{\phi 0} \sim N_n$, тогда $N_n - N_{\phi 0} \cong 2N_{\phi 0}^{1/2}$ и $j = N_0 / 2N_{\phi 0}^{1/2} \sim 1$. Таким образом, только за счет удаления датчика от пробы при уменьшении фона от $N_{\phi 0}$ до $N_{\phi 1} = N_{\phi 0} S_{d1} / 2\pi L^2$ без изменения регистрируемого потока (в результате применения магнитной системы) чувствительность измерений будет возрастать в $(N_{\phi 0} / N_{\phi 1})^{1/2}$ раз. Если к тому же уменьшить площадь детектора $S_{d2} / S_{d1} < 1$ без изменения расстояния между пробой и детектором L , то регистрируемый фон дополнительно снижается как $B_d / B = S_{d1} / S_{d2}$ без изменения площади пробы ($S_{d1} = S_{\text{пробы}}$). Применение уже созданных магнитных систем [8] полем



Р и с. 4. Система регистрации β -излучения с защитой от γ -фона: 1 — проба; 2 — магнитная система; 3 — защита; 4 — детектор

1—5 Тл, рабочей длиной соленоида ~ 1 м и сечением $S_0 \sim 0,1$ м² при площади детектора $S_d \sim 0,01$ м² позволит повысить чувствительность метода в $(N_{\phi 0} / N_{\phi 1})^{1/2} = (S_{d1} / 2\pi L^2)^{1/2} \sim 10$ раз. Дальнейшего снижения фона можно достичь в торондальной системе магнитного поля типа секции токамака (рис. 4), где γ -излучение пробы можно уменьшить в несколько раз за счет установления защиты от излучения между пробой и детектором в направлении на детектор.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Проблемы Чернобыля. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования, 1990, вып. 2(19).
2. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977.
3. Экспериментальная ядерная физика. Пер. с англ. Под ред. Э.Сегре. М.: Изд-во ин. лит., 1961.
4. Пикаев А.К. Современная радиационная химия. М.: Наука, 1986.
5. Маркин А.И., Утогов Е.Г., Черковец В.Е. Экспресс-метод анализа β -спектров радионуклидов для оценки радиозоологического состояния территорий. — В кн.: Труды 2-го Обнинского симпозиума по радиозоологии, 1996, с. 108—109.
6. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961.
7. Голант В.Е., Хилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
8. Полулях Е.П., Волков Ю.М., Колядин Н.М. и др. Сверхпроводящий магнит для экспериментального МГД-генератора. — В сб.: Сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1977, т. 2, с. 82—96.

Поступила в Редакцию 8.01.97

УДК 631.41:546+612.014.4

ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОДУКЦИИ ТЕПЛИЧНОГО ХОЗЯЙСТВА г. ПРИПЯТИ

Иванов Е.А. (ВНИИАЭС), Носовский А.В. (ПО «Чернобыльская АЭС»),
Чабан Н.Г. (СЭС г.Припяти)

После аварии на Чернобыльской АЭС в 1986 г. из-за значительного радиоактивного загрязнения было прекращено выращивание растительной сельскохозяйственной продукции в тепличном хозяйстве г. Припяти, расположенном на расстоянии 3,5 км от разрушенного реактора. В настоящее время оно используется только для выращивания цветов.